

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
FACULDADE DE FILOSOFIA, LETRAS E CIÊNCIAS HUMANAS
DEPARTAMENTO DE FILOSOFIA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FILOSOFIA

Anderson Alves da Silva

Teoria Quântica dos Campos

Filosofia e História na Perspectiva de Thomas S. Kuhn

Versão Corrigida

SÃO PAULO

2022

Anderson Alves da Silva

Teoria Quântica dos Campos

Filosofia e História na Perspectiva de Thomas S. Kuhn

Versão Corrigida

Tese de doutorado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Filosofia do Departamento de Filosofia da Faculdade de Filosofia, Letras e Ciências Humanas da Universidade de São Paulo, para obtenção do título de Doutor em Filosofia sob a orientação do Prof. Dr. Osvaldo Frota Pessoa Jr.

SÃO PAULO

2022

Autorizo a reprodução e divulgação total ou parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, para fins de estudo e pesquisa, desde que citada a fonte.

Catálogo na Publicação
Serviço de Biblioteca e Documentação
Faculdade de Filosofia, Letras e Ciências Humanas da Universidade de São Paulo

S586t Silva, Anderson Alves da
Teoria quântica dos campos: filosofia e história
na perspectiva de Thomas S. Kuhn / Anderson Alves da
Silva; orientador Osvaldo Frota Pessoa Jr. - São
Paulo, 2022.
710 f.

Tese (Doutorado)- Faculdade de Filosofia, Letras e
Ciências Humanas da Universidade de São Paulo.
Departamento de Filosofia. Área de concentração:
Filosofia.

1. Teoria quântica dos campos. 2. Thomas Kuhn. 3.
Filosofia da ciência. 4. Paul Dirac. I. Pessoa Jr.,
Osvaldo Frota, orient. II. Título.



ENTREGA DO EXEMPLAR CORRIGIDO DA DISSERTAÇÃO/TESE

Termo de Anuência do (a) orientador (a)

Nome do (a) aluno (a): Anderson Alves da Silva

Data da defesa: 19/10/2022

Nome do Prof. (a) orientador (a): Dr. Osvaldo Frota Pessoa Junior

Nos termos da legislação vigente, declaro **ESTAR CIENTE** do conteúdo deste **EXEMPLAR CORRIGIDO** elaborado em atenção às sugestões dos membros da comissão Julgadora na sessão de defesa do trabalho, manifestando-me **plenamente favorável** ao seu encaminhamento ao Sistema Janus e publicação no **Portal Digital de Teses da USP**.

São Paulo, 14/12/2022

(Assinatura do (a) orientador (a))

ANDERSON ALVES DA SILVA

Teoria Quântica dos Campos

Filosofia e História na Perspectiva de Thomas S. Kuhn

Tese apresentada à Faculdade de Filosofia, Letras e Ciências Humanas da Universidade de São Paulo como exigência parcial para a obtenção do título de Doutor em Filosofia pelo Programa de Pós-Graduação em Filosofia, vinculado ao Departamento de Filosofia, sob a orientação do Prof. Dr. Osvaldo Frota Pessoa Jr.

Orientador:

Prof. Dr. Osvaldo Frota Pessoa Jr.

Examinadores:

Prof. Dr. Caetano Ernesto Plastino — USP

Prof. Dr. Roldão da Rocha Jr. — UFABC

Prof. Dr. Thiago Hartz Maia — UFRJ

AGRADECIMENTOS

- Ao professor Osvaldo Pessoa, por toda a liberdade, apoio e generosidade necessários a um trabalho como este, no qual buscamos estabelecer o diálogo entre duas áreas tão fundamentais do conhecimento humano: a física e a filosofia; mais uma vez, muito obrigado;
- Nossa tese sustenta-se em dois pilares, a saber, a Teoria Quântica dos Campos e a filosofia da ciência de Thomas Kuhn. Por isso, gostaria de agradecer a dois professores sem os quais jamais teria tido acesso a esses pensamentos teóricos. Primeiro, ao professor Marcelo Gomes, com quem tive a oportunidade de cursar as disciplinas de Teoria Quântica dos Campos no Instituto de Física da USP; em segundo, ao professor Caetano Ernesto, com quem, através de diferentes disciplinas no Departamento de Filosofia da USP, pude estudar, com todo o rigor necessário, alguns dos mais importantes filósofos da ciência, em particular, a obra de Thomas Kuhn;
- À comissão examinadora de qualificação da tese, constituída por Edécio Gonçalves, Caetano Ernesto e Osvaldo Pessoa. A leitura cuidadosa desses professores definiu completamente o direcionamento tomado neste trabalho;
- À comissão julgadora da tese, constituída por Osvaldo Pessoa (presidente), Roldão da Rocha, Thiago Hartz e Caetano Ernesto. Coube a estes professores a tarefa de fazer a leitura crítica do texto final na íntegra e de encaminhar toda a discussão realizada durante

a defesa, que destacou os aspectos mais relevantes de nosso trabalho bem como suas limitações dentro do contexto mais amplo das pesquisas acadêmicas, seja diretamente na ciência, seja nos estudos em filosofia e história da ciência. Agradeço a todos pelo aceite, por suas sugestões — muitas das quais já incorporadas à última versão da tese — e pelas excelentes críticas dirigidas a este trabalho;

- Agradeço imensamente a todos os funcionários do Departamento de Filosofia, cada uma das páginas desta tese carrega consigo a dedicação e zelo de vocês; em particular, gostaria de agradecer à Marie, à Geni, à Luciana, ao Lucas, ao Rubén e à Lurdes; estendo meus agradecimentos aos demais trabalhadores da USP, em especial à Regina da Secretaria de Pós-Graduação e a todos que por lá me ajudaram com as questões acerca do regimento universitário;
- Agradeço pela compreensão de todas as pessoas das quais, de um modo ou de outro, me afastei enquanto realizava este trabalho. A quem se propõe uma tal jornada, é natural sentir-se o único responsável por fazer dos livros seus principais companheiros nesse caminho; contudo, descobrimos, ao final, que não fomos nós que decidimos percorrê-lo, mas ele quem nos fagou;
- À Capes, pelo financiamento concedido, sem o qual esta pesquisa não teria sido realizada.

Caiu do ar? destacou-se da terra? não sei; sei que um vulto imenso, uma figura de mulher me apareceu então, fitando-me uns olhos rutilantes como o sol. Tudo nessa figura tinha a vastidão das formas selváticas, e tudo escapava à compreensão do olhar humano, porque os contornos perdiam-se no ambiente, e o que parecia espesso era muita vez diáfano. Estupefato, não disse nada, não cheguei sequer a soltar um grito; mas ao cabo de algum tempo, que foi breve, perguntei quem era, como se chamava: curiosidade de delírio.

— Chama-me Natureza ou Pandora, sou tua mãe e tua inimiga.

*Memórias Póstumas de Brás Cubas, 1881.
Machado de Assis*

SILVA, Anderson Alves. *Teoria quântica dos campos: filosofia e história na perspectiva de Thomas S. Kuhn*. 710 p. Orientador: Osvaldo Frota Pessoa Jr. Tese (Doutorado em Filosofia). Faculdade de Filosofia, Letras e Ciências Humanas, Departamento de Filosofia. São Paulo: Universidade de São Paulo, 2022.

RESUMO

A Teoria Quântica dos Campos passou por dois momentos fundamentais em sua construção, respectivamente, no começo da década de 1930 e no final da década de 1940. No primeiro destes, destaca-se a contribuição feita pelos trabalhos do físico Paul Dirac, com os quais se estabelece a primeira versão bem sucedida da teoria, centrada, especialmente, nas que hoje são chamadas equações de Dirac. No segundo momento, por sua vez, após uma série de tentativas de se obter solução a algumas inconsistências, inicialmente, conceituais e, posteriormente, com respeito aos cálculos, surge, finalmente, uma elaboração matemática bastante complexa, conhecida hoje como teoria de renormalização, que encontrou relativo sucesso em eliminar essas dificuldades. Dentre os muitos cientistas que contribuíram com este novo formalismo matemático, teve papel essencial o físico teórico Richard Feynman, ao sugerir, de modo inédito, uma reinterpretação completa da teoria do pósitron, anteriormente construída por Dirac. No presente trabalho, defendemos a tese de que o processo histórico em questão corresponde a uma revolução científica nos termos apresentados pelo filósofo da ciência Thomas Kuhn. Com isso, para além de ressaltar a evidente importância desta passagem tanto para a física quanto para a história da ciência, nossa tese busca desenvolver, detalhadamente, as proposições encontradas, sobretudo, na obra *A Estrutura das Revoluções Científicas* de Thomas Kuhn, às quais a história tem lugar essencial. Desse modo, e não por outra razão, refizemos o percurso teórico que levou até os trabalhos de Feynman, através de uma análise direta do debate que se efetivou especialmente através dos artigos científicos publicados à época. Com base nesse exame, nossa tese foi apresentada, tendo em vista, dessa vez, uma série de conceitos fundamentais desenvolvidos no ensaio de Thomas Kuhn, alguns dos quais já bastante explorados, como os de paradigma e de *gestalt*, mas ainda outros, não tanto discutidos, como o de experimento anômalo.

Palavras-chave: Teoria dos campos; Desvio Lamb; Quântica; Thomas Kuhn; Paul Dirac.

SILVA, Anderson Alves. *Quantum field theory: philosophy and history from the perspective of Thomas S. Kuhn*. 710 p. Supervisor: Dr. Osvaldo Frota Pessoa Jr. Thesis (Doctorate in Philosophy). Faculty of Philosophy, Languages and Human Sciences. Philosophy Department. São Paulo: University of São Paulo, 2022.

ABSTRACT

The Quantum Field Theory went through two fundamental moments in its construction, respectively, in the early 1930s and late 1940s. The first of these is the contribution made by the work of the physicist Paul Dirac, with which the first successful version of the theory is established, centered, in particular, on in what are now called Dirac equations. In the second moment, in turn, after a series of attempts to find a solution to some inconsistencies, initially, conceptual and, later, with respect to the calculations, there finally emerges a hard mathematical elaboration, known today as renormalization theory, which was relatively successful in eliminating these difficulties. Among the many scientists who contributed to this new formulation, the theoretical physicist Richard Feynman played an essential role, in suggesting, in an unprecedented way, a complete reinterpretation of the positron theory, previously elaborated by Dirac. In this thesis, we argue that the historical process in question is a scientific revolution in the terms presented by the philosopher of science Thomas Kuhn. With that, in addition to emphasize the evident importance of this passage for both physics and history of science, our thesis seeks to develop, in detail, the propositions found, above all, in Thomas Kuhn's *The Structure of Scientific Revolutions*, to which the history has an essential place. In this way, and for no other reason, we retraced the path that led to the work of Richard Feynman, through a direct analysis of the debate which was effected especially through the scientific articles published at the time. Based on this, we present our thesis, having in mind, this time, a series of fundamental concepts developed in Thomas Kuhn's essay, some of which are already quite explored, such as paradigm and *gestalt*, but still others, not so much discussed, as an anomalous experiment.

Keywords: Field theory; Lamb shift; Quantum theory; Thomas Kuhn; Paul Dirac.

SUMÁRIO

Introdução	19
1 A Gênese da Teoria Quântica dos Campos	37
1.1 A Dupla Revolução: Relatividade e Quântica	40
1.2 <i>Quantum</i> : Uma Hipótese, Muitas Teorias	60
1.2.1 Ferramentas Modernas de uma Forja Clássica	60
1.2.2 Antes de Tudo, os Fatos	81
1.2.3 Duas Faces da Mecânica Quântica	93
1.3 A Era de Ouro da Física Teórica	105
1.3.1 Paul Dirac: Artigos, Ideias e Teorias	107
1.3.2 Teoria da Transformação: Origem	143
1.3.3 Como se Faz uma Teoria?	185
2 Teoria do Elétron	239
2.1 Mecânica Quântica Relativística	244
2.1.1 Teoria da Transformação: Recepção	244
2.1.2 Equação Relativística do Elétron	278
2.1.3 O Mar de Elétrons	313

2.2	Infinitos: de Obstáculo a Solução	338
2.2.1	A Praga dos Infinitos	338
2.2.2	A Física no Pós-Guerra	351
2.3	De Volta ao Mar de Incertezas	357
2.3.1	O Desvio Lamb	369
2.3.2	O Peso da Tradição	394
2.3.3	Uma Resposta pouco Convencional	427
3	A Tensão Essencial	465
3.1	As Revoluções Científicas	471
3.1.1	O Que um Paradigma não é?	471
3.1.2	A Crise Científica	491
3.2	O Estilo de Paul Dirac	503
3.2.1	Matemática: Simplicidade e Beleza	508
3.2.2	Método Científico	527
3.2.3	Ontologia e Metafísica	551
3.3	Declínio das Teorias de Dirac	579
3.3.1	Antes da Revolução	582
3.3.2	<i>Gestalt</i> Espectroscópica	619
3.3.3	A Ruptura com Dirac	653
	Conclusão	687
	Referências Bibliográficas	697
	Índice de Nomes	709

INTRODUÇÃO

No dia 2 de fevereiro de 1927, o físico teórico Paul Dirac entregava à revista inglesa de ciências *Proceedings of the Royal Society* um artigo chamado “A Teoria Quântica da Emissão e Absorção da Radiação”, texto hoje considerado tanto por cientistas quanto por historiadores da ciência como sendo o nascimento da eletrodinâmica quântica e, com esta, do primeiro exemplo de uma teoria quântica dos campos (TQC). Com efeito, nas décadas seguintes a essa publicação, renomados pesquisadores do século xx, dentre os quais o físico Richard Feynman, passariam a dedicar seus estudos a fim de elaborar aspectos centrais dessa teoria. Desse modo, transformada em projeto de pesquisa, ela ganharia atenção crescente entre os cientistas, chegando a ocupar, já no primeiro quarto de século, lugar privilegiado na física, onde se mantém até os dias atuais, por inúmeras razões, como, por exemplo, pelo fato de seus desenvolvimentos terem sido capazes de articular com sucesso grandes domínios teóricos, em particular, os da quântica e da relatividade especial; mas também por ter introduzido algumas das ideias mais fundamentais da física na atualidade, como as de antimatéria, de formalismo multitempo, de polarização do vácuo e de renormalização da massa e da carga elétricas. De fato, exceto com respeito à gravitação, a TQC tem alcançado resultados com graus extraordinários de precisão em quase todas as áreas da física; entretanto, muito antes de conseguir obter

uma tal influência, ainda na década de 1930, uma dificuldade se agravou profundamente nas diversas pesquisas em TQC, qual seja, uma parte dos trabalhos diretamente relacionados a ela começara a fornecer valores numéricos infinitos em seus cálculos. Assim, foi apenas no final da década de 1940 que um tal obstáculo pôde, aparentemente, ser superado, através de um grande esforço no qual vários pesquisadores se envolveram e que consistiu na introdução do método conhecido hoje por renormalização; um complexo desenvolvimento cuja apresentação mais bem acabada seria desenvolvida pelo físico e matemático Freeman Dyson, em 1950. Defendemos, em nosso trabalho, a tese de que o processo histórico que culmina nessa rearticulação do método de renormalização na TQC corresponde a uma revolução científica nos moldes apresentados pelo filósofo e historiador da ciência Thomas Kuhn em sua clássica obra *A Estrutura das Revoluções Científicas*. Logo, faremos uso dos conceitos muito bem conhecidos de paradigma e de ciência normal desenvolvidos naquele ensaio, porém nossa argumentação enfatizará o papel central da história em grande parte das proposições defendidas por Thomas Kuhn. Dessa maneira, colocaremos em primeiro plano uma série de elementos com os quais, eventualmente, um período de crise se instaura e, por conseguinte, poderá conduzir até uma revolução no interior de algum domínio do pensamento científico. Portanto, a própria ideia de revolução científica empregada em nosso trabalho será bastante específica e não se confunde somente com os exemplos amplamente aceitos por todos, como a revolução que geralmente está associada a Albert Einstein com a teoria da relatividade ou a Max Planck com a hipótese quântica, uma vez que, não obstante faça dessas últimas seus principais modelos históricos a fim de apontar para as teses apresentadas em seu livro, Thomas Kuhn chama nossa atenção para estruturas bastante comuns à atividade científica, responsáveis, em larga medida, pela *possibilidade* de que grandes mudanças como essas se efetivem. Nesse sentido, destaca-se o papel exercido pela chamada ciência normal em

praticamente todo o processo de mudança paradigmática, isto é, encontra-se justamente na maior ou menor força de um paradigma, alcançada em períodos como aquele, sobre a condução das perguntas realizadas em uma determinada área e, sobretudo, quando, desse modo, o paradigma especifica quais das soluções encontradas pelos pesquisadores devem ser consideradas como válidas, o aspecto mais importante com o qual se expressa, de um lado, a dificuldade em levar adiante questionamentos que ataquem diretamente os fundamentos desse mesmo paradigma e, de outro lado, a existência de um momento de crise na ciência. Com isso, veremos que a longa literatura crítica acerca das ideias apresentadas em *A Estrutura das Revoluções Científicas*, muito rapidamente iniciada¹ com a publicação dessa obra, ainda que tenha gerado uma discussão por certo essencial e bastante interessante, especialmente quando essa proposta é acusada de levar ao relativismo teórico, de algum modo retira o foco sobre o que, a nosso ver, deveria ser considerado um dos pontos mais fortes de seu trabalho, qual seja, a readequação da história a fim de desfazer a imagem da ciência como um processo acumulativo de conhecimento. Como será discutido ao longo de todo o presente trabalho, ao retomar essa última tarefa proposta por Thomas Kuhn, será possível determinar, em nosso caso, não apenas quando os desenvolvimentos relativos à TQC surgem, mas sob qual medida eles se transformam em um paradigma científico, assim, perceberemos até que ponto a confiança da comunidade científica em um conjunto teórico pode influenciar na interpretação das pesquisas e, ademais, como alguns dos compromissos pessoais dos cientistas se relacionam diretamente com o desenvolvimento científico, sendo a um só tempo considerações subjetivas mas compartilhadas; do mesmo modo, veremos por qual razão o chamado problema anômalo é decisivo para o início de um processo de crise e, ao mesmo tempo, como uma série de mecanismos existentes nos períodos de ciência normal podem evitar que tais problemas

1. Cf. o posfácio escrito em 1969, já na segunda edição do livro (Kuhn, 1970, p. 219-260).

chamem a atenção dos principais cientistas; ainda, ao discutirmos, com base nos artigos científicos da época, por que a resposta dada pela comunidade científica às dificuldades do período de crise altera-se significativamente em comparação com a discussão usualmente feita no período de ciência normal, tornaremos evidente quando e como se reduz a confiança no paradigma, uma atitude que só poderá ser transformada na defesa de um novo ponto de vista quando algum outro paradigma se mostrar capaz de superar as dificuldades encontradas por seu antecessor. Desse modo, as discussões acerca da mudança de *gestalt* ou da incomensurabilidade teórica surgem como consequência de nossa análise em vez de serem abordadas como temas isolados e, com isso, poderão ser compreendidas na medida em que o processo histórico exige que seja feito. De fato, não pretendemos fornecer respostas originais às grandes dificuldades envolvidas em nenhum desses pontos em particular, mas iremos perceber como todos eles fazem parte do movimento de mudança paradigmática. Assim, tendo em vista a amplitude da proposta de Thomas Kuhn apresentada em seu ensaio, avançando inclusive para questões profundas sobre a linguagem científica, nossa opção em concentrar a base de nossa análise em torno de seus elementos históricos não apenas nos ajudará a compreender quais foram as passagens mais significativas com respeito ao desenvolvimento da TQC, mas nos levará diretamente a algumas das principais discussões filosóficas relacionadas com essa teoria e, de modo geral, com a ciência, tais como as relativas à construção dos conceitos científicos ou, então, aos critérios de avaliação das teorias.

Além das escolhas anteriores, outra determinou a forma com a qual nossa exposição foi apresentada, a saber, os dois primeiros capítulos foram dedicados à história da TQC e o último à sua filosofia. Com efeito, uma questão absolutamente central em nosso trabalho é a de compreender como teve origem a TQC; no entanto, assim como veremos logo no início de nossa discussão, a busca por algumas respostas aparentemente simples

acerca dessa teoria, *grosso modo* interpretada como sendo a unificação da teoria quântica com a relatividade restrita, nos mostrará que levaria mais de duas décadas até que a comunidade científica conseguisse formular essa proposta de modo satisfatório, e não antes de um grande esforço dos pesquisadores em delimitar quais eram os obstáculos envolvidos na construção de uma quântica relativística. Por isso, somente após uma análise detalhada das múltiplas abordagens utilizadas na época com o objetivo de descrever esta unificação, é possível compreender por que razão essa teoria não foi desenvolvida logo após o surgimento da quântica e da relatividade e, portanto, quando e em que medida a TQC tornava-se efetivamente uma tarefa específica para os físicos. Do mesmo modo, foi preciso realizar uma comparação bastante pormenorizada entre as diferentes propostas teóricas surgidas no final da década de 1940, para que pudéssemos perceber qual era, com respeito aos enunciados fundamentais adotados em cada uma dessas mesmas propostas, a influência gerada em razão do maior ou menor compromisso estabelecido pelos teóricos com o paradigma vigente. Com isso, não obstante nossa tese esteja efetivamente no âmbito da filosofia da ciência, o seu desenvolvimento depende diretamente dessas discussões agora citadas, mas que se constituem, por sua vez, em uma abordagem evidentemente histórica; portanto, como correlacionar essas duas áreas? Seguiremos, aqui, a proposta defendida também por Thomas Kuhn mas em seu artigo chamado “As Relações entre a História e a Filosofia da Ciência”, no qual considera a possivelmente intransponível dificuldade em “transformar os dois campos num só” (Kuhn, 1977a, p. 29). De fato, de acordo com essa análise, de um lado, deve-se considerar as particularidades da história: “O produto final da maior parte da pesquisa histórica é uma narrativa, uma história, sobre pormenores do passado. É, em parte, uma descrição do que ocorreu (mera descrição, dizem às vezes os filósofos e os cientistas)”; desse modo, ela estabelece um encadeamento das ideias que seja, antes de tudo, convincente: “Seu êxito, porém, de-

pende não apenas de sua precisão, mas também de sua estrutura. A narrativa histórica tem de tornar plausíveis e compreensíveis os eventos que descreve. A história é [...] um empreendimento explicativo, e, no entanto, suas funções explicativas são obtidas quase sem recurso às generalizações explícitas” (Kuhn, 1977a, p. 29). De outro lado, a filosofia igualmente possui uma série de especificidades: “O filósofo, ao contrário, procura sobretudo generalizações explícitas e de alcance universal. Ele não é um contador de histórias, sejam elas verdadeiras ou falsas. Seu objetivo é descobrir e enunciar o que é verdadeiro em todas as épocas e lugares, e não fornecer uma compreensão do que ocorreu num momento e num lugar específicos” (Kuhn, 1977a, p. 29). Não precisamos ir mais longe para descobrir que Thomas Kuhn, tendo em vista a relevância da história em seus trabalhos, deveria traçar alguma linha divisória entre as duas áreas:

Dizer que história da ciência e filosofia da ciência têm objetivos diferentes é sugerir que não se pode praticá-las ao mesmo tempo. Mas ainda não sugere as grandes dificuldades que existem em praticá-las alternadamente, trabalhando de vez em quando com problemas históricos e dedicando-se nos intervalos às questões filosóficas. Uma vez que meu próprio trabalho aponta, obviamente, para um padrão desse tipo, estou comprometido com a crença de que ele pode ser realizado. Devo reconhecer, no entanto, que cada troca é uma reviravolta pessoal, o abandono de uma disciplina por outra não totalmente compatível. Formar um estudante nas duas, ao mesmo tempo é se arriscar a deixá-lo sem nenhuma. Tornar-se filósofo é, entre outras coisas, desenvolver uma atitude mental particular diante da avaliação tanto de problemas quanto de técnicas apropriadas para solucioná-los. Aprender a ser historiador também é desenvolver uma atitude mental, mas o resultado das duas experiências de aprendizado não é o mesmo. Acredito que seja impossível haver uma harmonização, uma vez que apresentaria problemas do mesmo tipo que encontramos quando tentamos harmonizar as figuras do pato e do coelho no famoso diagrama da *gestalt*. Ainda que a maioria das pessoas consiga ver rapidamente ora o pato, ora o coelho, não há exercício ocular e esforço suficiente que levem a um pato-coelho (Kuhn, 1977a, p. 29).

Apesar da evidente influência, nesta última passagem, das ideias desenvolvidas em seu famoso ensaio, concordamos que a melhor decisão a ser tomada com respeito às di-

ferências entre história e filosofia da ciência é a de mantê-las separadas, com o objetivo de não perder o alcance oferecido em cada uma dessas mesmas análises quando feitas individualmente. No entanto, essa decisão não significa a inexistência de uma interação da qual a discussão filosófica possa se beneficiar, ou seja, assim como Thomas Kuhn continuaria a defender nesse mesmo artigo: “Meu primeiro argumento, portanto, é de que a história da ciência pode ajudar a cruzar o fosso muito peculiar entre os filósofos da ciência e a própria ciência, e que ela pode servir de fonte de problemas e de dados. Mas não digo que seja a única disciplina capaz de fazer isso. A experiência efetiva na prática de uma ciência seria provavelmente uma ponte mais eficaz do que o estudo de sua história” (Kuhn, 1977a, p. 37). É justamente nessa direção que deveremos encaminhar o nosso trabalho, isto é, nossos dois primeiros capítulos terão um encadeamento de diversos momentos históricos da física, todavia essa discussão será realizada com o objetivo de responder questões bastante específicas no interior de nossa tese. Portanto, o que chamamos de parte histórica talvez não possa cumprir uma expectativa usual dos historiadores da ciência — como bem expressada por Silvan Schweber (1994, p. xiv): “Minha preocupação tem sido a de contar a estória, no sentido de entender melhor a dinâmica da mudança” —, uma vez que, por um lado, nossa abordagem será incompleta se for considerada apenas uma descrição de teorias físicas como a quântica ou a relatividade, porém, de outro lado, ela deverá colocar em evidência um conjunto de discussões frequentes no interior do processo científico, mas que, em geral, encontram-se bastante reduzidas quando abordadas por essas mesmas descrições históricas. Desse modo, podemos verificar que, por exemplo, muito pouco ou nada costuma ser dito com relação às pesquisas ocorridas ainda na década de 1930 acerca do que mais tarde ficará conhecido como Desvio Lamb; contudo, ao desconsiderá-las, de imediato torna-se quase impossível caracterizar esse experimento como um problema anômalo. Todavia, apesar de realizar-

mos uma discussão aprofundada acerca da teoria quântica, considerando, em particular, o papel central da teoria da transformação com relação à TQC, o leitor talvez possa estranhar a ausência de questões usuais tais como a dualidade onda-partícula, sobretudo pelo fato de termos abordado um longo período da quântica². Com efeito, não obstante a parte histórica, constituída pelos dois primeiros capítulos, poder, evidentemente, ser lida isoladamente, não se deve perder de vista o fato de que as escolhas feitas nela cumprem papel essencial na articulação geral que, finalmente, será realizada em nossa parte filosófica, apresentada somente no terceiro capítulo deste trabalho.

Além da relação entre filosofia e história, é interessante comentarmos alguns aspectos ligados com a escolha das fontes empregadas ao longo de toda a nossa pesquisa. Duas questões direcionaram, por assim dizer, a seleção desses textos, a saber, a própria existência de materiais que efetivamente discutam, de um certo ponto de vista, o nosso objeto de estudo e, além disso, nossa preocupação em buscar compreender, com base na articulação originalmente feita pelos cientistas em seus artigos, a evolução das ideias à medida que foram sendo expostas, tenham sido elas posteriormente abandonadas ou não. Com isso, conforme nossa pesquisa se voltou para a origem da TQC, pudemos fazer uso de excelentes discussões históricas acerca da física quântica, encontradas, por exemplo, nos livros *The Conceptual Development of Quantum Mechanics* e *Black-Body Theory and the Quantum Discontinuity*, escritos respectivamente, ainda em 1966 e 1978, por dois grandes estudiosos da ciência: Max Jammer e Thomas Kuhn. Por outro lado, o nosso próprio objeto de estudo, isto é, a TQC, ainda que venha recebendo mais atenção nos últimos tempos com relação à sua história e filosofia, é certo que poucos trabalhos consigam, entretanto, trazê-lo até o elevado nível historiográfico a que o físico e his-

2. Importantes discussões conceituais acerca da física quântica podem ser encontradas em (Pessoa, 2003), livro que também nos ajudou a compreender como se formaram algumas questões centrais dessa teoria.

toriador Silvan Schweber chega em seu livro *QED and the Men Who made it: Dyson, Feynman, Schwinger, and Tomonoga*, publicado no ano de 1994. Com efeito, é uma tarefa difícil avaliar o quanto todos esses trabalhos foram importantes em nossa pesquisa, por vezes nos indicando temas e abordagens que só poderíamos ter compreendido após um longo e rigoroso período de estudos, por vezes mostrando com exatidão o significado histórico ou metodológico de determinadas teorias e conceitos físicos. No entanto, como ficará evidente desde as primeiras seções de nosso trabalho, procuramos, ao máximo, trazer a literatura original na qual se apoiam todas essas ideias. Ou seja, em vez de partirmos da seleção usualmente feita nos manuais científicos, nos quais a exposição dos elementos lógico-matemáticos busca pela compreensão do encadeamento das ideias teóricas dos desenvolvimentos aceitos atualmente, método pelo qual a imagem da ciência surge efetivamente como um processo crescente e acumulativo de conhecimento, imagem a ser reconstruída, caso o nosso interesse seja o de compreender as próprias estruturas com as quais a ciência se estabelece, assim como Thomas Kuhn torna evidente em seu ensaio; será necessário então reconhecer nas idiossincrasias dos cientistas reveladas em seus textos originais³, igualmente nas tentativas que obtiveram êxito e naquelas que mais tarde foram esquecidas, essas mesmas estruturas aparentemente escondidas por detrás de uma visão retrospectivamente coerente. Em outras palavras, os artigos científicos serão primordiais neste trabalho. Portanto, ainda que, em alguns momentos decisivos, tenhamos recorrido a outras fontes, como, por exemplo, às entrevistas concedidas pelos autores responsáveis pelos desenvolvimentos teóricos, nas quais discutem e avaliam os seus próprios artigos ou os dos demais pesquisadores, são as publicações de

3. “Certamente a ciência (ou algum outro empreendimento talvez menos eficaz) poderia ter se desenvolvido dessa maneira totalmente cumulativa. Muitos acreditam que realmente ocorreu assim e a maioria ainda parece supor que a acumulação é, pelo menos, o ideal que o desenvolvimento histórico exibiria, caso não tivesse sido tão comumente distorcido pela idiossincrasia humana” (Kuhn, 1970, p. 129).

cada época que nos ajudarão a mostrar a perspectiva adotada pelos cientistas, inclusive acerca das escolhas pessoais feitas por estes, algumas das quais tão singulares a ponto de produzirem espanto e admiração em toda a comunidade científica. Por esse caminho mostraremos que um conjunto de conceitos bastante difusos nos trabalhos iniciais do físico Paul Dirac se transformará, mais tarde, em fundamento de suas próprias teorias. Desse modo, as ideias originais, assim como foram apresentadas nesses artigos, devem articular passagens importantes em todos os capítulos de nosso trabalho, considerando, especialmente, os compromissos adotados pela comunidade acadêmica em cada época, muitos dos quais, como veremos, ultrapassam, em certa medida, o caráter lógico-formal das próprias teorias. Além das fontes utilizadas em nossa pesquisa, outro fio condutor que deverá ser notado muito cedo em nossa apresentação, diz respeito ao espaço ocupado pelo pensamento de Paul Dirac em quase todas as nossas discussões. Sem dúvida, neste estudo faremos uma análise bastante detalhada acerca de toda a sequência de artigos científicos publicados por Dirac nas décadas de 1920 e 1930, desde o surgimento da mecânica quântica até as construções teóricas que deram origem à quântica relativística. Em particular, devemos nos aprofundar em alguns dos seus artigos mais importantes à quântica e à TQC, uma vez que tanto a recepção feita pelos cientistas acerca destes artigos, quanto as críticas subsequentes que estes textos sofreram, devem exibir de maneira contundente a força que as ideias ali expostas tiveram à época.

Com efeito, Paul Dirac não apenas foi um dos fundadores da mecânica quântica como também o primeiro teórico a elaborar um formalismo adequado à TQC, fazendo uso de um conjunto de ferramentas matemáticas até hoje empregadas nas principais articulações dessa teoria. Apenas isso justificaria nosso enfoque em torno de seus trabalhos, entretanto, como ficará evidente, seus textos exibem, logo nos seus primeiros artigos publicados como físico teórico, uma precisão tão grande com respeito à interpretação das

teorias e dos conceitos físicos que dificilmente poderá ser comparada com a encontrada nas publicações de outros autores, e com a qual nossa própria pesquisa pôde compreender passagens decisivas da TQC, registradas por Dirac em seu contexto original. De fato, algumas de suas escolhas individuais, ainda que só estabeleçam diferenças muito sutis acerca dos conceitos científicos que acabavam de surgir, mais tarde possibilitaram o desenvolvimento de algumas das teorias mais gerais encontradas nesse período; desse modo, nossa tarefa, em grande medida, se reduz a compreender a origem e a superação dessas teorias. Contudo, ao nos concentrarmos nas teorias construídas por Dirac, é certo que ficarão excluídas outras importantes abordagens, como as realizadas por Heisenberg, inclusive quando este analisa os próprios desenvolvimentos feitos por Dirac; em geral, poderemos somente apontar a existência desses outros trabalhos. Por razões semelhantes, não discutiremos os textos do físico teórico Julian Schwinger relacionados ao Desvio Lamb — não obstante certamente jogassem mais luz em regiões importantes de nossa tese —; no entanto, sua formulação não deverá se opor de modo tão frontal às teorias de Dirac como acontecerá com a proposta de Feynman, e o desfecho de toda nossa análise depende profundamente desse contraste. Uma vez expostas as principais questões gerais relacionadas com o presente trabalho, podemos, então, apresentá-lo.

Nosso primeiro capítulo se orienta através de uma única pergunta: se a TQC é a união da teoria quântica e da relatividade especial, por que ela surge apenas em 1927? Sem dúvida, a proposta de quantização remonta à virada do século, sugerida ainda em 1900 por Max Planck, enquanto quase todo o formalismo da relatividade restrita se tornou conhecido por volta de 1905, com a publicação dos trabalhos de Albert Einstein; portanto, as condições para a formulação da TQC estavam dadas quase vinte anos antes. Como veremos, existiram diversas pesquisas em quântica relativística antes de Dirac ter feito sua publicação em 1927, a exemplo dos importantíssimos trabalhos realizados por

Arnold Sommerfeld, apresentados ainda em 1916; todavia, ao procurarmos responder nossa questão, descobriremos que foi somente com o surgimento da mecânica quântica ou, se quisermos ser mais precisos, com a teoria da transformação, que se intensificou a discussão acerca de quais eram, de fato, os fundamentos da física quântica; sem isso era impossível sequer vislumbrar a existência de uma teoria geral da quântica e, por consequência, muito menos de uma quântica relativística. Nesse sentido, tratava-se de encontrar todos os elementos essenciais para que a TQC se transformasse em um *projeto individual* de pesquisa, não apenas a junção de duas teorias conhecidas. Do mesmo modo, será preciso discutirmos quais foram os principais obstáculos envolvidos nesta primeira formulação e nos seus posteriores desenvolvimentos realizados entre os anos finais da década de 1920 e os iniciais da seguinte, a fim de percebermos por qual razão algumas dessas dificuldades e, simultaneamente, suas respectivas soluções — falamos, por exemplo, de um lado, da presença dos diversos infinitos nos cálculos realizados e, de outro lado, do método de renormalização — só encontrarão seu lugar na articulação geral da teoria após 1947, não obstante tenham surgido muito cedo na história da TQC. Com isso, nossa investigação, ao procurar por aqueles elementos essenciais para que a TQC se transformasse em uma proposta teórica em si mesma, volta-se, inevitavelmente, para um conjunto de desenvolvimentos cuja origem, muitas vezes, está localizada em momentos bastante iniciais da teoria quântica, porém nossa discussão estará sempre concentrada apenas naqueles assuntos relativos ao desenvolvimento do nosso objeto de estudo. Logo, faremos uma análise bastante detalhada da teoria da transformação, especialmente da versão elaborada por Paul Dirac, considerando-a inclusive com relação às suas escolhas lógico-matemáticas. Ademais, este primeiro capítulo deverá exibir o maior número possível de pesquisas historicamente relevantes produzidas antes de 1927 nas quais é possível observarmos o encontro entre relatividade restrita e teoria quântica.

No segundo capítulo, começaremos efetivamente a discutir a TQC, concentrando-nos, especialmente, nos trabalhos de Paul Dirac. Além de duas de suas teorias, a saber, a equação relativística do elétron e a teoria do buraco, constituírem o núcleo principal que tratou dos fundamentos da mecânica quântica relativística desde o começo, será através de uma especialização dos problemas científicos abordados por estas teorias — especialização impulsionada, sobretudo, em razão das ideias defendidas nesses mesmos trabalhos —, que devem ter origem as primeiras pesquisas a partir das quais mais tarde o Desvio Lamb poderá ser confirmado. Esta última experiência, por sua vez, é um ponto de virada na história da TQC, pois ela, ao mesmo tempo em que aponta as dificuldades encontradas pela equação relativística de Dirac em descrever a diferença energética dos níveis $2S$ e $2P$ do átomo de hidrogênio, será responsável por um cenário no qual um novo significado ao método de renormalização emergirá, quando este for utilizado por Hans Bethe com o objetivo de chegar a um resultado teoricamente adequado a essa diferença energética ainda sem explicação, caminho pelo qual seguirão, pouco depois, os físicos teóricos Tomonaga, Schwinger e Feynman, mas, dessa vez, com a intenção de encontrar uma reformulação completa da TQC. Como parte dos resultados obtidos por estes pesquisadores, está a possibilidade de se obter uma eletrodinâmica quântica na qual os fundamentos defendidos pela teoria do mar de elétrons, assim como haviam sido inicialmente construídos por Dirac, não serão mais necessários. Nesta parte, como em outras de nosso trabalho, tal mudança com relação às teorias de Dirac, ocasionada em função das respostas dadas ao Desvio Lamb, será apresentada diretamente a partir do debate realizado na época pelos próprios pesquisadores, através de seus artigos científicos.

Com isso, no terceiro capítulo, como adiantamos aqui, nos voltaremos à teoria do conhecimento defendida por Thomas Kuhn. De fato, começaremos este último capítulo com uma importante discussão acerca da ideia de revolução científica apresentada em

seu ensaio *A Estrutura das Revoluções Científicas*. Desse modo, iremos delimitar com maior precisão como nosso trabalho deverá considerar um tal processo e, além disso, vamos destacar quais conceitos apresentados por Thomas Kuhn serão mobilizados por nós a fim de aproximar, com respeito à nossa tese, toda a discussão histórica realizada anteriormente. Desde já chamamos a atenção ao papel absolutamente central que o conceito de ciência normal possui em uma troca paradigmática. Resumidamente, somente com o estabelecimento de um paradigma as pesquisas deverão concentrar-se em um conjunto bastante reduzido de problemas, de tal modo a exibir possíveis inconsistências do acordo esperado entre, de um lado, a teoria e, de outro lado, a fenomenologia relacionada diretamente com esta. Tais desacordos poderão, eventualmente, levar até uma crise no interior de uma área da ciência e, apenas desse modo, novas propostas teóricas que se opõem de alguma maneira ao paradigma vigente devem ser, sob alguma medida, consideradas pela comunidade científica. Quando, além disso, uma parte dos cientistas se posiciona a favor de alguma dessas novas formulações como sendo *a melhor*, em vista das dificuldades encontradas pelo paradigma atual, este último poderá ser modificado ou, então, substituído. Portanto, toda nossa discussão relaciona-se com a existência do paradigma e, por conseguinte, com o período de ciência normal, seja para conduzir até os problemas que efetivamente poderão mostrar o limite da teoria, seja para perceber em que medida esses mesmos problemas podem ser adiados, tornando extremamente raros na ciência os próprios momentos de crise. Não por outra razão, a maior parte de nosso trabalho consiste em descrever o caráter paradigmático da TQC, o que só pode ser feito considerando, de um lado, a classificação dos problemas abordados diretamente pela teoria e, de outro lado, o nível de confiança por ela obtido. Com respeito ao primeiro desses aspectos, nossa intenção será justamente a de determinar, no interior da própria história da TQC, ao longo de suas duas primeiras décadas, quais problemas efetivamente pode-

riam ter levado até o questionamento de seus fundamentos ou, de outro modo, em qual região podemos encontrar os chamados problemas anômalos, assim como são descritos de acordo com a proposta de Thomas Kuhn. Como resultado possivelmente original de nossa análise, veremos que o chamado Desvio Lamb não apenas é uma pesquisa que fez a teoria de Dirac, finalmente, ser confrontada com um fenômeno para o qual ela era incapaz de fornecer uma resposta adequada, mas, sobretudo, que a origem do Desvio Lamb encontra-se no interior de um período de ciência normal, estabelecendo com esta uma relação bastante estreita, o que confirma uma das principais teses defendidas por Thomas Kuhn em seu ensaio. Com relação ao segundo ponto que nos interessa acerca do paradigma, isto é, o grau de confiança gerado por este, mostraremos que, apesar da evidente importância do caráter lógico-formal para o sucesso de uma teoria, isto ainda é insuficiente para justificar o grande comprometimento estabelecido pelos cientistas com os fundamentos da própria teoria na condução de suas pesquisas, conclusão que nos ajudará a perceber a importância do conceito de paradigma no pensamento de Thomas Kuhn, ao mesmo tempo nos levando a discutir um conjunto de argumentos usualmente utilizados pelos cientistas em suas pesquisas, mas que refletem, em larga medida, suas visões de ciência e até mesmo de mundo. Uma vez que, nos dois primeiros capítulos, nossa discussão se voltou diretamente para os conceitos físicos e matemáticos da teoria de Dirac, será justamente quando o limite desses mesmos conceitos for efetivamente ultrapassado que poderemos exibir quais foram os compromissos assumidos por esse autor quando ele mesmo tomou a decisão de não respeitar tal limite. Dessa maneira, como um segundo resultado de nossa pesquisa, veremos que as críticas realizadas por Dirac com respeito à equação de Klein-Gordon, não obstante tenham surpreendido enormemente a comunidade científica da época, especialmente pelo fato de tê-las respondido parcialmente com sua equação relativística do elétron, estão todas diretamente relacionadas

com os compromissos pessoais que o levaram, anteriormente, até sua teoria da transformação. Quando a força em tais compromissos for capaz de superar as dúvidas acerca da validade da própria teoria, então esse conjunto teórico passará a conduzir diretamente as pesquisas, ainda que existam grandes dificuldades nestas últimas, exercendo uma influência paradigmática nas decisões tomadas por Dirac e por uma parcela significativa dos demais estudiosos. O exemplo mais concreto de como o paradigma determina os rumos das pesquisas será identificado, em nosso caso, nos inúmeros obstáculos encontrados pelos cientistas que defenderam a existência da diferença energética dos níveis $2S$ e $2P$ na década de 1930. Por isso, será apenas com o trabalho realizado em 1947 por Retherford e Lamb, autores que enfatizam muito claramente a falta de interesse acerca desse problema, o qual, nas palavras destes, deveria “ter sido levado a sério” muitos anos antes, que a comunidade científica então passaria a considerar propostas inovadoras com respeito ao só agora chamado Desvio Lamb. Nossa discussão passará, então, à análise de algumas dessas propostas, com o objetivo de perceber em que medida o paradigma de Dirac, assim como foi descrito por nós nos dois primeiros capítulos, continuará a ter influência sobre as decisões tomadas pelos cientistas neste momento. Duas linhas de pensamento surgem, de modo geral, uma das quais pretende manter os fundamentos aceitos com os trabalhos de Dirac, considerando, por outro lado, a necessidade de abandonar um formalismo que seja um invariante de Lorentz completo, reduzindo, portanto, a força de uma das proposições fundamentais da teoria da relatividade restrita; a outra linha de pesquisa, no sentido contrário, consegue elaborar um formalismo totalmente invariante, porém abre espaço para que os fundamentos da teoria de Dirac sejam substituídos, uma tarefa que caberá a Richard Feynman realizar quando apresenta sua própria teoria do pósitron, completando o processo revolucionário que se originou com a crise provocada a partir da aceitação do Desvio Lamb, abrindo, assim, um novo capítulo na

história da TQC. Com isso, teremos apresentado toda a argumentação em defesa de nossa tese; todavia, a caracterização dessa conjuntura estabelecida em razão da rearticulação originada com o método de renormalização, deve ter, é claro, muitas consequências diretas, as quais deverão impactar, por sua vez, os desenvolvimentos da TQC ao longo das décadas seguintes, mas que só poderão ser rapidamente comentadas neste trabalho.

Antes de encerrarmos esta apresentação, algumas observações com relação à escrita do texto. Com poucas exceções, as fontes primárias utilizadas em nosso trabalho foram traduções feitas diretamente por nós da língua inglesa, entretanto, o número das páginas sempre se refere aos originais, mesmo que estes se encontrem em outra língua. Aliás, procuramos, em nossas traduções, sempre que possível, realizar o cotejo com os originais e/ou outras traduções estabelecidas, sobretudo a fim de manter as notações originais empregadas nos desenvolvimentos matemáticos. Além disso, todas as vezes que quisermos enfatizar algumas passagens das citações utilizaremos a forma sublinhada física em vez do itálico *física*, reservado para a ênfase dada pelo autor, sem risco de ambiguidades; dispensaremos, portanto, o termo “grifo nosso” ao longo das citações.

1

A GÊNESE DA TEORIA QUÂNTICA DOS CAMPOS

É um fato histórico curioso que a mecânica quântica moderna comece com duas muito diferentes formulações matemáticas: a equação diferencial de Schroedinger e a álgebra matricial de Heisenberg. Os dois aparentemente dissimilares tratamentos foram provados ser matematicamente equivalentes. Estes dois pontos de vista estavam destinados a complementar um ao outro e a ser ultimamente sintetizados na teoria da transformação de Dirac.

Reviews of Modern Physics, 1948.
Richard Feynman

Nosso trabalho terá início com uma exposição histórico-conceitual acerca da física moderna. Desse modo, apresentaremos uma sequência de episódios ocorridos ainda na primeira metade do século xx, os quais, apesar de estarem ligados a diferentes contextos de pesquisa, forneceram, em conjunto, a base com a qual se estabeleceu a primeira formulação da teoria quântica dos campos (TQC). Com efeito, essa discussão nos mostrará o

horizonte a partir do qual se formaram alguns dos principais conceitos utilizados pelos físicos no século passado, especialmente nos anos imediatamente posteriores à segunda guerra mundial. Nesse sentido, não obstante grande parte dos temas abordados, a seguir, esteja diretamente relacionada com a física quântica, deve-se ter em mente que, na condição de corpos teóricos, os desenvolvimentos da relatividade especial e da mecânica quântica são igualmente relevantes à construção da TQC. Sem dúvida, as reinterpretções sucessivas dos princípios quânticos exigiram grande esforço de mais de uma geração de cientistas, sobretudo nas três primeiras décadas do século xx. Todavia, muito desse trabalho esbarrou justamente em tentativas frustradas de conciliar ambas teorias, e uma vez que tal conciliação pode ser considerada, *grosso modo*, o objetivo final da TQC, o estudo desse período é imprescindível, pois somente dessa maneira iremos compreender quais foram as dificuldades encontradas pelos pesquisadores nessa época e, a partir disso, como elas foram conduzidas no âmbito geral das teorias físicas.

Assim, as passagens reunidas com a finalidade de compor este e o próximo capítulo foram selecionadas tendo em vista duas questões centrais na articulação maior de nossa tese. De um lado, a mais evidente delas é, certamente, a de examinar como o programa da TQC surge e se estabelece na história da física. De outro lado, nossa segunda intenção, com esta parte do trabalho, possui aspecto mais abrangente, e diz respeito à interpretação das teorias científicas e ao seu mecanismo de progresso e ruptura. Ou seja, já fazendo uso dos termos kuhnianos revolução e paradigma, queremos determinar quais elementos foram essenciais à transformação do programa de estudos da TQC em paradigma científico. No entanto, ao assumir a perspectiva defendida pelo historiador e filósofo da ciência Thomas Kuhn, implicitamente nos comprometemos com uma tarefa adicional, a saber, a de localizar historicamente quando e se a TQC foi capaz de romper com algum paradigma anterior, fornecendo, dessa maneira, um novo em seu lugar. A nosso ver, algumas

mudanças científicas ocorridas com a TQC, se não foram mais surpreendentes do que as alcançadas em razão do surgimento da teoria quântica, por certo estabeleceram um divisor de águas com respeito à maneira como os estudos na área de física teórica seriam conduzidos a partir de então. Como exemplo disso, a TQC passou a fazer previsões teóricas corretas, por repetidas vezes, acerca da existência de novas partículas subatômicas; correlação entre teoria e experiência cujo início encontra-se, precisamente, com a descoberta do pósitron, em 1933, mas que fora sugerido como hipótese, antes de qualquer experimento conclusivo, pouco mais de um ano antes, um caso praticamente inédito, até aquele momento, na história das teorias físicas. Não por outra razão, a influência da TQC se estenderá rapidamente sobre as demais pesquisas experimentais relacionadas com a física de partículas, a despeito de não ter se originado neste último campo de estudos. Ademais, o recorte aqui estabelecido fará distinção entre duas fases maiores ao longo da construção da TQC. A primeira corresponde ao período cuja influência mais densa foi dada pelos trabalhos do físico inglês Paul Dirac: explicações sistemáticas de fenômenos experimentais antes dispersos; incorporação, sob um mesmo conjunto teórico, de diferentes proposições *ad hoc*; confirmação experimental de previsões obtidas com uso estrito da teoria; estas serão, por exemplo, algumas das características associadas fortemente com os cálculos realizados por Dirac. A partir disso, começa a se estabelecer, com relação ao conteúdo específico de seus artigos, um grau de confiança muito elevado, êxito compartilhado entre um número considerável de pesquisadores, possivelmente a maior parte da comunidade científica envolvida diretamente nos estudos de física básica nesse momento, fato que, apesar de haver poucas mas significativas exceções, manteve-se nessa condição por toda a década de 1930, com reflexos até meados de 1940. A segunda fase de nossa análise, por conseguinte, se concentrará nas dificuldades surgidas ao longo da década de 1940, e de forma acentuada no período pós-guerra. A

superação desses obstáculos, é nossa hipótese, foi responsável por uma nova formulação conceitual da TQC, versão essa que, apesar de ter sofrido, nas décadas posteriores, inúmeras modificações localizadas, estabilizou-se, com respeito aos seus fundamentos, de maneira no mínimo exemplar às outras áreas da física.

1.1 A Dupla Revolução: Relatividade e Quântica

Raríssimos foram os cientistas capazes de manter suas ideias acesas por mais de um século a fio, como se inventadas há pouco, mas é certo que o físico teórico Albert Einstein (1879-1955) deva ser incluído nesse reduzido grupo. Com efeito, sua excepcional trajetória teria início em dezembro de 1900, quando o ainda doutorando de origem alemã entrega, com apenas vinte e um anos de idade, o primeiro de uma sequência de artigos que seriam então publicados pelo respeitado periódico de ciências *Annalen der Physik*. O impacto desses trabalhos, sobretudo os de 1905, como sabemos, se fez sentir em praticamente todos os pilares da física. Hoje, podemos dividir tal conjunto de artigos em pelo menos três grandes áreas da física teórica: naqueles entregues entre 1902 e 1904, (Einstein, 1902; 1903; 1904), nos quais ele considera a necessidade de uma construção mais geral da termodinâmica, fornecendo, por esse caminho, os fundamentos para a mecânica estatística; depois, no ano de 1905, quando Einstein defende em (1905a) a reinterpretação dos princípios ainda germinais da física quântica, e expõe, desse modo, as profundas consequências envolvidas nos trabalhos realizados anteriormente por outro colega alemão, Max Planck (1858-1947); e, nesse mesmo ano, quando Einstein apresenta em (1905b; 1905c), respectivamente, a formulação do princípio da relatividade e a prova da equivalência entre massa e energia, redefinindo, com isso, os limites da teoria newtoniana, a qual resistira até aquele momento como uma das descrições científicas mais influentes

de toda a física, desde quando surgiu na segunda metade do século xvii. Considerando o breve intervalo de tempo entre essas publicações, a abrangência dos seus temas e a relevância que terão, em particular, para o futuro da pesquisa na física e, de modo geral, para os pensamentos científico e filosófico, compreende-se a razão pela qual seu autor rapidamente se transformou em caso ímpar entre os cientistas do século xx. De acordo com Thomas Kuhn, Einstein tinha, de fato, um projeto global de pesquisa da natureza, e não apenas o interesse em resolver algum problema localizado na física de seu tempo, o que justificaria o alcance e também a correlação dos temas propostos por todos esses trabalhos; uma abordagem que se diferenciaria, nesse sentido, até mesmo daquelas realizadas por alguns dos mais notáveis cientistas de sua época¹. Os artigos iniciais sobre termodinâmica, por essa razão, deveriam receber atenção especial com respeito à importância que possuem no interior de sua obra, pois revelam esse traço geral da proposta einsteiniana, ofuscada evidentemente pelo choque, por assim dizer, que seus demais trabalhos sobre relatividade e quântica provocaram naquele momento, e ainda hoje o fazem. O historiador Jagdish Mehra, nessa direção, realizou um interessante estudo (2001a) no qual reconstrói esta sequência inicial do pensamento de Einstein, sintetizando, da seguinte maneira, os assuntos tratados nesses textos divulgados entre 1902 e 1904:

1. Ao confrontar duas importantes interpretações da teoria de Planck, a primeira feita pelo físico e matemático Paul Ehrenfest (1880-1933), em seu artigo “Sobre a Teoria da Radiação de Planck” (Ehrenfest, 1906), publicado na revista *Physikalische Zeitschrift*, e a segunda apresentada por Einstein (1906) no artigo “Sobre a Teoria da Emissão e Absorção da Luz”, publicado na *Annalen der Physik*, além de frisar que Einstein, em seu trabalho, defende, pela primeira vez e de modo claro, a proposta de que a teoria de Planck implica em uma restrição da física clássica, Thomas Kuhn declara o seguinte a respeito das diferenças globais entre essas duas formulações: “Embora suas conclusões coincidam em grande parte, o artigo de Einstein era em vários sentidos bastante diferente daquele que Ehrenfest estava para submeter poucos meses mais tarde. Seu argumento era não apenas mais geral mas também mais convincente. Diferente de Ehrenfest, além disso, Einstein não supôs que estava simplesmente reproduzindo a premissa do próprio Planck, e a estrutura de seu argumento enfatizava as impossíveis dificuldades em se encontrar no desenvolvimento a proposta que fixava o tamanho h atribuído às células do espaço de fases. Ainda mais importante, enquanto o artigo de Ehrenfest era um estudo de Planck, o de Einstein era primeiramente um estudo da natureza. O que trouxe Einstein ao problema do corpo negro em 1904 e à Planck em 1906 era o desenvolvimento coerente de um programa de pesquisa começado em 1902, um programa quase tão independente daquele de Planck que teria quase certamente levado à lei do corpo negro mesmo se Planck nunca tivesse vivido [if Planck had never lived]” (Kuhn 1978, pp. 170-171).

Em seu primeiro artigo sobre os fundamentos da termodinâmica, Einstein se baseou no modelo que tinha sido considerado por Boltzmann, *i.e.*, sistemas com um grande número de graus de liberdade satisfazendo as equações canônicas da dinâmica. Ele introduziu o conjunto de sistemas do qual as propriedades termodinâmicas poderiam ser derivadas, definindo desse modo a temperatura e obtendo as leis do equilíbrio térmico. Em seu segundo artigo, datado de janeiro de 1903, ele procurou desenvolver postulados mais gerais para sistemas físicos satisfazendo individualmente equações lineares arbitrárias, e estender o teorema de Liouville para um sistema de equações diferenciais mais geral do que as equações canônicas da dinâmica. A organização desses dois artigos era muito similar. Em um terceiro artigo, datado de Berna [capital da Suíça], 27 de março de 1904, Einstein retornou à definição de entropia, derivando uma expressão para ela análoga àquela de Boltzmann e Planck. Com base nessas considerações, ele discutiu a formulação da segunda lei da termodinâmica. Esses três artigos representam as mais substanciais contribuições de Einstein para os fundamentos estatísticos da termodinâmica (Mehra, 2001a, p. 125).

Com relação aos seus próximos estudos feitos ainda neste início de século, destacamos, agora há pouco, apenas três dos artigos publicados em 1905, uma vez que o nosso objetivo, por enquanto, é apenas o de caracterizar um certo movimento de consolidação das novas grandes áreas de pesquisa na física, além de frisar, simultaneamente, com respeito a essa reconfiguração, quais foram as contribuições oferecidas diretamente por Einstein; entretanto, para a história da física, foram tão significativos seus trabalhos apresentados neste ano de 1905, que se costuma² chamá-lo de *annus mirabilis*. De fato, apenas a fim de ilustrar o que está em jogo nessa avaliação, pode-se destacar que, conforme aprofundava suas reflexões com respeito à termodinâmica, apresentando, por exemplo, importantes conclusões sobre o movimento browniano, entretanto, Einstein finalizou seu trabalho de doutorado pela Universidade de Zurique. Todas essas articulações gerais, as quais envolviam propostas bastante inovadoras, arriscadas, ousadas, com referência direta aos alicerces da física, não se restringiam apenas a um único campo de pesquisa e demonstravam, no fundo, sua grande capacidade em reconhecer os pro-

2. Cf. John Stachel (2005, p. 17 e seg.).

blemas de fronteira relevantes para a física naquele momento, e possivelmente nos dias atuais. Dessa maneira, apesar das dificuldades iniciais em se estabelecer no meio acadêmico³, tão logo suas ideias foram divulgadas e melhor compreendidas, seguiu-se um rápido prestígio, e “por volta de 1909, Einstein havia sido chamado para ocupar uma cátedra de física teórica, criada para ele na Universidade de Zurique” (Stachel, 2005, p. 21), reconhecimento alcançado por Einstein nas mais diferentes esferas da comunidade científica, e com o qual ele conviveria por toda a vida. No entanto, sem deixar de considerar esse contexto mais amplo, mas colocando em foco os rumos da TQC, sobressaem-se os trabalhos citados: (1905a), de um lado, e os (1905b; c), de outro, porque neles serão abordados dois temas absolutamente centrais para o desenvolvimento dessa teoria, a saber, a hipótese quântica e o princípio da relatividade, respectivamente. Com relação ao último tema, é interessante chamar a atenção para o fato de que, apesar de a história da teoria da relatividade especial ter recebido contribuições diretas de nomes como o do físico neerlandês Hendrik Antoon Lorentz (1853-1928) ou, então, do matemático, físico e filósofo da ciência, o francês Henri Poincaré (1854-1912), as elaborações feitas por Einstein destacam-se por trazerem construções matemáticas formalmente bem acabadas, mas, ao mesmo tempo, por tornarem evidentes quais eram suas consequências físicas mais profundas, dentre as quais — não se pode deixar de lembrar — o abandono, por completo, da existência do “éter” (Einstein, 1905b, p. 891):

Exemplos similares desse tipo [assimetrias no eletromagnetismo], e o fracasso das tentativas de se detectar um movimento da terra relativo ao “meio luminífero” [*Lichtmedium*], levam à conjectura de que não somente na mecânica, mas também na eletrodinâmica, o fenômeno não tem quaisquer propriedades correspondentes ao conceito de repouso absoluto, mas que em todos os sistemas de coordenadas nos quais as

3. Stachel (2005, p. 20) descreve esse período da seguinte maneira: “rejeitado pela comunidade acadêmica após formar-se na Escola Politécnica Suíça, em 1900, Einstein, por volta de 1905, já era um homem casado, pai diligente de um filho de um ano de idade e estava obrigado a satisfazer as exigentes responsabilidades de um trabalho de tempo integral no Escritório Suíço de Patentes”.

equações da mecânica são válidas, também as mesmas leis da eletrodinâmica e da ótica são válidas, como tem sido mostrado para quantidades de primeira ordem. Elevaremos essa conjectura (cujo conteúdo daqui em diante chamaremos de “princípio da relatividade” [Prinzip der Relativität]) à condição de um postulado e introduziremos, além disso, o postulado, somente aparentemente incompatível com o primeiro, de que no espaço vazio a luz sempre se propaga com uma velocidade definida V , a qual é independente do estado de movimento do corpo emissor. Esses dois postulados são suficientes para chegarmos a uma simples e consistente eletrodinâmica dos corpos em movimento, com base na teoria de Maxwell para os corpos em repouso. A introdução de um “éter luminífero” se provará supérfluo, uma vez que em acordo com o conceito a ser desenvolvido aqui, nenhum “espaço em repouso absoluto”, dotado com propriedades especiais, será introduzido, nem um vetor velocidade será atribuído a um ponto do espaço no qual os processos eletromagnéticos estão ocorrendo.

Desse modo, teria início um dos capítulos mais fascinantes da história da física, e também do pensamento humano. Com efeito, as consequências destes dois postulados anteriores, a saber, o da constância da velocidade da luz e o da independência das leis físicas com relação ao sistema de coordenadas, foram importantes não apenas no tocante às teorias físicas ou, mais especificamente, para o desenvolvimento da teoria da relatividade especial, mas serviram de motivação a especulações conceituais de toda a sorte. Todavia, Einstein ainda apresentaria, nesse mesmo ano, considerações decisivas a respeito de uma outra ideia fundamental da física: a hipótese do *quantum* de energia. Ou seja, em (Einstein, 1905a), além de realizar a defesa de uma visão mais profunda com respeito às interpretações teóricas dos conceitos quânticos, qual seja, a de que se tornara inevitável a ideia de incorporar a quantização da energia como uma possível característica da natureza — e não apenas um artifício matemático —, ele também propõe, a partir disso, uma explicação fenomenológica detalhada de um evento confirmado em pesquisas de laboratório, mas, até aquele momento, sem qualquer descrição teórica satisfatória, em outras palavras, seu artigo explicaria o processo de emissão de elétrons a partir da incidência de luz sobre as superfícies de determinados materiais, uma experiência chamada

de “efeito fotoelétrico”. Curiosamente, será justamente este artigo a principal motivação encontrada pela Academia Real das Ciências da Suécia a fim de se decidir por Albert Einstein como ganhador do Prêmio Nobel de física de 1921, entregue apenas no ano seguinte, e não sua inovadora concepção relativística do espaço-tempo; fato com o qual se comprova que também na ciência, assim como na arte, certas ideias podem surgir muito antes de seu tempo.

Portanto, ao caracterizar essa primeira fase do pensamento de Albert Einstein, não apenas somos levados a compreender como teve início a história de um dos mais influentes cientistas do século xx, mas encontramos pistas essenciais a fim de traçar um esboço geral de como ocorreu uma das maiores reviravoltas já vistas nas pesquisas científicas, sobretudo no campo da física. Afinal, se, de um lado, o jovem físico alemão transformara-se em um dos expoentes associados com essa transformação, por outro lado, há que se considerar quais fatores históricos a favoreceram, sem os quais ela se tornaria, de outro modo, talvez implausível. Pode-se mencionar como um desses fatores, evidentemente, todo o acúmulo de estudos realizados em torno da mecânica newtoniana, quer dizer, conforme o uso sistemático dessa teoria avançava, também a precisão das medidas experimentais tornava-se cada vez maior e, com isso, a simples exigência de explicações fenomenológicas mais detalhadas colocava à prova os limites da teoria. Contudo, não é menos verdade que, no sentido contrário, o aumento do acordo entre descrições experimentais detalhadas e teoria possa ser utilizado como argumento em favor desta última e, com respeito à mecânica newtoniana, esse era o caso na maior parte das vezes, de onde somos levados a tentar perceber um outro fator importante nesse período: o surgimento de novas explicações teóricas. Ainda que, antes da mecânica relativística, não possamos encontrar nenhum desenvolvimento capaz de assumir completamente o papel da versão newtoniana, ao menos em regiões experimentais nas quais esta havia mostrado uma ca-

pacidade de previsão e explicação bastante convincentes; nem todas as áreas da física se desenvolveram com base exclusivamente na teoria newtoniana. De fato, pouco a pouco se firmavam novos campos de estudo nos quais as explicações teóricas eram melhor compreendidas se consideradas a partir de fundamentos diferentes, em certa medida até contrários, daqueles construídos por Newton. Algumas áreas muito cedo já tinham essa característica, como a óptica; entretanto, uma delas nitidamente mais se desenvolveu nessa direção, tanto com respeito à estrutura formal-matemática quanto com relação ao volume de experimentos em acordo com a teoria, trata-se dos estudos que deram origem ao eletromagnetismo. Talvez devamos apontar como um dos marcos mais importantes dessa teoria a monumental obra do escocês James Clerk Maxwell (1831-1879), *A Treatise on Electricity and Magnetism*, publicada pela primeira vez em 1873, na qual seu autor, com base nos estudos teóricos e experimentais realizados pelo inglês Michael Faraday (1791-1867), expunha sistematicamente as descobertas a respeito da conexão entre as teorias elétrica e magnética⁴, transformando seu livro em uma referência indispensável às pesquisas científicas em física; nesse sentido, a precisão e a clareza faziam do eletromagnetismo, em certa medida, uma teoria comparável à mecânica newtoniana. Além desses estudos, os diversos avanços em áreas como a termodinâmica pareciam trazer

4. Ambas teorias se desenvolveram de modo independente, e sua unificação era, pois, um dos resultados mais interessantes dos trabalhos de Maxwell e Faraday. No entanto, uma parte consistente dos experimentos, já conhecida na época, foi obtida por um difícil e demorado conjunto de estudos, muitas vezes realizados individualmente, ainda no século XVIII. Situação bem exemplificada pelas contribuições dadas à eletricidade por Benjamin Franklin (1706-1790), o qual, além de participar de atividades muito diversas da científica, integrava um grupo heterogêneo de pesquisadores que se autodenominavam de “eletricistas”, como descreve Thomas Kuhn (1970, p. 17): “Aqueles eletricitistas que consideravam a eletricidade um fluido, e por isso davam particular ênfase à condução, fornecem um exemplo típico excelente. Levados por essa crença, que mal podia lidar com a conhecida multiplicidade de efeitos de atração e repulsão, muitos deles conceberam a ideia de engarrafar o fluido elétrico. O fruto imediato de seus esforços foi a garrafa de Leyden, um artifício que nunca poderia ter sido descoberto por alguém explorando a natureza fortuitamente ou ao acaso, mas que foi, de fato, desenvolvido independentemente por, pelo menos, dois investigadores no início da década de 1740. Quase desde o começo de suas pesquisas elétricas, Franklin estava particularmente interessado em explicar aquele estranho e, no caso, particularmente revelador pedaço especial de aparelho. Seu sucesso em fazê-lo forneceu o mais efetivo dos argumentos que transformaram sua teoria em paradigma, embora um que era ainda incapaz de explicar quase todos os casos conhecidos de repulsão elétrica”.

perspectivas promissoras de novas pesquisas no interior da ciência. Com respeito a este último caso, podemos citar, entre outros, os desenvolvimentos realizados pelo austríaco Ludwig Boltzmann (1844-1906), sintetizados através de sua teoria do gás. Ainda, e talvez mais importante, tem-se, como resultado direto de todas essas descobertas, a convergência dessas áreas, o que possibilitou, de algum modo, o surgimento de campos de pesquisa maiores ou que eram, ao menos parcialmente, conduzidos por ideias que estavam fora da esfera exclusiva da teoria newtoniana, um cenário que nos ajuda a compreender algumas das mais importantes elaborações do começo do século xx; não é por outra razão que os trabalhos de Boltzmann e Maxwell terão influência direta sobre o pensamento de Planck e, logo depois, sobre o de Einstein. Sem dúvida, se este conseguiu produzir, no mínimo, uma completa ressignificação da mecânica newtoniana, aquele seria responsável por um raro consenso alcançado entre cientistas e historiadores da ciência acerca da importância de um único artigo científico. Opinião formada, é claro, em razão de sua proposta de quantização da energia, feita ainda em 1900, uma ideia com a qual seria possível questionar sobremaneira os limites da física clássica, tanto no campo experimental quanto teórico. Portanto, será a partir dessa dimensão histórica que discutiremos, por exemplo, como o princípio de quantização dominou o debate científico por mais de uma década ou, ainda, como jovens cientistas, a partir de Einstein e, mais tarde, Heisenberg e Dirac, ofereceram contribuições teóricas radicais com respeito às descrições da estrutura da matéria.

Desse modo, o breve exame feito até aqui nos revela a primeira característica com a qual se constituiu a física do começo do século xx, porque, se as teorias elaboradas inicialmente por Einstein participavam de um projeto unificado de explicação da natureza, como sugere Kuhn, seus desdobramentos nas décadas seguintes as tornaram, sob muitos aspectos, quase independentes umas das outras. Com efeito, o chamado princípio da re-

latividade se transformaria em teoria da relatividade especial, como a conhecemos hoje, e, após abrir caminho para uma versão geral, também construída por Einstein, foi decisiva em diversas aplicações, sobretudo como elemento teórico à cosmologia. Simultaneamente, os trabalhos que procuravam extrair as consequências imediatas da aceitação da hipótese quântica isolavam-se da relatividade, certamente não de modo proposital; contudo, até o primeiro quarto do século xx, parte considerável dos estudos sobre teoria quântica — ainda que tenham surgido aqui e ali trabalhos mais amplos envolvendo proposições relativísticas — de maneira geral, traçava limites bastante claros separando esses dois domínios, especialmente quando se voltava para os seus fundamentos mais abstratos. De fato, a análise desse período maior no qual a física quântica desenvolve-se, pode ser feita com a identificação de certas tendências relativamente dominantes, isto é, essas décadas iniciais podem ser divididas em fases menores, no interior das quais a comunidade científica adota posturas específicas na organização das pesquisas. Com isso, diferentes cientistas não só elaboram suas compreensões particulares acerca dos experimentos conhecidos, mas orientam, desse modo, como as investigações futuras devem ser realizadas. Com base em diversas indicações apresentadas pelo físico e filósofo Max Jammer, em seu livro *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*, é conveniente levar em consideração ao menos três momentos diferentes com relação à maneira como os pesquisadores refletiram sobre seus estudos de física quântica nesse longo período; assim, percebendo em cada etapa como conduziam suas análises e, sobretudo, como eles enxergavam, já em fases seguintes, as antecessoras. Por esse caminho, mostraremos, entre outros pontos, que a retomada das construções teóricas iniciada em 1925 por Heisenberg tinha por objetivo encontrar uma síntese da multiplicidade de conceitos e experimentos na qual a física quântica se encontrava mergulhada; todavia, o resultado imediato dessa busca não foi qualquer harmonização entre as visões quântica e clássica,

senão a ruptura daquela com os conceitos herdados através desta. Desse modo, será possível compreendermos o novo patamar, por assim dizer, ao qual as teorias físicas haviam chegado; tornando evidente, por conseguinte, como essa mudança influenciou dois grandes momentos da física do século xx, a saber, primeiro, na elaboração de uma teoria quântica sintética e abrangente; e, segundo, na conexão efetiva desta última com a teoria da relatividade restrita.

Ao considerarmos a história da teoria quântica, a menor de suas dificuldades, ao que parece, é determinar em que momento ela teve início. De fato, nesse caso, há um acordo tácito sobre a existência de um marco, reconhecido como sendo, exatamente, quando no “encontro da Sociedade Alemã de Física, em 14 de dezembro de 1900, uma data que é frequentemente considerada como o ‘nascimento da teoria quântica’, Planck lê seu artigo histórico ‘Sobre a Teoria da Lei de Distribuição Energética do Espectro Normal’, no qual [...] introduz a ‘constante universal h ’, destinada a mudar o curso da física teórica” (Jammer, 1966, p. 21). Logo, não só existe uma data específica, mas um único cientista responsável pelo feito: o físico Max Planck. Não obstante a sagacidade do teórico alemão tenha, pois, sido decisiva a ponto de não haver dúvidas quanto à originalidade de suas ideias⁵, sua influência foi igualmente fundamental para que todas estas permanecessem, mais tarde, concentradas em um conjunto muito reduzido de problemas, ou melhor, de apenas um único, conhecido por “radiação do corpo negro” ou “radiação de cavidade”⁶; por conseguinte, tal questão confunde-se com a fase inicial da teoria quântica

5. Cf. também Jammer (1966, p. 45).

6. De acordo com Thomas Kuhn (1978, p. 3) essa questão era a motivação de Planck desde o início: “O tópico de pesquisa que levou Planck ao *quantum* é o assim chamado problema do corpo negro [*black-body problem*]”, descrito resumidamente, por exemplo, em (Eisberg, 1985, p. 6), da seguinte maneira: “Logo após a virada para o presente século [xx], Rayleigh, e também Jeans, fizeram o cálculo da densidade energética da radiação de cavidade [*cavity radiation*] (ou de corpo negro [*blackbody*]), o qual apontava um sério conflito entre a física clássica e os resultados experimentais. [...] Consideremos uma cavidade com paredes metálicas aquecidas uniformemente a uma temperatura T . As paredes emitem radiação eletromagnética na faixa térmica de frequências. Sabemos que isso acontece, basicamente, por causa dos movimentos acelerados dos elétrons nas paredes metálicas, que surgem da agitação térmica”.

tica. Tanto mais relevante será esta questão quanto se considere a atenção dispensada por Planck a ela, uma vez que, além de ter sido central na hipótese de discretização da energia, esse tema tornaria-se recorrente, ainda por muitos anos, em praticamente todos os seus trabalhos seguintes. De modo geral, a radiação de cavidade era fruto de uma discussão na qual estavam envolvidas considerações com respeito à teoria eletrodinâmica e ao modelo de Maxwell-Boltzmann de distribuição das velocidades dos átomos em um gás, além de abranger interpretações profundas sobre a segunda lei da termodinâmica, feitas especialmente através de reformulações de versões anteriormente desenvolvidas também por Boltzmann, tema este que, como vimos, despertou o interesse de Einstein ainda em seus primeiros trabalhos. Com relação à periodização dessa etapa, convém observar que a radiação de cavidade não apenas era assunto privilegiado para Planck, mas se constituía como a principal, se não a única, motivação para sua hipótese de discretização, por conseguinte, essa abordagem acabava por exaurir toda a discussão acerca da recém-proposta quantização da energia. Chamaremos a fase inicial da teoria quântica, como sugere Max Jammer, de “Primeira Estatística Quântica do Oscilador Harmônico”⁷, considerando, nesse sentido, a idealização da radiação de cavidade mais precisamente como sendo uma cavidade fechada na qual a radiação é interpretada como sendo o resultado da soma de diversos osciladores harmônicos, razão pela qual o estudo estatístico dessa distribuição de osciladores, introduzido pouco depois por Planck, torna-se, de fato, a análise mais geral dada ao problema.

A próxima fase da teoria quântica surge como evidente oposição à sua anterior, uma vez que a principal característica desse novo momento seria a ampliação dos te-

7. “É conveniente definir como a primeira fase no desenvolvimento da teoria quântica o período no qual todas as concepções e princípios quânticos se referem exclusivamente à radiação do corpo negro ou vibrações harmônicas. É o período da primeira [*early*] estatística quântica do oscilador harmônico. Se aceitarmos essa definição, podemos reconhecer o Congresso de Solvay de 1911 como o ato de fechamento desta fase ou como o prelúdio de um novo período” (Jammer, 1966, p. 61).

mas pesquisados, os quais se afastariam quase inteiramente de tópicos associados com a radiação de cavidade. Tal mudança só foi possível com a percepção de que a hipótese quântica não se restringia apenas a uma elaboração teórica com o fim de justificar aquele único problema e que, por consequência, era preciso considerar as relações desta hipótese — agora transformada em “princípio” — com outras experiências, especialmente com aquelas pelas quais se compreendia a estrutura da matéria. Desse modo, seu estudo ganha relevância para diversas áreas da física, aliás, sobre esse ponto, podemos atribuir à *explicação* do efeito fotoelétrico, mostrada pela primeira vez por Albert Einstein, o mérito de ter sido um dos primeiros trabalhos que muito cedo apontavam para essa nova direção. Contudo, foram as proposições do dinamarquês Niels Henrik David Bohr (1885-1962) que se tornaram um verdadeiro parâmetro de quase todas as pesquisas realizadas nessa etapa intermediária do desenvolvimento da física quântica; a partir das ideias de Bohr seguiram-se inovadoras construções formais teóricas acerca da estrutura do átomo e de seus elementos, como as sugeridas pelo estadunidense Arthur Holly Compton (1892-1962) e as do alemão, nascido na cidade de Königsberg, Arnold Johannes Wilhelm Sommerfeld (1868-1951). Ao longo desse período, tanto experimentos quanto suas respectivas explicações teóricas envolveriam a aplicação de algum conjunto de regras específicas paralelamente associado com a suposição dos princípios quânticos, ambos articulados com auxílio da chamada “teoria da correspondência”, a qual, *grosso modo*, enxergava na teoria clássica um limite do caso quântico. De acordo com Max Jammer, o primeiro Congresso de Solvay, ocorrido em 1911, onde se reuniram os mais importantes pesquisadores da ciência na época, sobretudo da física, deve ser considerado como marco inicial desse período histórico, pois foi a partir desse encontro, e dos trabalhos mais recentes ali expostos, que se tornava evidente para a comunidade científica a necessidade de transformar o princípio quântico em um tema amplo de pesquisa.

Trata-se de um ponto de inflexão nos destinos da quântica, uma vez que a partir dele se abria, por assim dizer, um mundo completamente novo; as descobertas experimentais encontradas nos anos seguintes, por certo, se contrapunham de modo extraordinário à visão moldada tão firmemente pela física clássica; um período histórico que chamaremos de “Teoria Quântica Tardia”. No entanto, apesar da grande habilidade exibida pelos melhores de seus pesquisadores, e de um acúmulo de importantes e intrigantes resultados, estes não convergiam para o mesmo lugar, pelo contrário, a teoria clássica continuava a desempenhar papel relevante, ainda que de maneira frequentemente conflituosa. Com isso, adiava-se uma questão constantemente presente no horizonte: ou todo esse conhecimento novo se adequaria, em algum momento, com as ideias clássicas; ou aconteceria uma ruptura definitiva. O último caso, à semelhança da teoria da relatividade, ainda estaria por acontecer, originada, não por acidente, com a percepção iminente de que a teoria quântica necessitava de uma *mecânica* específica; possuísse ou não uma estrutura análoga à clássica, essa nova mecânica deveria compreender postulados mais flexíveis. Caberá ao teórico alemão Werner Karl Heisenberg (1901-1976) a tarefa de, em 1925, expor a questão claramente nesses termos e de colaborar ativamente em sua construção. As ideias de Bohr foram, evidentemente, as primeiras a ser atacadas, como nos explica Max Jammer (1960, p. 197):

O núcleo das dificuldades era, é claro, o fato de que, de acordo com a física clássica, que servia como ponto de partida para os cálculos teóricos quânticos, uma vez que os sistemas atômicos eram descritos em termos clássicos, as frequências ópticas das linhas espectrais deveriam coincidir com as frequências orbitais de Fourier dos sistemas de movimento, um resultado sem origem na experiência. A discrepância era amenizada pelo heurísticamente valioso princípio da correspondência. Pois ele tornava possível reter a descrição do movimento em termos da cinemática e dinâmica clássicas, mas permitia, ao mesmo tempo, um certo ajuste dos resultados a fim de adequá-los aos dados observacionais. Heisenberg foi quem reconheceu que esse tratamento é somente uma alternativa. A outra alternativa, que ele escolheu em seu histó-

rico artigo “Sobre a Reinterpretação Teórica Quântica das Relações Cinemática e Mecânica” e que levou ao desenvolvimento da mecânica matricial, a mais recente formulação da mecânica quântica moderna, abandonava por completo a descrição de Bohr para o movimento, em termos da física clássica, e a substituía por uma descrição em termos do que Heisenberg reconheceu como magnitudes observáveis.

Com o surgimento da “mecânica quântica”, nome dado a essa nova proposta teórica, encerra-se uma sequência de descobertas das mais impressionantes já realizadas no desenvolvimento da física, e mesmo na história da ciência. Desse modo, chamaremos o terceiro e último período da física quântica simplesmente de “Mecânica Quântica”, no qual, do ponto de vista *teórico*, se intensificaria ainda mais a relação teoria/experimento se comparada à que se estabelecera em momentos anteriores. Com efeito, pouco mais de um ano separam as publicações de uma versão matricial da mecânica quântica, por Born, Heisenberg e Jordan; de uma versão ondulatória, dessa vez, por Schrödinger; da chamada “teoria da transformação”, a síntese mais completa das anteriores, elaborada de modo substancial por Jordan e Dirac. De fato, após esta última ter sido apresentada, seguiram-se, exclusivamente com base em seus pressupostos, inéditas e fundamentais interpretações da física quântica, seja com relação ao seu formalismo matemático, seja com relação às suas implicações epistemológicas. Nesse sentido, poderíamos estender tal período até alguma data subsequente às publicações de Jordan/Dirac; contudo, à nossa estrutura geral, é suficiente considerar o ano de 1927 como o ponto de encerramento dessa última fase, mais precisamente, com a entrega do artigo “A Interpretação Física da Dinâmica Quântica” de Dirac, no qual ele apresentaria sua própria versão da teoria da transformação, apenas algumas semanas após Jordan ter publicado a sua. A elaboração da mecânica quântica, especialmente com os trabalhos de Dirac, nos interessa diretamente pois liga-se, de modo importante, com a generalização defendida anos mais tarde por este mesmo autor, e que levará até a incorporação dos postulados relativísticos den-

tro da quântica, sem dúvida, um dos marcos mais significativos de todo o pensamento do físico inglês.

Agora nos é possível, com base nas considerações anteriores, traçar um panorama de como pretendemos analisar as diferentes etapas da história da teoria quântica ao longo de pouco mais de quarto de século. Para isso, na Figura 1.1, apresentamos um quadro-síntese das diversas etapas discutidas até esse momento e, a partir dele, é conveniente ter em mente uma descrição geral dos aspectos mais relevantes ao nosso trabalho. De fato, apesar da evidente importância da teoria quântica para a história da física, nosso esforço estará concentrado principalmente em determinar como o desenvolvimento da TQC foi influenciado, mesmo que indiretamente, pelas diferentes recepções dadas à hipótese quântica. Portanto, assuntos certamente decisivos para qualquer entendimento mais detalhado da física quântica, tais como as interpretações onda/partícula, não devem ser aqui discutidos, a menos que possam esclarecer aspectos que, mais tarde, serão encontrados em nossa própria abordagem. Por outro lado, outras passagens, geralmente pouco exploradas, ou cuja relevância é maior apenas para historiadores da ciência, se tornarão essências para nós, como ficará mais claro adiante. Sem dúvida, a mecânica quântica, além de ser uma das teorias fundamentais com respeito à origem da TQC, precisou de releituras muito complexas até ser incorporada por um formalismo relativístico, um aspecto tão importante que, sem compreendê-lo, seria muito difícil perceber, com relação à própria TQC, qual foi o impacto tanto dos trabalhos de Paul Dirac quanto daqueles realizados, no pós-guerra, por Richard Feynman. De fato, nesses dois casos, foram necessárias a elaboração de um formalismo matemático bastante específico e a reinterpretação de conceitos físicos centrais, ainda que essas considerações *não* levassem a grandes desacordos com as versões anteriores da mecânica quântica, aliás, tornava-se até mesmo uma exigência obter um certo tipo de equivalência entre interpretações novas e antigas,

não obstante este acordo fosse, no fundo, somente parcial. A questão central, na visão desses pesquisadores, era simplesmente a de se obter a maneira correta de expressar a mecânica quântica, a fim de se compreender como esta última se relacionava com a teoria da relatividade, uma estratégia transformada em fio condutor indispensável naquelas duas pesquisas. Outro ponto a ser analisado com respeito à origem da TQC é, por assim dizer, o grande descompasso entre a teoria da relatividade e a mecânica quântica: enquanto a primeira encontrava, muito cedo, uma construção sintética, cujos fundamentos poderiam ser identificados com certa facilidade, e isso colocava em evidência sua diferença com relação à física clássica; a segunda, no caminho contrário, não obstante tenha um começo bem definido, não conseguia — e talvez não desejasse — concretizar rapidamente uma ruptura com a física clássica, nem quando, em sua segunda fase, as pesquisas mais e mais descobriam o princípio quântico como elemento central na explicação dos fenômenos relacionados com a estrutura da matéria. Tal diferença cria uma dificuldade intrínseca para o surgimento da TQC e, por conseguinte, para seu estudo histórico, porque, ainda que alguns desenvolvimentos tivessem sido realizados, no sentido de encontrar intersecções entre as teorias quântica e relativística, somente após a síntese das diferentes versões dadas à mecânica quântica, de um lado, por Heisenberg e, de outro lado, por Schrödinger, tornava-se exequível incorporá-la em conjunto às proposições relativísticas, não sem consequências imprevistas, como veremos mais tarde.

Aproveitamos para chamar a atenção à maneira como esse tipo de dificuldade se mostra nas diversas apropriações teóricas realizadas no interior dos artigos científicos publicados na época: com muito pouca frequência se questiona a teoria da relatividade, enquanto a interpretação quântica, ao contrário, permanece o tempo todo no centro das discussões, provocando avanços e recuos com relação às diferentes visões dos cientistas. Resultado direto disso foi a recepção dada à primeira tentativa de construção de uma

HISTÓRIA DA TEORIA QUÂNTICA

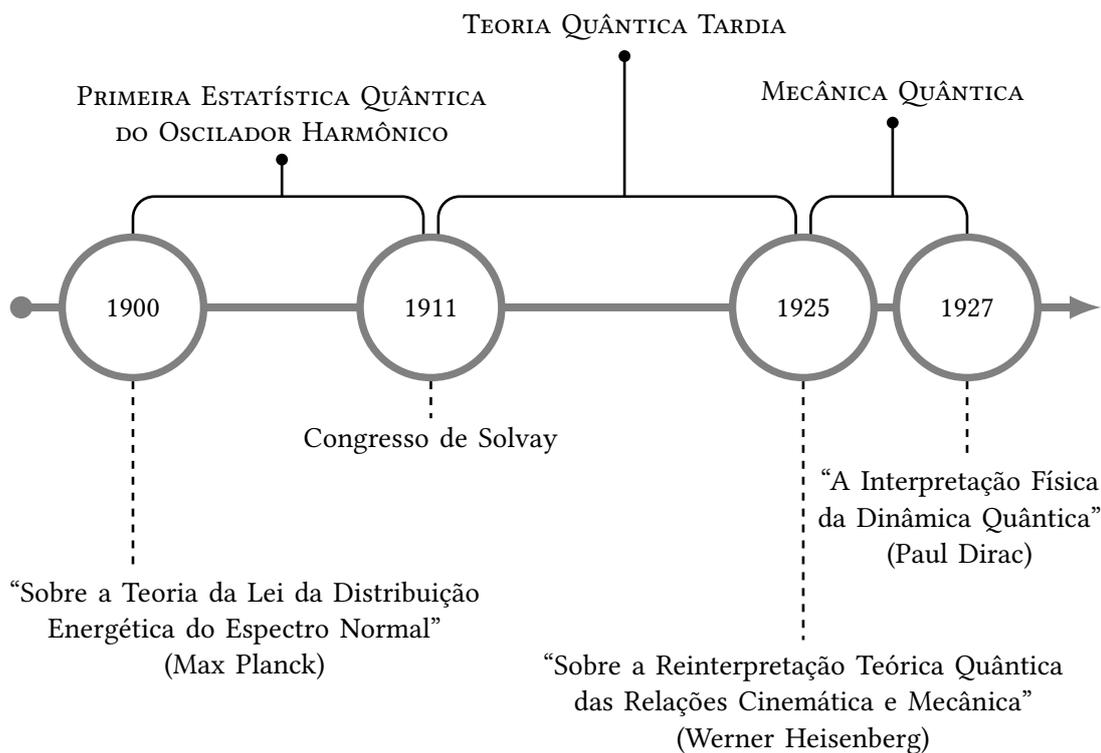


Figura 1.1 A teoria quântica passou por diversos desenvolvimentos até a construção de sua versão contemporânea, chamada então de mecânica quântica. Podemos reconhecer, até 1927, ao menos três períodos distintos desse processo, os quais têm seu início e término sugeridos em função dos eventos que mais fortemente caracterizam cada uma dessas etapas.



Figura 1.2 Congresso de Solvay, primeira edição, 1911. Sentados, da esquerda para direita: Walther Nernst, Marcel Brillouin, Ernest Solvay, Hendrik Lorentz (presidente), Emil Warburg, Jean Baptiste Perrin, Wilhelm Wien, Marie Curie, Henri Poincaré. Levantados, da esquerda para direita: Robert Goldschmidt, Max Planck, Heinrich Rubens, Arnold Sommerfeld, Frederick Lindemann, Maurice de Broglie, Martin Knudsen, Friedrich Hasenöhrl, Georges Hostelet, Edouard Herzen, James Hopwood Jeans, Ernest Rutherford, Heike Kamerlingh Onnes, Albert Einstein, Paul Langevin. (Foto de Benjamin Couprie, em 2 de novembro de 1911, domínio público, fonte: *Wikimedia Commons*).

teoria quântica relativística, conhecida hoje como equação de Klein-Gordon. Apesar de ter sido sugerida por mais de um autor, ainda em 1925, apenas com os estudos realizados após 1945, ou seja, mais de vinte anos mais tarde, ela seria plenamente aceita, da perspectiva da TQC, como um desenvolvimento correto. A reconsideração de todo um aparato conceitual, nesse e em outros casos, se justifica sempre pela mesma razão: algumas das proposições quânticas estavam em conflito com um novo conjunto de ideias. Contudo, o mais interessante nesse movimento acerca da equação de Klein-Gordon talvez seja o fato de que os reposicionamentos da comunidade científica surgem não em razão de uma reestruturação da teoria, mas, ao contrário, tais revisões se apoiam essencialmente em novas leituras de um *mesmo* conjunto de proposições. Ao discutir mais detalhadamente esses pontos, pretendemos superar outra dificuldade associada com a interpretação histórica da TQC, qual seja, as mais relevantes decisões tomadas ao longo de seu desenvolvimento sempre estiveram sujeitas à perspectiva adotada pela comunidade científica em cada período específico. Desse modo, simplesmente não podemos avaliar, a não ser retrospectivamente, a importância individual dessas escolhas para o desenvolvimento da TQC, pois elas expressam, antes de tudo, uma visão histórica compartilhada, construída através da reunião de ideias e experimentos à disposição em cada instante; por conseguinte, a diferença marcante desses momentos do passado entre si mesmos e, sobretudo, de todos eles com respeito ao conhecimento presente, só poderá ser compreendida com a retomada, ainda que parcial, das razões que conduziram as escolhas de cada época. Observe, por exemplo, que a multiplicidade de formulações da mecânica quântica, talvez o aspecto com o qual ela mais se diferenciava das demais teorias, desde o seu início, era o principal obstáculo direto à construção da TQC; contudo, foi justamente essa multiplicidade que, mais tarde, através das integrais de trajetórias de Feynman, serviu de motivação para novos estudos da própria TQC. Com efeito, as

citadas versões matricial e ondulatória da mecânica quântica tinham formalismos matemático e conceitual, em certa medida, bastante distintos e, ainda que houvesse nessa época até mesmo a prova matemática da equivalência entre ambas, as diferenças não deixaram de suscitar a todo momento discussões a respeito de qual delas seria a mais fundamental. Isso acontecia porque nenhuma delas respondia completamente todas as questões relacionadas com a física quântica, isto é, individualmente, cada uma atuava melhor em regiões diferentes. Não por outra razão, os estudos seguintes levaram até o surgimento da teoria da transformação, que novamente terá duas versões, apresentadas de modo independente por Dirac e Jordan. Neste caso, a multiplicidade não gerou exatamente uma disputa sobre a prioridade conceitual; contudo, elas possuíam uma flagrante diferença com relação à matemática empregada, e esse aspecto, sim, teve relevância direta sobre a TQC. Por outras palavras, uma vez que a TQC dependia de um diálogo direto entre o formalismo da mecânica quântica com o da teoria da relatividade, todos esses nuances, de caráter aparentemente interpretativo, tiveram papel decisivo no sucesso ou não alcançado neste encontro.

Com essas considerações, esperamos ter indicado algumas das complexidades associadas com a história da TQC, para além das bem conhecidas dificuldades do seu formalismo matemático. Como veremos, ao determinar alguns dos elementos centrais, dessa vez, da história da mecânica quântica, iremos elucidar quais foram as características indispensáveis à construção da TQC e que deverão estar presentes mesmo na versão mais recente desta. Além disso, o período de formação inicial da física quântica não só teve papel nas contribuições dadas por Dirac à quântica relativística mas exerceram influência direta sobre a maneira como ele enxergava e produzia seus trabalhos, alguns dos quais, mais tarde, seriam responsáveis por gerar um alto grau de confiança com relação às proposições ali expostas. Sem dúvida, todos os diferentes períodos da teoria quântica, bem

como os processos de mudança entre eles, cada um a seu modo, determinaram o próprio surgimento da TQC, uma vez que a ideia de unificação das teorias quântica e relativística estava há muito no horizonte da comunidade científica.

1.2 *Quantum*: Uma Hipótese, Muitas Teorias

1.2.1 Ferramentas Modernas de uma Forja Clássica

O processo histórico que envolve o surgimento da célebre comunicação “Sobre a Teoria da Lei de Distribuição Energética do Espectro Normal” de Max Planck foi tema de um detalhado estudo realizado pelo historiador e filósofo da ciência Thomas Kuhn, do qual surge mais tarde o livro *Black-Body Theory and the Quantum Discontinuity*, publicado pela primeira vez no ano de 1978. Já em sua segunda edição, feita em 1987, encontra-se em adição um posfácio em que seu autor procura responder algumas críticas originadas ainda em razão do primeiro lançamento do livro, trazendo à discussão até mesmo qual é a relação dessa obra⁸ com o ensaio *A Estrutura das Revoluções Científicas*. Acerca, ainda, da análise que faz em seu livro, sobre a origem da física quântica, Thomas Kuhn, de modo muito semelhante às conclusões de Max Jammer abordadas antes por nós, descreve a postura adotada pela comunidade científica, logo nos anos subsequentes à apresentação de Planck, como sendo marcada por pesquisas teóricas e experimentais dirigidas predominantemente à questão da radiação de cavidade. Entretanto, quando Thomas Kuhn se volta ao processo de mudança de perspectiva, cujo resultado foi o estabelecimento de um novo período histórico, no qual o princípio quântico se transforma em peça central, então se afasta sensivelmente da proposta de Jammer segundo a qual o Congresso de

8. “[...] o posfácio discute um tópico sobre o qual o livro mesmo permanece escrupulosamente em silêncio: a relação entre a interpretação histórica ilustrada por este volume e a visão mais abstrata do desenvolvimento científico presente, especialmente, em *A Estrutura das Revoluções Científicas* (Kuhn, 1978, p. xv).

Solvay de 1911 deva ser escolhido como seu marco de início. Não obstante ambos concordem ter existido esse redirecionamento, produzindo, de fato, duas etapas distintas na física quântica, descrever como se operou tal mudança não seria uma tarefa simples, como Thomas Kuhn nos revela, ao discutir como ele próprio estabeleceu a periodização adotada em seu livro de 1978:

De modo geral, eu tinha ciência da estrutura dos desenvolvimentos que eu desejava explorar, e também sabia os episódios mais importantes com os quais minha história fecharia: as invenções, durante 1922 e 1923, do modelo vetorial do átomo, de Landé, e do modelo de Bohr da tabela periódica. Apesar disso, faltava-me um pequeno pré-requisito para começar a direcionar o estudo. Eu não sabia quando os físicos primeiro se perguntaram sobre a natureza das restrições colocadas pelo *quantum* de movimento dos sistemas mais gerais do que o oscilador harmônico unidimensional de Planck. A questão, eu estava ciente, havia sido muito discutida no primeiro Congresso de Solvay, em 1911, mas eu não sabia quando ou como ela tinha se iniciado, e não poderia, portanto, dizer quando a história que desejava relatar deveria começar. Nem os documentos oficiais impressos do Congresso ou a abundante literatura secundária da primeira década do desenvolvimento dos conceitos quânticos forneciam pistas (Kuhn, 1978, p. VII).

A fim de superar tal impasse, a solução por ele encontrada foi a de realizar sua “própria cronologia através dos artigos relevantes de Planck” (Kuhn, 1978, p. VIII). Seguiremos, aqui, concordando com a delimitação apresentada por Max Jammer, pois, ao nosso trabalho, terão papel decisivo algumas questões particulares acerca dessa escolha, isto é, de início, está o fato de enxergarmos nos desenvolvimentos de Niels Bohr o caso mais emblemático do segundo período da teoria quântica. Além de suas contribuições diretas às pesquisas terem servido de motivação a uma geração de cientistas, o dinamarquês se empenhou profundamente em compreender quais eram as conexões das novas descobertas tanto com a física clássica como em relação ao conhecimento em geral. O Congresso de Solvay de 1911, nesse sentido, é um período intermediário entre, de um lado, um ainda incipiente movimento de redirecionamento das pesquisas, especialmente se considerar-

mos o fato de que Niels Bohr concluía seu doutorado exatamente nesse ano; e, de outro lado, o ápice de uma segunda etapa na teoria quântica. Ademais, assim como justificamos ao definir o intervalo de nosso último período da teoria quântica, fazer do ano de 1911 um dos limites históricos é suficiente a nosso objetivo de encontrar, em cada uma dessas diferentes etapas, qual foi seu conjunto específico de ideias e ferramentas e como isso se relaciona com o desenvolvimento da TQC. Todavia, a dificuldade apontada por Kuhn é essencial para a defesa de uma das proposições de seu livro, e que deve ser comentada. Ao analisar o período compreendido entre a proposta de quantização de Planck até os artigos de Ehrenfest e Einstein, o historiador defende que o “começo da revolução que produziu a antiga teoria quântica é transferido do fim de 1900 para 1906” (Kuhn, 1978, p. 363), mostrando-nos, desse modo, mais um aspecto da sinuosa trajetória realizada pela história da física quântica. Com efeito, Thomas Kuhn esquadrinha as principais opções teóricas exploradas na época por esses pesquisadores, as quais levaram, primeiro, à proposta de Planck, e, segundo, até a percepção de quais eram as consequências decorrentes dela. Com isso, ele procura tornar evidente a profunda conexão que mantinham entre si os temas desenvolvidos na maior parte dos artigos publicados *antes* de a proposta de quantização ter sido feita e os que vieram imediatamente *depois*, incluindo as próprias elaborações de Planck. Por esse caminho, Thomas Kuhn mostra que se diferenciam, por sua vez, as abordagens adotadas por Ehrenfest e, sobretudo, por Einstein, se comparadas às suas concorrentes, principalmente em razão do maior enfoque acerca da proposta de quantização; portanto, não se trata apenas de encontrar uma demarcação histórica, por certo arbitrária, mas de fornecer o crédito devido aos trabalhos que não apenas participaram de um novo momento da ciência, mas, sobretudo, impulsionaram a sua existência. Podemos, todavia, reduzir ao máximo a necessidade de trazer essa discussão à tona, uma vez que mais significativos para o nosso trabalho, sem dúvida, serão os

pontos de consenso entre as visões de Thomas Kuhn e Max Jammer, dentre os quais está a centralidade das condições quânticas, alcançada no interior da comunidade científica, para o surgimento, mais tarde, da própria mecânica quântica⁹. Paradoxalmente, foi essa mesma centralidade responsável por encobrir, ao menos parcialmente, a origem de algumas construções conceituais decisivas para o desenvolvimento da TQC, dentre as quais ao menos três foram forjadas inequivocamente por Max Planck; por conseguinte, tem-se aqui um assunto de grande importância em nossa pesquisa e para o qual nos voltaremos agora, a fim de compreendermos como tais ideias surgiram.

Não deixa de ser intrigante o fato de que o criador de uma das ideias mais importantes da física no século passado — se não a mais — tenha praticamente perdido o controle sobre ela. Vejamos, pois, como isso foi possível. Se, de um lado, quiséssemos nos decidir sobre qual tema seduziu o maior número de mentes dedicadas à física nas primeiras décadas do século xx, sem dúvida, ele seria o da quantização da energia; não por outro motivo que o trabalho no qual Planck *comunica* sua descoberta à Sociedade Alemã de Física, em 1900, tenha se tornado, até os dias atuais, um dos textos mais influentes já escritos na história da física, seja da perspectiva dos cientistas, seja da perspectiva dos historiadores da ciência. Por outro lado, exceto talvez para estes últimos, não se costuma atribuir a mesma influência aos artigos seguintes escritos por Max Planck, apesar de versarem, quase em sua totalidade, justamente a respeito de sua própria hipótese quântica. Começando pelo trabalho de 1900, sem dúvida, o texto escrito pelas mãos de Planck contém algumas passagens que parecem ter sido retiradas diretamente de um livro didático universitário recém-lançado¹⁰, como vemos em (Planck, 1900, p. 239):

9. Kuhn chega a afirmar que o desenvolvimento das condições quânticas é “um tema central na evolução da assim chamada velha teoria quântica e um dos quais forneceria uma visão geral estratégica do desenvolvimento da teoria como um todo. Somente contra o pano de fundo [*background*] fornecido por essa visão geral, penso, poderia a emergência da teoria matricial, da mecânica ondulatória e do *spin* eletrônico, durante 1925 e 1926, serem compreendidos” (Kuhn, 1978, p. vii).

10. Cf. (Eisberg, 1985, p. 20): “A contribuição de Planck pode ser colocada na forma de um postulado,

Devemos agora encontrar a distribuição da energia sobre os ressonadores separados de cada grupo, primeiramente a distribuição da energia E sobre os N ressonadores com frequência ν . Caso considere-se que E tenha uma quantidade continuamente divisível, esta distribuição será possível de infinitas maneiras. Nós consideramos, entretanto, — este é o ponto mais essencial de todo o cálculo — que E seja composto de um número bem definido de partes iguais e usaremos para ele a constante natural $h = 6,55 \times 10^{-27}$ [erg.sec]. Esta constante multiplicada pela frequência comum ν dos ressonadores fornece o elemento de energia ε em erg, e dividindo E por ε obtemos o número P de elementos de energia que devem ser divididos entre os N ressonadores. Se a divisão não for inteira, nós tomaremos para P um inteiro na vizinhança.

Outras passagens, entretanto, mostram um grande nível de sofisticação com relação ao formalismo, simultaneamente dos pontos de vista conceitual e matemático. Reconsiderá-las hoje, após todos os desenvolvimentos obtidos com a eletrodinâmica quântica, por exemplo, pode ser uma tarefa desafiadora, mas certamente seria útil na compreensão de aspectos substanciais de nossa pesquisa, algo a se esclarecer logo a seguir. Por enquanto, duas dessas serão suficientes a nosso propósito, sendo a primeira (Planck, 1900, p. 238):

Eu não pretendo fornecer hoje esta dedução — a qual tem por base as leis da radiação da eletrodinâmica, termodinâmica e cálculo probabilístico — sistematicamente em todos os detalhes, pois o melhor é explicar tão claro quanto possível o núcleo real da teoria. Isso pode ser feito mais facilmente se for descrito a vocês um tratamento novo e completamente elementar através do qual pode-se calcular — sem qualquer conhecimento sobre a fórmula espectral ou sobre qualquer teoria — a distribuição de uma dada quantidade de energia sobre as diferentes cores do espectro normal, usando uma constante da natureza somente, e depois disso o valor da temperatura desta radiação energética, usando uma segunda constante da natureza.

e também a seguinte (Planck, 1900, p. 238):

Uma vez que a entropia de um ressonador é, portanto, determinada pela forma na qual a energia é distribuída em um tempo sobre muitos ressonadores, eu suspeito [*vermutete ich*] que se deva calcular esta

como se segue: *Qualquer ente físico com um grau de liberdade cuja 'coordenada' é uma função senoidal do tempo (isto é, executa oscilações harmônicas simples) pode possuir apenas energias totais ε que satisfaçam à relação $\varepsilon = nh\nu$, $n = 0, 1, 2, 3, \dots$ onde ν é a frequência da oscilação, e h uma constante universal*".

quantidade na teoria da radiação eletromagnética pela introdução das considerações probabilísticas, a importância pela qual a segunda lei da termodinâmica foi pela primeira vez descoberta pelo Sr. Boltzmann.

A objetividade com a qual Max Planck expõe seus argumentos nas passagens anteriores reflete a força e o alcance de uma formulação bastante simples: $\varepsilon = h\nu$, mas também é fruto da percepção de que se havia alcançado, a partir dela, respostas há muito procuradas sem sucesso por alguns dos seus colegas mais experientes. Abandonando, aqui, os detalhes sobre os cálculos finais às diversas referências científicas¹¹ ou históricas¹², é suficiente lançar luz à maneira como seu autor pretende anunciar o que já sabe tratar-se de um acontecimento científico de grandes proporções: “o melhor é explicar tão claro quanto possível o núcleo real da teoria”. A consciência de Max Planck a respeito da importância dos seus resultados é tanto mais surpreendente quanto se atente à convergência das mais diversas análises acerca desse ponto realizadas ainda muitas décadas depois, da qual é exemplo típico a seguinte afirmação feita por Jammer (1966, p. 18):

Esta interpolação, embora matematicamente um mero arranjo, foi um dos momentos mais significantes e de maior contribuição já realizados na história da física. Não apenas levou Planck, em sua busca por essa corroboração lógica, à proposta elementar do *quantum* de ação e portanto iniciou o mais novo desenvolvimento da teoria quântica, [...] como ele também continha certas implicações que, uma vez reconhecidas por Einstein, afetaram decisivamente todos os fundamentos da física bem como seus pressupostos epistemológicos.

Apesar disso, não parece haver concordância quanto à extensão dessa mesma relevância aos seus trabalhos seguintes, especialmente quando distinguimos o grupo dos historiadores daquele dos cientistas. Nos textos destes, com efeito, inexistem citações aos diversos esforços empregados por Planck a fim de construir uma teoria coerente mas capaz de assimilar os grandes desenvolvimentos de sua época, dos quais são exemplos a

11. Cf. Eisberg (1985, p. 13 e segs.).

12. Cf. Jammer (1966, p. 10 e segs.) e Kuhn (1978, p. 102 e segs.).

termodinâmica e o eletromagnetismo. No entanto, de acordo com o outro grupo, seria possível até mesmo separar os trabalhos escritos por Planck após 1900 em três conjuntos de propostas conceituais mais amplas. O primeiro desses conjuntos englobaria todas as considerações feitas diretamente com respeito à hipótese de quantização; o segundo, compreendido em torno de 1911, consiste em debates ligados à “teoria do calor específico” (Kuhn, 1976, p. 235); e, além disso, um terceiro, no qual Planck se concentrou em sua última tentativa de reelaborar algumas das ideias surgidas ainda neste segundo momento. As duas últimas etapas, em contraposição à primeira, ficaram conhecidas como “segunda teoria” e “terceira teoria”. Houve também produções feitas com o objetivo de sintetizar o que Planck julgava ser mais importante em cada caso. De fato, com a primeira edição do livro *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung* (Planck, 1906), ele expressa sua proposta inicial; cuja transformação teórica é acompanhada pela segunda edição desse mesmo livro, terminada em 1911; e, ainda, dessa vez na forma de artigo (Planck, 1914), ele produz uma versão crítica acerca somente deste seu segundo trabalho. Nos anos seguintes, entretanto, os desenvolvimentos da própria teoria quântica se encarregariam de praticamente banir as últimas contribuições na condição de “teorias completamente esquecidas” (Kuhn, 1978, p. 235), julgamento, é claro, inscrito sobremaneira em seu período histórico, cujo distanciamento no tempo talvez seja o suficiente para ressignificá-lo parcialmente:

[...] a segunda teoria de Planck tem uma enorme importância, pois [nossa] atenção a ela retomará a narrativa para temas que eram dominantes através de seus estágios iniciais, mas que têm estado desde então perdidos de vista. Os artigos nos quais Planck elaborou a segunda teoria são produtos de suas primeiras tentativas de incorporar [a] descontinuidade e desenvolver uma física não clássica. Inevitavelmente sua preparação necessitou sua reconsideração e reavaliação de um número de ideias, incluindo a radiação natural, a qual havia sido fundamental para suas primeiras pesquisas sobre a radiação de cavidade (Kuhn, 1978, p. 235).

Observe que esta outra divergência, surgida apenas entre os cientistas, na época em que os trabalhos de Planck foram publicados, não é exatamente a mesma que citamos anteriormente entre cientistas e historiadores *hoje*, e pode ter sua origem em diversas razões, não sem consequências práticas; a começar pelo enfoque adotado nas atividades dos físicos antes do surgimento da mecânica quântica, o que determinava tanto a escolha dos artigos considerados essenciais quanto a seleção de quais ideias poderiam ser úteis ou não para seus objetivos, bastante específicos. Portanto, essas diferenças nos revelam muito mais do que a preferência pessoal dos seus investigadores, e ao identificá-las, para além das inegáveis contribuições dadas por Planck à quântica — fato que por si deve garantir seu lugar entre os grandes teóricos do século xx — descobriremos qual foi sua participação também na construção de algumas ferramentas indispensáveis ao surgimento da TQC. A discussão mais pormenorizada, realizada por Thomas Kuhn, acerca das interpretações de Max Planck, em particular, traz elementos essenciais para nossa discussão: façamos, pois, cinco observações. A primeira diz respeito à recepção feita por Max Planck acerca de sua própria hipótese do *quantum* de energia. Kuhn e Jammer, mais uma vez, concordam quanto ao caráter ambíguo da postura tomada por ele com relação às reapropriações que ele mesmo faz da ideia original de 1900. Apesar da ruptura promovida por esta, cuja expressão pode ser encontrada das mais diversas maneiras na história da física — movimento sobretudo iniciado com os artigos de Albert Einstein em 1905 —, ao considerarmos retrospectivamente os trabalhos seguintes de Max Planck, não se encontra neles qualquer ênfase na cisão quase evidente com a física clássica em decorrência de se aceitar a proposta de quantização. No caminho contrário, sua atitude corrobora, na prática, a busca por uma, por assim dizer, acomodação dessa ideia em meio aos desenvolvimentos da física clássica. De acordo com Max Jammer, a análise mais detalhada de sua famosa comunicação, ou de seu artigo publicado meses depois, nos levaria a concluir

a existência de um paradoxal tratamento dedicado à hipótese quântica, uma vez que é “interessante notar que em nenhum lugar neste artigo, nem em nenhum outro dos seus escritos iniciais, trouxe Planck em destaque o fato fundamental de que U é um múltiplo integral de $h\nu$ ”, concluindo, a partir disso, que “na época, Planck aparentemente ainda não estava muito certo se sua introdução de h era meramente um artifício matemático ou se ela expressava uma inovação fundamental de significado físico profundo” (Jammer, 1966, p. 22). Outros fatos, além deste, contribuem para Max Jammer pensar assim, dentre os quais destacam-se algumas cartas e publicações feitas muitos anos depois, nas quais Planck sugere as motivações que o levaram até a introdução do *quantum* e, ao mesmo tempo, retratam como ele enxergava todo esse novo cenário (1966, p. 22):

Em uma carta não publicada¹³ (1931), dirigida a R. W. Wood, Planck descreveu em detalhe os motivos psicológicos que o levaram ao postulado dos *quanta* de energia: ele o chamou “um ato de desespero”, feito porque “uma explicação teórica *tinha* que ser fornecida a todo custo, qualquer que fosse o preço”. Como ele admitiu mais tarde em sua *Autobiografia*¹⁴, ele estava insatisfeito com seu próprio tratamento e tentou repetidamente, embora sem sucesso, ajustar a introdução de h , de algum modo (“irgendwie”), dentro do sistema da física clássica.

De onde surge, pois, a percepção evidente no texto de Planck de que suas elaborações apontavam para um caminho tão decididamente importante na física? É preciso um esforço nosso de reconstrução do momento histórico no qual ele se encontrava e de como seus trabalhos se articulavam com os demais então aceitos pela comunidade científica. Com efeito, vamos começar extraindo a seguinte questão a partir das passagens aqui selecionadas: por que sua cautela (“não pretendo fornecer hoje esta dedução”) em fazer uma exposição completa, à qual ele já havia certamente chegado? A nosso ver, esse desvio

13. Jammer (1966, p. 22), em nota, cita a seguinte passagem dessa carta: “Kurz zusammengefasst kann ich die ganze Tat als einen Akt der Verzweiflung vezeichnen” [“Em resumo, posso descrever todo o processo como um ato de desespero”], e em seguida diz onde a encontrou: “A carta (out. 7, 1931) está depositada no Centro para a História e Filosofia da Física, do Instituto Americano de Física, Nova York”.

14. Cf. as referências originais utilizadas por Max Jammer, bem como as traduções existentes do alemão para o inglês, citadas em (Jammer, 1966, p. 10, nota 42).

cumpra ao menos dois objetivos. O mais sugestivo é o de que, desse modo, Planck pretendia apresentar imediatamente os pontos essenciais, deixando as passagens mais técnicas para outro lugar. No entanto, qual a dificuldade em prosseguir com algumas demonstrações cujo desenvolvimento não ultrapassaria hoje duas seções de um texto introdutório de física básica¹⁵? Simplesmente porque não era esse o caso *na época*. Como destacamos antes, há uma transformação profunda no cenário das pesquisas científicas, provocada sobretudo em razão dos trabalhos de James Clerk Maxwell e Ludwig Boltzmann. O contexto é de enorme ebulição teórica com relação a essas duas construções, e não de relativa estabilidade, como pode-se inadvertidamente acreditar. Queremos dizer com isso o seguinte: sua apresentação é apenas *uma* inovação no interior de *múltiplas* inovações. A termodinâmica, por exemplo, ainda passaria por reelaborações com respeito à compreensão formal e conceitual de sua segunda lei, algumas das quais realizadas com ajuda de Planck e Einstein. Ou seja, o alcance real dessas teorias ainda era incerto, por isso havia uma proposta mais do que promissora de se encontrar uma correlação entre todas elas, como fica evidente quando Planck escreve os pressupostos necessários para sua dedução: “as leis da radiação da eletrodinâmica, termodinâmica e cálculo probabilístico”. Todavia, conforme o século xx avançou, essas áreas, individualmente, aumentaram mais e mais seu grau de complexidade, a ponto de que uma proposta dessa envergadura acabou se transformando, na prática, em um desafio sem precedentes à física contemporânea. O método de integração funcional de Richard Feynman, por exemplo, desenvolvido quase cinquenta anos depois, se destacaria nesse sentido *justamente* porque “revela a analogia próxima entre a teoria quântica dos campos e a mecânica estatística” (Peskin, 1995, p. 275). De qualquer maneira, se, de um lado, Planck havia lançado mão de uma proposta

15. Cf. as seções “3. A Teoria Clássica da Radiação de Cavidade” e “4. Teoria de Planck da Radiação de Cavidade” do primeiro capítulo de Eisberg (1985, pp. 24-38).

com a qual poderia explicar questões essenciais de sua época, de outro lado, poderia ter a expectativa de que ela, mais tarde, fosse incorporada pelas demais teorias, afinal a hipótese do *quantum* originava-se destas últimas. Explica-se, desse modo, outro aspecto fundamental do período chamado por nós de a Primeira Estatística Quântica do Oscilador Harmônico, ou simplesmente “Primeira Estatística Quântica”: a concentração dos estudos em torno da radiação de cavidade, pois, além de ter sido o problema do qual, sem dúvida, se iniciou toda a teoria quântica, representa, antes de tudo, a inclinação a um modo específico de se pesquisar, apoiado no entendimento mais geral da física, cujo exemplo maior será, evidentemente, aquele construído pelo próprio Max Planck. Mais tarde, justamente essa mesma característica será recusada em prol da diversificação e especialização dos temas, que serão escolhidos predominantemente em função dos resultados experimentais. Com isso, chegamos até mais uma importante contribuição de Max Planck à física, porque esse caráter generalista nos ajuda a compreender o motivo pelo qual sua análise, cujo principal resultado acabou se tornando a introdução da quantização energética, liga-se o tempo todo com outra discussão iniciada anos antes de Planck ter apresentado sua comunicação. Isto é, como não deixa de registrar a segunda passagem selecionada por nós de seu texto, um dos aspectos inovadores de seu trabalho está no emprego das chamadas “considerações probabilísticas”, sugeridas inicialmente através dos trabalhos de Boltzmann, na tentativa deste de justificar a segunda lei da termodinâmica, isto é, a lei da entropia. Cabe destacar, portanto, a dinâmica na qual estão envolvidas as atividades científicas do começo do século xx, uma vez que não apenas a conexão entre grandes áreas se mostrava no horizonte, mas também novas e decisivas construções despontavam desde o começo. De fato, com relação a este último aspecto, apenas a observação mais atenta das análises estatísticas que foram feitas por Boltzmann e por Planck pode nos revelar que, apesar de guardarem uma relação entre

si, elas não são exatamente iguais, e o próprio contexto no qual são utilizadas ajuda a expressar quais são as principais diferenças nesse caso. De acordo com Thomas Kuhn, o tratamento probabilístico na física tem origem em *uma* de três, em certa medida, equivalentes demonstrações encontradas por Boltzmann a fim de apresentar sua equação relacionada à segunda lei da termodinâmica; Planck, ao contrário, quando chega até a ideia do *quantum*, considera tal análise absolutamente central em seu trabalho. Ainda mais importante é o fato de este último teórico ter levado muito mais adiante essas considerações, procurando relacioná-las com sua discussão sobre a radiação eletromagnética, descrevendo assim a composição de diversos osciladores harmônicos individuais presentes em uma cavidade ressonadora, em essência, o problema da radiação de cavidade. Sem entrar diretamente na discussão dos resultados aos quais ambos chegam, e suas diferenças quanto ao formalismo matemático, pode-se afirmar, todavia, que tanto o fato de ter ampliado o uso da análise estatística a outras áreas, além da termodinâmica, quanto o de introduzi-la de modo consciente e como elemento intrínseco da teoria, e não apenas acidental — duas características fundamentais à hipótese quântica —, levam Thomas Kuhn a destacar o papel decisivo de Max Planck, assim como o de Ludwig Boltzmann, para o surgimento da mecânica estatística, pois “somente Boltzmann procurou desenvolver uma teoria estatística da entropia, e tal aspecto de seu trabalho foi inteiramente ignorado por outros teóricos do gás até depois que Planck o retomou no fim de 1900”. Com isso, ele conclui que “um conjunto de conhecimentos agora coberto pela frase ‘mecânica estatística’ ou ‘termodinâmica estatística’ quase não existiu durante o século dezenove” (Kuhn, 1978, p. 21). Portanto, se a compreensão de Max Planck com respeito à radical hipótese quântica pode ser questionada, com base em seus próprios escritos, o mesmo não se pode dizer com relação à introdução das interpretações estatísticas na teoria quântica e, por conseguinte, na história da física:

Os elementos que distinguem os artigos de 1877 de Boltzmann — a identificação dos estados equiprováveis, referência aos pequenos pedaços de papel marcados de uma urna ou ao lançamento de dados, e recurso explícito ao cálculo de probabilidades — estavam notavelmente perdidos. Somente após Planck aplicá-los à teoria da radiação eles começaram a assumir seu lugar padrão de agora. Esta mudança de *status* deve-se em parte aos persistentes esforços, datados de por volta de 1906, para se entender o trabalho de Planck, o qual era aparentemente, em contraste com a teoria do gás, completamente dependente deles [métodos estatísticos] (Kuhn, 1978, p. 70).

A segunda observação que gostaríamos de trazer à nossa análise está diretamente relacionada com a discussão precedente, e diz respeito ao tratamento dispensado por Planck à recém-elaborada teoria eletromagnética de Maxwell. Não há como dimensionar o papel desta última à TQC, visto que sua origem é indiscernível da eletrodinâmica quântica, cuja proposta é exatamente a de apresentar uma versão quântico-relativística do eletromagnetismo. Contudo, a importância da eletrodinâmica aos trabalhos de Max Planck — não só com relação ao surgimento da proposta quântica mas também ao lugar ocupado em seu pensamento como um todo — merece nossa atenção. Ainda que esse desenvolvimento, ao longo de todo o período da física quântica, tenha sido empregado em diversas produções teóricas, com maior ou menor destaque, em certos casos envolvendo até mesmo considerações relativísticas, desse modo, adiantando-se em muito¹⁶ à própria TQC; quando estas apropriações são comparadas com a que foi realizada nos trabalhos de Planck, apresentam uma diferença essencial, qual seja, assim como não se deve considerar a ideia do *quantum* como ponto de chegada, pois ela ainda precisaria ser compreendida, a eletrodinâmica não se constituía como simples ponto de partida, em outras palavras, na perspectiva de Planck, a relação dessa teoria com todos os demais desenvolvimentos da física ainda restava ser interpretada. Com efeito, a influência do

16. No ano anterior à apresentação da equação relativística do elétron ter sido feita por Dirac, a concepção do *spin*, que influenciou muito naquela equação, seria um resultado típico dessa interação: “De fato, foi a forte convicção de Pauli na absoluta validade da teoria da relatividade que o fez rejeitar o núcleo ‘ortodoxo’ da teoria e portanto preparar o caminho para a concepção do *spin*” (Jammer, 1966, p. 138).

eletromagnetismo, no caso específico de Planck, se deveu tanto ao seu interesse pelos trabalhos de Maxwell quanto à discussão em voga sobre a teoria do gás, intensificada, dessa vez, através da colaboração surgida entre este último e Boltzmann. Trata-se, sem dúvida, de mais um exemplo do rico diálogo entre as atividades realizadas na ciência ainda no final do século XIX, e que se estenderia ao início do próximo, cuja influência não se restringia às formulações desenvolvidas por Planck, mas atingia as realizadas por quase todos os pesquisadores da época, a exemplo do alemão Wilhelm Wien (1864-1928), outro cientista envolvido pelo contexto do qual emergiria a teoria quântica¹⁷. Da teoria do gás, hoje mais bem inserida na perspectiva da termodinâmica, origina-se a famosa distribuição de Maxwell-Boltzmann, com a qual se descreve a distribuição média de velocidades das moléculas de um gás; outro resultado aparentemente assimilado pela maioria dos cientistas da época. Tem-se, com este último, um exemplo excelente de como Planck articulava os seus trabalhos com relação àqueles de seus colegas cientistas: ele oscila entre aceitar sem muita convicção a proposta de Maxwell e Boltzmann, em um primeiro momento; depois fará diversas críticas, a fim de rejeitá-la; e, por fim, voltará a reconsiderá-la como correta: “Em grande medida o ceticismo de Planck sobre a teoria do gás derivava de considerações estratégicas, pouco mais do que a necessidade ou a descoberta exigiam teria sido o suficiente para fazê-lo mudar de ideia” (Kuhn, 1978, p. 23). A maior motivação por detrás desse movimento encontrava-se, pois, nas interpretações que Planck estava fazendo, simultaneamente, tanto na tentativa de compreender a radiação de cavidade quanto na de se apropriar da teoria eletromagnética, assim como esclarece, dessa vez, Max Jammer: “o que Planck parecia ter em mente era uma tradução das razões que levavam à distribuição de velocidades de Maxwell-Boltzmann com

17. “Como um produto da teoria, a lei de distribuição de Wien tinha, é claro, pouca autoridade até Planck rederivá-la por uma rota diferente em 1899. A hipótese de que tanto o comprimento de onda quanto a intensidade são funções apenas da velocidade translacional das moléculas emitidas era no melhor dos casos *ad hoc*” (Kuhn, 1978, p. 11).

base na teoria cinética para a estrutura conceitual da teoria eletromagnética”, e ainda prossegue: “Em seu estudo da absorção e emissão de ondas elétricas por ressonância ele pensou que tinha encontrado um tal processo irreversível na interação entre a absorção e a emissão dos ressonadores” (Jammer, 1966, p. 11). Ao contrário, portanto, do que possa sugerir o fato de o período da Primeira Estatística Quântica ter se concentrado em torno de um único problema, isso só se tornou possível porque este reunia em si uma profunda conexão entre grandes estruturas teóricas e conceituais, naquele momento inseparáveis no estilo de se produzir conhecimento na física. Como se havia mostrado eficaz no início da teoria da quântica, perceber como ocorria a irradiação nesse caso poderia trazer um aspecto chave a partir do qual os resultados da teoria eletromagnética se estenderiam à teoria do gás e vice-versa. Compreende-se, desse modo, em particular, todos os esforços de Planck em conduzir os estudos nessa direção, apesar de obter pouco sucesso quanto à explicação das recentes descobertas, sobretudo quando a hipótese quântica começa a ocupar o centro das pesquisas. No entanto, a postura pragmática do período seguinte, por assim dizer, afastaria a teoria do gás dos estudos de física quântica e flexibilizaria a eletromagnética em seus aspectos fundamentais. Desse ponto de vista, a reinterpretção de grandes estruturas teóricas, com o objetivo principal de se atingir a harmonização entre todas elas, é uma proposta que só voltaria a ganhar adeptos com o surgimento da eletrodinâmica quântica, ainda que seja muito difícil comparar esses dois momentos, em razão principalmente do grande número de resultados teóricos e experimentais acumulado no intervalo entre ambos.

O terceiro aspecto dos trabalhos de Planck para o qual gostaríamos de chamar a atenção foi bem detalhado por Thomas Kuhn em *Black-Body Theory and The Quantum Discontinuity*, e diz respeito à intrincada correlação entre a segunda lei da termodinâmica e a direção do tempo. O assunto é, sem dúvida, um dos conceitos centrais à análise das

diversas perspectivas adotadas por Planck, antes e depois de apresentar o *quantum* de energia, pois ajudou a estabelecer, de modo efetivo, a conexão entre as diferentes áreas estudadas por ele ao longo em suas teorias. Com isso, percebe-se, simultaneamente, o caminho pelo qual ele deverá se aproximar da questão da radiação de cavidade; bem como essa articulação geral dos problemas levou até à elaboração da hipótese quântica; e, por fim, como foram assim obtidas outras ressignificações diretas dos trabalhos de Boltzmann¹⁸, esta última será, em particular, uma das questões nas quais persistirá mais tarde, constituindo-se, nesse sentido, em parte substancial da motivação responsável por ele não ter se afastado do objetivo principal de suas pesquisas, que era exatamente compreender a radiação de cavidade. Apesar de trazer todos esses elos de conexão entre os seus trabalhos, sendo, portanto, um conceito decisivo à reconstituição do seu pensamento, de acordo com Thomas Kuhn, uma séria dificuldade na abordagem desse tema surge “parcialmente por falta de informação relevante sobre Planck e parcialmente porque as atitudes do fim do século dezenove com relação à mecânica, ao contínuo e ao campo eletromagnético têm sido muito pouco estudadas” (Kuhn, 1978, p. 29); as pesquisas em história e filosofia da ciência avançaram muito desde então, mas arriscaríamos apontar como justificativa adicional o fato de que uma tal proposta de pesquisa não foi completamente elaborada na própria física, mesmo nos dias atuais. Com efeito, as discussões com respeito à direção do tempo, em grande medida, permanecem hoje isoladas no interior da termodinâmica e da mecânica estatística, uma vez que sua origem está intrinsecamente relacionada com a lei da entropia e, por conseguinte, sobre quais seriam as condições de reversibilidade dos sistemas físicos. No entanto, esse mesmo tópico de pesquisa, assim como apresentado inicialmente por Max Planck, é ainda mais complexo,

18. “Um entendimento dos aspectos selecionados do pensamento de Boltzmann é, portanto, pré-requisito ao estudo dos desenvolvimentos de Planck após 1897, especialmente porque parte do que Planck encontrou em Boltzmann perdeu-se de vista durante os desenvolvimentos subsequentes da mecânica estatística” (Kuhn, 1978, p. 37).

pois, como vimos, não se restringe à teoria do gás, mas engloba profundas considerações eletromagnéticas. Thomas Kuhn (1978, p. 29) resume as tentativas de assimilação da direção do tempo para o interior do eletromagnetismo, desenvolvidas nesses primeiros trabalhos de Planck, da seguinte maneira:

Ondas elétricas seriam governadas pelas equações de Maxwell somente, e elas, como as equações da mecânica, são invariantes quando a direção do tempo é alterada. Mas um ressonador, Planck insistiu, alteraria o campo, por exemplo, absorvendo energia de uma onda plana incidente e reemitindo-a na forma de uma onda esférica. Além disso, porque sua amplitude muda somente lentamente com aquela do campo, um ressonador gradualmente irá eliminar flutuações na intensidade da radiação incidente sobre ele. Finalmente, porque ele tem um intervalo de resposta finito devido ao amortecimento da radiação, um ressonador irá interagir através do campo com ressonadores em frequências vizinhas, e tal interação irá alterar a distribuição de “cor” da radiação ou comprimento de onda, como as colisões moleculares alteram a distribuição de velocidades molecular.

Ainda uma outra razão, diferente das anteriores, chama nossa atenção quanto ao tema em si. Com efeito, nos primeiros trabalhos realizados por Richard Feynman, em cooperação com seu orientador John Wheeler, Feynman voltaria à questão da direção do tempo, não para justificá-la, mas sim para colocá-la em dúvida, ao menos dentro de certos limites teóricos: “Temos, portanto, uma descrição clássica do par produção e aniquilação. A partícula cuja trajetória tem seu tempo próprio oposto em sinal ao tempo verdadeiro t [...] se comportaria como uma partícula de sinal oposto, pois mudar o sinal de db_μ [...] é equivalente a mudar o sinal em e_b . Esta ideia de que pósitrons podem ser elétrons com o tempo próprio reverso foi sugerido a mim pelo professor J. A. Wheeler em 1941” (Feynman, 1948b, p. 943). O amadurecimento destas primeiras discussões e sua inovadora interpretação da mecânica quântica terão grandes impactos na história da TQC, assunto sobre o qual voltaremos a tratar em outro capítulo. Por ora, cabe apenas destacar que, em relação à postura de Planck, se, de um lado, seria possível enxergá-la, de modo geral,

apenas como a intenção de conciliar os postulados das diversas teorias das quais eventualmente surgiu a hipótese de discretização da energia, logo, pode-se acusar seu autor, afinal, de ter permanecido preso às maneiras fornecidas pela física clássica de pensar e de conduzir as pesquisas; de outro lado, já é possível, agora, a partir de nosso esforço retrospectivo, abrandar essa mesma tese. De início, deve-se reconhecer, do ponto de vista de Planck e seus contemporâneos, a novidade relativa de todos os desdobramentos teóricos, especialmente do eletromagnetismo e da teoria do gás; em larga medida, trata-se de um conjunto bastante sofisticado de ferramentas conceituais e matemáticas à disposição, as quais dependiam, ainda, da interpretação e criatividade individuais dos cientistas em operá-las e, sobretudo, coordená-las. Todo esse processo, por sua vez, enriquecia os corpos teóricos um a um, como mostramos ao comentar a incorporação dos conceitos do eletromagnetismo à teoria do gás. Ademais, diversas ideias externas a todos corpos teóricos eram frequentemente consideradas, de modo essencialmente *ad hoc*, das quais o *quantum* não deixa de ser um exemplo. Desse modo, os desenvolvimentos de Planck e seus contemporâneos não devem ser considerados inéditos apenas com relação ao sucesso alcançado em anos posteriores, mas sobretudo com relação à articulação geral da física ainda no começo do século xx. A nosso ver, parte significativa das razões envolvidas no posicionamento adotado por Boltzmann e Planck, por exemplo, frente ao conhecimento científico, precisará ser retomada nos anos do pós-guerra, afinal, nesses dois momentos históricos tratava-se de encontrar um denominador comum a um conjunto de elaborações teóricas e experimentais cada vez mais complexas e, ao mesmo tempo, aparentemente dispersas.

O quarto ponto dos desenvolvimentos de Max Planck, a ser destacado nesta parte de nossa exposição, é, dentre todos os considerados até aqui, aquele cuja influência mais diretamente se estendeu sobre a TQC — desconsiderando, evidentemente, suas contri-

buições à teoria quântica —, ligando-se, desse modo, com os chamados “processos de renormalização” da teoria dos campos; mas que surge quando, nos trabalhos pertencentes à sua “segunda teoria”, Planck, após sucessivas tentativas de incorporar a hipótese quântica aos novos processos de radiação, decide então realizar seu “passo mais radical” (Kuhn, 1978, p. 244) a fim de explicar os processos de descontinuidade, naquela altura indubitavelmente confirmados pela experiência. Sua ideia consistia, por outras palavras, em realizar um tratamento ao mesmo tempo contínuo e discreto¹⁹, tornando essa fase de seus estudos uma das mais difíceis de se compreender, especialmente quando contraposta com outros trabalhos produzidos naquele momento. Não por outra razão, essas interpretações são apontadas como argumento de que ele ainda não havia assimilado corretamente a hipótese quântica²⁰, exposta tão claramente, como vimos, pouco mais de uma década antes. A nós interessa, diretamente, a demonstração — feita pela primeira vez na história da física — de que o estado de menor energia de um oscilador harmônico não poderá ser menor do que $\frac{1}{2}h\nu$:

Portanto, para o ponto zero de temperatura absoluta, E se torna, não 0, mas $N\frac{1}{2}h\nu$. Este é o caso extremo [...], o qual apenas permite que o equilíbrio termodinâmico exista. Que os osciladores possam realizar vibrações mesmo à temperatura zero, a energia média dos quais sendo tão grande quanto $\frac{1}{2}h\nu$ e, portanto, que possam se tornar muito grandes para vibrações rápidas, pode parecer, à primeira vista, estranho. A mim parece, entretanto, que certos fatos apontam para existência, dentro dos átomos, de vibrações independentes da temperatura e abastecidas com energia apreciável, as quais precisam somente de uma pequena

19. “Contrário à sua primeira teoria e mais em acordo com a teoria de Maxwell, Planck agora sugeriu que a absorção da energia eletromagnética por osciladores é um processo contínuo. Por outro lado, sustentava ele, emissões ocorrem somente em *quanta* de energia inteiro [*integral*] ε e é um processo contínuo regulado pela lei da probabilidade; nem todo oscilador depois de ter acumulado uma quantidade ε durante a absorção necessariamente emite este *quantum*, mas somente uma fração η de tais osciladores o fazem” (Jammer, 1966, p. 47).

20. “Em vista do que os conceitos quânticos estavam para se tornar, a segunda teoria de Planck tem inevitavelmente parecido como um beco sem saída para historiadores e físicos. Geralmente ela entra em suas discussões como um índice do conservadorismo de Planck, sua inabilidade para aceitar a mais radical restrição sobre os níveis de energia permitidos, os quais ele mesmo tinha introduzido no fim de 1900” (Kuhn, 1978, p. 244).

e apropriada excitação para se tornarem evidentes externamente. Por exemplo, a velocidade, às vezes muito grande, dos raios catódicos secundários, produzidos pelos raios de Roentgen, e aquela dos elétrons liberados pelo efeito fotoelétrico são independentes da temperatura do metal e da intensidade de radiação incidente (Planck, 1914, p. 263).

Assim como em todos os casos aqui apresentados, é preciso levar em consideração cuidadosamente toda a conjuntura científica específica desse momento, pois, como discutimos logo no início, mesmo após todas as decisivas elaborações apresentadas por Einstein, outros cientistas ainda elaboravam seus trabalhos em sintonia com a tradição ali formada sob a influência de Planck. De qualquer forma, será o próprio Planck quem primeiro realizou críticas à sua “segunda teoria”, como observa Jammer, além de destacar outras importantes contribuições ligadas com essa fase de seu pensamento:

Embora logo rejeitada por seu autor e substituída por uma “terceira teoria”, a qual reconhecia a emissão assim como a absorção como fenômenos contínuos, a “segunda teoria” de Planck merece nossa atenção por, no mínimo, três importantes razões. Em primeiro lugar, a partir da nova expressão da energia média U do oscilador harmônico, Planck deduziu que ao zero absoluto a energia não é zero, como sugerido pela sua fórmula original para U , mas era igual a $\frac{1}{2}h\nu$. A noção de “energia de ponto zero”, portanto, fez sua primeira aparição na física moderna; embora esquecida por uma teoria indefensável, ela foi, finalmente, como bem se sabe, reivindicada pela mecânica quântica. Outro ponto de interesse é que a “segunda teoria” continha provavelmente a mais antiga sugestão, desde que a teoria quântica foi concebida, de que processos elementares estão sujeitos a leis de probabilidade (Jammer, 1966, p. 49).

A “terceira razão” apontada por Max Jammer na passagem anterior fica, aqui, como nossa quinta observação, a saber. A Teoria Quântica Tardia, próxima etapa à qual nos voltaremos a seguir, terá uma articulação geral bastante distinta dessa que estamos discutindo agora; apesar disso, algumas construções teóricas terão papel essencial para a condução das pesquisas, ocupando, assim, de uma perspectiva mais ampla, o lugar deixado pelas abordagens feitas em torno da radiação de cavidade. Apesar de a maior parte dessas

novas construções ter sido elaborada diretamente por Niels Bohr, é bastante curioso que a principal delas tenha sido formulada com ajuda dos desenvolvimentos realizados pela “segunda teoria” de Planck, pois foi justamente a partir desta que teve origem “provavelmente o mais antigo exemplo na teoria quântica de aplicação daquilo que mais de dez anos mais tarde se tornaria conhecido como o ‘princípio da correspondência’” (Jammer, 1966, p. 50), uma conclusão igualmente defendida por Thomas Kuhn²¹. Nesse sentido, cabe notar a importância histórica do período da Primeira Estatística Quântica, porque se este foi diretamente conduzido por Max Planck, o qual ajudou a construir de modo substancial a visão adotada por grande parte da comunidade científica; isso só se tornara possível pois, no caminho contrário, ele havia se transformado na representação de um dos pontos mais altos alcançados no interior de uma dinâmica científica *típica* do começo do século xx. Tão logo os cientistas decidem alterar a estrutura geral das pesquisas, a relevância dos trabalhos de Planck rapidamente desaparece e, por conseguinte, aquela dispensada à radiação de cavidade; todavia, como nossa análise acaba de mostrar, também alteram-se os fundamentos e as interpretações das demais teorias, reconsideradas de outra perspectiva. Com efeito, através do estudo desses momentos históricos não só iremos perceber como algumas questões essenciais à TQC surgem, mas, sobretudo, como transitam ao longo do tempo. Não deixa de ser surpreendente, em particular, observar como certos temas de pesquisa — a exemplo da interpretação da eletrodinâmica — têm sua origem em etapas tão iniciais da física quântica, são retirados completamente de foco por décadas e, por fim, retornam de modo decisivo muito tempo mais tarde.

21. “Sua segunda teoria da radiação do corpo negro tinha alcançado, portanto, seu primeiro objetivo. Enquanto a conduzia a tal ponto, Planck tinha [...] inventado uma técnica que, muitos anos depois, se tornaria o princípio da correspondência” (Kuhn, 1978, p. 240). Com efeito, Thomas Kuhn dedica a última parte de seu livro *Black-Body Theory and the Quantum Discontinuity*, exclusivamente, para uma análise detalhada da “segunda teoria” de Planck, cf. (Kuhn, 1978, p. 235 e segs.); contudo, ao decidir encerrar o livro dessa maneira, Kuhn também indica o fato mais conhecido de que o caminho aberto por Planck não era mais trilhado por nenhum pesquisador de relevância da comunidade científica, a não ser ele próprio.

1.2.2 Antes de Tudo, os Fatos

A física quântica rearranjava por completo a centralidade de seus exames à medida que deixava em segundo plano a discussão em torno da radiação de cavidade. Com efeito, sobretudo no plano teórico, ao se afastar de seu problema original, ela foi capaz de lançar um olhar diferente sobre as questões construídas pela geração anterior de cientistas, inaugurando assim uma fase nova de suas pesquisas. Apesar de a hipótese quântica ter se transformado em fio condutor destas, nem por isso foi capaz de evitar a fragmentação de assuntos, o surgimento de experimentos nas mais diversas e, às vezes, afastadas áreas e, conseqüentemente, a produção intensa de propostas teóricas. Contudo, se, de um lado, percebia-se a importância de se levar em conta o processo de discretização na resolução de um conjunto cada vez maior de problemas, por outro lado, certas inconsistências dessas abordagens com a física clássica se mostravam presentes invariavelmente em cada um deles, fato especialmente grave quando se tratava de aspectos ligados com os fundamentos das teorias. Como, então, a comunidade científica passou a enfrentar esses obstáculos, especialmente com respeito ao eletromagnetismo? Uma resposta a essa questão é a de que os cientistas simplesmente suspenderam momentaneamente o compromisso mais rigoroso com a física clássica, ou seja, estavam inclinados a aceitar abordagens não tradicionais, apesar de ainda disporem somente das teorias clássicas; não significando, com isso, que essas dificuldades permanecessem fora dos debates, ao contrário disso, um aprimorado sistema de interpretações os acompanhava de perto a fim de justificar essa relação aparentemente conflituosa. Ademais, toda essa readequação tinha por resultado a descrição formal correta, especialmente do ponto de vista quantitativo, de muitos fenômenos físicos importantes naquele momento, os quais de outro modo tornavam-se quase incompreensíveis; da mesma maneira, as pesquisas experimentais são outro elemento

essencial para entendermos a conjuntura desse período, uma vez que elas avançam rapidamente através da construção de novos equipamentos e da elaboração de técnicas mais precisas de medição e obtenção de dados, tornando-se um fator determinante às pesquisas como um todo. Com efeito, o cientista que mais bem desempenhou essa maneira de conduzir suas investigações foi, sem dúvida, Niels Bohr. Os postulados apresentados por ele com o objetivo de explicar as órbitas eletrônicas do átomo abandonavam uma descrição clássica em favor dos conceitos quânticos na exata medida em que descreviam os fenômenos observados: “contrário a Planck e Einstein, Bohr não tentou conectar o abismo entre as físicas clássica e quântica, mas, desde muito no início de seu trabalho, procurou por um esquema das concepções quânticas que formariam um sistema tão coerente, em um dos lados do abismo, quanto aquelas noções clássicas eram do outro lado do abismo” (Jammer, 1966, p. 88). Sem dúvida, os trabalhos de Bohr representam um passo decisivo no redirecionamento das pesquisas em teoria quântica, pois desse momento em diante a comunidade científica volta-se à hipótese quântica como uma característica fundamental da natureza, por isso de algum modo relacionada com os muitos, por assim dizer, desvios das noções clássicas. Interessante notar como resultados experimentais realizados em anos bem anteriores a esse período, alguns feitos mesmo antes da virada do século, desempenham papel extremamente relevante agora. Os estudos de Sommerfeld, por exemplo, demonstram sem retoques a importância dada à física experimental e qual era o espírito científico que conduzia os pesquisadores nesse período:

Tão cedo quanto 1891, Michelson tinha descoberto que a série de Balmer não era composta de verdadeiras linhas simples. Esta descoberta, incompatível, claro, com a teoria de Bohr, ou foi ignorada ou não foi reconhecida como um argumento de peso contra a teoria de Bohr, em vista da pequena ordem de magnitude envolvida. Sommerfeld, entretanto, suspeitou que a análise de Bohr do átomo de hidrogênio era apenas aproximadamente correta, pois tinha por base apenas uma condição quântica, a quantização do momento angular. Sommerfeld, por-

tanto, esperava que a generalização para dois graus de liberdade, correspondendo às duas dimensões do movimento do elétron em seu plano orbital, levaria a um acordo total com a experiência e, ao mesmo tempo, a indicar como sistemas com mais do que um grau de liberdade devem ser tratados (Jammer, 1966, p. 91).

Com efeito, Sommerfeld não só apontava o erro de seu mestre Bohr, como utilizava o feitiço deste: a hipótese quântica, enfim, havia se transformado em princípio. Desse modo, generalizava-se o caso singular encontrado por Planck com respeito à energia a outras grandezas físicas, a começar pelo momento angular, mas não apenas. Niels Bohr, em particular, ao seguir os experimentos do neozelandês Ernest Rutherford (1871-1937) e as pistas deixadas pelo inglês Joseph John Thomson (1856-1940), propõe, em uma série de artigos mais tarde publicados na revista inglesa *Philosophical Magazine*, seu inovador modelo para o átomo. A essa altura a comunidade científica encontrava-se em um caminho sem volta com relação aos impactantes experimentos explicados pelo *quantum*, e Bohr confirma, textualmente, quem havia primeiro guiado os demais, a partir de 1905, em direção a esse outro modo de pensar a física: “A importância geral da teoria de Planck para a discussão do comportamento de sistemas atômicos foi originalmente apontada por Einstein. As considerações de Einstein têm sido desenvolvidas e aplicadas a um número de diferentes fenômenos, especialmente por Stark, Nernst e Sommerfeld”, mas ainda era preciso estender esse desenvolvimento para explicar a própria estrutura do átomo: “O acordo quanto à ordem de magnitude, entre valores observados para as frequências e dimensões dos átomos e valores calculados para essas quantidades por considerações similares àquelas dadas acima, tem sido objeto de muita discussão” (Bohr, 1913, p. 6). Assim, em alguns casos, a confirmação experimental tornara-se mais relevante do que a própria teoria, ou melhor, aquela praticamente dirigia os caminhos desta, exemplo nitidamente dado pelo estadunidense Arthur Compton, quando em 1923 exibia

as inconsistências — sem explicar sua origem — da física clássica: “nem qualquer modificação da teoria tal como a hipótese de um elétron grande sugere um modo de escapar da dificuldade. Este insucesso faz parecer improvável que uma explicação satisfatória do espalhamento de raios x possa ser obtida com base na eletrodinâmica clássica” (Compton, 1922, p. 485). No final desse período, todavia, sem deixar de lado o sentimento geral de confiança depositado nos avanços alcançados, surgem ideias muito mais abstratas, como as apresentadas pelo francês Louis de Broglie (1892-1987), físico e historiador, com as quais estendia o conceito de onda a todas as partículas: “A história das teorias ópticas mostra que o pensamento científico há muito hesita entre uma concepção dinâmica e uma concepção ondulatória da luz: essas duas representações estão sem dúvida menos em oposição do que podemos supor e o desenvolvimento da teoria dos *quanta* parece confirmar esta conclusão” (de Broglie, 1925, p. 22). Cabe notar, aliás, a forte cooperação internacional impulsionando os desenvolvimentos nesse período. Com efeito, a riqueza de temas e resultados da Teoria Quântica Tardia se reproduziu poucas vezes na história da física, mas não é nossa intenção, e nem será necessário, descrevê-la. De qualquer maneira, além das referências históricas aqui citadas várias vezes, um estudo mais demorado de toda essa fase inicial da física quântica pode ser encontrado, por exemplo, em (Mehra & Rechenberg, 1978). A seguir, iremos destacar, em linhas gerais, somente aquelas passagens com as quais será possível determinar, primeiro, como a interpretação dessa conjuntura leva em direção à mecânica quântica, uma ruptura quase repentina efetuada sobretudo por Heisenberg, e, segundo, como as diversas articulações dessa etapa irão se refletir mais tarde no pensamento de Dirac. Veremos que a pretensão dos físicos teóricos em obter uma descrição geral desse conjunto disperso de explicações só poderá ser concretizada caso eles consigam ressignificar as perguntas naturalizadas pela física clássica. Com relação a este último ponto, em particular, será necessário percebermos

quais eram os fundamentos gerais da Teoria Quântica Tardia, pois são estes, antes que os próprios experimentos, a se tornarem objeto de questionamento de uma terceira geração de pesquisadores envolvidos com a física quântica. Sobre isso, as análises históricas acerca do período convergem, pois, ao considerar os chamados princípios adiabático e da correspondência como os grandes sistemas teóricos elaborados com o objetivo de trazer à tona as dificuldades com relação à física clássica e, portanto, como a base teórica melhor aceita pelos cientistas à época.

Apesar de ter surgido com Max Planck, o princípio da correspondência não teria se tornado central na Teoria Quântica Tardia se não fossem as interpretações dadas por Niels Bohr. A ideia mais geral por detrás desse princípio é apresentada por Jammer (1966, p. 109) da seguinte maneira: “O fundamento conceitual do princípio da correspondência era baseado na proposição de que a teoria quântica ou ao menos seu formalismo continha a física clássica como caso limite”. De acordo com Planck, as descrições quântica e clássica deveriam convergir no limite de $h \rightarrow 0$, mas Bohr reformulou essa proposta inicial, pois “O mesmo resultado, entretanto, é também obtido se, para h constante, a frequência ν aproxima-se de zero” (Jammer, 1966, p. 109). O contexto no qual surgem essas duas formulações nos ajuda a encontrar outras diferenças. Planck, apesar de ter chegado ao valor da constante h , rapidamente percebeu, através daquele limite, como poderia recuperar as equações da física clássica. Bohr, por sua vez, apesar de reconhecer a existência dos estados de energia discretos associados com as órbitas dos elétrons atômicos, observou que as séries (de Balmer, por exemplo) com as quais esses mesmos estados eram descritos, convergiam em função dos números inteiros n 's obtidos por meio das novas propostas de quantização, isto é, quando a *diferença* entre dois números n próximos torna-se muito menor em comparação com os próprios n 's, então o limite clássico pode ser recuperado, o inverso sendo verdade para o limite quântico. A primeira situação

se tornou mais conhecida como o caso dos “grandes números”, mais tarde tornando-se sinônimo de “limite clássico”. Apesar de estabelecer uma conexão mais elaborada entre física clássica e quântica, Bohr não se diferenciava de Planck quanto ao propósito de evitar a ruptura entre os dois regimes teóricos, apenas jogando à experiência a tarefa de se pronunciar sobre a validade de suas ideias:

Assumiremos, de acordo com a teoria de Rutherford, que um átomo consiste de um núcleo carregado positivamente com um número de elétrons orbitando em torno dele. Embora o núcleo seja assumido ser muito pequeno em proporção ao tamanho de todo o átomo, ele conterá aproximadamente toda massa do átomo. Não apresentarei as razões que levam ao estabelecimento desta teoria nuclear do átomo, nem descreverei o suporte muito forte que esta teoria tem recebido de muitas fontes diferentes. Eu apenas irei mencionar que este resultado fornece certo charme e simplicidade ao desenvolvimento moderno da teoria atômica (Bohr, 1920, p. 423).

Contudo, não devemos nos deixar enganar pela aparente simplicidade de nenhuma das formulações do princípio da correspondência, por várias razões. Uma delas, sem dúvida, é sua relevância histórica, uma vez que essa discussão nos permite, ao menos retrospectivamente, retomar o ponto de vista adotado pela comunidade científica acerca dos limites entre a física clássica e o princípio quântico: Max Planck, como vimos, acreditava ainda ser possível traduzir o *quantum* de energia para alguma interpretação contínua, portanto clássica, dessa grandeza física; Niels Bohr, de um lado, percebera claramente as dificuldades na adequação das teorias ao uso mais rigoroso das variáveis discretas, mas, por outro lado, seguia considerando existir uma conexão mais profunda entre as duas maneiras de se formular as noções da física clássica. Aceitar essa estrutura conceitual, em ambos os casos, permitia contornar as dificuldades originadas pela introdução da hipótese quântica sem recusar, para isso, a validade da física clássica, uma recusa que, sem dúvida, levaria a uma ruptura semelhante à ocorrida com a teoria da relatividade.

De fato, os regimes clássico e quântico, quando separados, produziam respostas coerentes em seus respectivos domínios, desse modo, o princípio da correspondência parecia decidir sob que medida um deles deixa de ser válido em favor do outro. Outra razão que apoiava o princípio era o fato de ele servir como elemento adicional à escolha das teorias, isto é, se uma pesquisa estivesse em desacordo evidente com essa interpretação, logo poderia sofrer, em consequência, críticas desfavoráveis. Portanto, toda construção teórica envolvendo os princípios quânticos, mesmo se confirmada experimentalmente, deveria reproduzir as expectativas do regime de uma teoria clássica, quando as variáveis do sistema se encontrassem na região dos grandes números. Desse modo, o princípio da correspondência, ao exigir das formulações quânticas suas correspondentes clássicas, colocava uma exigência adicional a ser considerada caso a caso. Com efeito, muitas descobertas fundamentais — como foram o efeito fotoelétrico, a própria descrição do átomo feita por Bohr ou o efeito Compton — não surgiram em razão desse princípio, muito menos poderiam ser desmentidas com base nele, em resumo, não poderiam torná-lo um conjunto de postulados a partir do qual haviam sido efetivamente deduzidas. Ainda assim, o princípio da correspondência não deixou de exercer uma influência efetivamente *prática*, pois sugeria onde e como desenvolver novos estudos no domínio da teoria quântica, como foram as pesquisas realizadas pelo neerlandês Hendrik Anthony Kramers²² (1894-1952), o qual, juntamente com Niels Bohr, fará parte mais tarde de um reduzido número de cientistas que apresentarão severas críticas à equação do elétron de Dirac, tão logo esta foi anunciada, assunto sobre o qual voltaremos a discutir no capítulo seguinte. Ainda podemos citar, como outra consequência dessas discussões geradas em razão do

22. “Com base no princípio da correspondência, Kramers, um aluno e mais tarde colaborador [*associate*] de Bohr, calculou em sua dissertação sobre as ‘Intensidades das Linhas Espectrais’ as intensidades relativas das componentes da estrutura fina e do efeito Stark, com especial consideração às primeiras quatro linhas de Balmer no espectro de hidrogênio e mostrou que os resultados teóricos concordam surpreendentemente bem com os dados observacionais conhecidos na época” (Jammer, 1966, p. 115).

princípio da correspondência, as diversas considerações mais profundas e abstratas, até mesmo filosóficas, acerca da física e da natureza da matéria.

O fato de a comunidade científica, a despeito das várias situações contrariando a física clássica, ainda buscar pela adequação dessas dificuldades às teorias existentes, chamará a atenção dos novos cientistas. Com isso, todas as dificuldades agora apontadas, com respeito à defesa do princípio da correspondência, estarão no centro dos debates responsáveis pela mudança ocorrida no final desse período, em 1925. Contudo, podemos nos perguntar se de outro modo um conjunto de descobertas experimentais e teóricas tão significativas à história da quântica teria sido obtido. O modelo atômico de Bohr, por exemplo, coordenava tão bem noções clássicas e quânticas a ponto de convencer os melhores cientistas do enorme progresso atingido com essa abordagem, e estes tinham, por consequência, uma legítima expectativa de estender esse desenvolvimento para toda a física. Niels Bohr, entretanto, não havia chegado às suas conclusões pela introdução de uma nova teoria exatamente; então, quais fundamentos ele estava utilizando? As experiências, como dissemos, têm papel decisivo, mas não explicariam isoladamente uma conformação tão grande dos cientistas a uma quase completa ausência de estrutura teórica: mas como agir na falta desta? Talvez essa questão tenha sido a mais relevante, porque a habilidade tanto de físicos teóricos quanto de experimentais em superar esse obstáculo havia mostrado um caminho razoável, ou melhor, os resultados falavam por si mesmos (Jammer, 1966, p. 90):

O excelente sucesso da teoria de Bohr tanto quanto os átomos hidrogênicos eram conhecidos sugeriu que seria recomendável estudar não somente o conteúdo da teoria mas também sua aproximação metodológica. Este estudo, agora, torna cada vez mais claro que o tratamento quântico teórico de um sistema dinâmico consiste de três partes: primeiro, a aplicação da mecânica clássica para a determinação dos movimentos possíveis do sistema; segundo, a imposição de certas condições quânticas para a seleção dos movimentos atuais ou permitidos; e, ter-

ceiro, o tratamento dos processos radiativos como transições entre movimentos permitidos sujeitos à fórmula de Bohr para a frequência. [...] A elaboração detalhada desta síntese peculiar de concepções quânticas e clássicas, geralmente referida como “a teoria quântica tardia”, levou finalmente ao estabelecimento de dois princípios gerais que são reconhecidos como os fundamentos da teoria: o princípio adiabático e o princípio da correspondência.

O chamado “princípio adiabático” é a segunda formulação com a qual se buscava discutir a relação entre os domínios quântico e clássico, tão importante quanto o princípio da correspondência, a sua principal diferença com relação a este encontrava-se no fato de considerar sistemas em transição, enquanto o princípio da correspondência se voltava aos casos estacionários, mas sua origem estava ainda nas leituras dos trabalhos de Boltzmann, realizadas inicialmente por Ehrenfest²³: portanto, ambos deitaram suas raízes ao longo da Primeira Estatística Quântica. De qualquer modo, ainda que seus pilares tenham se formado no rastro teórico deixado pelo período anterior, o edifício conceitual e experimental a que deram suporte é um dos mais importantes de toda a física quântica. Surpreendia tanto pela capacidade em mostrar inequivocamente aspectos completamente inesperados segundo a física clássica quanto por revelar, com considerável grau de precisão, elementos específicos da estrutura da matéria, em particular, o modelo atômico havia se tornado bem mais próximo à visão aceita posteriormente pela ciência. Diversos experimentos desse período só encontrarão, de fato, explicações sistemáticas, com o surgimento da mecânica quântica, outros, ainda, apenas com a TQC. Por isso, é interessante comentar ao menos dois dos mais importantes trabalhos cujos resultados ajudam a colocar em evidência as dificuldades enfrentadas pela Teoria Quântica

23. “Ehrenfest enfatizava que a lei de Wien implicava que no curso de uma transformação adiabática um movimento permitido (ou estacionário) não deformado se altera em um movimento deformado permitido enquanto o invariante adiabático mantém seu valor inicial. A proposta de que esta conclusão aplicasse de modo muito geral, e não apenas para movimentos senoidais, forma o conteúdo do que Ehrenfest, seguindo uma sugestão de Einstein, chamou de ‘princípio adiabático’. A primeira exposição completa desse princípio, com referência ao ‘teorema mecânico’ de Boltzmann [...] apareceu em um artigo que Ehrenfest publicou em 1913, pouco após sua indicação a sucessor de Lorentz em Leyden” (Jammer, 1966, p. 99).

Tardia em apresentar uma formulação ampla mas consistente aos próprios fenômenos que encontrava; não por outra razão, esses dois casos deverão ter papel especial em nosso trabalho: a estrutura fina do elétron e o efeito Zeeman. Ambos servirão de exemplo da interação quase permanente, após o surgimento da mecânica quântica, das físicas teórica e experimental, ora fazendo dos resultados experimentais questões não resolvidas no interior da teoria e, com isso, apontando algumas das escolhas que esta deveria realizar; ora sugerindo hipóteses teóricas, as quais se tornavam, mais tarde, em grandes desafios, superados apenas com auxílio de novas técnicas e instrumentos obtidos na prática dos laboratórios. Até momentos mais tardios da primeira metade do século xx, quando a especialização avançava a passos largos em todas as direções da física, esse diálogo se mostrará decisivo para o desenlace de significativas escolhas realizadas na história da TQC, formando assim o retrato de uma nova relação entre as contribuições individuais das pesquisas e a visão geral da comunidade científica.

A descrição do modelo atômico de Bohr, desse modo, ganhava suporte conforme as medições à disposição dos cientistas tornavam-se mais precisas, sobretudo aquelas originadas com base nos estudos realizados na área de espectroscopia. Com efeito, como Max Jammer chega a apontar em seu livro, as incertezas experimentais a que chega o físico estadunidense, nascido na Prússia, Albert Abraham Michelson (1852-1931), mais conhecido por suas contribuições ao início da teoria da relatividade, eram suficientes para confirmar a existência das chamadas linhas de Balmer, simultaneamente detalhadas pela nova “teoria nuclear do átomo”. Contudo, os experimentos de Michelson também mostravam a existência de um refinamento ainda maior dessas linhas, fato cuja existência não era sequer indicada por aquela teoria. Foi Arnold Sommerfeld quem, num esforço que ultrapassou muito sua época, conseguiu chegar até resultados bastante corretos e, a um só tempo, de amplo escopo teórico, fazendo uso inclusive de considerações relati-

vísticas. Curiosamente, seus métodos estavam em pleno acordo com o consenso geral dos cientistas do período da Teoria Quântica Tardia, isto é, eles continham exatamente os três elementos mencionados por Max Jammer: mecânica clássica, considerações de quantização e regras de transição energética. De fato, sua teoria apoiava-se na generalização do princípio de quantização aos demais graus de liberdade envolvidos na descrição do próprio modelo de Bohr, dois fatores decisivos para o rápido sucesso obtido com seus trabalhos, porque isso permitiu a ele não só explicar as indicações experimentais de Michelson, mas fazer desse esclarecimento uma extensão dos trabalhos de Bohr. Cabe destacar, ainda, que outros estudos semelhantes haviam sido realizados pouco antes de Sommerfeld apresentar sua teoria, independentemente feitos pelo inglês William Wilson (1875-1965) e através de uma pioneira contribuição dada pelo físico teórico japonês Jun Ishiwara (1881-1947), mas em nenhum desses casos foi aplicado um tratamento relativístico²⁴, um elemento essencial à nossa análise e motivo pelo qual a “famosa teoria da estrutura fina do átomo de hidrogênio, descoberta de Sommerfeld, em total acordo com a observação, produziu uma grande impressão na época e encobriu o trabalho de outros” (Jammer, 1966, p. 92).

Outro experimento surpreendente, sobretudo pela sofisticação e precisão de seus resultados, é o chamado “efeito Zeeman”, mas cuja história remonta a elaborações feitas pelo inglês Michael Faraday, ainda no ano de 1845, retomadas²⁵ depois pelo físico neerlandês Pieter Zeeman (1865-1943), em 1894. De modo geral, esse estudo consiste em determinar os efeitos causados sobre as órbitas eletrônicas de um átomo ocasionados pela presença de um campo magnético externo a elas. Mais tarde, este problema volta a ganhar destaque, quando foi novamente analisado, dessa vez, por Sommerfeld e pelo

24. Cf. Jammer (1966, p. 92).

25. Cf. Jammer (1966, p. 118 e segs.).

alemão Alfred Landé (1888-1976), mais tarde estadunidense naturalizado. O formalismo empregado por ambos, além de exibir a assimilação dos princípios quânticos por meio do uso da estrutura hamiltoniana, consegue extrair a partir disso, à semelhança das demais produções realizadas no período da Teoria Quântica Tardia, o máximo possível com base num diálogo com os dados experimentais (Jammer, 1966, p. 128):

Sommerfeld e Landé formularam, em acordo com os dados experimentais disponíveis na época, o que se chamou de a “hipótese núcleo-magnética”. De acordo com essa hipótese o núcleo atômico, isto é, o núcleo e os elétrons (não ópticos) mais internos, possuem um momento angular de s unidades de $h/2\pi$ e um correspondente momento magnético. O último produz um campo magnético simétrico axial cuja simetria axial coincide com a direção do momento angular do núcleo. Em outras palavras, o elétron óptico está sujeito ao que pode ser chamado de efeito Zeeman interno, seu vetor momento-angular sendo permitido assumir somente inclinações discretas com respeito ao eixo do núcleo.

Toda essa discussão, logo depois, produzirá um forte impacto tanto nos trabalhos da dupla de físicos alemães Otto Stern (1888-1969) e Walther Gerlach (1889-1979), gerando o decisivo experimento de Stern-Gerlach²⁶; quanto nos do austríaco Wolfgang Pauli²⁷ (1900-1958), neste último caso, levando mais tarde até o princípio de exclusão.

A partir da exposição dessas passagens com respeito à Teoria Quântica Tardia e à Primeira Estatística Quântica, as quais somam aproximadamente vinte e cinco anos de existência da teoria quântica, apresentamos quadros gerais dos principais movimentos realizados pela comunidade científica ao longo do tempo. Com efeito, se a Primeira Estatística Quântica pode ser vista, como afirma Max Jammer, como um “extraordinário exemplo de ingenuidade humana” pois ela “mostra o quão longe o intelecto humano pode

26. “O desenvolvimento de um método geral para o estudo molecular de feixes e suas aplicações à física atômica se devem principalmente ao trabalho de Stern, que foram realizados primeiro em seu laboratório na Universidade de Frankfurt, em colaboração com Gerlach, e subsequentemente no Instituto de Físico-Química em Hamburg” (Jammer, 1966, p. 133).

27. “Pauli portanto mostrou que a relativisticamente refinada teoria do núcleo era incompatível com a experiência” (Jammer, 1966, p. 138).

penetrar dentro dos segredos da natureza com base em uma evidência relativamente escondida” (1966, p. 61), a comunidade científica durante a Teoria Quântica Tardia, apesar de possuir um grau de confiança elevado com respeito às suas elaborações, se caracteriza por uma postura sobretudo *prática* quando contraposta ao período anterior. Portanto, se, no primeiro momento, algumas ideias parecem não ter encontrado seu lugar histórico, por estarem à frente de sua época, no segundo, são certos experimentos, dos quais o efeito Zeeman é um exemplo notável, que não encontrarão uma explicação consistente com as teorias disponíveis em seu tempo. A terceira fase da teoria quântica, por sua vez, pode ser vista como uma espécie de síntese de suas anteriores, pois foi construída, novamente, através de um avanço teórico extraordinário, mas com o qual reivindicava a tarefa de fornecer explicações consistentes e gerais a uma série de problemas experimentais deixados em aberto nas pesquisas anteriores. Com isso, a teoria voltará a ter destaque nas rotinas de laboratório, fato suficiente para devolvê-la certo grau de autonomia, reduzida, de algum modo, até o final deste segundo período.

1.2.3 Duas Faces da Mecânica Quântica

Portanto, à medida que a teoria quântica se ampliava, progressivamente se fragmentava, e pode-se acusá-la inclusive de agrupar experiências desconexas, pois a quantização estava mais próxima de ser apenas um receita, através da qual verificava-se como as grandezas físicas deveriam ser consideradas nas equações, do que efetivamente uma explicação conceitual do porquê desse comportamento, e, nesse sentido, não havia diferença deste uso com relação àquele dado no contexto original no qual a hipótese quântica havia surgido. Uma vez que esta pergunta sobre as razões pelas quais a matéria exhibe grandezas quantizadas não poderia ser respondida, e talvez ainda não possa, por conseguinte, ao longo de mais de duas décadas, não existiu qualquer explicação global de todos es-

ses fenômenos; de modo geral, necessitavam da aplicação das condições quânticas, mas eram descrições afinal demasiadamente específicas. A situação, antes do surgimento da mecânica quântica, é retratada criticamente pelo historiador Max Jammer:

A despeito do seu grandiloquente nome e suas bem-sucedidas soluções de numerosos problemas em física atômica, a teoria quântica, e especialmente a teoria quântica dos sistemas poliatômicos, antes de 1925, era, do ponto de vista metodológico, uma lamentável mistura sem conexão de hipóteses, princípios, teoremas e receitas computacionais, em vez de uma teoria logicamente consistente. Cada problema quântico teórico isolado tinha de ser resolvido primeiro em termos da física clássica; sua solução clássica tinha então que passar através da misteriosa peneira das condições quânticas ou, como acontecia na maioria dos casos, a solução clássica tinha de ser traduzida na linguagem dos *quanta* em conformidade com o princípio da correspondência. Geralmente, o processo de encontrar “a tradução correta” era uma questão de imaginação hábil e intuição, ao contrário de uma argumentação dedutiva e sistemática. De fato, a teoria quântica se tornou objeto de uma perícia especial ou mesmo técnica artística, as quais eram cultivadas em seu mais alto grau possível de perfeição em Göttingen e em Copenhague. Em resumo, à teoria quântica ainda faltavam duas características essenciais de uma teoria científica de pleno direito, autonomia conceitual e consistência lógica (Jammer, 1966, p. 196).

Observe, em especial, como essa análise de Max Jammer depende muito da própria interpretação feita por ele mesmo acerca da metodologia empregada na Teoria Quântica Tardia. A relação entre os três elementos — mecânica clássica, condições quânticas e conformidade com o princípio da correspondência — está condicionada, quase sempre, a uma certa ordem, na qual o princípio da correspondência (e o adiabático) surge apenas no final, portanto, como afirmamos antes, não se trata de um conjunto de proposições do qual os resultados eram deduzidos, mas apenas de uma exigência posterior à formulação das teorias, aliás, Arthur Compton, por exemplo, não parece fazer qualquer menção à Bohr em seu artigo, já no ano de 1922. Entretanto, essa espécie de tradição de pesquisa se consolidou amplamente entre os cientistas mais experientes, razão pela qual se justifica a falta de confiança demonstrada pelo primeiro representante da geração seguinte de

pesquisadores: Werner Heisenberg. Diferente de Planck, que expressava segurança no caráter inovador de suas formulações, foi o físico alemão Max Born (1882-1970) quem, após receber uma versão preliminar de “Sobre a Reinterpretação Teórica Quântica das Relações Cinemática e Mecânica”, reconheceu “imediatamente sua importância” e “mandou para o editor da *Zeitschrift für Physik*, que recebeu em 29 de julho”²⁸ (Jammer, 1966, p. 204). Dissemelhança somente quanto à interpretação da relevância de seus trabalhos, pois ambos seriam reconhecidos pelos colegas cientistas como símbolos de novos períodos da teoria quântica: a comunicação de Planck em 1900, da Primeira Estatística Quântica, e o artigo de Heisenberg de 1925, do período aqui chamado de Mecânica Quântica; um segundo consenso igualmente compartilhado entre cientistas e historiadores.

Com efeito, despertava a atenção de Heisenberg exatamente o fato de a teoria quântica não possuir uma estrutura fundadora, à semelhança da mecânica clássica de Newton; no entanto, simultaneamente, tornava-se evidente a relação dessa ausência com o princípio da correspondência, afinal, era através deste que se construía uma região na qual essa discussão tinha prioridade. Com um primeiro artigo (Heisenberg, 1925) são apresentadas noções consideradas essenciais à elaboração de uma nova mecânica. A partir disso, ainda em setembro do mesmo ano, Max Born convida o físico alemão Ernst Pascual Jordan (1902-1980) para realizarem juntos a formalização daquilo que havia sido exposto no artigo de Heisenberg, resultando na primeira parte (Born & Jordan, 1925) de um trabalho em que fazem a introdução da matemática matricial como nova estrutura a fim de fornecer uma teoria quântica geral. Alguns meses depois, a segunda parte desse artigo é publicada, dessa vez, assinada também por Heisenberg (Born, Heisenberg & Jordan, 1925), com o nome de “Sobre a Mecânica Quântica II”, sua proposta era apresentar

28. De acordo com Max Jammer, ainda, Heisenberg estava disposto a “jogar no fogo” suas contas, mas decidiu enviá-las a Pauli, sendo incentivado por este a continuar, cf. Jammer (1966, p. 196).

uma formulação “geral da mecânica quântica teórica”, concretizando assim a intenção inicial de se obter uma teoria formal capaz de obter os resultados da física quântica através de *deduções*, em vez de serem apenas constatados por experimentos. O “Drei-Männer-Arbeit”²⁹, como ficou conhecido este último artigo, é hoje um dos mais importantes da história da quântica, pois além de colocar em nova base toda a teoria, não parecia deixar qualquer lugar ao princípio da correspondência³⁰. Tal sequência de textos, cujo início encontra-se na proposta individual de Heisenberg, se constitui como novo capítulo na história da física quântica, entre outras razões, pois trazia a quântica para o contexto das teorias de seu tempo, ou seja, como ressalta o historiador Max Jammer (1966, p. 199), a perspicácia inicial de Heisenberg “lembrava aquela de Einstein, para quem o conceito newtoniano de tempo tinha perdido o significado físico não somente, como ele mostrou em sua análise da simultaneidade dos eventos espacialmente separados, por causa de sua insusceptibilidade para determinação operacional, mas também porque a física clássica, que assumia este conceito como observável, conflitava com a experiência”. Não obstante a aguçada análise de Born e de todo formalismo matemático desenvolvido por Jordan, sobretudo quando percebem como fazer a estrutura de matrizes suprir as necessidades de uma álgebra que, em determinadas condições, não poderia mais ser comutativa — passo decisivo para concluir a proposta inicial de Heisenberg —, é fundamental perceber em que medida esta última pretendia romper com a física clássica. Com efeito, de acordo com a primeira análise de Heisenberg, as “falhas das regras quânticas teóricas” não deveriam ser vistas como “um desvio da mecânica clássica, uma vez que estas mes-

29. Literalmente: “artigo-a-três-mãos”. As revistas inglesas e alemãs de ciência oscilam entre o emprego de uma nova palavra pela junção das três anteriores, fato usual na língua alemã, gerando então o termo “Dreimännerarbeit”, e o uso desta expressão com hífen, “Drei-Männer-Arbeit”. Em nosso trabalho, consideramos esta segunda opção melhor esteticamente.

30. “[...] o desenvolvimento da mecânica matricial, a mais recente formulação da mecânica quântica moderna, abandonava a descrição de Bohr do movimento em termos da física clássica completamente e a substituíam por uma descrição em termos do que Heisenberg reconheceu como magnitudes observáveis” (Jammer, 1966, p. 197).

mas regras foram essencialmente derivadas da mecânica clássica” e, portanto, “parece mais razoável tentar estabelecer uma teoria da mecânica quântica, análoga à mecânica clássica, mas na qual somente relações entre quantidades observáveis ocorram” (Heisenberg, 1925, p. 880). Portanto, nem todo elemento teórico da mecânica clássica encontraria seu correspondente na quântica, pois, nesta última, nada além das relações entre os observáveis deve ser considerado, logo, não haveria uma equivalência unívoca entre as construções da realidade física nesses dois casos e nem todas perguntas reivindicadas pela física clássica poderiam ser traduzidas pela quântica. Assim, a mecânica quântica, segundo Heisenberg, deve possuir autonomia com relação à física clássica, justamente por se constituir em campo teórico no qual não se aplicam as considerações clássicas de modo estrito, especialmente com relação aos observáveis, por conseguinte, nem sequer do ponto de vista *experimental*. Ao se limitar apenas aos observáveis, Heisenberg introduz um grau de abstração generalizado à física, quando afirma, por exemplo, que “parece sensato descartar toda esperança de observar quantidades até agora inobserváveis, tais como a posição e o período do elétron, e conceder que o acordo parcial das regras quânticas com a experiência é mais ou menos fortuito”³¹ (Heisenberg, 1925, p. 880). Ainda, outra característica aproximando os textos de Planck e de Heisenberg encontra-se no enfoque dado ao formalismo empregado por esses autores, ao mesmo tempo conceitual e matemático, ou seja, seria necessário enxergar, em meio a um universo de desenvolvimentos teóricos e experimentais, quais são os fundamentos indispensáveis à construção de uma teoria coesa. Desse modo, Planck encontrou na discretização, ainda que possivelmente tenha sido apenas um artifício matemático, uma relação com a qual diversos fenômenos físicos de interesse em sua época encontrariam uma explicação unificada.

31. Observe que, nesse sentido, sua proposta inicial seria ainda mais radical se comparada com a que foi desenvolvida mais tarde, pois a mecânica quântica não chega, obviamente, a abandonar a noção de posição espacial, mas a complexidade, sobretudo em razão da reintrodução das considerações probabilísticas, encontra caminho aberto.

Heisenberg, por sua vez, retoma a centralidade da quantização das grandezas físicas, especialmente quando busca compreender mudanças de estados energéticos envolvendo radiação eletromagnética, mas aprofunda essa análise até chegar às próprias interpretações *cinéticas*, e faz disso o elemento de unidade teórica: “Este ponto não tem nenhuma relação com eletrodinâmica mas pelo contrário — e isto parece ser particularmente importante — é de uma natureza cinemática pura” (Heisenberg, 1925, p. 879). A discussão se aprofunda, portanto, até chegar à própria mecânica, um passo inesperado se considerarmos a perspectiva com a qual as pesquisas naquele momento eram realizadas. Logo a seguir, Heisenberg conclui, através de uma análise direta das séries de Fourier, as quais fornecem as possíveis soluções dos campos elétrico e magnético de um elétron, qual deve ser a diferença essencial nos casos clássico e quântico: “Enquanto na teoria clássica $x(t)y(t)$ é sempre igual a $y(t)x(t)$, isso não é necessariamente o caso na teoria quântica” (Heisenberg, 1925, p. 884), uma ideia cujas simplicidade e importância só são comparáveis³² às exibidas pela hipótese de discretização feita por Planck em 1900. Com isso, é interessante expor esses aspectos inovadores trazidos pelo trabalho de Heisenberg mas contrapondo-os com a postura adotada pela comunidade científica naquele momento.

De fato, seu artigo de 1925 trazia argumentos com os quais se ressaltavam as inconsistências encontradas em dois planos: experimental e teórico. Com respeito ao primeiro caso, são listadas “dificuldades fundamentais” [*fundamentale Schwierigkeiten*], dentre as quais está o efeito Stark, visto por Bohr como uma das experiências que levaram ao novo caminho da quântica, e com relação ao segundo, o texto destaca os mais recentes desenvolvimentos feitos por Kramers, o qual, nessa época, talvez fosse um dos maiores

32. Planck, antes de apresentar a hipótese de quantização, escreve: “este é o ponto mais essencial de todo o cálculo” [*und dies ist der wesentlichste Punkt der ganzen Berechnung*], enquanto Heisenberg, imediatamente após descartar a questão eletrodinâmica, diz “e isto parece ser particularmente importante” [*sondern sie ist, dies scheint uns besonders wichtig*], vinte e cinco anos depois, a ideia de Planck atingia diretamente o cerne da mecânica clássica.

representantes do método construído na Teoria Quântica Tardia, isto é, de um modelo de interpretação cujo parâmetro era o sucesso da teoria do átomo de Niels Bohr, cientista com o qual Kramers havia estudado e agora pesquisava conjuntamente. Desse modo, Heisenberg torna evidente a necessidade de uma rearticulação dupla na física quântica: de um lado, em razão das inconsistências envolvidas na *descrição* dos experimentos teóricos; de outro lado, pelas dificuldades experimentais originadas de “questionamentos teóricos” cujo sentido havia, de algum modo, se perdido completamente com a quântica. Portanto, essa formulação almejava o direito de abandonar certas exigências clássicas, quais sejam, todas as que jamais possam, de fato, serem determinadas experimentalmente; entretanto, o custo dessa decisão era fornecer à física quântica autonomia suficiente para que ela fosse reconduzida a um patamar distinto daquele alcançado pela física clássica, estabelecendo, por assim dizer, duas regiões com linguagens talvez intraduzíveis. Apenas com essa interpretação mais ampla da proposta de Heisenberg pode-se compreender um passo metodológico cujo contorno encontrava algumas linhas, a saber, nem todos os resultados da física podem ser confirmados através da habilidade e da competência dos físicos experimentais, mas, pelo contrário, as próprias abordagens deverão ser questionadas antes mesmo das medições: a “rejeição de Heisenberg dessas quantidades como inobserváveis baseava-se em dois fatos empíricos, a impossibilidade experimental da medição direta delas e a falha prática de uma teoria que as assumia serem observáveis” (Jammer, 1966, p. 199). Portanto, a visão de Heisenberg acerca de todos os desenvolvimentos anteriores na quântica era de conjunto. Não se podia alcançar melhor compreensão da física nem em razão dos avanços experimentais nem a partir das teorias alimentadas pelas descobertas encontradas nestes; era preciso abandonar, se necessário, a busca de certas grandezas clássicas, a fim de se obter uma descrição dos fenômenos capaz de percebê-los da perspectiva construída segundo as regras da quântica.

Outro acontecimento fundamental nesse período foi o surgimento de uma segunda versão da mecânica quântica, obtida, dessa vez, pelo físico austríaco Erwin Rudolf Josef Alexander Schrödinger (1887-1961). Além de ter sido construída de modo independente com relação aos trabalhos de Heisenberg, nesta apresentação, o formalismo empregado será muito diferente daquele defendido por Born. Com efeito, a ideia central no trabalho de Schrödinger foi a de se voltar às abordagens dadas aos aspectos ondulatórios da teoria quântica, reunindo desse modo as diversas e isoladas explicações que faziam uso do princípio quântico, como havia sido indicado, por exemplo, através dos trabalhos do francês Louis de Broglie. De acordo com o historiador Max Jammer, havia realmente uma intenção ainda mais forte na proposta de Schrödinger de trazer à tona a questão onda/partícula, pois “o ponto de partida não era a mecânica de partículas, mas, pelo contrário, o problema da natureza da luz, o qual tinha desafiado a vontade [*thirst*] humana por conhecimento desde que ele começou a refletir sobre o mundo físico” (Jammer, 1966, p. 236). Talvez por essa mesma razão, seus estudos tenham sido capazes de apontar mudanças conceituais igualmente fundamentais na ciência, as quais se diferenciavam com respeito à primeira versão da mecânica quântica tanto por seguir um viés original quanto pela escolha das questões abordadas, sobretudo porque fornecia considerações inéditas no plano teórico, o que permitiu mais tarde a incorporação de interpretações estatísticas decisivas até os dias atuais para a física. A versão ondulatória, de fato, possuía uma significativa vantagem até mesmo, pode-se dizer, em termos de clareza de exposição e, por conseguinte, com respeito à sua aplicação mais prática aos problemas da quântica. No caminho contrário, a versão matricial havia se tornado uma estrutura formal bastante complexa para os estudos comumente realizados na época, por esse motivo, quando suas análises eram comparadas com as feitas pela teoria de Schrödinger, especialmente se atentarmos ao fato de que ambas teorias disputavam parcialmente o mesmo

escopo explicativo, tal vantagem não se tornaria nem um pouco desprezível ao sucesso alcançado pela versão ondulatória. Vejamos, assim, algumas de suas consequências:

O brilhante artigo de Schrödinger foi indubitavelmente uma das mais influentes contribuições feitas na história da ciência. Ele aprofundou nosso entendimento do fenômeno atômico, serviu como um conveniente fundamento à solução matemática de problemas em física atômica, física do estado sólido, e, em certa medida, também em física nuclear, e finalmente abriu novas avenidas do pensamento. De fato, o desenvolvimento subsequente da teoria quântica não relativística foi, em não pouca extensão, meramente uma elaboração e aplicação do trabalho de Schrödinger (Jammer, 1966, p. 267).

A mecânica quântica, com suas duas versões, seria responsável pelo estabelecimento de verdadeiras rotinas formais de abordagem dos problemas na física. Com efeito, analogamente às reformulações feitas por Lagrange e Hamilton à mecânica clássica de Newton, havia se alcançado na física quântica, pois, um sistema mais unificado para o tratamento das pesquisas individuais. Contudo, um aspecto histórico fundamental não pode deixar de ser considerado em nossa pesquisa, qual seja, nem o exame de Heisenberg nem o de Schrödinger incorporavam a já naquele momento inegavelmente importante teoria da relatividade; de certo modo, quântica e relatividade criticavam a mecânica de Newton, mas por lados distintos. Ao longo de suas tentativas de obter a mecânica quântica, Schrödinger, em particular, é quem parece ter chegado mais perto dessa construção unificada entre as duas áreas, e atribui-se a ele a descoberta, por assim dizer, da equação chamada hoje de Klein-Gordon, mas, já de início, essa tentativa fracassou, como explica Silvan Schweber (1994, p. 209):

Schrödinger — que foi o primeiro a escrever a equação de segunda ordem de Klein-Gordon, e tinha de fato postulado aquela equação para descrever as propriedades ondulatórias do elétron — tinha descoberto que a solução desta equação relativística para o caso do elétron se movendo em um campo de Coulomb fornecia $8/3$ do valor obtido por Sommerfeld para o nível de $n = 2$. Por causa dessa discrepância ele abandonou o trabalho. Mas meses depois, ele percebeu que uma versão

não relativística da equação — a equação de Schrödinger — fornecia os níveis de energia para o campo de Coulomb que concordavam exatamente com aqueles da teoria de Bohr.

Mais do que qualquer outro insucesso ocorrido anteriormente na teoria quântica, este é o que melhor indica qual era o desafio colocado ao estabelecimento de uma teoria unificada entre quântica e relatividade: seria preciso ainda uma descrição mais precisa do elétron a fim de assimilar suas características, dentre as quais a existência do *spin* eletrônico, mais um daqueles resultados encontrados à frente de seu tempo. Apesar disso, notavelmente, dois momentos decisivos ao projeto de pesquisa da TQC, o primeiro com Paul Dirac e o segundo com Richard Feynman, envolvem diretamente a reformulação matemática e conceitual da mecânica quântica, em ambos os casos, feitas justamente quando esta última passava ao largo da teoria da relatividade. Independentes ou não, grande parte dos novos conceitos alcançados, tanto com a teoria quântica como através da relatividade, se contrapunham indiscutivelmente a pontos fundamentais com respeito à visão adotada anteriormente pela física clássica. Por essa razão, tornou-se um imperativo à comunidade científica se posicionar quanto às implicações não apenas com relação às pesquisas mas sobre as interpretações mais profundas acerca da natureza da matéria³³. Interessa-nos, aqui, retomar passagens específicas de todo esse desenvolvimento histórico, uma vez que um período bastante decisivo na elaboração da TQC — situado entre a apresentação da equação do elétron por Dirac, no final da década de 1920, até quando foram publicados os trabalhos de Schwinger, Tomonoga e Feynman, quase no final da década de 1940 — será, em grande medida, marcado pelas diferentes perspectivas compartilhadas pelos pesquisadores nesse momento, especialmente com respeito à quântica e à ciência de modo mais amplo, ao menos quando mais de um ponto de vista pôde influenciar os rumos da TQC. A recepção das formulações de Heisenberg e Schrödinger

33. Cf. Mehra (2001g) para algumas discussões acaloradas sobre esse tema.

nos importa, especialmente, pois somente a partir destas serão retomadas efetivamente as pesquisas com o objetivo de se construir a TQC, uma vez que, de um lado, se a busca por uma teoria quântica geral e coesa volta a estar no horizonte dos cientistas, de outro lado, igualmente sua relação com a relatividade precisava ser rediscutida. O fato de a equação inicial encontrada por Schrödinger ter sido abandonada, em razão de sua inadequação ao tentar descrever a estrutura fina do átomo de hidrogênio, nos mostra características muito importantes sobre a escolha das teorias, pois, como esperado, isto envolve a necessidade de se interpretar corretamente os resultados conhecidos, mas agora exige a coordenação de todo o conjunto teórico disponível. A mecânica matricial, nessa mesma direção, encontra-se inserida num contexto de justificação dos problemas, alguns dos quais envolviam considerações relativísticas, mas assim como sua concorrente, ficaria reduzida ao caso de situações nas quais só podem ser consideradas velocidades muito abaixo da luz. Realmente, será o próprio Erwin Schrödinger o primeiro a se convencer, ainda no começo de 1926, da equivalência entre essas duas apresentações³⁴. Todas essas discussões têm papel central para a TQC, e não por outra razão a primeira equação relativística de Schrödinger será retomada pelos físicos de maneira contundente nos anos subsequentes. De fato, mais de um teórico a considerou de grande relevância e como ponto de partida em suas investigações, dentre os quais podemos citar aqueles hoje mais associados com ela: o físico sueco Oscar Benjamin Klein (1894-1977), o físico soviético Vladimir Aleksandrovich Fock (1898-1974) e o físico alemão Walter Gordon (1893-1939). De modo geral, os desenvolvimentos desses pesquisadores consideravam, de um lado, com respeito à mecânica quântica³⁵, a interpretação das grandezas físicas *momento* e *energia* como operadores lineares, isto é:

34. Cf. Jammer (1966, p. 272 e segs.).

35. Cf. Mandl & Shaw (1986, p. 43)

$$p_r \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial x_r} \quad (r = 1, 2, 3); \quad E \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial t},$$

onde h é a constante de Planck e $\hbar = h/2\pi$; e, de outro lado, devido às considerações relativísticas, a reinterpretação da grandeza física *energia*, dada através da seguinte relação com o *momento*:

$$E^2 = mc^2 + c\mathbf{p}^2,$$

com isso, a partir dessas duas equações, pode-se obter o seguinte:

$$\left(\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 + \frac{mc}{\hbar} \right) \psi = 0. \quad (1.1)$$

A equação (1.1) é a referida equação de Klein-Gordon, e sua construção parece ter sido um caminho tão natural a ponto de nenhum dos grandes nomes da física naquele período ter percebido qualquer tipo de inconsistência em sua interpretação, à exceção evidente de Erwin Schrödinger, se considerarmos sua recusa inicial. Outra exceção foi a do inglês Paul Dirac, e nossa tarefa nas próximas seções será justamente descobrir qual foi o caminho que o levou até essa conclusão. Por ora, basta trazer o seguinte relato, apresentado por Silvan Schweber (1994, p. 58), acerca de sua postura com relação aos seus demais colegas físicos teóricos, no momento em que o físico inglês tentava analisar todas essas construções publicadas em diversos artigos científicos da época:

Havia dessa maneira uma dificuldade real em fazer a mecânica quântica concordar com a relatividade. Essa dificuldade incomodou Dirac muito, mas ele observou que “não parecia incomodar outros físicos”. Dirac tinha sido “tão fortemente impressionado pela beleza e poder do formalismo [de sua teoria da transformação]... que [ele] sentia que alguém *tinha* que manter este formalismo, e não deveria ser ignorado com um tipo diferente de equação na qual tem-se $\partial^2/\partial t^2$ em vez de $\partial/\partial t$ ”. Dirac relatou que Bohr veio até ele durante uma das conferências que assistia em 1927 e perguntou: “No que você está trabalhando agora?” Dirac se lembra de dizer a Bohr que ele estava trabalhando

no problema de tentar encontrar uma teoria quântica relativística satisfatória do elétron e que Bohr comentou: “Mas Klein já resolveu esse problema”. Dirac então tentou explicar a Bohr porque ele não estava satisfeito com a solução de Klein, pois ela envolvia uma equação de segunda ordem no tempo, contudo ele não foi capaz de fazê-lo porque a conferência havia recommençado exatamente naquele momento e sua discussão foi interrompida. Esse incidente fez Dirac perceber o fato de que “muitos físicos são bastante complacentes com uma teoria que implica uma saída radical das leis básicas da mecânica quântica” e que “eles não sentiam a necessidade de manter essas leis básicas” no caminho que ele desejava [citações retiradas de (Dirac, 1963)].

Niels Bohr, para além de ter sido responsável pela elaboração de questões fundamentais da quântica, como a interpretação do princípio da correspondência, era um dos poucos cientistas com conhecimento global versando os múltiplos aspectos teóricos da física, em particular os relacionados com a própria física quântica. Por isso ele se tornara uma referência para toda comunidade científica, sendo consultado em diversas ocasiões, já que, independente da área de estudos específica à qual um pesquisador pudesse pertencer, todos sempre poderiam encontrar a partir de sua opinião alguma ideia interessante sobre uma questão ou outra da física. Isso, por um lado, justifica o fato de este incidente ter sido tão marcante para Dirac, e, por outro lado, revela muito nitidamente o espírito com o qual o inglês passaria a realizar seus trabalhos: a contextualização mais clara e precisa possível de sua própria pesquisa frente às demais; o rigor matemático com o qual propõe modelos físicos; a beleza das apresentações, traduzida em imposições de simetria; a análise físico-conceitual das soluções das equações diferenciais. O estilo de Dirac deixaria sua marca por mais de uma década na história da física.

1.3 A Era de Ouro da Física Teórica

Até o surgimento da mecânica quântica, estiveram envolvidas diretamente com a hipótese do *quantum* não menos do que duas gerações de cientistas. Werner Heisenberg,

Pascual Jordan e Paul Dirac tinham, cada um, por volta de vinte e quatro anos de idade, quando o primeiro destes publicou seu artigo “Sobre a Reinterpretação Teórica Quântica das Relações Cinemática e Mecânica”, em 1925. Max Born, por isso mesmo, desempenha papel essencial em todo o processo, sendo um pesquisador mais experiente, com pouco mais de quarenta anos nessa época, ele teve a perspicácia necessária para estabelecer uma difícil conexão entre duas maneiras de se fazer ciência, além, é claro, de ter conseguido operacionalizar todas essas novas ideias através de uma estrutura formal matemática, um grande feito na história da quântica. O mesmo deve-se afirmar a respeito de Erwin Schrödinger, cuja idade era semelhante à de Max Born, e, assim como este, pôde acompanhar uma parte significativa dos desenvolvimentos da física quântica, alguns originados ainda na virada do século, até fornecer individualmente uma segunda e decisiva contribuição operacional da mecânica quântica. De fato, apesar de terem sido coautores da versão matricial, nem Heisenberg nem Jordan, nos anos seguintes, conseguirão fazer desta última a teoria mais bem acabada da quântica, uma vez que, como já comentamos, a descrição ondulatória terá maior poder de persuasão para certa parte dos cientistas; contudo, nem mesmo os mais influentes entre os que defendiam a versão de Schrödinger chegam a um consenso do real significado envolvendo tais diferenças, dividindo igualmente as opiniões sobre qual dessas duas versões seria, por assim dizer, a mais fundamental. Essa discussão, por sua vez, se refletirá, com maior ou menor intensidade, em todas as pesquisas em física teórica desse período, dentre as quais serão as mais relevantes ao nosso trabalho, como se sabe, as realizadas por Paul Dirac. Com efeito, apesar de muito cedo na história da Mecânica Quântica ter claramente apoiado a proposta de Heisenberg, mínimas diferenças na maneira como fez suas interpretações a respeito desta nova ideia deverão afastá-lo dos demais teóricos. A maior consequência desse isolamento encontra-se no surgimento da teoria quântica relativística, uma mo-

vimentação cuja peça central seria exatamente a mais recente formulação da mecânica quântica, isto é, a teoria da transformação. Apenas algumas semanas separam as datas de publicação desta teoria, primeiro, por Jordan, depois, por Dirac; portanto, será preciso considerarmos algumas opções escolhidas em cada uma dessas abordagens. Nas partes seguintes desta seção, iremos aprofundar nossos estudos em busca de pistas deixadas por Dirac ao longo de seu percurso intelectual, com as quais iremos reproduzir os argumentos decisivos para a defesa da quântica relativística, no contexto original em que foram apresentados pela primeira vez, cujo alvo era precisamente a equação de Klein-Gordon. Contudo, não obstante se constitua apenas em *uma* perspectiva, ou por sê-la, nosso recorte será suficiente para exibir as principais características da TQC nas décadas anteriores à segunda guerra mundial, apesar de não abordarmos, com isso, outras contribuições igualmente relevantes nesse período, sejam à física quântica, sejam à relatividade. Nossa principal motivação acerca desse enfoque está no enorme impacto da então chamada teoria do buraco, entregue por Dirac no início da década de 1930, sobre todas as demais pesquisas; ao final, perceberemos o quão decisivas foram todas essas discussões em torno da teoria quântica para que se pudesse alcançar talvez um dos pontos mais altos da física teórica na primeira metade do século passado.

1.3.1 Paul Dirac: Artigos, Ideias e Teorias

Até agora, investigamos, com respeito a pouco mais de duas décadas na história da física do século xx, quais elementos esboçariam o surgimento da TQC, ou melhor, de uma quântica relativística. Como primeira conclusão, apenas provisória, afirmamos que, antes de chegar à condição de teoria autônoma com relação à física clássica, a quântica não pôde delimitar as dificuldades de um projeto de pesquisa específico da TQC. Com

efeito, especialmente ao longo da Teoria Quântica Tardia, as explicações encontradas pelos cientistas a cada experimento eram reflexo, em grande medida, somente da habilidade e dedicação de seus pesquisadores em conseguir encontrá-las, em vez da aplicação de uma teoria geral. Diversos estudos experimentais e teóricos de situações físicas envolvendo partículas com velocidade muito baixa em comparação com a da luz foram conduzidos desse modo. Contudo, e mais interessante, uma vez que não parecia existir uma conexão mais precisa entre relatividade e quântica, é o fato de que houve avanços significativos acerca de problemas quânticos *sob regimes relativísticos*, cujo exemplo maior talvez sejam os trabalhos de Arnold Sommerfeld. Em todos esses casos, entretanto, se as discussões a respeito dos fundamentos influenciavam o andamento dos estudos, jamais faziam impondo-lhes limites. De um lado, isso fornecia a tais discussões o aspecto impreciso mas relevante de abrangência, pois o confronto entre visões teóricas gerais e particulares fornecia interpretações que só podiam ser confirmadas de modo secundário pela experiência; porém, pela mesma razão, os pesquisadores podiam livremente fazer uso de inovadoras hipóteses e técnicas em seus estudos, e agiam assim na maioria das vezes. O resultado dessa dinâmica foi o surgimento de algumas experiências sem qualquer justificação teórica geral mais convincente, muitas vezes postulados *ad hoc* — como foram, na prática, o efeito Zeeman e a estrutura fina do elétron —, por conseguinte, muito menos se formava um conjunto de estudos quânticos cujo enfoque tenha sido os problemas relativísticos. Com o desenvolvimento da mecânica quântica, esse cenário altera-se sensivelmente, porque agora existe uma teoria capaz não só de fornecer explicações mas de influenciar de modo unificado as pesquisas; ainda assim, a mecânica quântica inicialmente só apresentou bons resultados para o caso não relativístico. Todos esses pontos nos ajudam a compreender, portanto, uma outra consequência ligada com a origem da quântica relativística, qual seja, à medida que as pesquisas em torno

desta última permaneciam sem resposta, elas se isolavam, e isso, então, contribuiu para que fossem enxergadas de fato como um objeto de estudo. Com efeito, a relevância dessas experiências originadas na Teoria Quântica Tardia se estenderá até momentos mais avançados da própria TQC; contudo, a interação entre quântica e relatividade não poderia se resumir a uma simples aplicação destas duas, como havia sido feito de modo geral até o aparecimento da mecânica quântica. Nessa direção, o passo decisivo só foi dado com o surgimento da teoria da transformação, cuja influência, sobretudo de seu formalismo, parecia atingir a própria relatividade, ao menos no encontro desta com a quântica. Ainda neste capítulo e no próximo, faremos uma detalhada análise da teoria da transformação, com enfoque especial sobre a versão construída por Dirac, considerando como ela se originou e, mais tarde, foi recebida pela comunidade científica. Todavia, para que essa teoria fosse construída, seria preciso resolver uma questão anterior a ela, a saber, como lidar com duas formulações distintas da mecânica quântica? Nem mesmo a prova da equivalência matemática encontrada por Schrödinger será uma resposta definitiva a esta questão, e as visões com respeito a esse ponto variavam significativamente, pois tanto a versão matricial quanto a ondulatória possuíam vantagens individuais em vista de quais problemas eram considerados.

A fim de mostrar como essas interpretações influenciarão todo o período da Mecânica Quântica, iremos discutir como elas foram elaboradas e reelaboradas na visão de Paul Dirac, um dos pesquisadores que, assim como Pascual Jordan, dedicou-se mais de perto a tentar solucionar essa dificuldade aparente da mecânica quântica. Começaremos por uma reconstrução do caminho intelectual percorrido pelo teórico inglês ao longo de seus artigos científicos, com o objetivo de percebermos, antes, como se articulavam entre si algumas de suas principais ideias, e de aprofundarmos, depois, nosso estudo acerca de cada uma delas isoladamente. Desse modo, pretendemos exibir, fora o surgimento da

teoria da transformação, dois aspectos adicionais de seus textos: o primeiro é destacar o lugar ocupado por estes últimos frente à perspectiva adotada pela comunidade científica de seu tempo; e o segundo, por consequência, é caracterizar qual foi o impacto das publicações nas quais Dirac aborda diretamente a quântica relativística. Nosso propósito, com esta parte da seção, em particular, será o de traçar algumas linhas condutoras mais amplas no pensamento de Paul Dirac, considerando, para isso, a evolução dos próprios temas de pesquisa conforme seus artigos foram sendo publicados, até passarem pela construção da teoria da transformação e, mais tarde, chegarem à elaboração da equação do elétron, sem dúvida, dois pontos centrais de toda sua carreira acadêmica. Desde já, portanto, destacam-se para essa discussão os textos escritos, aproximadamente, ao longo de suas duas primeiras décadas de publicações científicas, uma sequência de artigos ininterrupta que terá início exatamente no ano de 1924. Também nos ajudará nessa tarefa o excelente trabalho de seleção e de edição feito pelo físico teórico Richard Henry Dalitz, em seu livro *The Collected Works of P. A. M. Dirac: 1924-1948*, publicado pela primeira vez em 1995, quando lecionava na Universidade de Oxford. Neste livro, além de estarem reunidos e catalogados cronologicamente, entre o período de 1924 e 1948, quase todos os textos de Dirac lançados em revistas científicas³⁶, eles foram reproduzidos de acordo com suas apresentações originais, considerando, entre outros, o formato das páginas, a tipografia da época e, sobretudo, a última revisão feita por Dirac antes de serem publicados. Isto posto, iremos adotar a seguinte divisão desses trabalhos, sugerida pelo próprio Henry Dalitz em sua coletânea, segundo a qual existem três períodos distintos separando essas publicações, cujos nomes foram escolhidos da seguinte maneira:

36. “Aproximadamente 15% de seus artigos foram publicados na *Proceedings of the Royal Society (London) A*, e outros 7% são encontrados na *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*. Aproximadamente 14% de seus artigos foram publicados em algum jornal de língua estrangeira ou livro, constituindo 5% impressos em inglês então e 9% impressos na língua local” (Dalitz, 1995, pref., p. xii).

- 1924-1925: Os Primeiros Anos;
- 1925-1939: Os Anos de Ouro;
- 1939-1948: Os Anos da Guerra.

Tal proposta de classificação dos textos traz consigo características marcantes acerca do papel desempenhado por Paul Dirac no meio intelectual. A primeira está no fato de ter realizado uma rápida ascensão entre os pesquisadores. Sem dúvida, somente pouco mais de um ano após sua primeira publicação, feita em abril de 1924, separa esta de uma das mais originais contribuições realizadas então sobre mecânica quântica, dessa vez, escrita por Dirac em dezembro de 1925, logo após Heisenberg ter defendido a construção dessa mecânica naquele mesmo ano, como vimos anteriormente. A diferença entre os seus artigos iniciais e essa primeira discussão da mecânica quântica é tão profunda a ponto de Dalitz, justamente a nosso ver, considerá-la o início de uma nova fase no pensamento do teórico inglês. Também surgem neste segundo período, de 1925 até 1939, algumas das propostas mais decisivas de Dirac com respeito à mecânica quântica e à quântica relativística, as quais devem permanecer no centro das discussões, por sua vez, ao longo dos anos situados entre 1939 e 1948. Sugerimos, adicionalmente, ter em mente certos estágios bem específicos com relação à maneira como Dirac interpretou e ressignificou algumas ideias: a proposta da não comutatividade feita por Heisenberg; os desenvolvimentos tardios da própria mecânica quântica, como a teoria da transformação; e sua primeira construção de uma teoria quântica relativística. De fato, tais pontos são essenciais para que possamos compreender como se efetivaram as *passagens* entre os três períodos citados, de cuja evolução trataremos agora.

Paul Adrien Maurice Dirac, ou P. A. M. Dirac, como costumava fazer suas assinaturas³⁷, nasceu em 8 de agosto de 1902, em Bristol, Inglaterra. Sua mãe chamava-se

37. A respeito de uma história curiosa sobre as iniciais de seu nome, quando Dirac visitou a Universidade de Wisconsin na primavera de 1929, cf. Schweber (1994, p. 18 e segs.).

Florence Hannah e era inglesa, e seu pai, Charles Adrien Ladislas Dirac, suíço. A respeito de seus estudos antes de ingressar no ensino superior, Schweber nos relata o seguinte: “Paul frequentou a escola secundária do *Merchant Venturers’ Technical College* (M. V.), a escola pública na qual seu pai lecionava, e enquanto lá exibiu grandes habilidades matemáticas. O padrão acadêmico da escola era bastante elevado, mas, sendo parte do colégio técnico, sua orientação era prática” (Schweber, 1994, p. 15). Mais tarde, Dirac, seguindo os passos de seu irmão mais velho, faria engenharia elétrica na Universidade de Bristol. “Embora seu assunto preferido fosse matemática, ele pensou que a única maneira para alguém conseguir ganhar a vida como matemático seria como professor escolar, e essa perspectiva não o atraiu” (Schweber, 1994, p. 16). E com dezenove anos ele se torna engenheiro elétrico, com “honras de primeiro da classe”, mas, apesar disso, com a chegada da primeira guerra, tem dificuldades em conseguir emprego em sua profissão e, assim, aceita uma matrícula gratuita para estudar matemática na própria Universidade de Bristol; pouco depois, em 1923, ele vai para Cambridge, em razão de seu “excepcional desempenho nos exames de matemática em Bristol”; já em Cambridge, ele passa a estudar sistematicamente as principais áreas da física do começo do século xx, tais como a teoria da relatividade e a “velha teoria quântica” (Schweber, 1994, p. 16). Em 1925, Niels Bohr visita Cambridge e Paul Dirac acompanha, nessa oportunidade, suas exposições. Tempos depois, os desenvolvimentos de Heisenberg chegam a suas mãos por intermédio de seu orientador Ralph Howard Fowler, que ensinava e pesquisava teoria quântica em Cambridge. Todos esses fatos acabam por despertar o interesse de Dirac pela física e, com isso, em poucos meses, ele passaria a fornecer observações originais e muito precisas acerca da teoria quântica. “O brilhantismo de Dirac foi percebido cedo. Suas contribuições para o desenvolvimento da mecânica quântica foram imediatamente aceitas como centrais, e, em 1927, ele se tornou um membro do círculo principal que

decidia sobre os avanços teóricos. O tom deferencial das cartas que Bohr, Heisenberg, Pauli e Jordan escreveram para ele é indicativo do alto respeito e estima em que eles o tinham” (Schweber, 1994, p. 18). Com essa breve exposição da formação intelectual de Dirac, gostaríamos de chamar a atenção às mudanças feitas nessas escolhas teóricas e acadêmicas, ainda que num curto período de tempo, porque, como será discutido mais à frente, algumas delas, a exemplo de sua opção pela engenharia elétrica, não obstante sejam elementos externos às teorias, são apontadas por alguns historiadores da ciência como sendo essenciais para se compreender certas decisões que foram tomadas em momentos avançados de seus trabalhos. Com efeito, em linhas gerais, percebe-se que, apesar de o redirecionamento para a engenharia *não* ter sido um obstáculo para ele, desde o começo existe um grande interesse seu por áreas de pesquisa mais básicas, especialmente a própria matemática. Nesse sentido, ao que tudo indica, certamente ele possuía motivação suficiente para se dedicar a estudos teóricos mais abstratos, algo que se revela mesmo antes de se decidir pelo curso de engenharia; contudo, a possibilidade de empregar esses mesmos conhecimentos a partir de exigências práticas mostra-se como outro caminho plenamente viável, ao menos para o exercício de uma futura profissão. Ainda assim, por questões adversas, como vimos, somente após ingressar em Cambridge ele começaria efetivamente sua carreira como físico teórico, retomando, pois, os estudos em matemática, principal razão desse retorno, e logo depois dedicando-se à física básica. Sem dúvida, essa fase inicial deverá se refletir significativamente em sua postura com respeito aos problemas abstratos de física, jamais deixando de considerar, por assim dizer, as exigências práticas envolvidas neles; uma trajetória talvez não incomum mas peculiar o suficiente para fornecer-lhe simultaneamente sólida formação teórica e visão de conjunto, com as quais, mais tarde, buscaria superar com originalidade as dificuldades intrínsecas da física teórica.

Desse modo, após concluir toda essa etapa preliminar de sua educação formal, Dirac publicaria, em abril de 1924, na revista *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, seu primeiro artigo científico intitulado “Dissociação sob um Gradiente de Temperatura”, dando início à sua trajetória acadêmica. Com isso, seguindo aqui as etapas sugeridas por Dalitz, iremos considerar o artigo “As Equações Fundamentais da Mecânica Quântica”, datado de novembro de 1925, como sendo o primeiro marco divisor com relação à sua evolução intelectual. De fato, as ideias contidas aí retornariam ao seu pensamento ainda muitas vezes ao longo dos anos seguintes, e neste artigo ele demonstraria ter percebido rapidamente qual era a profundidade da proposta de Heisenberg (1925); todavia, antes disso, Dirac ainda escreveria seis outros textos destinados a revistas científicas, sobre os quais faremos alguns comentários gerais. Inicialmente, cabe observar que a análise desse conjunto anterior de artigos nos mostra, em grande medida, qual era o posicionamento de Dirac acerca da física nesse momento, principalmente com respeito aos temas abordados, relativamente amplos nessa fase, algo que se modificará sensivelmente após 1925. Ou seja, ainda que fossem questões específicas sobre os fundamentos teóricos, seu esforço não estava completamente direcionado à quântica, apesar de discuti-la com frequência, certamente em razão de ser um dos temas relevantes de sua época, mas também por influência de outros pesquisadores, entre os quais encontrava-se o seu próprio orientador em Cambridge; assim, considerações sobre relatividade (1924b) mesclavam-se com termodinâmica (1924d) e espalhamento Compton (1925b). Dentre os seis artigos escritos nesse período, (1924a; b; c; d) e (1925a; b), destacamos, em especial, “As Condições para o Equilíbrio Estatístico entre Átomos, Elétrons e Radiação” (1924d), pois este é um exemplo interessante de como algumas características comuns ao tratamento utilizado no período da Teoria Quântica Tardia podem ser facilmente reconhecidas nesses seus primeiros trabalhos, sobretudo pelo fato de se constituir em um

exame direto da relação entre as teorias quântica e relativística, como vemos claramente a seguir, na seguinte passagem (Dirac, 1924d, p. 594):

Para a discussão de problemas de equilíbrio, os *quanta* de radiação não podem ser considerados como muito pequenas partículas de matéria movendo-se com a velocidade muito próxima da luz. Há dois importantes pontos nos quais esta descrição é inadequada. Em primeiro lugar, as pequenas partículas não poderiam (de acordo com a teoria estatística usual) ter qualquer efeito de estímulo sobre o processo pelo qual elas são emitidas, e elas estariam portanto distribuídas no momento de acordo com a lei de Maxwell, o que é o mesmo que estarem distribuídas na energia (ou frequência) de acordo com a lei da radiação de Wien. Segundo, a concentração dos *quanta* em equilíbrio termodinâmico não é arbitrária, como é o caso com todos os tipos de partículas materiais, mas é uma função definida da temperatura.

Nem o assunto nem a maneira de abordá-lo são diferentes daqueles usuais da Teoria Quântica Tardia, inclusive trata-se de uma discussão sem mais rodeios entre quântica e relatividade, outra característica bastante comum mesmo entre os pesquisadores mais experientes desse período. Observe, além disso, como a estatística é empregada, porque apesar de ela ter, posteriormente, tornado-se central na própria mecânica quântica, aqui simplesmente retrata avanços obtidos especialmente através da termodinâmica. De qualquer modo, ainda que essas elaborações estejam inseridas no contexto das construções anteriores ao surgimento da mecânica quântica, elas mostram, sobretudo, um muito significativo diálogo estabelecido entre Dirac e outros pesquisadores, em particular com seu orientador, o físico e astrônomo Ralph Howard Fowler (1889-1944), o qual encontra-se, justamente nesse instante, com seu interesse voltado diretamente à teoria quântica³⁸. De fato, Fowler terá papel importante na rápida inserção de Dirac no meio acadêmico, uma vez que através de todos esses estudos iniciais serão apresentadas questões centrais

38. Paul Dirac conclui o artigo (1924d, p. 595) afirmando ter encontrado um resultado que possui a “mesma forma que a obtida por Fowler”, a quem “desejaria expressar seu agradecimento” pelo “interesse e assistência neste trabalho”.

não apenas da teoria quântica mas da física teórica em geral. Ainda no começo do ano de 1925, por exemplo, Dirac voltaria a discutir mais profundamente temas correlacionados com a física quântica em “A Invariância Adiabática das Integrais Quânticas”, outro resultado direto da estreita colaboração com Fowler, a quem agradece “pela sugestão desta investigação e por sua ajuda durante seu progresso” (1925a, p. 734). O mesmo não aconteceria em seu próximo artigo, “O Efeito do Espalhamento Compton por Elétrons Livres na Atmosfera Estelar”, no qual Dirac, dessa vez, agradece a Edward Arthur Milne (1896-1950), “pela muito amigável discussão e assistência durante a escrita deste artigo” (1925b, p. 832), um dos raros momentos em seus textos no qual trataria, de modo específico, de assuntos ligados à astronomia, área na qual, coincidentemente, anos mais tarde surgirá a confirmação do pósitron, sugerido teoricamente por sua equação do elétron.

A primeira grande mudança no pensamento de Paul Dirac, porém, só tem início em setembro de 1925, quando Fowler sugere que ele faça a leitura da publicação “Sobre a Reinterpretação Teórica Quântica das Relações Cinemática e Mecânica” de Heisenberg (1925). Sobre isso, Richard Dalitz apresenta, em sua coletânea de artigos, a página inicial do texto originalmente entregue a Dirac, com algumas anotações feitas diretamente por Fowler. Além disso, Dalitz, ainda em seu livro, traz uma carta escrita à mão por Dirac, sem data, mas na qual ele descreve quais foram suas impressões dessa mesma leitura; reproduzimos ambos registros a seguir, nas Figuras 1.3 e 1.4, respectivamente. Poucos meses depois de ter recebido o trabalho de Heisenberg, Dirac entrega em novembro de 1925 um novo artigo (1925c), no qual faz a primeira de suas contribuições ao desenvolvimento da mecânica quântica. Além de apoiar com entusiasmo a perspectiva adotada por Heisenberg, este artigo mostra claramente como se definirá para o teórico inglês sua maneira bastante característica de expor e de defender novas teses, sobretudo quanto à escolha dos temas a serem investigados. De fato, ao longo dos anos seguintes, sua abor-

dagem sempre terá em vista compreender o estado geral das pesquisas para só então, a partir disso, trazer suas próprias contribuições em meio às grandes discussões realizadas pelos demais teóricos, dentre os quais estarão Heisenberg, Bohr e Einstein.

Com efeito, algumas das mudanças ocorridas no pensamento de Dirac por ocasião deste artigo, em diferentes níveis de sua interpretação do conhecimento científico, tornariam-se permanentes em suas análises; isto é, através de pequenas observações a respeito de avanços obtidos por outros cientistas ou até mesmo, em certos momentos, pela constatação da existência de verdadeiros impasses com relação a um determinado assunto, ele dimensiona o alcance e o lugar dos seus resultados e destaca quais estudos ainda seriam essenciais naquela altura da investigação. Seus artigos, especialmente a construção textual feita neles, nesse sentido, devem ser vistos como excelentes indicadores de como se estabelecia o diálogo mais amplo entre os diferentes teóricos de sua época, mas não apenas, pois tais análises influenciariam, não por outra razão, quase toda a geração seguinte de físicos teóricos, assim como faria questão de enfatizar, em alguns de seus mais relevantes trabalhos, Richard Feynman, assunto sobre o qual discutiremos mais detalhadamente nos próximos capítulos. Aliás, essa maneira de apresentar e discutir suas pesquisas tem especial interesse a um trabalho como o nosso, pois, retrospectivamente, nos ajuda a reconstituir a evolução de certos conceitos científicos à medida em que seu próprio autor procurava compreendê-los. Com efeito, surpreendentemente, quando comparado com praticamente todos os seus textos científicos posteriores, o artigo “As Equações Fundamentais da Mecânica Quântica”, publicado em fins de 1925, possui o esboço de quase todas essas características por nós agora mencionadas. A introdução deste artigo, em particular, traz um dos melhores exemplos de como Dirac procurava dar exatidão à sua exposição, nesse caso, oferecendo, além disso, um exame notável acerca do desenvolvimento da teoria quântica (Dirac, 1925c, p. 642):

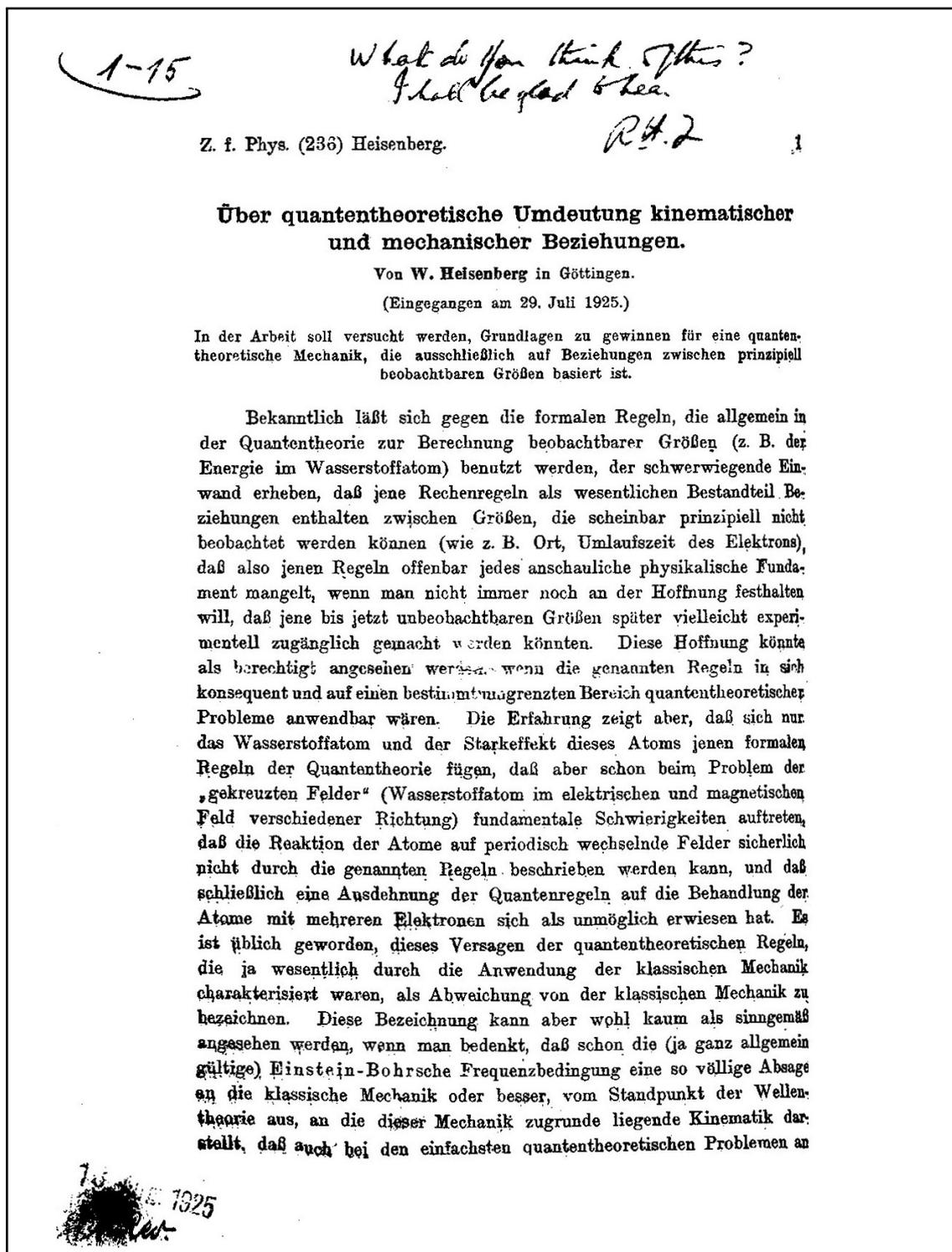


Figura 1.3 Página de abertura do artigo “Sobre a Reinterpretação Teórica Quântica das Relações Cinemática e Mecânica” de Heisenberg (1925). Original entregue em setembro de 1925 por Richard Fowler a Paul Dirac. Acima do título, Fowler escreve à mão: “O que você acha disso? Terei prazer em ouvir. R.H.F. [What do you think of this? I shall be glad to hear. R.H.F.]”, fonte: (Dalitz, 1995, p. 62).

This was the first work on quantum mechanics to come to England. It is the proofs of Heisenberg's first paper on quantum mechanics.

Heisenberg sent them to R. H. Fowler in August 1925. Fowler sent them on to me at the beginning of September, after writing a note at the top of the first page. It was from studying these proofs that I got started on quantum mechanics.

R. A. M. Dirac

Figura 1.4 Carta encontrada entre outros documentos pertencentes à Dirac, na qual comenta o trabalho de Heisenberg: “Este foi o primeiro trabalho sobre mecânica quântica a vir à Inglaterra. São as provas do primeiro artigo de Heisenberg sobre mecânica quântica. Heisenberg mandou para R. H. Fowler em agosto de 1925. Fowler as mandou para mim no começo de setembro, depois escrevendo uma nota no topo da primeira página. Foi do estudo dessas provas que comecei com a mecânica quântica”, fonte: (Dalitz, 1995, p. 63).

Sabe-se bem que os fatos experimentais da física atômica necessitaram de um afastamento [*departure*] da teoria clássica da eletrodinâmica na descrição dos fenômenos atômicos. Este afastamento toma a forma, na teoria de Bohr, das proposições especiais da existência de estados estacionários de um átomo, nos quais ele não irradia, e de certas regras, chamadas condições quânticas, as quais fixam os estados estacionários e as frequências da radiação emitida durante transições entre eles. Estas proposições são bastante estranhas à teoria clássica, mas têm tido muito sucesso na interpretação de uma região restrita dos fenômenos atômicos. O único modo pelo qual a teoria clássica é usada é através da proposição de que as leis clássicas valem para a descrição do movimento em estados estacionários, embora elas falhem completamente durante transições, e a proposição, chamada de Princípio da Correspondência, de que a teoria clássica fornece os resultados corretos no caso limite quando a ação por ciclo do sistema é grande comparada com a constante de Planck h , e em certos outros casos especiais.

Ao mesmo tempo sintético e crítico, este é o parágrafo introdutório de sua publicação, com o qual isola um tema que não deveria mais ser ignorado: a interpretação dada acerca do afastamento entre as físicas clássica e quântica é inadequada de muitas maneiras. Apesar de todos os refinados esforços teóricos, ou em razão deles, perde-se de vista o fato mais importante, a saber, a física clássica não é capaz de explicar determinados fenômenos comuns na rotina dos laboratórios. O princípio da correspondência, por sua vez, somente estabelece a existência das regiões clássica e quântica à medida que afirmar encontrado certa acomodação entre ambas; contudo, os “fatos experimentais” são os primeiros a exhibir conclusivamente o contrário disso, e a simples exposição de qual é o alcance efetivo da física clássica é suficiente para perceber, de uma perspectiva teórica, o quão desarmônica é essa relação. De um lado, Dirac expressa um posicionamento mais claro com respeito ao estado de coisas na física, no entanto, por outro lado, o argumento mais forte sustentando essa visão, sem dúvida, só havia sido encontrado com a inovadora proposta conceitual defendida por Heisenberg, fato reconhecido por Dirac logo a seguir em sua introdução, através de um parágrafo em separado:

Em um recente artigo, Heisenberg apresenta uma nova teoria, a qual sugere que não são as equações da mecânica clássica que são de algum modo culpadas, mas que as operações matemáticas pelas quais resultados físicos são deduzidos delas que requerem modificação. *Toda a informação* fornecida pela teoria clássica pode portanto ser utilizada na nova teoria (Dirac, 1925c, p. 642).

Interessante observar que o artigo (Dirac, 1925c) foi recebido pela revista *Proceedings of the Royal Society* em 7 de novembro, poucos meses após a primeira parte da versão matricial ter sido feita por (Born & Jordan, 1925), a qual foi entregue à *Zeitschrift für Physik* em 27 de setembro, mas *antes* de o *Drei-Männer-Arbeit* (Born, Heisenberg & Jordan, 1926) ter sido recebido por esta mesma revista, o que só aconteceu em 16 de novembro. Portanto, os principais desenvolvimentos da mecânica matricial haviam sido formulados até o final de 1925 e, por consequência, as discussões mais específicas só viriam a ser realizadas no começo do ano seguinte. Desse modo, colocamo-nos retrospectivamente a seguinte pergunta: qual motivo levou Dirac a enxergar nessa “nova teoria” uma alternativa ao princípio da correspondência, pois trata-se de uma não pequena mudança de rumos no destino da física quântica? De fato, assim como será feito no texto de (Born & Jordan, 1925), o novo formalismo utilizado visa a explorar as diferenças surgidas em função do emprego de uma álgebra *não* comutativa e, sob esse ponto de vista, tanto na colaboração de Born e Jordan quanto no trabalho de Dirac isoladamente, as pesquisas haviam colocado em andamento a proposta de Heisenberg, e nos dois casos os autores envolvidos pareciam saber exatamente como levar adiante esse projeto. Na publicação específica de Paul Dirac, além de expressar que era necessário reconsiderar a maneira de olhar as respostas obtidas experimentalmente pela quântica, a última frase do parágrafo citado há pouco mostra qual era a interpretação pessoal do teórico inglês a respeito das ideias de Heisenberg, a saber, a modificação das “operações matemáticas” permitiria recuperar “toda informação” da física clássica; todavia, isso não significa que

a própria teoria clássica pudesse ser retomada, porque, segundo Heisenberg, não é todo o formalismo que *precisa* ser recuperado. Assim, de acordo com a abordagem feita por Dirac nesse mesmo artigo de 1925, é justamente no interior da mecânica *clássica* que a álgebra não comutativa deveria ser pensada, sobretudo através das chamadas igualdades de Poisson, porque isso permitiria uma descrição mais geral dos problemas quânticos ou, de outro modo, menos limitada; portanto, temos aqui uma diferença essencial com relação ao que será feito no *Drei-Männer-Arbeit*, uma vez que neste último a álgebra não comutativa é introduzida por meio da estrutura das matrizes, e isso direciona todo o resto. Entretanto, uma tal generalização do formalismo matemático, realizada afinal nas duas situações — com o objetivo de se construir uma teoria condizente com os fatos experimentais — seria, em certa medida, um bom resumo para descrevermos o próprio *estilo* de Dirac com relação à sua produção científica; vejamos, então, como tal análise se efetua diretamente em seu artigo.

Com respeito ao princípio da correspondência, seu exame é essencialmente técnico, ou seja, após discutir o papel das condições quânticas³⁹, dadas através das relações entre os momentos p_r 's e as coordenadas q_r 's por meio de $q_r p_s - p_s q_r = i\hbar \delta_{rs}$, ele exhibe aquilo que considera uma “inconsistência” em se definir o encontro entre as equações quânticas e clássicas por meio da condição $\hbar \rightarrow 0$, isto é, se as grandezas q_r e p_s forem interpretadas como sendo equivalentes nos casos clássico e quântico, as operações matemáticas que no caso *clássico* podem levar uma série numérica de elementos (q_r, p_s) , através da equação $q_r p_s - p_s q_r = i\hbar \delta_{rs}$, até a identidade $0 = 0$, devem reproduzir essa mesma identidade quando forem aplicadas no caso *quântico*, e não $0 = \hbar$. Isso leva até uma espécie de contradição, pois a física clássica só faz sentido exatamente quando

39. Os artigos desse período, sempre que fazem menção às “condições quânticas”, referem-se às equações $q_r p_s - p_s q_r = i\hbar \delta_{rs}$. Em nosso trabalho, manteremos esta mesma convenção deste ponto em diante.

$h = 0$. Observe que as condições quânticas também fornecem relações comutativas (caso tenhamos $r \neq s$, por exemplo), logo, a coincidência de equações nesses dois âmbitos segue apenas caso elas sejam, de fato, idênticas, mas esse nem sempre é o caso: “A correspondência entre as teorias quântica e clássica consiste não tanto no acordo limite quando $h \rightarrow 0$ mas no fato de que as operações matemáticas nas duas teorias obedecem em muitos casos as mesmas leis” (Dirac, 1925c, p. 649). As relações não comutativas isolam, por assim dizer, a própria constante de Planck, e isso determina com mais exatidão quais são as regiões de acordo e desacordo entre as físicas quântica e clássica, tornando-se, de fato, a situação de real interesse às regras de quantização dos estados de energia, porque justamente aí estão envolvidas as chamadas grandezas quânticas, agora sinônimas de não comutatividade. Não obstante esses estudos sejam uma contribuição bastante original, sobretudo porque abordam diretamente a estrutura da teoria clássica, eles não alcançariam o mesmo sucesso da mecânica matricial, especialmente após a publicação do *Drei-Männer-Arbeit*. Sem dúvida, assim como discutimos em seções anteriores, apesar de sua complexidade, a álgebra das matrizes cumpria, pela primeira vez, a tarefa de se constituir em uma teoria sintética mas bastante geral e, desse modo, um conjunto maior e consistente de explicações seria apresentado, no qual estariam englobados desde novas demonstrações dos primeiros trabalhos em quântica feitos por Max Planck até a dedução dos resultados obtidos por Niels Bohr acerca do átomo. Com efeito, a influência do *Drei-Männer-Arbeit* sobre os próprios artigos seguintes de Dirac apenas se reduz à medida em que este começa a assimilar a teoria ondulatória de Schrödinger. Em “Mecânica Quântica e uma Investigação Preliminar do Átomo de Hidrogênio” (Dirac, 1926b), por exemplo, ele mais uma vez destaca o significado das condições quânticas; contudo, simultaneamente, seu texto coloca maior ênfase na incorporação de uma álgebra não comutativa, sendo este o aspecto matemático central da teoria, uma percepção gerada

certamente em consequência de todos os esclarecimentos obtidos através do formalismo matricial. Ainda, neste mesmo trabalho, encontra-se a primeira aparição de uma nomenclatura com a qual serão classificados e diferenciados dois tipos de números: “nós chamaremos as variáveis quânticas de q-números e os números da matemática clássica que satisfazem a lei comutativa de c-números, enquanto a palavra número sozinha será usada para denotar ou um q-número ou um c-número. Quando $xy = yx$, diremos que x comuta com y ” (Dirac, 1926b, p. 562). Assim exposta, esse tipo de passagem talvez dê a impressão de ser apenas excesso de zelo do autor, entretanto, para nós, ela expressa outra característica bastante peculiar da movimentação teórica geral feita por Dirac em seus artigos científicos, qual seja, a grande precisão com respeito à *notação matemática*. Portanto, trata-se não de um elemento casual deste artigo (1926b), mas decisivo no interior da estrutura argumentativa do teórico inglês, mesmo em sua fase mais tardia, como ficará evidente adiante. Com isso, da mesma maneira que Born, Heisenberg e Jordan, Dirac faz da não comutatividade seu ponto de partida a fim de construir a mecânica quântica; porém, algumas diferenças sutis entre este e aqueles autores, quanto ao tratamento empregado ao longo de tal construção, levarão, mais tarde, a interpretações cujas consequências serão radicalmente distintas. Com efeito, se, de modo geral, os q-números representam apenas outra nomenclatura à álgebra não comutativa, Dirac, nesse artigo, fornece indícios de que pretende transformá-los em uma proposição tão fundamental quanto esta própria álgebra: “Parece preferível no entanto tomar as leis algébricas anteriores e as condições gerais [quânticas] como definindo [defining] as propriedades dos q-números e deduzir delas que um q-número pode ser representado pelos c-números desta maneira quando ele tem as propriedades periódicas necessárias” e o mais importante: “Um q-número portanto ainda tem um significado e pode ser usado na análise quando não for um múltiplo periódico, embora não haja presentemente um meio de re-

presentá-lo pelos c-números” (Dirac, 1926b, p. 563). Como discutiremos em detalhes nas próximas duas seções, a teoria da transformação é *grosso modo* justamente essa relação entre os q-números e os c-números. Trata-se, aqui, de um movimento muito importante no pensamento de Paul Dirac: a discussão tem início com o estabelecimento de um nota-ção específica; todavia, os resultados obtidos desse aparente formalismo vão se estender sobre *toda* a teoria. Ainda com respeito ao artigo (Dirac, 1926b), chama nossa atenção, mais uma vez, o lugar de destaque ocupado pela experiência nessas análises puramente teóricas: “A única maneira de decidir qual dessas proposições é correta é calcular as con-sequências de ambas e ver qual concorda com a experiência” (Dirac, 1926b, p. 571); como vimos, essa busca pelo equilíbrio, entre o que a teoria diz e a experiência fornece, dá o contorno geral à maior parte dos estudos realizados nesse período da Mecânica Quântica.

Ao longo de todo o ano de 1926, no qual Erwin Schrödinger finalizaria sua versão ondulatória, Paul Dirac publicou diversos estudos sobre mecânica quântica⁴⁰. No entanto, apesar de estabelecer um estreito diálogo com Heisenberg, Bohr e outros, como registrado tanto através do conteúdo de cartas trocadas com Dirac quanto por citações fornecidas em seus artigos, curiosamente, ele escreve seus textos praticamente sozinho, algo a se consolidar nos anos posteriores. Independente dos motivos mais evidentes, como, por exemplo, o fato de estar em Cambridge ao passo que as discussões relevan-tes ocorriam, principalmente, em Göttingen e Copenhague; ou subjetivos, como o grau da confiança depositada por ele na mecânica quântica de matrizes, este isolamento na elaboração de seus trabalhos se refletirá, mais tarde, na maneira como enxergaria, de modo mais amplo, a produção científica de sua época. Com relação aos textos de 1926, em especial, apesar de reconhecer as descobertas obtidas com a introdução das operações

⁴⁰. Exceto dois artigos, “Álgebra Quântica” (Dirac, 1926g), no qual faz um resumo da não comutatividade aplicada à mecânica quântica, e “A Hipótese Adiabática para Campos Magnéticos” (Dirac, 1926a), todos os demais textos publicados neste ano trazem no título o termo *Quantum Mechanics* e, não por acaso, somente em (Dirac, 1927a), entregue em novembro de 1926, surgem as palavras *Wave Mechanics*.

matriciais, destaca-se na maior parte deles sua percepção de que as condições quânticas seriam os fundamentos de um sistema capaz de interpretar todos os resultados da física quântica: “As leis da mecânica clássica devem ser generalizadas quando aplicadas a sistemas atômicos, a generalização sendo que a lei comutativa da multiplicação, quando aplicada às variáveis dinâmicas, deve ser substituída por certas condições quânticas, as quais são exatamente suficientes para permitir se calcular $xy - yx$ quando x e y são dados” (Dirac, 1926c, p. 281). O modelo matricial é o elemento que, obviamente, mais dá suporte a essa perspectiva e, ao continuar reproduzindo textualmente esta visão, Dirac simultaneamente reforça sua própria elaboração inicial, ainda que, com alguma dificuldade para tornar nítido este ponto, sugira que a mecânica de matrizes não é a exposição mais bem acabada. A nosso ver, entretanto, por esse caminho ele apenas transfere às condições quânticas o papel anteriormente dado ao princípio da correspondência. Tal análise pode ser encontrada, por exemplo, em (1926d; e; f), nos quais sua discussão busca fazer da não comutatividade um exame geral que poderia ser aplicado em todas as áreas da física, tais como o eletromagnetismo. O artigo “Mecânica Quântica Relativística com uma Aplicação ao Espalhamento Compton” (Dirac, 1926d), em particular, é um texto interessante porque suas análises aproximam a mecânica quântica e a teoria da relatividade, como se todas as condições para a quântica relativística existissem⁴¹; portanto, chamamos a atenção do leitor acerca dessa abordagem, pois nela encontra-se bem retratada a situação dos estudos da TQC e, nesse sentido, nos mostra que ainda seria preciso uma grande transformação no pensamento de Dirac — ocorrida, de fato, nos dois anos seguintes — até que fosse possível chegar à equação do elétron.

41. “O propósito do presente artigo é obter por esse caminho a extensão da mecânica quântica aos sistemas para os quais a hamiltoniana envolve o tempo explicitamente e à mecânica relativística” (Dirac, 1926d, p. 407). De um lado, essas tentativas são importantes pois mostram seu interesse em alcançar uma teoria geral, de outro lado, nesse momento, o melhor que se pode fazer é uma reinterpretação dos resultados conhecidos aplicando-se álgebra não comutativa.

De modo geral, os artigos de 1926 nos ajudam a perceber melhor uma gradativa readequação dos estudos de Dirac nessa época. Com efeito, mesmo transformando-se em um dos principais articuladores das ideias surgidas com Heisenberg em 1925, um lugar ocupado por poucos então, sua minuciosa análise jamais deixou de *incorporar* as mudanças pelas quais a mecânica quântica estava passando, como revela o artigo “Sobre a Teoria da Mecânica Quântica” (Dirac, 1926e), no qual reconhece a maior delas: “Um novo desenvolvimento da teoria foi entregue recentemente por Schrödinger. Começando pela ideia de que um sistema atômico não pode ser representado por uma trajetória, *i.e.*, por um ponto se movendo através da coordenada espacial, mas deve ser representado por uma onda neste espaço, Schrödinger obtém de um princípio variacional uma equação diferencial que a função de onda ψ deve satisfazer” (Dirac, 1926g, p. 661). Portanto, conforme descobria o significado dos novos trabalhos publicados, ele próprio ressignificava suas interpretações; ainda que isso fosse insuficiente para mudar minimamente o tratamento relativístico da mecânica quântica, que permanecia no mesmo horizonte no qual havia sido deixado pela Teoria Quântica Tardia, isto é, não existia um projeto efetivo de superação das reais dificuldades em se construir uma tal formulação. De qualquer maneira, quando o teórico inglês, com este artigo, opta por expandir os temas de seu interesse, realiza, sem dúvida, um passo intermediário em direção à teoria da transformação, e isso levará, por fim, à equação do elétron. Desse modo, exames científicos importantes até os dias atuais, como a estatística de Bose-Einstein e o princípio da exclusão de Pauli, eram percebidos imediatamente como tais por Dirac, à medida que ele mesmo exibia, em seus artigos, algumas das conseqüências envolvidas neles. Com essa versatilidade, por assim dizer, em seu modo de enxergar o que acontecia à sua volta, ele compreendeu muito cedo uma questão decisiva a todo o período da Mecânica Quântica, qual seja, se, de um lado, a mecânica quântica acumulava, à sua maneira, novos e inte-

ressantes resultados, a existência de “duas” formulações, de outro lado, era um debate à parte, do qual ele procura esboçar alguns traços; contudo, o futuro da teoria da transformação dependeria em muito dessa discussão, por isso, é preciso compreendermos como ela foi se aprofundando nesse momento. Nessa direção, a exposição de Dirac em (1926g) é particularmente excepcional, porque, apesar de ao longo das seções tratar de problemas tão diversos, e de enorme relevância à física, a introdução desse artigo, conscientemente, ocupa-se apenas da teoria de Schrödinger, mostrando, dessa maneira, a centralidade da quântica ondulatória às demais descobertas. Além disso, dentre os muitos resultados obtidos por meio dessa versão quântico-ondulatória, Dirac, antes de tudo, jogaria luz exatamente sobre sua equivalência formal com a versão matricial, ou seja, a partir da equação de onda:

$$\left\{ H \left(q_r, i\hbar \frac{\partial}{\partial q_r} \right) - W \right\} \psi = 0, \quad (1.2)$$

ele reproduz, dessa vez, ao modo de Schrödinger, a “justificação” desta equivalência:

Schrödinger toma os valores do parâmetro W para os quais existe um ψ satisfazendo (1.2) que seja contínuo, de valor simples e limitado através de todo o q -espaço, sendo os níveis de energia do sistema, e mostra que quando a solução geral de (1.2) é conhecida, matrizes para representar os p_r e q_r podem facilmente ser obtidas, satisfazendo todas as condições que elas devem satisfazer de acordo com a mecânica matricial de Heisenberg, e consistente com os níveis de energia previamente encontrados. A equivalência matemática das teorias é portanto estabelecida (Dirac, 1926g, p. 661).

Com isso, a teoria da transformação elaborada mais tarde não deve ser vista como prova da equivalência entre as versões matricial e ondulatória, pois esta demonstração havia sido encontrada, ao menos a correspondência dos elementos centrais entre ambas era conhecida, é isto o que Dirac aponta na última passagem; entretanto, o mais relevante é o fato de que, apesar de Schrödinger ter percebido essa correlação entre as

duas versões da mecânica quântica, isso não encerrará o debate entre os pesquisadores a respeito de qual delas seria a mais fundamental. A exposição de Dirac, nesse sentido, diverge de outras análises, à medida em que traz a relevância da versão ondulatória destacando, ao mesmo tempo, sua proximidade com a representação matricial. De certo modo, ele parece otimista com todas essas descobertas, mas muito rapidamente será arrastado pelo debate acerca das diferenças entre as duas formulações. Sem dúvida, apenas com a teoria da transformação, seja na proposta de Jordan, seja na de Dirac, serão considerados aspectos fundamentais com respeito à mecânica quântica, mas que não transparecem nesse primeiro momento porque são conceitualmente bem mais complexos. Apenas desse modo, por exemplo, abre-se caminho à possibilidade de uma discussão matematicamente rigorosa, a qual deve ter início com Pascual Jordan e, depois, David Hilbert, estendendo-se ainda por anos até se tornar amplamente aceita, dessa vez, entre os próprios matemáticos.

Ainda, acerca do artigo (Dirac, 1926g), não se pode deixar de notar o fato de que – talvez como em nenhum outro texto escrito antes da equação do elétron – seu exame da quântica relativística guarda enorme semelhança com a visão compartilhada naquele momento pelos físicos teóricos. De fato, após fazer uma análise correta, mesmo se considerados os entendimentos mais recentes da TQC, com a qual explora a interpretação matricial das soluções da equação de onda, mostrando, por fim, existirem duas configurações físicas possíveis, a primeira antissimétrica e a segunda simétrica⁴², as quais descreveriam respectivamente elétrons em órbita e átomos em gases; ele conclui que “Os resultados da seção precedente aplicam-se para qualquer sistema contendo múltiplas partículas similares” (Dirac, 1926g, p. 670), uma generalização bastante típica de

42. “Uma das soluções conduz ao princípio de Pauli pelo qual não mais do que um elétron pode estar em qualquer órbita dada, e a outra, quando aplicada ao problema análogo do gás ideal, conduz à mecânica estatística de Einstein-Bose” (Dirac, 1926g, p. 662), ou na linguagem usual: férmions e bósons.

seus trabalhos. No entanto, ao passar à quântica relativística, sua formulação reproduziria *ipsis litteris* a equação de Klein-Gordon:

A equação de onda para uma única molécula de massa de repouso m se movendo no espaço livre é

$$\begin{aligned} \{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 - W^2/c^2 + m^2c^2\} \psi &= 0 \\ \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \frac{m^2c^2}{\hbar^2} \right\} \psi &= 0, \end{aligned}$$

e sua solução é da forma

$$\psi_{\alpha_1\alpha_2\alpha_3} = \exp. i(\alpha_1x + \alpha_2y + \alpha_3z - Et) = 0, \quad (1.3)$$

onde $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ e E são constantes satisfazendo

$$\alpha_1^2 + \alpha_2^2 + \alpha_3^2 - E^2/c^2 + m^2c^2 = 0.$$

A autofunção (1.3) representa um átomo tendo as componentes de momento $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ e a energia E .

Durante o ano de 1926, com este artigo, em particular, e seus demais trabalhos, em geral, Dirac apresentou resultados fundamentais à física moderna, fato que por si lhe assegura um lugar entre os grandes teóricos do começo do século xx. Todavia, seus principais textos científicos ainda estariam por vir, os quais somente emergem em função de revisões críticas direcionadas a esses desenvolvimentos de 1926, quais sejam, de um lado, a teoria da transformação, originada de uma busca pela região teórica comum às versões matricial e ondulatória da mecânica quântica; e, de outro lado, a equação do elétron, uma recusa da equação de Klein-Gordon como ponto de partida da quântica relativística; contudo, apesar de já em 1926 estarem tão perto de seu campo de visão, nenhum desses horizontes havia se constituído como tal para o teórico inglês⁴³. Ainda

43. Sem dúvida, corrobora essa conclusão o fato de este texto discutir de modo tão nítido qual era a importância da linearidade na equação de onda, cf. Dirac (1926g, p. 662), uma característica essencial ao princípio de sobreposição das soluções individuais dessa equação, e, no entanto, apresentar em seguida a formulação de Klein-Gordon, sobretudo frente ao significado dado mais tarde à linearidade no tempo para a justificação da equação relativística do elétron, mas voltaremos a discutir esse ponto adiante.

em 1926, dois últimos artigos seriam entregues, nos meses de novembro e dezembro, respectivamente; contudo, ambos seriam publicados apenas no começo do ano seguinte: “O Efeito Compton na Mecânica Ondulatória” (Dirac, 1927a) e “A Interpretação Física da Dinâmica Quântica” (Dirac, 1927b). No primeiro destes, Dirac retoma praticamente o mesmo assunto tratado em (Dirac, 1926d), mas, agora, em vez de adotar a estratégia matricial, acredita que “Um mais natural e mais facilmente compreensível método de se obter as matrizes é fornecido pela mecânica quântica de Schrödinger” (Dirac, 1927a, p. 500). Curiosamente, esta inclinação pela versão ondulatória foi motivada pela generalização para o caso relativístico, quase imediata, oferecida com as novas equações de onda da quântica, apesar de ter sido o próprio Erwin Schrödinger a se dar conta das dificuldades envolvidas na aplicação dessas mesmas equações à estrutura fina do elétron, um problema cuja solução só foi encontrada com a equação do elétron. Portanto, esta última dificuldade foi simplesmente ignorada por quem fazia uso da equação de Klein-Gordon nessa época, incluindo Paul Dirac. O segundo desses artigos é, a nosso ver, a mais profunda contribuição do teórico inglês à mecânica quântica, uma vez que se encontra nele a chamada teoria da transformação, a qual será objeto de discussão detalhada na próxima parte desta seção. Por ora, basta observar que praticamente todos os textos científicos do ano de 1927 (Dirac, 1927a; b; c; d), quando não tratam da teoria da transformação diretamente, desenvolvem algum seu resultado. Contudo, apesar de um produtivo conjunto de explicações ter se originado da teoria da transformação — obtido, em grande medida, pelo esforço pessoal de Dirac em aprofundar as consequências dessa teoria —, pouco a pouco crescia nele a percepção de que tal sucesso não aproximava a mecânica quântica da teoria da relatividade, pelo contrário, todas essas descobertas permaneciam no interior da quântica não relativística. Com efeito, Dirac (1927c, p. 243) chega a demonstrar certo pessimismo sobre essa questão:

A nova teoria quântica, com base na premissa de que as variáveis dinâmicas não obedecem a lei comutativa da multiplicação, tem até agora sido desenvolvida suficientemente para formar uma quase completa teoria da dinâmica. Pode-se tratar matematicamente o problema de qualquer sistema dinâmico composto de um número de partículas com forças instantâneas agindo entre elas, desde que seja descrito por uma função hamiltoniana, e pode-se fisicamente interpretar a matemática por um método geral muito definido. Por outro lado, quase nada tem sido feito até o presente sobre a eletrodinâmica quântica. As questões do tratamento correto de um sistema no qual as forças são propagadas com a velocidade da luz em vez de instantaneamente, da produção de um campo eletromagnético por um elétron em movimento, e da reação desse campo sobre o elétron, não têm sido ainda tocadas. Além disso, há sérias dificuldades em fazer a teoria satisfazer todos os requisitos do princípio da relatividade, já que a função hamiltoniana não pode mais ser utilizada. Esta questão relativística encontra-se, é claro, conectada com as prévias, e será impossível responder completamente qualquer uma das questões sem ao mesmo tempo respondê-las todas.

Enxerga-se, claramente, nessa aguda análise, o programa de pesquisa da TQC de uma década ou mais, segundo Schweber (1994, p. 23), “Este artigo marca o nascimento da eletrodinâmica quântica”. De fato, em seu próximo trabalho, (Dirac, 1927d), ele mesmo dará início a esse programa, através de um exame bastante conceitual, no qual procura ampliar a ideia de campo a fim de extrair consequências mais profundas da relação entre onda e partícula (Dirac, 1927d, p. 710):

Pode-se aparentemente tratar um campo de radiação como um sistema dinâmico, cuja interação com um sistema atômico comum pode ser descrita por uma função hamiltoniana. As variáveis dinâmicas especificando o campo são as energias e as fases de seus vários componentes harmônicos, cada um dos quais é efetivamente um oscilador harmônico. Deve-se, é claro, na teoria quântica tomar essas variáveis sendo q-números satisfazendo as condições quânticas próprias. Encontra-se então que a hamiltoniana para a interação do campo com um átomo é da mesma forma que para a interação de um conjunto [*assembly*] de *quanta* de luz com o átomo. Há portanto uma reconciliação formal completa entre os pontos de vista da onda e dos *quanta* de luz.

As ideias deste artigo não foram bem recebidas pelos demais físicos teóricos, tais como Pauli, e mesmo Heisenberg, pois a complexidade da exposição escondia qual era

efetivamente a abordagem com respeito à invariância das equações relativísticas, sobre isso, Schweber observa: “É um pouco irônico que Dirac, o qual estava preocupado com a invariância relativística de qualquer formalismo e considerava a mecânica quântica uma extensão da mecânica clássica, tenha sido o físico que desenvolveu uma formulação da eletrodinâmica quântica cuja correspondência com as equações de Maxwell não era imediatamente aparente” (Schweber, 1994, p. 39). Apesar do insucesso, tal discussão teve uma influência prática indiscutível para o avanço das pesquisas: “Logo após ler os manuscritos do artigo sobre QED de Dirac, Pauli embarcou em um programa para construir sua própria versão da quântica eletrodinâmica” (Schweber, 1994, p. 39). Com efeito, se, de um lado, essa abordagem se mostrava, até certa medida, pouco usual, de outro lado, ela indicava muito bem como estava se rearticulando mais uma vez o pensamento de Dirac nesse outro estágio, especialmente após a teoria da transformação ter sido obtida. Ou seja, quando todas as alternativas conhecidas se mostravam inequivocamente improdutivas, então diferentes formalismos deveriam ser testados, uma lição aprendida a grande custo, desde 1925, com a proposta de Heisenberg; por conseguinte, escolhas desse tipo — necessariamente precedidas de um exame rigoroso de toda produção existente — seriam parte essencial de muitas das inovações introduzidas por Dirac, algumas das quais se transformariam em cânones dos estudos em TQC, enquanto outras, ao menos retrospectivamente, parecem ter sido verdadeiras apostas do teórico inglês na utilidade de certos conceitos. Entre as últimas, encontra-se a teoria do mar de elétrons, sobre a qual discutiremos no próximo capítulo; contudo, entre as primeiras, não se deve esquecer, está o recurso bastante pertinente à teoria de perturbação como tratamento rigoroso da teoria dos campos, ainda que fosse uma aproximação, como discute em seu artigo (Dirac, 1927d, p. 711): “Pode-se assumir que o termo (V digamos) na hamiltoniana devido à interação da radiação e o átomo é pequeno comparado com

aquele representando sua energia própria e então usar V como uma energia de perturbação”. Realmente, alguns procedimentos até hoje predominantes na TQC ganharam forma nesse período, sobretudo a reapropriação de elementos da mecânica clássica. Além de terem contribuído sobremaneira em todos esses aspectos, o impacto causado por muitas dessas ideias ultrapassou os pesquisadores dessa época, uma vez que seriam compartilhadas pela geração seguinte de físicos teóricos que se dedicaram à TQC, em especial, por Richard Feynman. Os trabalhos publicados por Dirac em 1927, nesse sentido, são uma etapa fundamental em seu pensamento, pois tornavam cada vez mais específica a tarefa de articular a quântica e a relatividade; e tais esforços, de fato, vão conduzi-lo até a equação do elétron, apresentada no início de 1928 nos artigos (Dirac, 1928a; b). Em contraste com os desenvolvimentos do ano anterior, a clareza da exposição e dos argumentos, neste último caso, terá um grande poder de persuasão entre a comunidade científica; segundo Schweber (1984, p. 58), a impressão causada pela equação do elétron, na época de sua publicação, sobre os demais cientistas pode ser sintetizada com o que foi dito por Heisenberg em uma de suas cartas encaminhadas a Dirac: “Eu admiro no mais alto grau seu último trabalho sobre o *spin*” (Schweber, 1994, p. 58). À precisa descrição matemática da equação do elétron, todavia, segue-se uma profunda interpretação conceitual, que daria o tom da física teórica até quase a metade do século xx. Portanto, duas construções decisivas da física moderna, a saber, a teoria da transformação e a abordagem quântico-relativística do elétron, tiveram contribuições extremamente pessoais de Paul Dirac. Como dissemos, ainda que dialogasse com os demais pesquisadores, quando escrevia seus textos, ele certamente encontrava um ponto de vista bastante singular, talvez, por isso, alguns de seus artigos ora foram considerados incomuns, ora se tornaram motivo de grande confiança nessas teorias. Quanto a este último ponto, a teoria da transformação é, sem dúvida, a mais interessante, porque, além da versão apresentada

por Dirac, uma outra havia sido publicada pouco antes, de modo independente, por Jordan, e, apesar dos próprios autores reconhecerem imediatamente a equivalência entre ambas, não se tratava, em nenhum dos casos, tão somente de se alcançar um resultado científico procurado, em vez disso estava em jogo uma interpretação dos fundamentos da mecânica quântica. Realmente, para Dirac, em particular, as opções teóricas de sua formulação, a exemplo da introdução da função $\delta(x)$, exibiam sua perspectiva de como seria possível ou necessário proceder cientificamente, considerando, entre outras dificuldades, o fato de nem sempre existir um formalismo matemático disponível naquele momento, em outras palavras, sua análise da ciência tinha em vista a busca de teorias capazes de realizar grandes sínteses do conhecimento disponível, esse é um ponto importante para compreendermos como ele se utilizava da linguagem matemática com o objetivo de superar os obstáculos conhecidos, muitas vezes de um modo não tradicional. Contudo, se ele o fazia assim era justamente porque conhecia profundamente os trabalhos de seus colegas e, não por outra razão, quando algumas de suas propostas teóricas encontravam resistência para serem aceitas, as críticas quase sempre eram incapazes de torná-las inválidas; de fato, algumas dessas críticas, em certos casos, só teriam impacto real anos mais tarde, após percorrerem um longo caminho.

A partir de 1930, aproximadamente, a teoria da transformação e a equação do elétron se tornam predominantes em toda física, sobretudo por trazerem maior consenso às discussões acerca de quais fundamentos davam suporte ao conjunto de ideias surgidas no começo daquele século. Ademais, elas forneciam um quadro geral de todas as atividades teóricas e experimentais, uma característica necessária tanto para estabelecer o diálogo entre as diferentes áreas quanto para guiar as próprias pesquisas. Sem dúvida, até 1925, a quântica e a relatividade caminharam quase separadas, e a primeira destas, além disso, visivelmente abarcava diversos estudos não correlacionados entre si

diretamente, aliás, com respeito à teoria da transformação, em particular, seu poder de síntese cumpria dupla função: de um lado, mostrava precisamente como proceder na passagem entre as versões matricial e ondulatória da mecânica quântica, uma vantagem do ponto de vista prático porque fornecia liberdade na escolha dos métodos de análise, assim possibilitava, por exemplo, a construção de um exame científico em benefício da facilidade ou da clareza em vez de estar concentrada na preferência por determinada interpretação da quântica; de outro lado, ela revelou que a mecânica quântica ainda não estava finalizada, pois não se havia percebido o fato de certas proposições serem mais fundamentais quando comparadas a outras, e, no caso da mecânica matricial, tal ponto se tornava ainda mais decisivo, uma vez que sem essa prioridade não era possível estabelecer qual era sua relação com a versão ondulatória, e mesmo no *Drei-Männer-Arbeit* uma tal interpretação dos fundamentos não havia sido alcançada. Semelhantemente, a equação do elétron chega a surpreender até os pesquisadores mais experientes nessa época, porquanto trazia diversas explicações de fenômenos físicos derivadas *apenas* de um único movimento de conciliação entre quântica e relatividade. Mais uma vez, ressaltamos o quanto é importante perceber a dinâmica das atividades realizadas por Dirac ao longo do tempo, assim como se pode concluir da leitura de seus próprios artigos, a exemplo das ideias que levaram até a teoria da transformação, isto é, a despeito de existir uma versão construída por Jordan, a decisão de ter levado adiante seu trabalho era fundamental por múltiplas razões, inclusive por ter encontrado um formalismo aparentemente mais simples quando contraposto ao de Jordan, um dos aspectos explorados por Dirac imediatamente em sua publicação. Todavia, o mais importante para nossa análise é ter ciência da influência dessas elaborações em suas pesquisas mais tardias, de modo especial, é claro, na equação do elétron. Nesse sentido, a originalidade de sua exposição consiste em uma série de escolhas realizadas, desde o começo, em função do modo espe-

cífico como ele acreditava que uma teoria deveria ser, um compromisso que estabelece, mais tarde, a sua visão da ciência, e esta, por fim, reconstrói o seu próprio pensamento. Portanto, sua teoria da transformação pode ser examinada à luz de algumas características que marcam seus desenvolvimentos de maneira bastante geral, e nossa tarefa será a de exibir quais são elas. Outra consequência desse processo, sem dúvida, seria a teoria do elétron. De fato, enquanto sua antecessora havia sido discutida e construída por outros teóricos profundamente envolvidos com a origem da mecânica quântica, a teoria quântico-relativística se mostrava um resultado original justamente por *não* seguir as avaliações feitas pela maior parte da comunidade científica, mas, paradoxalmente, procedia de acordo com todos os passos que levaram efetivamente à própria mecânica quântica, de acordo com Schweber (1994, p. 56), “Há pouca questão” de que a equação do elétron “foi uma tentativa de formular uma mecânica quântica relativística com base na teoria da transformação que ele tinha formulado em 1926-1927”. Resta, ainda, descobrirmos como essa interpretação construída por Dirac seguiu um caminho tão diferente com respeito ao esperado pelos demais teóricos, não obstante tenha partido de sua teoria mais bem sucedida na mecânica quântica. De fato, sua percepção foi sendo elaborada pouco a pouco em seus trabalhos anteriores, mas cujo resultado, evidente pelo contraste com os textos de quântica relativística, revela-se muito fortemente nas publicações de 1928.

Após todos esses refinamentos da mecânica quântica, sucedidos por uma construção quântico-relativística capaz de articular minuciosamente grande parte dos resultados mais significativos da física experimental⁴⁴, os estudos teóricos pareciam ter oferecido, num primeiro momento, uma plataforma segura sobre a qual as grandes teorias do sé-

44. O físico Abraham Pais, sobre isso, afirma que são “espetaculares os desenvolvimentos contidos nos dois artigos de Dirac do começo de 1928. *Spin* era uma consequência necessária, o momento magnético correto foi obtido, o fator de Thomas aparecia automaticamente, a fórmula da estrutura fina de Sommerfeld foi derivada com os números quânticos de Goudsmit-Uhlenbeck corretos” (Pais, 1988, p. 347).

culo xx iriam se reconciliar em direção ao conhecimento mais detalhado da estrutura da matéria, afinal, há quase três décadas esse desenvolvimento estava no horizonte dos cientistas, ora exibindo-se inequivocamente nas pesquisas, ora contrariando todos os dados encontrados nelas. Contudo, à euforia segue-se a incerteza, pois as complicações conceituais de todos esses desenvolvimentos estavam apenas em seu começo. Com efeito, boa parte dos textos escritos por Dirac, nesse período situado entre a publicação da equação do elétron até o final da década de 1930, está diretamente relacionada a questões conceituais que vão na esteira de sua proposta relativística. O enorme alcance a que chegam tais questões e a divergência entre os teóricos a respeito delas serão, para nós, outro ponto a ser destacado desde agora, ou seja, os programas de pesquisa, novamente, dividem-se entre levar adiante as interpretações existentes, especialmente aquelas formuladas diretamente pelo teórico inglês, ou recusá-las, neste caso, para substituí-las pelo quê? Inicialmente bastante pontual, essa discordância aprofundava-se ao passo que se estendia cada vez mais a outras áreas, um processo a partir do qual finalmente emergirá a versão mais recente da TQC, com as elaborações de Dyson, Feynman, Schwinger e Tomonaga, mas que levará aproximadamente duas décadas, a partir da publicação de Dirac sobre a equação do elétron, para se concretizar. Retornando, ainda, ao começo da década de 1930, o interesse pela teoria quântico-relativística construída por Dirac rapidamente chamou a atenção de toda comunidade científica e, nesse período, ele publica artigos em línguas francesa (1928c), alemã (1928d; e) e russa (1934b), nos quais, além de expor suas mais recentes ideias, reformula aspectos centrais de como se poderia compreender os resultados originalmente obtidos através delas, como, por exemplo, o fato de seus trabalhos sugerirem a existência de uma partícula fenomenologicamente igual ao elétron mas com carga e energia de sinais inversos aos encontrados usualmente⁴⁵. As décadas de 1930

45. Trataremos, detalhadamente, este ponto e diversos outros temas a ele relacionados no próximo capítulo.

e 1940 são, de fato, um momento particularmente complexo para a física teórica, pois, com muita justiça, ela havia reconduzido o centro das discussões sobre física e, de certo modo, sobre a ciência em geral, para o seu interior, não sem antes restabelecer cuidadosamente as implicações das experiências laboratoriais, efetuando, assim, uma verdadeira transformação em seus compromissos com a física clássica; no entanto, se um conjunto de questões acumulado por mais de vinte e cinco anos parecia ter sido elucidado ou, no mínimo, havia encontrado uma relação condizente com as teorias, ao mesmo tempo, as novas perguntas, certamente em número menor quando comparado ao das pesquisas realizadas anteriormente, tornavam-se mais profundas e indicavam, sem dúvida, o limite nos âmbitos teórico e experimental. Junta-se a esse cenário a descoberta experimental, há pouco citada, do pósitron; portanto, de um lado, a equação quântico-relativística do elétron conseguia coordenar em conjunto diversas experiências anteriores, inclusive a descrição da estrutura fina do elétron, a qual havia colocado em dúvida a formulação quântico-relativística de Schrödinger; de outro lado, essa nova teoria mostrava como e onde as pesquisas experimentais poderiam avançar. Logo, se as perguntas se tornavam mais desafiadoras, nesse caso, adiantando-se com relação à existência de novas partículas, não era por outra razão senão a de que todo o esforço de compreensão da física havia atingido um novo patamar. De fato, com respeito aos temas abordados em seus artigos escritos no final da década de 1930 e começo da próxima, apesar de importantes exceções, como em (Dirac, 1931b), no qual seu autor faz uma profunda discussão a respeito da eletrodinâmica, seu maior objetivo era, em geral, explorar os resultados da teoria da transformação e da equação do elétron, estendendo-os a outras áreas da física. Contudo, desde o início Dirac percebeu que não havia à disposição procedimentos usuais até mesmo para formular as questões de modo conveniente, a não ser lançando mão de novas ideias. Em (Dirac, 1928e), por exemplo, ele expressa bastante claramente a per-

cepção de que as alternativas conhecidas poderiam não ser suficientes à tarefa colocada a partir daquele momento, e sugere novas rotas:

A teoria permite transições nas quais $+e$ torna-se $-e$. Entretanto, a probabilidade dessas transições é extremamente pequena (da ordem de $(v/c)^4$; onde c é a velocidade da luz e v a velocidade do elétron). Portanto a presente teoria é uma aproximação. Parece que esta dificuldade pode ser removida somente por uma mudança fundamental em nossas ideias correntes, e talvez conectada com a distinção entre passado e futuro” (Dirac, 1928e, p. 95).

A partir dessa passagem, uma síntese, em certa medida, da postura geral adotada pelos cientistas na época, percebe-se que, muito longe de se converter em confiança excessiva nas teorias, a surpreendente incorporação dos mais diversos resultados da física atômica, aliada com os novos e mais complexos desenvolvimentos de um formalismo matemático construído em razão dos avanços da mecânica quântica, mostrava que a física havia atingido seu ponto mais alto na época, portanto, como havia ocorrido anteriormente, não se poderia descartar a necessidade de outras mudanças conceituais mais intensas num horizonte não muito longínquo. Todavia, se as teorias demonstravam, consistentemente e com bastante precisão, a origem de determinados valores numéricos, os quais, a exemplo da estrutura fina do elétron, haviam sido obtidos por meio de experimentos; por conseguinte, as demais implicações mereciam igual atenção, e a descoberta do pósitron reforçava ainda mais essa percepção. Outros questionamentos, entretanto, não encontrariam rapidamente ajuda tão direta via pesquisas experimentais, dentre os quais aquele que se tornaria, no pós-guerra, o mais decisivo à TQC, a saber, a existência do que se convencionou chamar por Desvio Lamb, mas cuja discussão se apresentava, nesse momento, com aspecto de pura especulação. Desse modo, a impossibilidade de se justificar o significado por detrás dos resultados obtidos nas equações acabou por fornecer argumentos a toda ordem de análise com respeito à validade dessas interpretações.

De qualquer maneira, como uma teoria tão bem sucedida foi capaz de abrir caminho para uma nova região de incertezas, dessa vez, bastante localizada mas profunda? Com efeito, não se deve atribuir toda responsabilidade, neste caso, às teorias do físico inglês, uma vez que parte das discussões mais gerais logo apontaria problemas da TQC ainda mais complexos de serem solucionados, especialmente com relação à chamada “questão dos infinitos”, sobre a qual falaremos no próximo capítulo. Contudo, algumas interpretações originadas com a teoria de Dirac contribuíram, sim, à complexidade dos questionamentos, para além da já existente. Tal fato poderia ser visto apenas como uma consequência, certamente não desejável, dos seus trabalhos, não revelasse a visão pessoal de Dirac sobre as próprias teorias. Nessa direção, é interessante observar como em sua própria abordagem, realizada nas publicações seguintes, ganham cada vez mais destaque aspectos especulativos com respeito à equação quântico-relativística do elétron e à teoria da transformação, destacando-se especialmente o artigo (Dirac, 1930a), possivelmente seu texto mais conceitual desse período, no qual é apresentada sua ideia dos “estados vacantes” ou dos “buracos” (Dirac, 1930a, p. 415), a fim de compreender a existência fenomenológica do elétron com carga positiva. De fato, esta etapa do pensamento de Dirac é um ponto central de nosso trabalho e do qual será possível extrair conclusões interessantes a respeito do processo de construção das teorias científicas. Porém, antes de realizarmos nossa análise mais pormenorizada de todos esses desenvolvimentos, será útil ter em mente o quadro geral construído até aqui. Isto é, vimos como desde o surgimento da mecânica quântica, com as ideias iniciais de Heisenberg, seguidas contribuições nessa área foram apresentadas por Dirac, muitas das quais aprofundaram o entendimento geral da própria mecânica quântica e, por isso, se tornaram essenciais a elaborações mais amplas dessa mesma teoria, feitas não apenas por Dirac mas por aquela parte da comunidade científica envolvida de alguma maneira com a física quântica. No entanto, para outra

parte dos pesquisadores, a interação com a teoria da relatividade, apesar de alguns resultados significativos mas isolados, ainda era um problema em aberto, pois não se havia chegado a uma elaboração consistente o suficiente a fim de abranger os resultados dessas duas regiões teóricas, efetivamente existia apenas um conjunto de trabalhos individuais mas que não estavam correlacionados entre si. O surgimento da equação do elétron foi, desse modo, a primeira exposição concreta de uma teoria quântico-relativística sintética, pois mostrava como era possível demonstrar os principais desenvolvimentos da física atômica sem fazer uso de elementos *ad hoc*. Com isso, uma nova página na história da física abria-se, já que suas duas mais relevantes teorias pareciam ter encontrado uma região comum de interpretação; todavia, essa expectativa seria lentamente frustrada até o restabelecimento da TQC sob uma nova base conceitual. A partir dessa abordagem, com a qual caracterizamos as análises feitas por Dirac, chamamos a atenção do leitor a dois aspectos fundamentais. Primeiro, com relação à sua fase inicial de estudos, cujo resultado mais importante foi, sem dúvida, a apresentação de uma versão original à teoria da transformação. Apesar de Pascual Jordan ter feito uma elaboração quase simultânea, a versão de Dirac teria papel essencial ao movimento que levaria à formação de sua visão pessoal a respeito de como era necessário proceder na ciência. Assim, algumas das decisões escolhidas ao longo dessa primeira etapa o ajudariam, em grande medida, a encontrar mais tarde os caminhos que conduziram à construção da equação do elétron, nosso segundo destaque. Ou seja, com respeito a esta última teoria, de modo bastante semelhante, existe um movimento característico em sua construção, porque ela tem por pressuposto o fato de que os fundamentos da mecânica quântica seriam tão importantes quanto os da teoria da relatividade, uma abordagem convertida em pedra angular a fim de compreender a equação do elétron de um ponto de vista matemático e conceitual. Nossa tarefa, a seguir, será exatamente a de especificar, em detalhes, qual foi essa visão

de conjunto a que Dirac chegou com relação à física e, depois, compreender por que ela foi compartilhada por grande parte da comunidade científica.

1.3.2 Teoria da Transformação: Origem

A história da teoria quântica tornou-se bastante singular, por inúmeras razões. Com efeito, à medida que os resultados aos quais ela chegava traziam maior compreensão da estrutura da matéria, produziam questionamentos mais e mais desafiadores, especialmente quando abordados a partir de modelos teóricos bem estabelecidos, como o da eletrodinâmica. Outro ponto relevante, e menos lembrado por certo, é o fato de a mecânica quântica ter sido apresentada, desde o início de 1926, através de duas formulações distintas, feitas independentemente, como vimos, com ajuda de Heisenberg e de Schrödinger. A existência de mais de uma versão da mesma teoria não se constituía em novidade alguma naquele momento da física, aliás, a própria mecânica clássica havia se tornado exemplo de como, por vezes, torna-se até mesmo necessária uma tal reformulação. Com relação à mecânica quântica, no entanto, essa diferença não se resumia apenas à preferência de um formalismo matemático, pois cada uma dessas elaborações sugeria, no plano conceitual, quais elementos da teoria seriam mais fundamentais e, no plano experimental, ambas claramente exibiam vantagens individuais em suas explicações a depender do objeto de estudo; assim, a comparação entre os resultados obtidos experimentalmente e os previstos por cada versão exigia reinterpretações lado a lado pouco imediatas. A versão matricial de Born, Heisenberg e Jordan, por exemplo, considera, sem qualquer justificativa *a priori*, que os elementos da diagonal da matriz com a qual se representa a energia de um sistema físico são os próprios níveis de energia medidos em laboratório; enquanto na versão ondulatória de Schrödinger se introduz uma proposição *ad hoc* segundo a qual o módulo ao quadrado da função de onda, utilizada a fim

de descrever a evolução temporal de um sistema, está relacionado com a probabilidade de um evento ocorrer nesse mesmo sistema. Cada formulação estabelece, portanto, um modo de análise específico das medições obtidas na rotina dos laboratórios e, no final, a comparação entre o que é expresso em cada uma delas não se torna facilmente aparente, sobretudo porque, em suas proposições, elas destacavam diferentes princípios associados com a mecânica quântica:

É difícil encontrar na história da física duas teorias designadas a cobrir a mesma região da experiência, que difiram mais radicalmente do que essas duas. A de Heisenberg era um cálculo matemático, envolvendo quantidades não comutativas e regras computacionais raramente encontradas antes, as quais desafiavam qualquer interpretação pictórica; era uma aproximação *algébrica* que, procedendo da observada propriedade discreta [*discreteness*] das linhas espectrais, enfatizava o elemento de *discontinuidade*; apesar de sua renúncia à descrição clássica do espaço e tempo, era finalmente uma teoria cuja concepção básica era a *corpuscular*. A de Schrödinger, em contraste, se baseava no aparato familiar das equações diferenciais, próprias da mecânica clássica dos fluidos e sugestiva de uma fácil representação visual; era uma aproximação *analítica* que, procedendo de uma generalização das leis clássicas do movimento, destacava o elemento de *continuidade*; e, como seu nome indica, era uma teoria cuja concepção básica era a *onda* (Jammer, 1966, p. 272).

Com isso, a principal motivação responsável pelo interesse dos pesquisadores nos primeiros estudos dos quais se originaria, mais tarde, a teoria da transformação, encontra-se justamente nessa espécie de ambiguidade entre os dois desenvolvimentos iniciais da mecânica quântica, um caminho que não pôde ser evitado nem mesmo após Schrödinger ter demonstrado a equivalência formal entre os dois casos. Ainda, um terceiro ponto merece ser destacado acerca dessa questão, qual seja, a conexão estabelecida das versões matricial e ondulatória com a própria física clássica. Isto é, ambas claramente rompem alguns compromissos com esta última, entretanto, não o fazem exatamente com relação aos mesmos aspectos. De fato, como explica-nos aqui Max Jammer, a versão ma-

tricial, além de incorporar a característica discreta das grandezas físicas, trazia consigo um novo aparato matemático cuja base era a teoria de matrizes. Desse modo, seu formalismo apresentava uma solução bastante original a um conjunto de dificuldades herdado de todas as discussões que a antecediam imediatamente, razão pela qual parte da comunidade científica considerava essa exposição da mecânica quântica a mais significativa. Por seu turno, a versão ondulatória, ao reconduzir as equações diferenciais para o centro da mecânica quântica, estabelecia de maneira mais direta, e até mais simples quando comparada à proposta matricial, quais eram as mudanças necessárias com relação à física clássica, não obstante lançasse mão de considerações igualmente profundas a respeito da quântica e da física em geral. Assim, outra parte da comunidade científica enxergava nesta outra construção não apenas o surgimento de uma alternativa aos problemas da teoria quântica, mas uma exposição realmente adequada a fim de continuar o diálogo com a física clássica, ainda que realizado em termos muito distintos. Sem dúvida, o surgimento rápido e simultâneo dessas duas perspectivas contribuiu em demasia para amplificar ambos posicionamentos:

Schrödinger construiu uma teoria que, à primeira vista, parecia ser muito diferente dos esquemas desenvolvidos em Göttingen e Cambridge. Baseado nas ideias de [Louis] de Broglie, sua teoria empregava a função de onda para a qual ele escreveu uma equação linear, impondo certas condições de fronteira. Schrödinger teve sucesso em reproduzir os cálculos para o espectro de hidrogênio em aproximadamente três páginas. Os grandes físicos em Berlim, Planck, Einstein e M. v. Laue, estavam muito felizes com o trabalho de Schrödinger porque nele se poderia usar funções contínuas por completo, e não se teria de apoiar na “desagradável e feia” mecânica matricial e na “complicada” e aparentemente “autocontraditória” filosofia de N. Bohr. Além disso, os cálculos de Schrödinger forneceram uma interpretação fácil em termos dos conceitos clássicos, os quais as pessoas de Göttingen procuravam evitar completamente (Mehra, 2001c, p. 682).

Se o modelo matricial de Heisenberg gerava um certo desconforto em razão de suas elaborações não usuais e até certa medida excessivamente formais, por outro lado, não se

pode esquecer o grande redirecionamento de perspectiva alcançado quando ele surgiu no estudo da física quântica. O fato é que, antes da teoria da transformação, ambas as análises provocavam, cada uma a seu modo, enorme impacto sobre a comunidade científica, e até os físicos mais experientes não entravam em acordo sobre quais elementos seriam essenciais à física quântica, mostrando, desse modo, o quão abstratos e complexos eram naquele momento todos esses desenvolvimentos. Paul Dirac, em particular, não obstante estivesse envolvido desde o início com a mecânica de matrizes, conhecia muito bem os argumentos em jogo nessa discussão, especialmente pelo fato de ter viajado a Copenhague exatamente no ano de 1926, permanecendo por lá quase um semestre; de onde se dirigiu a Göttingen, a fim de cumprir igual tempo de estudos⁴⁶. Com isso, além de ser um dos raros pesquisadores que sabiam a fundo todo o formalismo da mecânica matricial, ele acompanhou diretamente e no seu ápice os debates ocorridos nessa época entre grandes cientistas, como Bohr, Ehrenfest e Heisenberg. Nesse ínterim, ele também participou do encontro da Sociedade Alemã de Física, no qual possivelmente⁴⁷ conversou com Pauli e Sommerfeld: “A mais ampla perspectiva que Dirac obteve em Copenhague o ajudou não apenas a terminar o trabalho sobre a interpretação da teoria quântica, mas a dar início à extensão do esquema da mecânica quântica” (Mehra, 2001c, p. 688). Com efeito, no dia 24 de dezembro de 1926, a revista *Proceedings of the Royal Society of London* recebe o artigo escrito por Dirac (1927b), divulgado apenas em janeiro do ano seguinte, no qual sua versão da teoria da transformação foi então apresentada. Sobre esse acontecimento, o historiador Jagdish Mehra discute um interessante fato ocorrido entre uma data e ou-

46. “Fowler estava muito entusiasmado de que Dirac deveria ir a Copenhague por um ano, mas Dirac mesmo estava preocupado sobre ir a um país onde não conhecia a língua. Ele, de fato, preferia visitar a Alemanha porque ele conhecia um pouco de alemão. Ele se comprometeu e decidiu passar aproximadamente metade de um ano em Copenhague, e outra metade em Göttingen. O problema do financiamento não era tão severo, especialmente porque ele possuía uma bolsa de Pesquisa Senior [...] e uma verba do Departamento de Pesquisas Científicas e Industriais. No outono de 1926, Dirac foi a Copenhague, chegando lá durante a semana do dia 10 de setembro” (Mehra, 2001c, p. 687).

47. Cf. (Mehra, 2001c, p. 689).

tra, a saber, Dirac se comunica com Jordan através de carta, no dia 24 de dezembro, a fim de mostrar quais seriam as passagens principais do seu próprio artigo, ainda a ser publicado: “Embora a carta de Dirac a Jordan contivesse todos os detalhes essenciais da nova teoria da transformação, mesmo o matematicamente talentoso Jordan deve ter encontrado alguma dificuldade em compreender completamente a descrição resumida de seu colega” (Mehra & Rechenberg, 1978, p. 86, vol. 6). Dirac chegaria aos mesmos resultados encontrados pouco antes por Jordan, uma coincidência vista pelos dois autores como importante corroboração da própria teoria, em vez de uma nova fonte de ambiguidades. De fato, Pascual Jordan era, sem dúvida, outro pesquisador cuja trajetória científica favorecia o entendimento de quais eram as diferenças entre as versões matricial e ondulatória, pois ele não só contribuiu com a escrita do *Drei-Männer-Arbeit*, como sabemos, mas foi responsável direto pelo desenvolvimento de um difícil formalismo matemático ali presente, habilidade técnica que também marcaria a exposição de sua original demonstração da teoria da transformação. O seu artigo (Jordan, 1927) foi recebido em 18 dezembro de 1926 e sua publicação ocorreu no começo de 1927, pela revista *Zeitschrift für Physik*. Desse modo, a primeira diferença que podemos apontar entre os trabalhos de Dirac e Jordan, é a de que as ideias envolvidas no trabalho deste parecem ter sido construídas exclusivamente por seu autor, enquanto o caminho que Dirac percorreria, por sua vez, havia sido trilhado — até certo ponto — pelo físico alemão Fritz Wolfgang London (1900-1954). Sobre isso, Max Jammer aponta ao menos dois trabalhos de London (1926a; b), ambos publicados na *Zeitschrift für Physik*, o primeiro recebido em 22 de maio e o segundo, em 19 de setembro, nos quais esse autor levaria adiante a aproximação entre as mecânicas matricial e ondulatória, para além da equivalência matemática demonstrada por Schrödinger. Sua proposta, de modo geral, consistia em explorar as transformações canônicas com a intenção de obter nova equivalência formal, “London

mesmo foi o primeiro a carregar, no outono de 1926, a teoria da transformação da mecânica matricial, incompleta como ela estava, dentro da estrutura conceitual da mecânica ondulatória de Schrödinger, o qual havia trabalhado parcialmente somente com representações na configuração espacial” (Jammer, 1966, p. 296). Apesar desse pioneirismo, London não obtivera uma teoria geral o suficiente a fim de tratar os sistemas físicos no espectro do contínuo, por isso não pôde extrair, através das transformações canônicas, a conexão mais precisa entre as representações matriciais, de um lado, e as funções de onda, de outro lado⁴⁸. Com efeito, este último seria um passo muito mais complexo, mas essencial; pode-se até mesmo dizer que se encontra nele a principal diferença quanto aos formalismos adotados por Jordan e Dirac, em suas tentativas de superar essa dificuldade.

O artigo de Paul Dirac, chamado de “A Interpretação Física da Dinâmica Quântica”, divide-se em sete seções, sendo a primeira uma introdução na qual seu autor discute quais problemas exatamente sua nova teoria pretende responder. A sequência das demais seções, por sua vez, tem o objetivo de construir gradativamente todas as ferramentas necessárias à exposição da teoria da transformação, feita na quinta seção quase por decorrência do encadeamento de todos os elementos apresentados antes disso. O texto, nesse sentido, ainda que de modo bastante compacto, procura desenvolver completamente os temas tratados em cada seção; todavia, os resultados obtidos em cada uma delas torna-se essencial à sua posterior. Além disso, as primeiras concentram-se em questões ligadas predominantemente a aspectos matemático-formais da exposição, antes mesmo de *qualquer* discussão conceitual, o que efetivamente só acontece nas três

48. “London, notamos que começou por aplicar transformações canônicas à mecânica ondulatória de problemas de autovalores discretos e terminava com matrizes de transformação discreta. Uma poucas semanas depois, Dirac publica um artigo [Dirac, 1927b] no qual começa por aplicar transformações canônicas a matrizes discretas ou contínuas na mecânica matricial de Dirac e terminava com a mecânica ondulatória de problemas de autovalores discretos ou contínuos. O trabalho de Dirac portanto complementou o de London em dois aspectos: ele mostrou, por assim dizer, a reversibilidade do processo conceitual sob discussão e o generalizou às transformações contínuas” (Jammer, 1966, p. 300).

seções finais. Por todas essas razões e, sobretudo, por conta do detalhamento quase excessivo da terminologia empregada em cada tópico, mas indispensável segundo o teórico inglês, esta é certamente uma demonstração atípica em seus trabalhos, mesmo se comparada com as realizadas em textos posteriores. Desse modo, ele reservaria as duas últimas seções a fim de exibir aplicações imediatas da teoria e, com isso, explorar consequências com relação ao entendimento mais abrangente da mecânica quântica. Destaca-se, nesta última direção, a necessidade de se compreender adequadamente qual é a relação entre as físicas quântica e clássica, sem dúvida, uma preocupação comum a todos os pesquisadores e com a qual a mecânica de matrizes parecia ter grande dificuldade em se adequar, fato exposto, não por acaso, muito claramente no parágrafo inicial do artigo (Dirac, 1927b, p. 621), da seguinte maneira⁴⁹:

A nova mecânica quântica consiste de um esquema de equações que são muito proximamente análogas às equações da mecânica clássica, com a fundamental diferença que as variáveis dinâmicas não obedecem a lei comutativa da multiplicação, mas satisfazem, em seu lugar, as bem conhecidas condições quânticas. Decorre que não se pode supor que as variáveis dinâmicas sejam números ordinários (c-números), mas se pode chamá-los de um tipo especial (q-números). A teoria mostra que esses q-números podem ser representados em geral por matrizes cujos elementos são c-números (funções de um parâmetro temporal).

Discutimos, em nossa seção anterior, a grande relevância que a *notação* possui internamente à argumentação feita por Dirac em seus artigos científicos. Com relação aos q-números, em particular, encontra-se exatamente na teoria da transformação sua mais importante aplicação, depois da qual eles só voltariam a ser utilizados em textos de revisão da própria teoria da transformação. Com efeito, se, de um lado, o *Drei-Männer-Arbeit* explora uma álgebra não comutativa com respeito à multiplicação, ao menos em algumas

49. Chamamos a atenção, nesta passagem em particular, ao uso do termo “condições quânticas”: trata-se, como já dissemos, das equações $q_r p_s - p_s q_r = i\hbar \delta_{rs}$.

The Physical Interpretation of the Quantum Dynamics.

By P. A. M. DIRAC, St. John's College, Cambridge; Institute for Theoretical Physics, Copenhagen.

(Communicated by R. H. Fowler, F.R.S.—Received December 2, 1926.)

§ 1. *Introduction and Summary.*

The new quantum mechanics consists of a scheme of equations which are very closely analogous to the equations of classical mechanics, with the fundamental difference that the dynamical variables do not obey the commutative law of multiplication, but satisfy instead the well-known quantum conditions. It follows that one cannot suppose the dynamical variables to be ordinary numbers (c-numbers), but may call them numbers of a special type (q-numbers). The theory shows that these q-numbers can in general be represented by matrices whose elements are c-numbers (functions of a time parameter).

When one has performed the calculations with the q-numbers and obtained all the matrices one wants, the question arises how one is to get physical results from the theory, *i.e.*, how can one obtain c-numbers from the theory that one can compare with experimental values? Hitherto this has been done with the help of a number of special assumptions. In Heisenberg's original matrix mechanics it was assumed that the elements of the diagonal matrix that represents the energy are the energy levels of the system, and the elements of the matrix that represents the total polarisation, which are periodic functions of the time, determine the frequencies and intensities of the spectral lines in analogy to the classical theory. Schrödinger's wave representation of the quantum mechanics has provided new ways of obtaining physical results from the theory, based on the assumption that the square of the amplitude of the wave function can in certain cases be interpreted as a probability. From this assumption one can, for instance, work out the probability of a transition being produced in a system (or the number of transitions produced in an assembly of like systems) by an arbitrary external perturbing force,* and can thus, by supposing the perturbation to consist of incident radiation, obtain directly Einstein's B coefficients. Again in Born's treatment of collision problems† it is assumed that the square of the amplitude of the wave function scattered

* See Schrödinger, 'Ann. d. Phys.,' vol. 81, p. 112 (1926); also § 5 of the author's paper 'Roy. Soc. Proc.,' A, vol. 112, p. 661 (1926).

† Born, 'Z. f. Physik,' vol. 37, p. 863; vol. 38, p. 803 (1926).

Figura 1.5 Página de abertura do artigo "A Interpretação Física da Dinâmica Quântica" de Dirac (1927b), publicado pela *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*.

situações específicas, das quais a física atômica ofereceria o maior número de exemplos, por outro lado, como seria possível recuperar as próprias medições obtidas na rotina dos laboratórios? Ou seja, as matrizes foram utilizadas com o objetivo de se operacionalizar essas novas regras algébricas, mas, então, o que eram as próprias matrizes, representações gerais de grandezas físicas ou números pertencentes a uma nova estrutura conceitual? A separação entre os c -números, encontrados de modo usual através de medições, e os q -números, relacionados, por sua vez, com a nova álgebra, torna-se fundamental porque exhibe nitidamente a existência desses dois casos e, por conseguinte, fixa no horizonte a questão sobre qual é a relação entre eles. Em outras palavras, a única conexão existente entre a mecânica quântica, representada pelos q -números, ao menos na versão matricial, e a própria experiência, descrita através dos c -números, aconteceria através de alguma conexão entre esses dois tipos de números. Desse modo, o primeiro parágrafo do artigo apresenta seu resultado mais importante, a saber, era possível determinar sem ambiguidades como as matrizes e as medidas experimentais se encontravam, pois os c -números eram justamente os elementos de matriz dos q -números. A generalidade, nesse caso, é fundamental, pois já se havia percebido uma tal interpretação dos elementos de matriz; no entanto, isso era possível apenas em situações muito particulares, a saber, quando a representação matricial encontra-se na forma diagonal; mas o que a teoria da transformação mostra, para além disso, é o fato de que todos os sistemas físicos, envolvessem grandezas discretas ou contínuas, poderiam ser representados pelas matrizes em forma diagonal, através de uma transformação canônica adequada. Observe que, *sem* o princípio da correspondência, as condições quânticas, tão bem empregadas por Niels Bohr na construção de um modelo para o átomo, *não* se reduziriam necessariamente à física clássica no limite de $h \rightarrow 0$; portanto, a discussão sobre qual era a conexão entre as físicas quântica e clássica deveria ter voltado ao centro das atenções, mas isso ainda não havia

ocorrido, certamente não através de uma abordagem direta como a realizada pela teoria da transformação. Como vimos em outra ocasião, a mecânica ondulatória se mostrava promissora, entre outras razões, pelo fato de ter oferecido uma exposição mais próxima daquela encontrada na física clássica; contudo, assim como no *Drei-Männer-Arbeit*, o poder de explicação da teoria de Schrödinger era obtido à custa de alguma ruptura com a física clássica, não de um simples diálogo com ela. Portanto, existe uma questão epistemológica envolvida em todo esse processo, uma vez que a generalização da mecânica quântica esbarra na interpretação das informações fornecidas através dos c -números, os únicos capazes de confirmá-la ou refutá-la. Traduzir, por assim dizer, a mecânica quântica em uma formulação próxima àquela das “equações da mecânica clássica” é um passo não apenas desejável, mas necessário, pois tornava-se imprescindível esclarecer qual era efetivamente a conexão entre a estrutura conceitual da mecânica quântica e as grandezas obtidas em medições usuais, as quais, é claro, fazem parte da física clássica. De fato, essa era uma preocupação muito forte nos primeiros trabalhos de Dirac sobre mecânica quântica; no entanto, apesar das importantes conclusões com relação à identidade de Poisson, apenas com o surgimento da equação de Schrödinger, a qual rearticulava os intrigantes resultados da descrição onda/partícula, avançaram as análises sobre a característica contínua das grandezas físicas. Nesse sentido, a teoria da transformação, paradoxalmente, representava, no caso de Dirac, a retomada de suas ideias originais acerca da mecânica matricial, pois a versão ondulatória permitia identificar quais elementos centrais daqueles primeiros desenvolvimentos ainda não haviam sido completamente explorados. A grande influência, sem dúvida, ainda seria o artigo “Sobre a Reinterpretação Teórica Quântica das Relações Cinemáticas e Mecânicas” de Heisenberg, escrito em 1925, já que Dirac não economiza críticas ao *Drei-Männer-Arbeit*:

Quando alguém acaba de realizar os cálculos com os q-números e obtém todas as matrizes que deseja, surge a questão de como se consegue resultados físicos da teoria, *i.e.*, como alguém pode obter c-números da teoria que possam ser comparados com valores experimentais? Até o momento, isto tem sido feito com ajuda de um número de pressupostos especiais (Dirac, 1927b, p. 621).

São mencionados, na sequência, dois desses pressupostos, ambos vistos por nós: a interpretação da energia dos estados quânticos como sendo os elementos de matriz diagonais; e a interpretação probabilística do quadrado da função de onda empregada na equação de Schrödinger. Dirac ainda lembra que só a partir deste último os coeficientes de Einstein foram deduzidos e a probabilidade de colisão entre elétrons foi calculada, empregando-se, neste segundo caso, o tratamento de Born. Ainda sobre a discussão central, entre física quântica/clássica, ele destaca que Heisenberg, nessa época, estava à procura de uma nova interpretação desses dois pontos de vista, informação obtida por Dirac diretamente com seu autor, possivelmente quando encontrava-se em Copenhague⁵⁰: “Recentemente, Heisenberg obteve outro ponto de contato entre teoria e experimento, de uma natureza um pouco diferente”, a qual “permite calcular a fração de tempo total durante a qual a energia tem qualquer valor particular, mas não pode fornecer informação sobre os tempos de transições” (Dirac, 1927b, p. 622). Apesar disso, tal observação parece valiosa a Dirac, uma vez que ela indica como certas respostas podem ser obtidas sem ambiguidades [*unambiguous answers*] simultaneamente pelas teorias quântica e clássica, razão pela qual ele apresenta nesse instante o principal objetivo de seu trabalho, ou melhor, da própria teoria da transformação:

No presente artigo uma teoria geral de tais questões e o caminho como as respostas são obtidas serão construídos [*will be worked out*]. Isto mostrará toda a informação física que se pode esperar obter da dinâmica quântica, e providenciará um método geral para obtê-la, o qual

50. “Estou em dívida com o Dr. Heisenberg por me informar de seus resultados antes da publicação” (Dirac, 1927b, p. 622, em nota).

pode substituir todos os pressupostos especiais previamente utilizados, e talvez ir mais além (Dirac, 1927b, p. 622).

Observe o elevado grau de generalização prometido com a teoria da transformação. Com efeito, Dirac se apoia nos seguintes aspectos dessa teoria: ela consegue tratar de sistemas que possuem estados quânticos com mesma energia, os chamados estados degenerados; ela considera, de uma só vez, grandezas contínuas e discretas; e, por fim, ela conduziria as físicas clássica e quântica a um ponto de vista global. Destaca-se, sem dúvida, não apenas neste, mas nos seus diversos trabalhos em física teórica, essa intenção de trazer explicações amplas mas, ao mesmo tempo, detalhadas dos fenômenos físico-experimentais aceitos pela comunidade científica; veremos claramente como isso é realizado neste artigo. De fato, ainda na introdução, ele discute qual seria a pergunta fundamental a ser respondida simultaneamente pelas mecânicas clássica e quântica, elaborando-a da maneira seguinte. A caracterização de qualquer sistema físico específico, invariavelmente, só pode ser obtida a partir do conhecimento prévio de seus valores numéricos em algum tempo específico, isto é, quando se determina suas condições iniciais (q_{r0}, p_{r0}) com relação às coordenadas q_r 's e momentos p_r 's, ou, ainda de outro modo, seria preciso encontrar a constante de integração relacionada com alguma equação diferencial capaz de descrever tal sistema. A integração de uma equação diferencial, como se sabe, fornece um resultado exato a menos de uma constante, mas que, se conhecida, torna esse resultado também unívoco, portanto “Qual é o valor de qualquer constante de integração g de um dado sistema dinâmico para quaisquer condições iniciais dadas, especificadas, digamos, pelos valores q'_{r0}, p'_{r0} às coordenadas e momentos iniciais q_{r0}, p_{r0} ?” (Dirac, 1927b, p. 623). Todavia, essa constante de integração não pode ser obtida sem ambiguidade na mecânica quântica, a depender da ordem da multiplicação ser $p_r q_s$ ou $q_s p_r$, pois coordenada e momento não comutam nesse caso, um

resultado central obtido por Heisenberg, assim, cada uma dessas situações fornece uma resposta diferente. Por conseguinte, o mais importante seria *definir* qual é o significado da “constante de integração” na mecânica quântica, de onde, mais uma vez, destaca-se em sua argumentação a grande precisão dada a cada termo empregado: “As palavras constante de integração incluem tais quantidades como os valores das variáveis coordenada e momento para um tempo específico $t = t_0$. Na teoria quântica tal ‘valor’ seria um q-número, t_0 sendo, é claro, um c-número” (Dirac, 1927b, p. 623, em nota).

Ao discutirmos as ideias iniciais de Heisenberg sobre a possibilidade de uma nova mecânica, vimos que ele traz o passo fundamental de considerar, na solução geral dos problemas quânticos, obtida através de uma série de Fourier por analogia com a mecânica clássica, a necessidade de se adotar a não comutatividade quanto à multiplicação entre coordenada espacial e momento, ainda que a lei da soma continuasse sem qualquer alteração. O *Drei-Männer-Arbeit*, por sua vez, faz desse ponto um alicerce do qual, em essência, mostra grande parte de todos os resultados da física quântica, bem conhecidos por Dirac naquele momento. Todavia, o retorno desse primeiro passo não havia sido completamente realizado, isto é, como esse novo desenvolvimento se relaciona com a solução das equações clássicas? Observe que não se trata de encontrar limites entre as análises quântica e clássica, alguma ruptura entre as duas regiões era um fato inevitável, ou, no mínimo, podemos acompanhar Heisenberg e dizer que a generalização da mecânica quântica só poderia ser feita à custa da flexibilização da álgebra; portanto, algumas perguntas comuns à física clássica poderiam simplesmente não ter mais respostas. Ainda assim, a mecânica quântica deveria se relacionar com as medições obtidas através das experiências, afinal, só temos acesso a estas. A ideia é bastante simples e capta a motivação envolvida nos pressupostos que levaram à interpretação dos elementos de matriz, em um caso, e à probabilidade calculada por meio da função de onda, em outro, ou seja:

quando o pesquisador encontra-se em laboratório, ele obtém somente as medidas dos níveis de energia e a porcentagem de colisões, por exemplo. A diferença, no entanto, entre as perspectivas de Heisenberg e Dirac está no fato de este ainda considerar o papel essencial dos desenvolvimentos da mecânica clássica, não obstante sob restrições das condições quânticas, como pode-se confirmar em seus primeiros trabalhos; enquanto o primeiro chega a propor que se abandonasse a “pretensão” de medir até mesmo grandezas como a coordenada espacial, o que mais tarde, de algum modo, o levaria até o princípio da incerteza. Dirac, por sua vez, parece realizar sua análise com muito cuidado justamente pelo fato de ter encontrado uma nomenclatura cuja preocupação está nos valores numéricos assumidos pelas grandezas físicas, antes que em suas possíveis operações algébricas, ou seja, um conjunto não comutativo seria formado pelos q -números e um comutativo pelos c -números; os últimos caracterizam a física clássica, os primeiros a quântica, todavia, são números. Insistimos nessas observações pois elas são características quase exclusivas dos trabalhos feitos por Dirac; a notação dos q -números, por exemplo, raramente é encontrada em artigos de outros autores e, no entanto, a nosso ver, foi somente através de seu uso que se tornou possível construir esse “ponto de vista geral” [*general point of view*] reivindicado por Dirac, de onde ele enxergaria, simultaneamente, as formulações matricial e ondulatória. Mas, então, como obter as medições usuais da experiência através da mecânica quântica, isto é, como determinar valores a grandezas como posição e momento *sem* fazer uso de uma álgebra comutativa? Como vimos, Heisenberg havia sugerido, na época, uma proposta de estender a interpretação estatística aos níveis de energia medidos em laboratório, mas Dirac rejeita essas análises em conjunto “porque elas só podem fornecer respostas definitivas para sistemas não degenerados” (Dirac, 1927b, p. 623), uma decisão que só poderia ser tomada porque ele havia encontrado outra abordagem satisfatória:

Não se pode responder qualquer questão na teoria quântica que se refira aos valores numéricos para ambos q_{r0} e p_{r0} . Deveria-se esperar, entretanto, ser possível responder questões nas quais são dados valores numéricos somente ao q_{r0} ou somente ao p_{r0} , ou, mais geralmente, quando a um conjunto qualquer de constantes de integração ξ_r que comutam umas com as outras são dados valores numéricos [a estas]. Se η_r são as variáveis canonicamente conjugadas aos ξ_r , desejaria-se agora saber o que se pode conhecer sobre g , considerada uma função de η_r , com esses valores numéricos para ξ_r (Dirac, 1927b, p. 623).

O cerne de toda a investigação encontra-se nessa passagem, então valem algumas considerações. Se as grandezas coordenada espacial q_{r0} e momento p_{r0} comutassem, a física clássica seria restabelecida, mas não é este o caso. Apesar disso, existem algumas situações, dentro da física quântica, nas quais a comutatividade não é eliminada, quais sejam, se a teoria trata *apenas* de um conjunto de coordenadas espaciais q_{r0} 's ou *apenas* de um conjunto de momentos p_{r0} 's, nestas situações específicas, sim, as duas físicas se reconciliam. A pergunta a ser feita então é a seguinte: qual é o comportamento, por exemplo, de uma função $g(p_{r0}$'s) que dependa somente dos momentos p_{r0} 's, conforme as grandezas espaciais q_{r0} 's do sistema físico variam? Essa questão pode ser refinada ainda mais, pois as condições quânticas estabelecem variáveis canônicas através da relação $q_{i0}p_{j0} - q_{j0}p_{i0} = i\hbar\delta_{ij}$, ou seja, para cada grandeza p_{j0} existe uma única variável canônica q_{j0} , e são apenas esses pares de números que não comutam. Além disso, a discussão pode ser feita independentemente de um sistema físico específico, considerando-se grandezas quaisquer ξ_r e seus canônicos conjugados η_r e, por fim, uma análise completamente geral será obtida, por sua vez, se as grandezas ξ_r e η_r formarem dois espaços vetoriais, ξ -espaço e η -espaço: “Será mostrado que se pode determinar sem ambiguidade a fração de todo o η -espaço para a qual g encontra-se entre dois valores específicos quaisquer” e, com isso, conclui: “Questões desse tipo parecem ser as únicas para as quais a teoria quântica pode fornecer uma resposta definitiva, e elas são provavelmente as únicas para

as quais o físico requer um resposta” (Dirac, 1927b, p. 623), de onde resultaria, portanto, o encontro procurado entre teoria e experiência ou entre as físicas clássica e quântica. Desse modo, sua análise não emprega, inicialmente, nem a matemática matricial, nem uma interpretação probabilística, em vez disso o texto recua a um momento no qual essas duas elaborações ainda *devem* surgir. Mais uma vez, uma síntese formal é obtida pelo uso de uma nomenclatura adequada, cuja precisão é capaz de localizar e isolar apenas as questões fundamentais a serem debatidas nesse primeiro momento. A justificativa dessa escolha é feita ainda na introdução, onde são mostradas as dificuldades em se adotar *a priori* qualquer uma das duas abordagens conhecidas. Ou seja, se a “representação matricial usual” pode ser utilizada na descrição de problemas nos quais estão envolvidas órbitas eletrônicas estacionárias, pois neste caso o caráter discreto dos níveis energéticos é rapidamente reconhecido; ela falha quando seu formalismo é utilizado em outras situações físicas como no espalhamento de partículas β , por duas razões. A primeira é pelo fato de a partícula não possuir um estado estacionário discreto e a segunda, mais importante, é a indeterminação dessa análise quando se refere às “coordenadas da partícula β no momento da emissão” (Dirac, 1927b, p. 624). É evidente que a mecânica de matrizes teve sucesso na descrição da primeira experiência e a ondulatória, na segunda, mas não existe uma conexão imediata entre esses dois tratamentos, este é um questionamento típico que levou até a teoria da transformação. Como vemos, a introdução do artigo traz muito claramente as questões centrais abordadas com seu novo formalismo; contudo, ela nem sequer sugere quais são os nada tradicionais métodos que serão utilizados nas próximas seções do texto. Havíamos indicado a grande importância da introdução nos artigos de Dirac, um espaço no qual se busca retratar o estado da pesquisa como um todo, discutindo, nesse sentido, a relação do que será apresentado com os demais trabalhos conhecidos, bem como trazendo criticamente aspectos ainda indefinidos do tema

analisado. No caso deste artigo, entretanto, essa preocupação, habitual nessa fase de seu pensamento, ganha uma nova função. Não se trata, com efeito, de apenas contextualizar o trabalho, pois, muito além dos resultados obtidos, os quais são, evidentemente, o mais importante do artigo, dessa vez, são retomadas questões bastante fundamentais da mecânica quântica, através de um diálogo que se estende até as ideias iniciais de Heisenberg. Isso revela, entre outros pontos, que a mecânica quântica ainda não havia se estruturado de modo geral o suficiente, situação diversas vezes apontada nessa introdução. Ora, se o impulso inicial da mecânica quântica, como vimos, era o de fornecer uma teoria capaz de sistematizar uma série de explicações até aquele momento isoladas, cujo único ponto de convergência era essencialmente o fato de envolver os princípios quânticos, as duas versões iniciais da mecânica quântica mais uma vez divergiam em suas explicações, caminhando na contramão desse objetivo e, dessa maneira, ela ainda permanecia uma teoria desconexa. Dirac, curiosamente, redireciona essa crítica, feita antes sobre a Teoria Quântica Tardia, à própria mecânica quântica e, nesse sentido, a introdução é, sem dúvida alguma, o principal registro da existência dessa dificuldade, finalmente superada, acredita-se, com a teoria da transformação.

A exposição da teoria tem início na segunda seção do artigo, com uma breve mas importantíssima discussão a respeito da necessidade de se obter uma notação capaz de descrever os elementos de matriz de uma representação matricial qualquer; não apenas quando esta assume valores discretos, mas também no intervalo do contínuo. A fim de obter uma tal notação, Dirac considera: “Portanto se $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_u$ são as integrais primeiras das equações de movimento (variáveis de ação ou outra), u sendo o número de graus de liberdade, cada linha ou coluna pode ser nomeada pelos valores específicos para $\alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_u$, digamos $\alpha'_1, \alpha'_2 \dots \alpha'_u$, e podemos escrever os elementos de matriz representando qualquer variável dinâmica g por $g(\alpha'_1, \alpha'_2 \dots \alpha'_u; \alpha''_1, \alpha''_2 \dots \alpha''_u)$ ou por $g(\alpha' \alpha'')$ ”

de modo breve” (Dirac, 1927b, p. 625). Observe que são necessários dois índices (α' , α'') para localizarmos cada elemento da matriz g , usados a fim de nomear cada coluna e cada linha, mas cada um desses é um conjunto com u elementos, portanto são necessários dois conjuntos de valores para determinar univocamente cada variável de integração $g(\alpha'\alpha'')$. A partir disso, como seria possível realizar a multiplicação entre duas ou mais matrizes? De início, vamos lembrar, por exemplo, o caso usual de multiplicação entre duas matrizes a e b quadradas, discretas e com mesma dimensão u . Cada elemento da matriz resultante dessa multiplicação será obtido da seguinte maneira:

$$(ab)_{kl} = \sum_{i=1}^u \alpha_{ki} \beta_{il},$$

e, de modo semelhante, fazendo uso da notação construída por Dirac para exibir os elementos de cada matriz, uma tal multiplicação considerada para o caso contínuo será dada através da seguinte relação (Dirac, 1927b, p. 625):

$$ab(\alpha'\alpha'') = \int a(\alpha'\alpha''')d\alpha'''.b(\alpha'''\alpha''), \quad (1.4)$$

onde $d\alpha''' = d\alpha_1''' \cdot d\alpha_2''' \dots d\alpha_u'''$. Por que essa notação é importante? Como vemos, cada *elemento* de matriz envolvido no produto anterior é obtido especificamente em função dos valores que as variáveis de integração $\alpha = \alpha_1, \alpha_2 \dots \alpha_u$ assumem a fim de nomear cada coluna e cada linha, portanto essa notação depende diretamente de uma *representação* escolhida previamente para expressar a própria matriz; este é o aspecto fundamental para se compreender qual é a relação entre, de um lado, as funções usuais de um sistema físico e, de outro lado, a matriz empregada com o objetivo de descrever grandezas na mecânica quântica. Com isso, após essa discussão inicial, mas ainda na segunda seção, Dirac apresenta a função $\delta(x)$; porém, antes de analisarmos como essa outra construção

é efetivamente utilizada na teoria da transformação, é interessante destacar o seu papel na estrutura geral da teoria. De fato, o texto acaba de apresentar uma notação com a qual seria possível tratar indistintamente os casos discreto e contínuo; no entanto, qual é o significado de um elemento de matriz no caso contínuo? Aliás, o que significa uma matriz no espaço contínuo? A função $\delta(x)$ torna-se, nesse sentido, a ferramenta com a qual tais questões ganham sentido, uma vez que através dela seria possível, por assim dizer, “localizar” os elementos de matriz no caso contínuo, passo sem o qual não haveria como transferir ao contínuo toda a estrutura da matemática matricial conhecida para valores discretos. Como vimos, o físico alemão Wolfgang London não chega até uma generalização da teoria da transformação no contínuo; todavia, o formalismo desenvolvido por Dirac, como veremos desse ponto em diante, depende profundamente da função $\delta(x)$ para realizar essa abordagem; além disso, encontra-se nesse aspecto a diferença central com relação ao formalismo de Jordan, pois os desenvolvimentos deste não se utilizam de um tal recurso, não obstante sua discussão torne-se mais complexa e bastante técnica. Sem dúvida, a função $\delta(x)$ permite a Dirac fazer uma exposição bastante clara e com grande poder de síntese, uma vantagem com relação à versão de Jordan, mas essa função, por outro lado, não possuía na época um formalismo matemático rigoroso, fato que, mais tarde, seria decisivo quando matemáticos como Hilbert e von Neumann se voltam à obtenção dessa estrutura matemática. De modo geral, todos esses pontos tornam-se essenciais, pois nos ajudam a compreender por qual razão a introdução da função $\delta(x)$ foi, sem dúvida, a decisão mais importante com relação a essa versão da teoria da transformação. De fato, trata-se de um passo fundamental, mas bastante arriscado, pois traz um elemento, até certa medida, questionável do ponto de vista matemático. No artigo, Dirac demonstra ter consciência dessas dificuldades, mas justifica seu uso da seguinte maneira (Dirac, 1927b, p. 625):

Estritamente, é claro, $\delta(x)$ não é uma função própria de x , mas pode ser reconhecida somente como um limite de certas sequências de funções. Apesar disso, pode-se usar $\delta(x)$ como se fosse uma função própria para praticamente todos os propósitos da mecânica quântica sem obter resultados incorretos. Pode-se também usar os coeficientes diferenciais de $\delta(x)$, nomeadamente $\delta'(x)$, $\delta''(x)$..., os quais são ainda mais descontínuos e menos “próprias” do que a $\delta(x)$ mesma.

Desse modo, se uma tal decisão é ousada, já que a função $\delta(x)$ não teria uma importância menor no artigo, contudo, ela também pode ser vista, até certa medida, apenas como um risco calculado por Dirac; cálculo esse realizado com ajuda, é claro, de alguma intuição matemático-conceitual, desenvolvida talvez ao longo de sua própria formação relativamente abrangente, como vimos no início de nossa discussão. Seja qual for sua motivação, esse é mais um aspecto com o qual se percebe o elevado grau de maturidade alcançado, com relação aos demais físicos teóricos, nessa fase de seu pensamento, especialmente se compararmos essa versão da teoria com aquela apresentada por Jordan. Ainda sobre as características pessoais de Paul Dirac em suas apresentações, é oportuno chamar a atenção ao nome escolhido para esta segunda seção: “§2. *Notação*”, afinal, como a discussão a respeito da função $\delta(x)$ não deixa dúvidas, seu conteúdo vai muito além de uma simples notação. Isto posto, a função $\delta(x)$ seria, então, definida pelas duas condições seguintes (Dirac, 1927b, p. 625):

$$\delta(x) = 0 \quad \text{quando} \quad x \neq 0 \quad \text{e} \quad \int_{-\infty}^{\infty} dx \delta(x) = 1,$$

além das quais, é interessante trazer aqui algumas das suas propriedades, apresentadas logo adiante, ainda nesta mesma seção do artigo, começando por:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta(a-x)dx = f(a), \tag{1.5}$$

o resultado segue pois a função $\delta(a - x)$, por definição, só é não nula quando seu argumento é zero, mas isso ocorre quando $x = a$, logo $f(a)$ é o único valor que não se anulará ao ser multiplicado por $\delta(a - x)$ dentro do intervalo de integração. O próximo resultado deverá ser empregado em momentos importantes do artigo:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta^{(n)}(a - x)dx = f^{(n)}(a) \quad (1.6)$$

onde $\delta^{(n)}(a - x)$ é a n -ésima derivada da função $\delta(a - x)$. A prova desse resultado pode ser obtida considerando a “derivada de primeira ordem” de δ , isto é,

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x)\delta'(a - x)dx = \left[-f(x)\delta(x - a) \right]_{-\infty}^{\infty} + \int_{-\infty}^{\infty} f'(x)\delta(a - x)dx = f'(a)$$

onde emprega-se a regra usual de integração por partes, bem conhecida do cálculo diferencial e integral, e o fato de que $\delta(x - a)$ se anula nos dois limites. Para derivadas de ordem maior, o resultado é obtido recursivamente. Os resultados (1.5) e (1.6) podem ser estendidos com a seguinte substituição $f(x) = \delta(x - b)$, onde b é um c-número, de onde seguem as duas próximas relações:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \delta(a - x)\delta(x - b)dx = \delta(a - b) \quad \text{e} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \delta'(a - x)\delta(x - b)dx = \delta'(a - b) \quad (1.7)$$

A motivação para a utilização da função $\delta(x)$ é relativamente simples. Como vimos, de acordo com a notação empregada por Dirac, os elementos de matriz dependem dos valores assumidos para os parâmetros α , pois estes são usados para nomear cada linha e cada coluna. Contudo, os parâmetros α podem pertencer a um intervalo contínuo, desse modo, a função $\delta(x)$ é quem permite especificar um único conjunto α' a cada índice. Considere, por exemplo, o elemento $y(\alpha'\alpha'')$ da matriz y , então, uma operação típica seria a seguinte:

$$\int \delta(\alpha' - \alpha''') d\alpha'''. y(\alpha'''\alpha'') = y(\alpha'\alpha''),$$

e, desse modo, a “função” que se expressa através de $y(\alpha'''\alpha'')$ (que assume valores de α''' no contínuo!) relaciona-se diretamente com o valor dado ao elemento $y(\alpha'\alpha'')$ de y (uma matriz!).

A terceira seção do artigo, chamada de “§3. *As Equações de Transformação*”, é uma reinterpretação da mecânica matricial com base no desenvolvimento realizado na seção anterior, e tem como resultado final a descrição do que são as matrizes de transformação e seus elementos. Portanto, a principal referência, a ser lembrada aqui, é a versão matricial feita por Born, Heisenberg e Jordan, no *Drei-Männer-Arbeit* (Dirac, 1927b, p. 627):

A solução de um problema na mecânica matricial de Heisenberg consiste em encontrar um esquema de matrizes para representar as variáveis dinâmicas, satisfazendo as seguintes condições :

- (i) As condições quânticas, $q_r p_r - p_r q_r = ih$, etc.
- (ii) As equações do movimento, $gH - Hg = ih\dot{g}$, ou se g envolve o tempo explicitamente $gH - Hg + ih\partial g/\partial t = ih\dot{g}$.
- (iii) A matriz representando a hamiltoniana H deve ser uma matriz diagonal.
- (iv) As matrizes representando variáveis reais devem ser hermitianas.

Após essa exposição daquilo que poderíamos chamar de princípios da mecânica matricial, Dirac aponta a maior dificuldade com essa abordagem: “O esquema de matrizes que satisfaz essas condições não é, em geral, único” (Dirac, 1927b, p. 628), e a seguir realiza uma rápida mas precisa análise a fim de provar essa afirmação. Considerando sua importância na interpretação geral da mecânica matricial, é interessante discutirmos mais detalhadamente essa argumentação, a qual consiste em mostrar que nem qualquer dessas condições isoladamente nem todas em conjunto seriam premissas suficientes para garantir a *unicidade* de um esquema de matrizes como solução de um sistema físico.

Dessa observação tem-se o fio condutor de todo o resto da seção, isto é, se existem diferentes soluções a um mesmo problema, como elas se relacionam umas com as outras? Com efeito, o texto prossegue discutindo um resultado conhecido na teoria de matrizes, a saber, dada uma matriz g qualquer, existe uma operação através da qual é possível gerar novas matrizes, até mesmo em número infinito, as quais satisfazem exatamente as *mesmas* propriedades algébricas satisfeitas por g , ou seja:

$$G = bgb^{-1},$$

onde b e a inversa b^{-1} são novas matrizes⁵¹. A propriedade parece ser bem conhecida na física, uma vez que essa operação é chamada simplesmente de “transformação canônica”. Com isso, a demonstração questiona a unicidade das matrizes em cada uma das condições (i) a (iv) citadas anteriormente. A condição (i), evidentemente, exige as condições algébricas matriciais de g , mas apenas isso, logo, as novas matrizes G “irão satisfazer as condições quânticas”⁵². Além disso, se impusermos que os elementos da matriz b não dependam do tempo, então as matrizes G também satisfazem as mesmas equações do movimento com respeito à g , uma vez que $\dot{G} = b\dot{g}b^{-1}$, o que pode ser verificado por simples aplicação das transformações canônicas às matrizes $g \rightarrow bgb^{-1}$ e $H \rightarrow bHb^{-1}$:

$$(bgb^{-1})(bHb^{-1}) - (bHb^{-1})(bgb^{-1}) = b(gH - Hg)b^{-1} = b(ih\dot{g})b^{-1} = ih(b\dot{g}b^{-1}) = ih\dot{G},$$

onde utilizamos o fato de $b^{-1}b = 1$, portanto, a condição (ii) é satisfeita. Agora, se impusermos que a matriz b comute com H temos o seguinte:

51. Sobre a matriz b Dirac apenas diz o seguinte: “onde b é uma matriz qualquer” (Dirac, 1927b, p. 628), mas, é claro, espera-se que essa multiplicação esteja bem definida com respeito à dimensão e que b possua inversa b^{-1} .

52. A substituição das matrizes G transformadas mostra esse resultado, porque o lado direito da igualdade na condição (i) é um número.

$$bHb^{-1} = Hbb^{-1} = H,$$

ou seja, se a matriz H for diagonal, sua nova representação após a transformação canônica estará na forma diagonal, e segue a condição (iii). Por fim, se os elementos de matriz $b(\alpha'\alpha'')$ e $b^{-1}(\alpha''\alpha')$ forem complexos conjugados, então G será uma matriz hermitiana, isto é, G será igual à sua transposta conjugada, $G = (G^T)^* = G^\dagger$, o que segue assumindo que (iv) seja verdadeiro, logo, se g é uma matriz representando uma variável real, então:

$$g(\alpha'\alpha'') = g^*(\alpha''\alpha')$$

pois g deve ser hermitiana, assim, para o caso contínuo, um elemento qualquer de G será:

$$G(\alpha'\alpha'') = \int \int b(\alpha'\alpha''')d\alpha'''.g(\alpha'''\alpha^{(4)})d\alpha^{(4)}.b^{-1}(\alpha^{(4)}\alpha'')$$

enquanto seu hermitiano será dado por:

$$\begin{aligned} G^*(\alpha''\alpha') &= \int \int b^*(\alpha''\alpha''')d\alpha'''.g^*(\alpha'''\alpha^{(4)})d\alpha^{(4)}.b^{-1*}(\alpha^{(4)}\alpha') \\ &= \int \int b(\alpha'\alpha^{(4)})d\alpha^{(4)}.g(\alpha^{(4)}\alpha''')d\alpha'''.b^{-1}(\alpha'''\alpha'') \end{aligned}$$

onde, após usar $b^*(\alpha''\alpha''') = b^{-1}(\alpha'''\alpha'')$ e $b^{-1*}(\alpha^{(4)}\alpha') = b(\alpha'\alpha^{(4)})$, por hipótese, rearranjamos os termos, e como $\alpha^{(4)}$ e α''' são variáveis de integração podemos fazer $\alpha^{(4)} \leftrightarrow \alpha'''$, assim como $d\alpha^{(4)} \leftrightarrow d\alpha'''$, na última equação, de onde segue:

$$G^*(\alpha''\alpha') = \int \int b(\alpha'\alpha''')d\alpha'''.g(\alpha'''\alpha^{(4)})d\alpha^{(4)}.b^{-1}(\alpha^{(4)}\alpha'') = G(\alpha'\alpha''),$$

com isso, podemos escrever a relação procurada:

$$G^*(\alpha''\alpha') = (G^T(\alpha'\alpha''))^* = (G(\alpha'\alpha''))^\dagger = G(\alpha'\alpha'').$$

As duas últimas demonstrações são apenas enunciadas no artigo, da seguinte maneira: “Além disso, se b comuta com H , a nova representação matricial da hamiltonia será uma matriz diagonal, e se, além disso, os elementos de matrizes b e b^{-1} satisfizerem a condição de que $b(\alpha' \alpha'')$ e $b^{-1}(\alpha'' \alpha')$ sejam conjugados imaginários, cada matriz G será hermitiana quando a matriz correspondente g for hermitiana” (Dirac, 1927b, p. 628); contudo, os detalhes dessas passagens esclarecem aspectos importantes da notação, explorados logo em seguida no artigo. Com essas observações, Dirac conclui: “Portanto, quando essas condições são satisfeitas, as novas matrizes irão satisfazer as condições (i) a (iv), e serão exatamente tão boas quanto às originais para representar as variáveis dinâmicas”, e a partir disso mostra seu primeiro objetivo: “Trabalharemos a teoria dessas transformações, e também de tipos mais gerais de transformações de um esquema de matrizes que precisa satisfazer somente as condições (i) e (ii), o que significa que b e b^{-1} precisam satisfazer somente as condições de que seus elementos de matriz não envolvam o tempo t ” (Dirac, 1927b, p. 628). Observe que a transformação canônica $G = bgb^{-1}$ preserva as operações algébricas de g , um resultado direto da teoria de matrizes, mas suficiente para satisfazer a condição (i), portanto, apenas as demais condições, de fato, são restrições específicas da mecânica quântica sobre as novas matrizes G . De qualquer maneira, o conjunto de todas as matrizes G depende diretamente das matrizes b ; todavia, nenhuma das condições é suficiente para definir univocamente estas últimas. Exigir de b que possua inversa, comute com a hamiltoniana ou seus elementos $b(\alpha', \alpha'')$ e $b^{-1}(\alpha'', \alpha')$ sejam complexos conjugados, ainda que diminua o número de matrizes possíveis de serem utilizadas no esquema matricial, não as reduz a uma única. De fato, podemos gerar um conjunto, possivelmente infinito, de matrizes G , a partir da existência de um conjunto inicial de matrizes b ; e apesar de todas as restrições anteriores, bastaria, por exemplo, realizar a “permutação de linhas das novas matrizes G e a mesma permu-

tação de suas colunas sem interferir com qualquer das condições (i)...(iv) satisfeitas por elas” (Dirac, 1927b, p. 628), e isso elimina a possibilidade de uma solução unívoca. A análise volta-se, portanto, às diferentes matrizes obtidas com a transformação canônica, e a estratégia empregada por Dirac a fim de compreender melhor esse conjunto de soluções, tem início justamente pela interpretação de qual significado deveria ser atribuído às grandezas α 's quando uma transformação canônica é realizada:

$$G(\alpha' \alpha'') = \int \int b(\alpha' \alpha''') d\alpha''' \cdot g(\alpha''' \alpha^{(4)}) d\alpha^{(4)} \cdot b^{-1}(\alpha^{(4)} \alpha''), \quad (1.8)$$

de onde conclui:

Não há portanto uma correspondência uma a uma entre as linhas e colunas das novas matrizes e aquelas das matrizes originais. A notação usada em (1.8) é insatisfatória porque ela implica que há tal correspondência uma a uma, o mesmo índice α' ou $(\alpha'_1 \alpha'_2 \dots \alpha'_u)$ sendo usado para especificar uma linha e coluna de ambas matrizes G e das matrizes g . Nós, portanto, vamos modificar a notação e escrever a equação (1.8) deste modo:

$$\begin{aligned} G(\xi'_1 \xi'_2 \dots \xi'_u ; \xi''_1 \xi''_2 \dots \xi''_u) &= G(\xi' \xi'') \\ &= \int \int b(\xi' \alpha') d\alpha' \cdot g(\alpha' \alpha'') d\alpha'' \cdot b^{-1}(\alpha'' \xi''), \end{aligned}$$

onde os novos parâmetros ξ'_r são bastante desconectados com os α' 's. Os ξ' 's podem, de fato, tomar intervalos muito distintos dos valores de α' 's, ou pode-se mesmo ter os ξ' 's tomando somente conjuntos discretos de valores enquanto os α' 's podem tomar intervalos de valores contínuos, ou vice-versa (Dirac, 1927b, p. 628).

A mudança de representação matricial entre α e ξ precisa ser considerada com atenção, uma vez que, desde o início, com o objetivo de nomear cada um dos índices dos elementos de uma matriz qualquer, utilizou-se o *conjunto* de valores numéricos assumidos pelas variáveis α_r , ou seja, os índices $\alpha' = (\alpha'_1 \alpha'_2 \dots \alpha'_u)$ e $\xi' = (\xi'_1 \xi'_2 \dots \xi'_u)$ não serão iguais a menos que $\alpha'_r = \xi'_r$ para todo $r = (1, 2, \dots, u)$. Além disso, as grandezas

α_r comutam entre si para todo $r = (1, 2 \dots u)$, pois *não* devem ser canônicos entre si⁵³, bem como os valores α'_r assumidos por α_r , os quais são c-números, pertencendo a um intervalo contínuo ou discreto ou até ambos. Como garantir que todas essas propriedades façam parte das variáveis ξ_r e respectivos valores numéricos ξ'_r assumidos por cada uma delas? Sem tais características os ξ_r 's não poderão ser utilizados com o propósito de indexar novas matrizes. A análise levará, desse modo, até o primeiro uso importante da função $\delta(x)$ no artigo (Dirac, 1927b, p. 629):

A questão que agora surge é como nomear as linhas e colunas das novas matrizes G , *i.e.*, como atribuir para cada linha e correspondente coluna um conjunto de valores numéricos para os parâmetros ξ'_r . Para fazer isso de uma maneira razoável deve-se encontrar aquelas funções das variáveis dinâmicas $\xi_1, \xi_2 \dots \xi_u$, digamos, que são matrizes diagonais no novo esquema de representação matricial, e então atribuir a cada linha e correspondente coluna o valor ξ'_r do elemento diagonal que se encontra naquela linha e coluna de cada ξ_r . A nomeação é portanto transferida de modo a fazer os ξ_r terem os elementos de matriz

$$\xi_r(\xi' \xi'') = \xi'_r \delta(\xi'_1 - \xi''_1) \cdot \delta(\xi'_2 - \xi''_2) \dots \delta(\xi'_u - \xi''_u) = \xi'_r \delta(\xi' - \xi''),$$

digamos. As variáveis dinâmicas ξ_r são usadas na nomeação das linhas e colunas das novas matrizes exatamente da mesma maneira pela qual as variáveis dinâmicas α_r foram usadas na nomeação de linhas e colunas das matrizes originais.

Observe que cada constante de integração ξ_r é uma matriz, portanto, ela poderia ter qualquer representação. No entanto, com ajuda da função $\delta(x)$, é possível escrevermos os elementos de ξ_r , isto é, $\xi_r(\xi' \xi'')$, na própria representação dada pelos conjuntos de números $\xi' = (\xi'_1 \xi'_2 \dots \xi'_u)$, os quais serão usados para nomear não apenas os elementos de ξ_r , mas também aqueles das novas matrizes G . De outro modo, a matriz ξ_r depende diretamente dos valores numéricos que assume $\xi' = (\xi'_1 \xi'_2 \dots \xi'_u)$ e, *por construção*, nessa representação ela será diagonal, pois:

53. Lembre que cada ξ -espaço é construído com variáveis que comutam, isto é, não são conjugados canônicos entre si.

$$\xi_r(\xi' \xi'') = \xi_r' \delta(\xi' - \xi'') \neq 0 \quad \longrightarrow \quad \xi' = \xi'',$$

e como matrizes diagonais sempre comutam, seguem as duas propriedades procuradas para as novas constantes de integração ξ_r . “Os ξ_r , portanto, formam um conjunto de coordenadas canônicas, e elas terão um conjunto de momentos conjugados canônicos $\eta_1, \eta_2 \dots \eta_u$, digamos” (Dirac, 1927b, p. 629). Com isso, surge a primeira conexão efetiva entre as variáveis ξ_r não-comutativas (matrizes) com os valores ξ_r' comutativos (c-números) que seus elementos de matriz $\xi_r(\xi' \xi'')$ assumem. A função $\delta(x)$ terá papel central na construção dos momentos conjugados η_r , mas esse assunto foi deixado para a seção seguinte do artigo. Uma vez determinado, sem ambiguidades, como deve ser o comportamento do novo conjunto de variáveis de integração ξ_r , o texto volta a considerar a notação de matrizes utilizada na equação (1.8), ou seja, ainda com base na discussão feita na seção anterior, algumas ambiguidades são desfeitas, tais como:

$$G(\xi' \xi'') = g(\xi' \xi'') \neq g(\alpha' \alpha''), \quad \text{onde } \xi' \neq \alpha',$$

isto é, duas matrizes quaisquer G e g serão iguais caso seus *elementos de matriz* na mesma representação (ξ') sejam os mesmos; por outro lado, a mesma matriz g em representações diferentes (ξ') e (α'), por exemplo, não terá os mesmos *elementos de matriz*. Com essa notação ganha-se liberdade na escrita de expressões tais como:

$$g(\xi' \xi'') = \int \int b(\xi' \alpha') d\alpha' \cdot g(\alpha' \alpha'') d\alpha'' \cdot b^{-1}(\alpha'' \xi').$$

Desse modo, nada impede o uso de uma representação (ξ') para indexar a coluna, e de uma outra (α') diferente para indexar a linha. Neste caso, matrizes como $b(\xi' \alpha')$ e $b^{-1}(\alpha'' \xi')$ são intermediárias entre as representações (ξ') e (α') e, por isso, Dirac as

chama de “matrizes de transformação”. Interpretá-las é o ponto central da teoria da transformação e, não por outra razão, elas ganham uma notação específica:

$$b(\xi' \alpha') \equiv (\xi' / \alpha') \quad e \quad b^{-1}(\alpha'' \xi') \equiv (\alpha'' / \xi'), \quad (1.9)$$

de onde segue, por exemplo, a seguinte forma compacta:

$$g(\xi' \xi'') = \int \int (\xi' / \alpha') d\alpha' \cdot g(\alpha' \alpha'') d\alpha'' (\alpha'' / \xi'),$$

e, por fim, completando esta nova notação às matrizes, as três multiplicações matriciais:

$$b^{-1}Gb = g; \quad Gb = bg; \quad b^{-1}G = gb^{-1},$$

podem ser reescritas respectivamente com as três próximas equações:

$$\int \int (\alpha' / \xi') d\xi' \cdot g(\xi' \xi'') d\xi'' (\xi'' / \alpha'') = g(\alpha' \alpha''); \quad (1.10)$$

$$\int g(\xi' \xi'') d\xi'' (\xi'' / \alpha') = \int (\xi' / \alpha'') d\alpha'' \cdot g(\alpha'' \alpha') = g(\xi' \alpha'); \quad (1.11)$$

$$\int (\alpha' / \xi'') d\xi'' \cdot g(\xi'' \xi') = \int g(\alpha' \alpha'') d\alpha'' (\alpha'' / \xi') = g(\alpha' \xi'), \quad (1.12)$$

lembrando que, neste caso, as matrizes G e g estão, de fato, em representações diferentes. Da mesma maneira como as matrizes de transformação, as duas últimas igualdades implicam que é possível escrever qualquer matriz g com uma representação intermediária, ou seja, as linhas e colunas são indexadas por conjuntos numéricos diferentes, assim, pode-se obter uma representação na qual, por exemplo, as linhas pertençam a um conjunto discreto e as colunas, a um contínuo. Portanto, até esse momento, o artigo foi capaz de realizar um exame consistente a fim de tratar simultaneamente dos casos discreto e contínuo e, além disso, conseguiu aprofundar o uso da própria teoria de matrizes.

Com relação a este último ponto, vale destacar que as matrizes do conjunto G , obtidas pela transformação através de b , ponto decisivo do qual a análise teve início, são chamadas de “matrizes congruentes”, e o fato de satisfazerem a mesma álgebra é um resultado formal da teoria matemática, desse modo, o estudo mostra seu caráter abrangente, assim como propõe a generalização proposta anteriormente na introdução do artigo. Ainda, sobre a transformação matricial entre diferentes representações, quando Dirac identifica as variáveis ξ_r como “coordenadas canônicas”, a mudança entre α_r e ξ_r pode ser interpretada, por conseguinte, como uma transformação de coordenadas, ou melhor, uma mudança de base, outra importante ferramenta teórica, por analogia com a mecânica clássica, transferida, dessa vez, à mecânica quântica. A representação das matrizes feita com sua indexação direta através dos valores assumidos pelas grandezas dinâmicas do sistema físico — a princípio apenas uma questão de notação —, agora se mostra essencial, pois, com isso, se desfaz a ambiguidade entre as diferentes soluções que satisfazem os postulados (i) ao (iv). Apesar de suas principais consequências apenas se tornarem evidentes mais tarde no desenvolvimento da teoria, esse é o primeiro resultado importante do artigo. Todavia, sua obtenção dependeu imediatamente das propriedades da função $\delta(x)$ e da reinterpretação do significado dado às diferentes representações matriciais, em resumo, as diferentes matrizes congruentes G seriam apenas representações distintas da “mesma” matriz g . Com efeito, o objetivo, por enquanto apenas enunciado, é o de eliminar as condições (iii) e (iv) dos postulados da mecânica quântica matricial, mas, para isso, Dirac deverá aprofundar ainda mais o significado dessas representações matriciais e de suas transformações, considerando o papel das variáveis canônicas “conjugadas”, o que será feito na próxima seção, chamada sugestivamente de “§4. *Algumas Matrizes Elementares*”. No entanto, antes de discutirmos essa questão, é interessante re- tomar o papel das próprias condições fundamentais da mecânica matricial. Isto é, uma

vez que (i) são as condições quânticas e (ii) as equações do movimento, qual o significado de reduzir a teoria a estes dois postulados? De um lado, as condições quânticas são o elemento central de toda a teoria quântica, desde o seu início; e, de outro lado, as equações do movimento recuperam, por assim dizer, o papel das equações clássicas, não obstante modificadas. As condições (iii) e (iv), por sua vez, seguiriam apenas do formalismo da teoria da transformação, portanto, isso mostra que os desenvolvimentos feitos no *Drei-Männer-Arbeit*, apesar de sua importância, não foram capazes de extrair todas as consequências originadas ao se introduzir o uso da teoria de matrizes, um passo que só se tornou possível, curiosamente, em razão da teoria ondulatória de Schrödinger.

A terceira e a quarta seções exibem um paralelismo bastante importante: enquanto aquela mostrou como as diferentes variáveis de integração se relacionam entre si, nesta será realizada uma sequência teórica semelhante mas tratando, dessa vez, as variáveis de integração conjugadas relacionadas com as que foram tratadas na seção anterior. Além disso, assim como a função $\delta(x)$ foi empregada com o objetivo de se realizar a passagem entre as matrizes α_r e ξ_r , de onde chegou-se ao seguinte resultado:

$$\xi_r(\xi' \xi'') = \xi'_r \delta(\xi'_1 - \xi''_1) \delta(\xi'_2 - \xi''_2) \dots \delta(\xi'_u - \xi''_u) = \xi'_r \delta(\xi' - \xi''), \quad (1.13)$$

sua utilização desempenhará papel decisivo na obtenção das variáveis η_r conjugadas às ξ_r , em especial, observe que o objetivo final da teoria da transformação é justamente mostrar qual seria a conexão entre os espaços vetoriais formados com esses dois conjuntos de variáveis canônicas. A seção enuncia, de modo bastante direto, o que deve ser realizado a fim de obter esta conexão.:

Os elementos de matriz das ξ 's são dados pela equação (1.13). Nós devemos agora determinar os elementos das matrizes canonicamente conjugadas às ξ 's. Pode ser mostrado que as matrizes η_r , cujos elemen-

tos são definidos por

$$\eta_r(\xi' \xi'') = -ih\delta(\xi'_1 - \xi''_1) \dots \delta(\xi'_{r-1} - \xi''_{r-1}) \cdot \delta'(\xi'_r - \xi''_r) \cdot \delta(\xi'_{r+1} - \xi''_{r+1}) \dots \delta(\xi'_u - \xi''_u),$$

satisfazem as relações canônicas

$$\begin{aligned} \eta_r \eta_s - \eta_s \eta_r &= 0, & \xi_r \eta_s - \eta_s \xi_r &= 0 \quad (r \neq s) \\ \xi_r \eta_r - \eta_r \xi_r &= ih, \end{aligned}$$

(Dirac, 1927b, p. 631).

A estratégia utilizada neste caso é exatamente a mesma da seção anterior, isto é, será apresentado um resultado que *por construção* deverá satisfazer as exigências impostas através dos postulados da mecânica quântica matricial, assim, todo o formalismo desenvolvido no início do artigo será retomado, com respeito à notação matricial e à função $\delta(x)$. De modo geral, basta lembrar que as variáveis ξ_r e η_r são matrizes e ambas podem ser indexadas pelos valores de $\xi' = (\xi'_1 \xi'_2 \dots \xi'_u)$, de onde seguem as três multiplicações entre matrizes citadas há pouco, cujas provas podem ser obtidas pela aplicação direta da regra de multiplicação dada na segunda seção do artigo. De fato, as duas primeiras relações canônicas, isto é, $\eta_r \eta_s - \eta_s \eta_r = 0$ e $\xi_r \eta_s - \eta_s \xi_r = 0$, quando ($r \neq s$), podem ser obtidas com ajuda de (1.7). Ao longo das passagens dessa seção é preciso muito cuidado com a derivada da função $\delta(x)$, indicada por $\delta'(x)$. A seguir, destacamos na própria definição encontrada por Dirac para os momentos conjugados, um caso típico:

$$\eta_r(\xi' \xi'') = -ih\delta(\xi'_1 - \xi''_1) \dots \delta(\xi'_{r-1} - \xi''_{r-1}) \cdot \underline{\delta'(\xi'_r - \xi''_r)} \cdot \delta(\xi'_{r+1} - \xi''_{r+1}) \dots \delta(\xi'_u - \xi''_u). \quad (1.14)$$

Vejamos como tal escolha cumpre as exigências em cada uma das equações, a começar por $\eta_r \eta_s - \eta_s \eta_r = 0$, quando ($r \neq s$). Neste caso, é interessante observar a passagem seguinte, na qual desenvolvemos a equação (1.14) e mostramos apenas os ter-

mos envolvendo as derivadas $\delta'(x)$, em vista dos demais serem exatamente os mesmos nas duas parcelas dessa multiplicação:

$$\begin{aligned} \eta_r \eta_s(\xi' \xi'') &= (-i\hbar)^2 \left\{ \dots \left(\int \delta'(\xi'_r - \xi_r''') d\xi_r'''. \delta(\xi_r''' - \xi_r'') \right) \right. \\ &\quad \left. \dots \times \left(\int \delta(\xi'_s - \xi_s''') d\xi_s'''. \delta'(\xi_s''' - \xi_s'') \right) \dots \right\} \\ &= (-i\hbar)^2 \{ \dots \delta'(\xi'_r - \xi_r'') \dots \delta'(\xi'_s - \xi_s'') \dots \}, \end{aligned}$$

enquanto para a multiplicação $\eta_s \eta_r(\xi' \xi'')$ o resultado será idêntico, pois basta fazer a troca $r \leftrightarrow s$, já que esses dois índices são distintos, e o resultado esperado segue.

De modo semelhante, para a equação $\xi_r \eta_s - \eta_s \xi_r = 0$, quando ($r \neq s$), fazendo uso da definição (1.13), teremos:

$$\begin{aligned} \xi_r \eta_s(\xi' \xi'') &= -i\hbar \left\{ \dots \left(\int \xi'_r \delta(\xi'_r - \xi_r''') d\xi_r'''. \delta(\xi_r''' - \xi_r'') \right) \dots \right. \\ &\quad \left. \dots \times \left(\int \delta(\xi'_s - \xi_s''') d\xi_s'''. \delta'(\xi_s''' - \xi_s'') \right) \dots \right\} \\ &= -i\hbar \{ \dots \xi'_r \delta(\xi'_r - \xi_r'') \dots \delta'(\xi'_s - \xi_s'') \dots \}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \eta_s \xi_r(\xi' \xi'') &= -i\hbar \left\{ \dots \left(\int \delta'(\xi'_s - \xi_s''') d\xi_s'''. \delta(\xi_s''' - \xi_s'') \right) \dots \right. \\ &\quad \left. \dots \times \left(\int \delta(\xi'_r - \xi_r''') d\xi_r'''. \xi_r''' \delta(\xi_r''' - \xi_r'') \right) \dots \right\} \\ &= -i\hbar \{ \dots \delta'(\xi'_s - \xi_s'') \dots \xi_r''' \delta(\xi_r''' - \xi_r'') \dots \}, \end{aligned}$$

os resultados são idênticos, mas observe atentamente o fato de que na primeira equação o número ξ'_r surge pois a matriz ξ_r está à esquerda na multiplicação, enquanto na segunda equação o fator ξ'_r surge em razão de uma variável (ξ_r''') assumir esse valor depois da integração ser realizada, neste caso a matriz ξ_r está à direita na multiplicação. No

artigo, Dirac realiza a demonstração apenas da terceira igualdade, pois, com respeito às duas primeiras, “as relações são muito facilmente verificadas com ajuda” de (1.7). No entanto, a prova da terceira equação “não é tão fácil de ser escrita” (Dirac, 1927b, p. 631) para muitos graus de liberdade, por isso ela é feita para o caso de um grau de liberdade somente. Com efeito, as representações das matrizes ξ e η , para o caso unidimensional, são obtidas da seguinte maneira:

$$\begin{aligned}\xi(\xi'\xi'') &= \xi'\delta(\xi' - \xi''), \\ \eta(\xi'\xi'') &= -i\hbar\delta'(\xi' - \xi''),\end{aligned}$$

e sua multiplicação, portanto, será:

$$\begin{aligned}(\xi\eta - \eta\xi)(\xi'\xi'') &= -i\hbar \left(\int \xi'\delta(\xi' - \xi''') d\xi''' \cdot \delta'(\xi''' - \xi'') \right) \\ &\quad + i\hbar \left(\int \delta'(\xi' - \xi''') \cdot d\xi''' \xi'''\delta(\xi''' - \xi'') \right) \\ &= -i\hbar \int \left\{ \xi'\delta(\xi' - \xi''') \cdot \delta'(\xi''' - \xi'') - \delta'(\xi' - \xi''') \cdot \xi'''\delta(\xi''' - \xi'') \right\} d\xi''',\end{aligned}$$

e após uma integração por partes no segundo termo do lado direito, temos:

$$\begin{aligned}(\xi\eta - \eta\xi)(\xi'\xi'') &= -i\hbar \int \left\{ \xi'\delta(\xi' - \xi''') \cdot \delta'(\xi''' - \xi'') \right. \\ &\quad \left. - \delta(\xi' - \xi''') \frac{\partial}{\partial \xi'''} [\xi'''\delta(\xi''' - \xi'')] \right\} d\xi''',\end{aligned}$$

observe que a integral da função $\delta'(\xi' - \xi''')$ exige uma mudança de variável da seguinte maneira $y = \xi' - \xi'''$, de onde $dy = -d\xi'''$, com isso, o próximo resultado deve ser empregado nessa integral por partes:

$$\int \delta'(\xi' - \xi''') d\xi''' = - \int \delta'(y) dy = -\delta(y) = -\delta(\xi' - \xi'''),$$

de onde obtemos, portanto:

$$\begin{aligned} \int \delta'(\xi' - \xi''') \cdot \xi''' \delta(\xi''' - \xi'') d\xi''' \\ = -\delta(\xi' - \xi''') \cdot \xi''' \delta(\xi''' - \xi'') + \int \delta(\xi' - \xi''') \frac{\partial}{\partial \xi'''} [\xi''' \delta(\xi''' - \xi'')] d\xi''' \\ = \int \delta(\xi' - \xi''') \frac{\partial}{\partial \xi'''} [\xi''' \delta(\xi''' - \xi'')] d\xi''' \end{aligned}$$

pois $\delta(\xi' - \xi''')$ se anula nos limites de integração $-\infty$ e $+\infty$. Após isso, devemos considerar a seguinte derivada:

$$\frac{\partial}{\partial \xi'''} [\xi''' \delta(\xi''' - \xi'')] = \delta(\xi''' - \xi'') + \xi''' \delta'(\xi''' - \xi'')$$

de onde segue então:

$$\begin{aligned} (\xi\eta - \eta\xi)(\xi'\xi'') \\ = -i\hbar \int \left\{ \xi' \delta(\xi' - \xi''') \cdot \delta'(\xi''' - \xi'') \right. \\ \left. - \delta(\xi' - \xi''') \cdot [\delta(\xi''' - \xi'') + \xi''' \delta'(\xi''' - \xi'')] \right\} d\xi''' \\ = -i\hbar \int \left\{ (\xi' - \xi''') \delta(\xi' - \xi''') \cdot \delta'(\xi''' - \xi'') - \delta(\xi' - \xi''') \cdot \delta(\xi''' - \xi'') \right\} d\xi''' \end{aligned}$$

a primeira integral se anula pois o integrando $(\xi' - \xi''')\delta(\xi' - \xi''')$ sempre se anula, já que a função $\delta(\xi' - \xi''')$ é não nula somente quando $\xi' = \xi'''$, e, por fim:

$$(\xi\eta - \eta\xi)(\xi'\xi'') = i\hbar \int \delta(\xi' - \xi''') \cdot \delta(\xi''' - \xi'') d\xi''' = i\hbar \delta(\xi' - \xi'').$$

As propriedades da função $\delta(x)$ e de sua derivada são fundamentais e, apesar desta última passagem ter sido uma discussão bastante técnica, é importante perceber que esse desenvolvimento foi obtido sem qualquer restrição às variáveis ξ_r ou η_r ; portanto,

a construção das variáveis canônicas, obtidas através de (1.13), e seus conjugados, dados em (1.14), satisfazem a condição (i) de modo bastante geral, recuperando, desse modo, a estrutura da mecânica quântica matricial, assim como ela havia sido elaborada. Com isso, todas as ferramentas a fim de construir a teoria da transformação foram apresentadas. Cabe apenas destacar uma última observação feita por Dirac nesta quarta seção, com respeito à escolha de $\eta_r(\xi'\xi'')$. De fato, ela não é única, mas é possível demonstrar que a diferença entre todas essas soluções se reduz a “deslocamentos” de valor ah sobre as variáveis ξ'_r , o que implicaria somente na seguinte alteração nessas demonstrações:

$$\delta(\xi' - \xi'') \rightarrow \delta(\xi' - \xi'' + ah),$$

desse modo, mais uma vez, torna-se evidente, conforme Dirac apresenta seus resultados, sua interpretação às variáveis ξ como sendo coordenadas canônicas.

A próxima seção, chamada de “§5. *Teoria da Transformação*”, será dedicada ao resultado mais importante do artigo; no entanto, a teoria da transformação é quase apresentada em uma única página. Com efeito, além de uma rápida exposição, esta seção ainda oferece uma interessante comparação entre esta versão e a que foi desenvolvida por Jordan. O objetivo central da teoria é novamente enunciado: “Iremos agora considerar a transformação entre dois esquemas matriciais, (ξ) e (α) , digamos, os quais somente precisam satisfazer as condições (i) e (ii) de §3” (Dirac, 1927b, p. 633). A seguir, a demonstração tem início com a aplicação das formas matriciais (1.11) e (1.12) para as variáveis conjugadas, considerando inicialmente o caso particular de $\eta_1(\xi'\xi'')$:

$$\eta_1(\xi'\xi'') = -ih\delta'(\xi'_1 - \xi''_1) \cdot \delta(\xi'_2 - \xi''_2) \dots \delta(\xi'_u - \xi''_u),$$

ou seja:

$$\eta_1(\xi' \alpha') = \int \eta_1(\xi' \xi'') d\xi'' (\xi''/\alpha') = -i\hbar \frac{\partial(\xi'/\alpha')}{\partial \xi'_1},$$

observe que a substituição de $\eta_1(\xi' \xi'')$ na integral anterior “força” todas as funções escritas na forma $\delta(\xi'_r - \xi''_r)$, e com índice $r > 1$, a identificarem os respectivos valores $\xi'_r = \xi''_r$, por fim, restando apenas o seguinte:

$$\begin{aligned} \eta_1(\xi' \alpha') &= -i\hbar \int \delta'(\xi'_1 - \xi''_1) d\xi''_1 \cdot (\xi''_1 \xi'_2 \dots \xi'_r / \alpha') \\ &= -i\hbar \frac{\partial(\xi'_1 \xi'_2 \dots \xi'_r / \alpha')}{\partial \xi'_1} = -i\hbar \frac{\partial(\xi' / \alpha')}{\partial \xi'_1} \end{aligned}$$

e de modo geral:

$$\eta_r(\xi' \alpha') = -i\hbar \frac{\partial(\xi' / \alpha')}{\partial \xi'_r}.$$

A fim de percebermos o significado desse resultado é necessário relembrar mais uma vez o próprio formalismo aqui envolvido. A variável η_r é o conjugado canônico de ξ_r , e ambas variáveis são *matrizes*. Em particular, cada conjunto dos valores assumidos pelas variáveis ξ_r , isto é, $\xi' = (\xi'_1 \xi'_2 \dots \xi'_u)$, será um índice utilizado para nomear todas as matrizes que satisfazem (i) a (iv). Agora, foi introduzido um novo parâmetro α' , com valores da forma $\alpha' = (\alpha'_1 \alpha'_2 \dots \alpha'_u)$, os quais também podem ser usados para indexar as matrizes. Então o que significa obter a “representação intermediária” fornecida por essas duas variáveis ξ e α ? Com respeito à matriz variável canônica η_r , o resultado anterior mostra que seus elementos de matriz $\eta_r(\xi' \alpha')$ são encontrados em função da derivada dos respectivos elementos (ξ' / α') , ou seja, o que acabamos de encontrar foi uma relação um a um entre os elementos da matriz de transformação (ξ / α) e os elementos da matriz η_r . A mesma análise pode ser feita para a matriz ξ_r , isto é:

$$\xi_r(\xi' \alpha') = \int \xi'_r \delta(\xi' - \xi'') d\xi''(\xi''/\alpha') = \xi'_r(\xi'/\alpha').$$

Novamente temos uma relação um a um entre a matriz de transformação (ξ/α) com a matriz ξ_r . Os últimos resultados mostram que a matriz de transformação (ξ'/α') estabelece a seguinte relação entre as variáveis ξ_r e η_r :

$$\eta_r \rightarrow -i\hbar \frac{\partial}{\partial \xi'_r} \quad \text{e} \quad \xi_r \rightarrow \xi'_r.$$

A seguir, a análise prossegue mostrando que, de modo geral, em analogia com $\xi_r(\xi' \alpha')$, posso definir uma função/matriz $f(\xi_r)$ tal que seus elementos de matriz sejam dados da seguinte maneira $f(\xi_r)(\xi' \xi'') = f(\xi'_r) \delta(\xi' - \xi'')$, de onde teríamos:

$$f(\xi_r)(\xi' \alpha') = \int f(\xi'_r) \delta(\xi' - \xi'') . d\xi''(\xi''/\alpha') = f(\xi'_r)(\xi'/\alpha').$$

Considere, por exemplo, a seguinte multiplicação, para apenas um grau de liberdade:

$$\begin{aligned} \eta \xi(\xi' \alpha') &= \int \int \eta(\xi' \xi'') d\xi'' . \xi(\xi'' \xi''') d\xi''' . (\xi'''/\alpha') \\ &= -i\hbar \int \int \delta'(\xi' - \xi'') d\xi'' . \xi'' \delta(\xi'' - \xi''') d\xi''' . (\xi'''/\alpha') \\ &= -i\hbar \int \delta'(\xi' - \xi'') d\xi'' . \xi'' . (\xi''/\alpha') = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \xi'} (\xi'(\xi'/\alpha')), \end{aligned}$$

e do mesmo modo:

$$\begin{aligned} \xi \eta(\xi' \alpha') &= \int \int \xi(\xi' \xi'') d\xi'' . \eta(\xi'' \xi''') d\xi''' . (\xi'''/\alpha') \\ &= -i\hbar \int \int \xi' \delta(\xi' - \xi'') d\xi'' . \delta'(\xi'' - \xi''') d\xi''' . (\xi'''/\alpha') \\ &= -i\hbar \xi' \int \delta'(\xi' - \xi''') d\xi''' . (\xi'''/\alpha') = -i\hbar \xi' \frac{\partial}{\partial \xi'} (\xi'/\alpha'), \end{aligned}$$

temos, portanto, dois exemplos de funções do tipo $f(\xi_r, \eta_r)$, e isso sugere que seria possível construirmos funções que dependam simultaneamente das variáveis canônicas e

seus conjugados, isto é, pode-se obter um caso mais geral, no qual sua representação intermediária teria a seguinte forma:

$$f(\xi_r, \eta_r)(\xi' \alpha') = f \left(\xi'_r, -ih \frac{\partial}{\partial \xi'_r} \right) (\xi' / \alpha'). \quad (1.15)$$

Observe que a ordem das variáveis η_r e ξ_r é fundamental, pois estas duas não comutam entre si. Com isso, “os elementos de matriz representando f no esquema $(\xi' \alpha')$ são dados por certos operadores atuando nas funções transformação (ξ' / α') . É suficiente provar que se o teorema é verdadeiro para duas funções, f_1 e f_2 , digamos, então ele é verdadeiro para sua soma $f_1 + f_2$ e seu produto $f_1 f_2$ ” (Dirac, 1927b, p. 634). Como “o caso da soma é trivial”, apenas a multiplicação é apresentada no artigo. A seguir escrevemos o produto das funções $f_1 f_2$ na representação $(\xi \alpha)$ fazendo uso da relação (1.11), e também da ortogonalidade entre as matrizes b :

$$\begin{aligned} bb^{-1}(\xi' \xi''') &= \int \delta(\xi' - \xi''') d\xi''' = \int b(\xi' \alpha''') d\alpha''' \cdot b^{-1}(\alpha''' \xi''') \\ &= \int (\xi' / \alpha''') d\alpha''' \cdot (\alpha''' / \xi'''). \end{aligned}$$

assim como encontra-se exposto no artigo:

$$\begin{aligned} &f_1(\xi_r, \eta_r) f_2(\xi_r, \eta_r)(\xi' \alpha') \\ &= \int f_1(\xi_r, \eta_r)(\xi' \alpha''') d\alpha''' \cdot \left[\int (\alpha''' / \xi''') d\xi''' \cdot f_2(\xi_r, \eta_r)(\xi''') \alpha' \right] \\ &= \int \int f_1(\xi_r, \eta_r)(\xi' \alpha''') d\alpha''' \cdot (\alpha''' / \xi''') d\xi''' \cdot f_2(\xi_r, \eta_r)(\xi''') \alpha' \\ &= \int \int f_1 \left(\xi'_r, -ih \frac{\partial}{\partial \xi'_r} \right) (\xi' / \alpha''') d\alpha''' \cdot (\alpha''' / \xi''') d\xi''' \cdot f_2 \left(\xi''_r, -ih \frac{\partial}{\partial \xi''_r} \right) (\xi'' / \alpha') \\ &= f_1 \left(\xi'_r, -ih \frac{\partial}{\partial \xi'_r} \right) \int \delta(\xi' - \xi''') d\xi''' \cdot f_2 \left(\xi''_r, -ih \frac{\partial}{\partial \xi''_r} \right) (\xi'' / \alpha') \\ &= f_1 \left(\xi'_r, -ih \frac{\partial}{\partial \xi'_r} \right) f_2 \left(\xi''_r, -ih \frac{\partial}{\partial \xi''_r} \right) (\xi' / \alpha'). \end{aligned}$$

Ainda, de acordo com Paul Dirac, a equação (1.15) “nos oferece um poderoso caminho para obter a representação do esquema matricial que torna qualquer função específica das variáveis dinâmicas uma matriz diagonal” (Dirac, 1927b, p. 634), pois basta, por exemplo, definir uma função da seguinte forma:

$$F(\alpha'\alpha'') = F(\alpha') \cdot \delta(\alpha' - \alpha''),$$

e com ajuda da equação (1.15) será possível escrevermos o seguinte:

$$\begin{aligned} F\left(\xi'_r, -i\hbar\frac{\partial}{\partial\xi'_r}\right)(\xi'/\alpha') &= F(\xi_r, \eta_r)(\xi'\alpha') = \int (\xi'/\alpha'') d\alpha'' \cdot F(\alpha''\alpha') \\ &= \int (\xi'/\alpha'') d\alpha'' \cdot F(\alpha'') \cdot \delta(\alpha' - \alpha'') = F(\alpha')(\xi'/\alpha'), \end{aligned}$$

observe, mais uma vez, como os q-números e os c-números se relacionam entre si, fazendo uso de F , já que $F(\alpha'\alpha'')$ é a representação da “matriz” F construída a partir dos valores que a “função” $F(\alpha')$ assume, por isso o valor de $F(\alpha')$ apresentado na última passagem é apenas um c-número que multiplica o elemento de matriz (ξ'/α') , logo, estes valores comutam. A notação é bastante compacta, mas extremamente conceitual, então, de modo geral temos:

$$F\left(\xi'_r, -i\hbar\frac{\partial}{\partial\xi'_r}\right)(\xi'/\alpha') = F(\alpha')(\xi'/\alpha'),$$

e, com isso, o desenvolvimento atinge seu segundo e mais importante objetivo:

Se nós tomarmos os ξ 's e η 's sendo os comuns q 's e p 's do sistema, para algum tempo específico, e tomarmos F sendo a hamiltoniana, então a equação (1.15) é exatamente a equação de onda de Schrödinger, e obtemos o método de Schrödinger de solucionar um problema dinâmico na teoria quântica. *As autofunções da equação de onda de Schrödinger são exatamente as funções de transformação (ou os elementos da matriz de transformação previamente indicada por b) que permitem que se transforme do esquema de representação matricial (q) para o esquema no qual a hamiltoniana é uma matriz diagonal* (Dirac, 1927b, p. 635).

Com isso, dado um problema físico, dentre todas as possíveis representações matriciais (α), procurar por aquela na qual a hamiltoniana H tenha a forma diagonal, isto é, que satisfaça a condição (iii) da mecânica matricial, significa o mesmo que resolver um problema de autovalor, uma exigência, por sua vez, da mecânica ondulatória. A conexão só é possível em função da matriz de transformação (ξ'/α'), cujos elementos são exatamente as funções que satisfazem a equação de Schrödinger. Caso a representação (α) para H na forma diagonal seja um conjunto discreto de números α'_r , então, por conseguinte, os valores assumidos pela hamiltoniana H serão discretos, e assim por diante: a condição (iii) segue das matrizes de transformação, por construção. Antes de encerrar a seção, Dirac mostra as vantagens do seu formalismo quando comparado ao de Jordan:

As equações de uma transformação de contato de um conjunto de variáveis canônicas η_r e ξ_r a um conjunto α_r e β_r podem, na teoria clássica, ser colocadas na forma simples

$$\eta_r = \partial S / \partial \xi_r \quad \beta_r = \partial S / \partial \alpha_r,$$

onde S pode ser qualquer função das ξ 's e α 's. Jordan acaba de mostrar que as equações de transformação da teoria quântica podem também ser colocadas nesta forma desde que S seja escrito na forma

$$S = \sum f(\xi_r)g(\alpha_r),$$

i.e., todas as ξ 's nos produtos ocorrendo em S devem estar na frente de todas as α 's. (Está entendido que esta ordem deve ser preservada quando se calcula as diferenciações parciais). Este resultado segue muito facilmente da presente teoria (Dirac, 1927b, p. 636).

Sem dúvida, ao discutir a diferença entre os dois formalismos, logo após apresentar a teoria da transformação, e na mesma seção, demonstra-se a importância dada por Dirac à teoria em si e com respeito às suas diferentes abordagens. Esta exposição talvez seja o passo mais importante à consolidação do pensamento de Paul Dirac, uma vez que, como ressaltamos em outras ocasiões, a teoria da transformação não deve ser vista

apenas como a unificação das teorias de Heisenberg e de Schrödinger, pois ela mostrou quais eram os fundamentos da teoria quântica, separando-os de outras proposições que só haviam sido adotadas porque contribuíam para a aplicação da teoria aos problemas efetivos da física, como Dirac mesmo considera em seu artigo:

Como conclusão pode ser mencionado que a presente teoria sugere um ponto de vista com respeito aos fenômenos quânticos, em certa medida, diferente do usual. Pode-se supor que o estado inicial de um sistema determina definitivamente os estados do sistema para qualquer tempo subsequente. Se, entretanto, descreve-se o estado do sistema para um tempo arbitrário fornecendo valores numéricos às coordenadas e momentos, então não se pode, de fato, determinar uma correspondência um a um entre os valores destas coordenadas e momentos iniciais e seus valores em tempos subsequentes. Não obstante, pode-se obter muita informação (do caráter das médias) sobre os valores para tempos subsequentes, considerados como funções dos valores iniciais. A noção de probabilidades não entra dentro da última descrição do processo mecânico; exceto quando se fornece alguma informação que envolva uma probabilidade (e.g., que todos os pontos no η -espaço são igualmente prováveis para representar o sistema) pode-se deduzir resultados que envolvam probabilidades (Dirac, 1927b, p. 641).

As duas últimas seções do artigo fazem algumas aplicações específicas da teoria da transformação, esclarecendo interpretações e mostrando como esse formalismo deve ser compreendido em algumas análises mais conhecidas. O nível de abstração da teoria quântica havia chegado a um patamar bastante elevado com as ideias iniciais de Heisenberg; mas foi somente com a teoria da transformação, apesar de ter aumentado ainda mais essa complexidade, que se consolidaram algumas das estruturas mais importantes da mecânica quântica, as quais formaram a versão mais recente dessa teoria, fornecendo a ela, por assim dizer, certa autonomia com relação à física clássica. Isso permite que sejam melhor compreendidos os elementos pertinentes a cada uma dessas áreas o que, por sua vez, reduz a necessidade e importância do princípio da correspondência: “Dirac absorve, por assim dizer, o princípio da correspondência como uma parte integral no interior dos fundamentos de sua teoria e, como Heisenberg, se desfez portanto da ne-

cessidade de recorrer ao princípio de Bohr cada vez que um problema tinha de ser resolvido” (Jammer, 1966, p. 233). Em resumo, podemos dizer que a teoria da transformação de Dirac apresentava, através de uma versão concisa, não apenas a unificação formal e conceitual das versões de Heisenberg e Schrödinger, mas a finalização do projeto de pesquisa que buscava por uma teoria geral a todos os fenômenos da física quântica, exceto, é claro, aqueles conectados à teoria da relatividade. De qualquer maneira, além de evitar proposições *ad hoc*, a teoria da transformação parece esclarecer quais elementos são, de fato, essenciais, e quais se tornaram relevantes por inconsistências de interpretação. De acordo com Max Jammer (1966, p. 293), a importância dessa teoria à história da física não deve ser subestimada:

A teoria quântica antes do advento da teoria da transformação pode ser comparada com a mecânica de Newton antes da, digamos, introdução de Poisson dos momentos generalizados; e assim como o desenvolvimento do formalismo canônico na dinâmica clássica resultou no trabalho de Jacobi, Poincaré e Appell⁵⁴, uma profunda compreensão de toda a estrutura da mecânica clássica, também o desenvolvimento da teoria da transformação da mecânica quântica chegava ao seu ponto mais alto com o trabalho de Dirac, Jordan e von Neumann na descoberta de novas visões que tornaram possível enxergar a mecânica quântica não relativística de um número finito de graus de liberdade como um sistema do pensamento logicamente consistente, compacto e unificado.

1.3.3 Como se Faz uma Teoria?

As descrições matricial e ondulatória da mecânica quântica, com o surgimento da teoria da transformação, encontravam solo comum. No entanto, assim como visto na parte anterior desta seção, não se trata, absolutamente, de uma demonstração da equivalência entre aquelas duas versões, pois essa nova teoria exigiu a identificação de quais eram os pressupostos fundamentais relacionados com as condições quânticas, ao passo que todas

54. Paul Émile Appell (1855-1930), matemático francês, escreveu um tratado de mecânica racional em vários tomos.

as proposições que somente fossem elaboradas em razão de necessidades operacionais, por assim dizer, deveriam ser incorporadas pelo formalismo teórico. Compreender tais diferenças, a nosso ver, foi uma das principais consequências dessa abordagem, aceita desde então como a descrição moderna da teoria quântica. Nesse sentido, não será antes de 1927 que a física quântica alcançará uma articulação internamente consistente, compacta e geral; não obstante diversos resultados experimentais e conceituais obtidos antes da teoria da transformação sejam fonte de vasto material à quântica, e dos quais se origina igualmente a maior parte das mais relevantes discussões que persistem até hoje na física e na ciência em geral. De qualquer maneira, a comunidade científica, nesse instante, tinha à disposição uma resposta satisfatória ao fato de existirem formalismos distintos da mecânica quântica e, com isso, ela poderia fazer uso de uma estrutura matemática consistente, com a qual se estabelecia uma relação direta e profunda entre resultados experimentais e conceitos teóricos, trazendo, desse modo, unidade à própria teoria. Além disso, outro aspecto a ser considerado, especialmente em nosso trabalho, diz respeito às escolhas feitas por Dirac e Jordan em suas exposições individuais. Na parte anterior desta seção, havíamos destacado, com relação ao artigo do primeiro desses teóricos, o poder de síntese de suas demonstrações, apesar de uma notação pouco usual entre os físicos trazer, simultaneamente, outras dificuldades. De fato, a comparação direta entre os dois formalismos transformara-se em elemento argumentativo, explorado por Dirac em sua publicação, e com o qual este autor defende existirem vantagens de simplicidade e clareza se confrontadas a sua apresentação e a de Jordan. Todavia, um tal sucesso só poderia ser obtido em razão de o físico inglês estar fazendo uso de um conjunto bastante específico de ferramentas teóricas construídas anteriormente, as quais variavam desde interpretações conceituais da quântica até o emprego de uma estrutura matemática bastante original. Nesta última parte da seção, iremos reconstituir o surgimento desses ele-

mentos ao longo de seus artigos científicos, com o objetivo de compreender como eles influenciaram a teoria da transformação e suas publicações posteriores. Ademais, essa fase é decisiva à sua trajetória intelectual, pois, de um lado, agora ele atinge um elevado grau de maturidade e autonomia na produção dos seus trabalhos e, por conseguinte, de outro lado, consolidam-se sua visão particular do desenvolvimento científico e seu modo de intervir neste. Assim, com base em nossa análise anterior, destacam-se ao menos três elementos essenciais para que Dirac chegasse à teoria da transformação: a nomenclatura dos q-números, que direcionou desde muito cedo essa pesquisa; o papel dado às condições quânticas, um dos dois únicos postulados da nova teoria; e, por fim, a introdução da função $\delta(x)$, estrutura central do formalismo matemático adotado por Dirac. A articulação geral dessas noções nos ajudará a compreender alguns dos compromissos teóricos com os quais se molda sua maneira de fazer e de pensar a física; uma perspectiva que, além de conduzir seus trabalhos seguintes, será fundamental à construção da equação do elétron, um dos primeiros desenvolvimentos bem sucedidos da TQC.

Com efeito, Paul Dirac sempre buscou enxergar nas teorias físicas seus aspectos mais fundamentais e, como poucos em sua época, soube retirar ideias originais dessa leitura, assim reconduzindo as pesquisas a novos patamares de compreensão. Nesse sentido, a teoria da transformação, por todas as especificidades envolvidas em sua construção, talvez tenha sido o melhor exemplo de como se efetivou um tal método de pesquisa. De fato, a mecânica quântica, apesar de agora combinar os pontos importantes de suas duas abordagens, ainda não considera o comportamento de partículas com velocidades próximas à da luz, como ele dirá expressamente: “No presente artigo não levaremos a mecânica relativística em consideração, e iremos considerar a variável tempo, sempre que ocorra, como um parâmetro meramente (um c-número)” (Dirac, 1927b, p. 625). Desse modo, ficavam excluídos, por enquanto, todos os desenvolvimentos da quântica que se

utilizavam da teoria da relatividade restrita, inclusive os diversos resultados obtidos anteriormente por Sommerfeld. Isso não significou, no entanto, que a própria relatividade não tenha desempenhado influência sobre a teoria da transformação, pelo contrário, todos os estudos feitos por Dirac acerca da relatividade, inclusive antes de ter se voltado à mecânica quântica, pareciam estar o tempo todo no horizonte de suas pesquisas. Com efeito, essa é a análise feita por Silvan Schweber, quando este chega a afirmar que “considerações relativísticas foram centrais em todas as pesquisas de Dirac” e, ainda, que “o papel da invariância foi a lição que a relatividade tinha ensinado a ele, e aquela lição foi aplicada com resultados impressionantes ao desenvolvimento da teoria da transformação na mecânica quântica” (Schweber, 1994, p. 22). Sem dúvida, pode-se estabelecer um certo paralelo entre, de um lado, o papel dado às diferentes representações matriciais na teoria da transformação e, de outro lado, aquele dado aos diferentes referenciais espaço-temporais na teoria da relatividade. Sem adentrar em uma investigação genealógica dos conceitos, o mais interessante ao nosso trabalho é notar o fato de que, apesar de estar reelaborando detalhes bastante locais da física quântica, especialmente com relação à estrutura matemática, seus estudos mantêm um diálogo permanente com os desenvolvimentos mais amplos da física. Acreditamos que, em larga medida, essa postura será responsável por levá-lo até sua versão da teoria da transformação, independente de Jordan. Discutimos, em outra ocasião, a grande influência exercida sobre ele, inicialmente, pelas ideias de Heisenberg apresentadas em 1925, e, posteriormente, pelos desenvolvimentos do próprio *Drei-Männer-Arbeit*, mas apesar desse importante reconhecimento da teoria de matrizes, através do qual muito rapidamente ele conduziria suas próprias pesquisas, Dirac foi capaz de manter um certo distanciamento a fim de, mais tarde, criticar essa mesma teoria à medida que, novamente, compreendia as implicações originadas, dessa vez, com as descobertas de Schrödinger. De fato, o caminho alternativo encontrado por

Dirac, com sua teoria da transformação, não tinha a pretensão de ser nem uma prova da equivalência das versões existentes nem uma estrutura complementar a elas, ou seja, seu objetivo, claramente, era o de oferecer uma *interpretação* dos fundamentos da mecânica quântica, como fica evidente a partir de nossa análise feita na parte anterior desta seção. Também, diferente de Jordan, cujo formalismo destaca-se por estabelecer um rigor matemático acima do usual na física, assim como já característico em sua contribuição anteriormente fornecida ao *Drei-Männer-Arbeit*, e que, ademais, influenciaria o trabalho futuro de matemáticos como von Neumann; a preocupação afirmada por Dirac, em seu artigo, de que o seu desenvolvimento fosse simples e claro, mais do que uma vantagem de formalismo era, afinal, reflexo do seu interesse em identificar quais eram os pressupostos essenciais da mecânica quântica, não por acaso, transformados em pilares fundamentais de todos seus trabalhos seguintes, inabaláveis mesmo quando colocados frente a frente com a teoria da relatividade especial. A propósito, esta não seria a última vez que a simplicidade desestabilizaria em seu favor a aceitação de uma teoria, mas com relação ao trabalho de Jordan tal aspecto parece ter sido realmente decisivo: “O profundo e elegante tratamento de Dirac da teoria geral da transformação, com suas poderosas consequências, ganhou o respeito dos físicos envolvidos, os quais frequentemente tinham grandes problemas com a formulação matemática da teoria equivalente de Pascual Jordan” (Mehra & Rechenberg, 1978, p. 88, vol. 6). Além disso, que seu objetivo de encontrar os fundamentos da teoria quântica era, de fato, anterior à clareza ou, de outro modo, que esta deveria ser uma consequência daquela, é outro ponto confirmado por Jagdish Mehra, segundo o qual uma tal abordagem da teoria quântica, antes mesmo de qualquer proposta de uma mecânica, pode ser identificada em trabalhos seus bem anteriores (Dirac, 1925a; 1926a), mas cuja atenção, nesse momento, voltava-se especificamente para o princípio adiabático:

Esses artigos de Dirac, antes do advento da mecânica quântica, mostram sua tentativa desesperada de obter a nova teoria quântica da hipótese adiabática. Ele também tentou introduzir variáveis angulares de ação dentro de sistemas, as quais não eram múltiplos periódicos, tais como o átomo de hélio. [...] Mesmo quando, seguindo o trabalho de Heisenberg, ele começou a contribuir à nova teoria, alguns de seus velhos conceitos ainda não tinham perdido seu apelo a Dirac. Em não pequena medida, em razão da influência de Fowler, os problemas da teoria quântica tinham se tornado, muito cedo, centrais ao interesse de Dirac (Mehra, 2001c, p. 677).

Com essas duas análises, feitas por Schweber e por Mehra, percebemos, de maneira geral, que a motivação encontrada por Paul Dirac ao discutir questões ligadas aos fundamentos de uma determinada teoria não se afastava, em momento algum, de uma perspectiva mais ampla de tudo o que estava acontecendo à sua volta com respeito à ciência, como, por exemplo, os resultados alcançados com a teoria da relatividade. Além disso, suas buscas por generalizações e por clareza de exposição são duas características, sem dúvida, propositalmente introduzidas em seus trabalhos, não acessórias, mas parte essencial deles. Com efeito, se estas não se destacavam mais acentuadamente no caso da teoria da transformação, era, evidentemente, pelo fato de as conclusões em si serem o mais importante e, nesse caso, o seu artigo compartilhava o mérito de seus resultados com aquele obtido, pouco antes, pela apresentação feita por Jordan; todavia, ambas, generalização e clareza, retornariam à “teoria do elétron” dois anos mais tarde, fazendo desta o primeiro desenvolvimento abrangente que caminhava em direção à TQC. Assim, outra questão se esclarece a partir dessas mesmas observações, a saber, por que Dirac rapidamente aderiu aos desenvolvimentos apresentados por Heisenberg, tão logo teve conhecimento deles? Não resta dúvidas acerca dessa virada no pensamento de Dirac, ocorrida em função da proposta da álgebra não comutativa como base para a construção de uma mecânica quântica; contudo, tal mudança só teve lugar pois seus trabalhos possuíam afinidade com uma proposta teórica generalista da física, uma vez que Dirac

estava à procura de um formalismo construído em pressupostos basilares. Desse modo, ele se torna defensor das ideias de Heisenberg justamente porque consegue intuir que exista nelas um caminho promissor, e “intuição” aqui é uma palavra adequada em vista do caráter completamente inovador dessa proposta, mas que se mostraria uma das mais importantes com respeito à teoria da transformação e, portanto, a toda sua trajetória intelectual, já que tal desenvolvimento, assim como veremos adiante, tornar-se-ia a grande referência para todos os seus próximos trabalhos. A fim de compreender o quão significativas foram essas ideias para Dirac, e de como isso o diferenciava com relação aos demais cientistas, basta lembrarmos que, na prática, apenas ele e Max Born, após fazerem a leitura do artigo de Heisenberg, decidem aprofundar as consequências da não comutatividade às grandezas físicas. Max Born, em especial, foi um teórico decisivo, como mencionamos em outro lugar, e a abordagem de Heisenberg chama sua atenção justamente pelo fato de o próprio Max Born possuir algum conhecimento prévio da teoria de matrizes e, com isso, ser levado a perceber de imediato como era possível formalizar matematicamente essa nova proposta de Heisenberg. Contudo, nem mesmo o já nessa época renomado físico teórico Wolfgang Pauli aceita o convite feito por Born a fim de juntos construírem uma tal formulação⁵⁵, cuja sequência levaria a nada menos do que ao *Drei-Männer-Arbeit*, sendo substituído pelo ainda jovem Pascual Jordan, não por acaso, outro teórico que também chegaria até a teoria da transformação. Dirac, por sua vez, além de ter percebido independentemente qual era a nova proposta da mecânica quântica, buscava aproximar os formalismos das físicas clássica e quântica, não obstante tenha

55. “Born estava procurando por um assistente qualificado para o projeto de colocar a nova mecânica matricial em fundamentos logicamente firmes. Ele se voltou primeiro para Pauli. Embora [...] Pauli logo tenha feito uma importante contribuição à mecânica matricial, ele rejeitou a proposta de Born. Não era fácil encontrar um assistente competente para este projeto. Físicos ou não conheciam o que eram matrizes ou, se conheciam, estavam relutantes a aplicá-las aos problemas teóricos. Esta aversão provavelmente explica porque o histórico artigo de Heisenberg de 1925 não tenha sido revisto na *Physikalische Berichte*, os *Resumos [Abstracts]* oficiais da Sociedade de Física Alemã, antes da edição de 1927, e lá em apenas uma proposição de sentença única escrita por um dos seus editores” (Jammer, 1966, p. 208).

alcançado, nesse primeiro momento, menos sucesso em comparação aos desenvolvimentos de Born, Heisenberg e Jordan. De qualquer modo, a rapidez com a qual apresentou descobertas significativas à mecânica quântica, por certo, está relacionada diretamente com esse modo particular de pensar a ciência, um movimento de mão dupla, no qual, inicialmente, ele deixa as ideias das teorias influenciarem seus trabalhos para, em contrapartida, só mais tarde, quando chega a novos desenvolvimentos, reinterpretar essas mesmas teorias. Apesar de algumas dessas considerações trazerem questões subjetivas, pois tratam das escolhas pessoais de Dirac com respeito às teorias, pretendemos aprofundar nosso exame acerca da evolução dessas ideias, reconstituindo-as diretamente a partir dos artigos científicos escritos pelo físico inglês ao longo do tempo. De fato, algumas dessas características que acabamos de citar nos serão especialmente relevantes, sobretudo as suas interpretações matemática e conceitual da própria mecânica quântica, como discutiremos agora.

O artigo decisivo de Heisenberg, “Sobre a Reinterpretação Teórica Quântica das Relações Cinemática e Mecânica”, foi publicado em julho de 1925, e, após esta data, o primeiro artigo de Dirac sobre mecânica quântica seria apresentado em dezembro desse mesmo ano, mas recebido pouco antes, no dia sete de novembro. Com o sugestivo nome de “As Equações Fundamentais da Mecânica Quântica”, neste, Dirac procura diretamente na mecânica clássica algum elemento formal capaz de se adequar a uma álgebra não comutativa, encontrando-o justamente nas relações de Poisson, as quais serão reinterpretadas dentro do contexto da teoria quântica, um resultado que seria apresentado com grande destaque em seu texto (Dirac, 1925c, p. 648):

Faremos a proposição fundamental de que *a diferença entre os produtos de Heisenberg de duas quantidades quânticas é igual a $ih/2\pi$ vezes sua expressão para o bracket de Poisson*. Em símbolos:

$$xy - yx = ih/2\pi \cdot [x, y]. \quad (1.16)$$

[...] Não é óbvio que toda informação fornecida pela equação (1.16) é consistente [...] as únicas condições independentes dadas por (1.16) são aquelas para as quais x e y são p 's e q 's, nomeadamente:

$$\left. \begin{aligned} q_r q_s - q_r q_s &= 0 \\ p_r p_s - p_r p_s &= 0 \\ q_r p_s - p_r q_s &= \delta_{rs} i\hbar/2\pi \end{aligned} \right\}. \quad (1.17)$$

Se o único fundamento para se acreditar que as equações (1.17) são consistentes umas com as outras e com as equações do movimento fosse o de que se sabe que elas são consistentes no limite quando $\hbar \rightarrow 0$, o caso não seria muito forte, já que seria possível deduzir delas a inconsistência de que $\hbar = 0$, o que não seria uma inconsistência no limite.

A passagem anterior encontra-se exposta em uma seção chamada de “§4. *As Condições Quânticas*”, as mesmas que, mais tarde, após todos os desenvolvimentos encontrados pelas versões matricial e ondulatória, restariam como parte dos fundamentos da mecânica quântica. Neste artigo de 1925, sua importância já não seria pequena, pois compreendê-las, a partir dos chamados “produtos de Heisenberg”, originou a primeira crítica mais forte ao princípio da correspondência e, de certo modo, elas devem substituí-lo, mas não tão rápido. De fato, não obstante tenham contribuído no sentido de esclarecer pontos centrais da teoria quântica, ao mesmo tempo, elas sugerem novas e complexas questões envolvidas com a introdução da não comutatividade. Ao menos duas destas seriam respondidas somente com a teoria da transformação e, no caminho inverso, ajudariam a levar até esta. A primeira é a de se compreender qual seria o papel dos princípios quânticos no interior da mecânica, isto é, as grandezas físicas precisavam, de acordo com Heisenberg, obedecer a uma álgebra não comutativa, mas apenas em situações específicas, pois uma tal generalização algébrica não se estende completamente nem a todas operações, a soma estava excluída, nem a todas as relações entre as grandezas físicas, quando o produto era realizado somente com variáveis espaciais, por exemplo, ainda era comutativo, logo, poderia ser interpretado classicamente. A segunda

questão, por consequência, e certamente mais relevante do ponto de vista conceitual, seria a de se determinar como, a partir dessas condições quânticas, deveriam se relacionar as físicas clássica e quântica, uma preocupação central neste artigo, porém distante de qualquer solução satisfatória e que seria retomada em quase todos os próximos trabalhos de Dirac sobre mecânica quântica, até a teoria da transformação. Tal fato nos obriga a lembrar qual era a principal consequência da ruptura defendida por Heisenberg, e agora por Dirac, com respeito às interpretações quânticas oferecidas pelo princípio da correspondência. Sem dúvida, abandoná-lo significava procurar por outras regiões nas quais seria possível realizar essa discussão fundamental entre as físicas quântica/clássica. Por essa razão, tanto o artigo citado (Dirac, 1925c), quanto o seu próximo⁵⁶, (Dirac, 1926b), chamado de “Mecânica Quântica e uma Investigação Preliminar do Átomo de Hidrogênio”, têm início com o questionamento da contradição mais evidente dos pressupostos de Bohr, qual seja, a existência de elétrons em órbitas estacionárias nas quais, apesar de estarem em movimento, *não* irradiam:

Embora a teoria eletrodinâmica clássica encontre-se com uma quantidade considerável de sucessos na descrição de muitos fenômenos atômicos, ela falha completamente em certos pontos fundamentais. Tem-se há muito pensado que o caminho para escapar desta dificuldade está no fato de que existe uma pressuposição básica da teoria clássica que é falsa, e que se esta pressuposição fosse removida e substituída por algo mais geral, a teoria atômica toda seguiria naturalmente. Até muito recentemente, entretanto, não se tem ideia do que esta pressuposição seria (Dirac, 1926b, p. 561).

Como vemos, as explicações obtidas com o princípio da correspondência parecem encontrar-se fora de cogitação. Todavia, nestes dois artigos, o modelo de Bohr seria utilizado, já que este ainda era o exemplo mais bem sucedido da Teoria Quântica Tardia, escolhido, assim, como objeto de pesquisa deste último trabalho, no qual a confiança

⁵⁶. Como discutido, o artigo (Dirac, 1926a) é uma continuação de pesquisas anteriores ao surgimento da mecânica quântica.

de Dirac com relação às novas ideias de Heisenberg é notável: “Um recente artigo de Heisenberg fornece a chave para a solução dessa questão, e forma a base da nova teoria quântica” (Dirac, 1926b, p. 561). Ambos exames, além disso, exibem grande centralidade dos argumentos em torno das condições quânticas, o que se aprofundaria nos textos seguintes, enquanto o problema da não radiação do elétron, é claro, se afastaria, pois os tratamentos dados pelo *Drei-Männer-Arbeit* — citado, pela primeira vez, neste mesmo artigo de Dirac — pareciam ter encontrado uma explicação mais adequada às transições eletrônicas. Com isso, todas essas discussões, apesar de oferecerem respostas mais objetivas, tornavam evidente a preocupação em se determinar qual seria o limite mais exato separando as mecânicas quântica e clássica. No caminho contrário deste, a relação entre quântica e relatividade, ao que parece, nem sequer havia se transformado em uma pergunta propriamente, sobretudo neste curto período de tempo entre os surgimentos da mecânica de matrizes e dos trabalhos de Schrödinger. Uma vez que os pressupostos relativísticos, desde o início, apontavam em qual direção a teoria clássica falhava e quais modificações deveriam ser realizadas em vista disso, a influência da teoria da relatividade, se puder ser encontrada nessa época, talvez esteja ligada mais ao fato de fornecer um exemplo de como a física clássica poderia ser reinterpretada, do que em razão de sua conexão com a quântica ser vista como um difícil obstáculo a ser superado. Com efeito, se a proposta de uma mecânica de matrizes, após todos esses anos de pesquisas, produziu a expectativa de que a própria teoria quântica seguiria um caminho semelhante ao da relatividade, e esta última, de acordo com Schweber, estaria o tempo todo no horizonte de Dirac; no entanto, pode-se avaliar, com isso, apenas retrospectivamente, é claro, o quão longe Dirac encontrava-se da teoria do elétron e como ele enxergava, a princípio, as implicações decorrentes das ideias de Heisenberg, afinal, sua pesquisa muito cedo avançava no sentido de buscar resolver problemas de dimensões ainda bastante complexas,

como sugere seu questionamento acerca de uma tal adequação entre a eletrodinâmica clássica e a mecânica quântica; ainda mais, se lembrarmos o fato de que, nem mesmo após os trabalhos de Schrödinger, foi possível obter algo próximo a uma eletrodinâmica quântica, isso resume, portanto, o estado de uma hipotética TQC.

Apesar de a mecânica quântica se encontrar, aqui, em sua fase bastante inicial, não obstante os surpreendentes resultados do *Drei-Männer-Arbeit*, algumas tendências podem ser identificadas nos trabalhos de Dirac. A primeira é a de que houve um significativo rearranjo, especialmente analítico, no seu tratamento direcionado aos resultados da teoria quântica, a começar por suas reinterpretações daqueles mais conhecidos. A proposta dessa releitura das pesquisas feitas anteriormente na quântica, por si, demonstra o seu interesse em obter teorias mais gerais à física; e isso ia de encontro ao objetivo, de modo geral compartilhado por todos os pesquisadores, de se encontrar uma teoria capaz de reunir as diferentes explicações dos experimentos quânticos; porém, ao mesmo tempo, conduziria a outras dificuldades, em certa medida, ainda mais complexas, e, nesse sentido, uma outra tendência das pesquisas de Dirac era a de tentar avaliar quais eram os limites dessa nova formulação. Fora isso, é muito difícil acreditar que as demais questões ligadas com a teoria da transformação, a não ser a interpretação das condições quânticas, poderiam ter surgido nesse instante, ou, ainda menos provável, aquelas relacionadas com a equação do elétron. Com efeito, após a teoria de Heisenberg, somente com a versão ondulatória de Schrödinger seria dado um segundo passo decisivo em direção à teoria da transformação. Ainda assim, se considerarmos os desenvolvimentos da quântica num contexto mais amplo, acrescentando, desse modo, o fato de que, dentro de três ou quatro anos, Dirac apresentaria sua própria “teoria do elétron”, não deixa de ser realmente interessante perceber como todos esses questionamentos surgem e, sobretudo, aprofundam-se tão rapidamente, ou, de outro modo, apesar do grande sucesso

obtido com os diversos resultados sucessivos alcançados com a nova mecânica quântica, sua perspectiva, de conjunto, desde esse primeiro instante, o conduzia a se questionar o quanto essa teoria poderia ou deveria avançar: seria ela capaz de explicar o fato de o elétron não irradiar quando encontra-se em uma órbita atômica? Dirac não apenas tinha em mente esses questionamentos, como os trouxe repetidas vezes em seus artigos, e, ao persistir em alguns deles, chegaria à teoria da transformação, ainda que fossem necessárias grandes teorias intermediárias, construídas entre estágios bastante afastados de seus trabalhos.

Com isso, além dessas questões mais amplas sobre a interpretação da teoria quântica, deve-se observar como suas análises, ainda em meio às ideias de Heisenberg, voltam-se a pontos bem específicos, dos quais se destacam as condições quânticas. No último artigo citado há pouco, por exemplo, após introduzir a não comutatividade, “De acordo com Heisenberg, se x e y são duas funções de coordenadas e momentos do sistema dinâmico, então, em geral, xy não será igual a yx ”, ele imediatamente procura mostrar as suas consequências: “Em vez da lei comutativa da multiplicação, as variáveis canônicas q_r, p_r ($r = 1, \dots, u$) de um sistema de u graus de liberdade satisfazem as condições quânticas” (Dirac, 1926b, p. 561), as quais “foram obtidas pelo autor” e no *Drei-Männer-Arbeit*, *nesta sequência, subentende-se*. Não seria nem um pouco gratuito o fato de que, dentre todas as novidades encontradas neste último artigo, Dirac tenha chamado a atenção justamente às condições quânticas, especialmente porque foram obtidas em seus próprios trabalhos “independentemente”⁵⁷. Ainda que muitos conceitos fundamentais do *Drei-Männer-Arbeit* tenham sido posteriormente assimilados por Dirac, certamente nenhum deles permaneceria de modo tão central em seu pensamento

57. Sobre isso, Dirac cita primeiramente o seu artigo, “ ‘Roy. Soc. Proc. A,’ vol. 109, p. 642 (1925)” e, depois, o *Drei-Männer-Arbeit*: “Estas condições quânticas foram obtidas independentemente por Born, Heisenberg e Jordan, ‘Zeit. f. Phys.’ vol. 35, p. 557 (1926)” (Dirac, 1926b, p. 561).

assim como as condições quânticas, mas por quê? Contribuiu para isso, antes de qualquer outro motivo, o fato de elas estabelecerem a conexão entre os diversos resultados da teoria quântica, uma tarefa executada, por sua vez, através da constante fundamental de Planck. Contudo, isso só se realizara pois a hipótese inicial de Heisenberg não apenas ajudava a formular uma alternativa ao complexo princípio da correspondência, o qual, por isso mesmo, não permitia enxergar essa interpretação encontrada agora às condições quânticas; mas também traduzia, por assim dizer, de modo simples, matematicamente e conceitualmente, quais operações e respectivas grandezas físicas precisavam de mudanças. Esta havia sido, sem dúvida, a principal descoberta encontrada em seu primeiro artigo sobre mecânica quântica (Dirac, 1925c), e seria impreterivelmente o ponto de partida de todos os seguintes, até se tornar fundamento na teoria da transformação. Em seu próximo artigo, (1926b), por exemplo, Dirac prossegue nessa mesma direção: “Essas equações são exatamente suficientes para permitir se calcular $xy - yx$ quando x e y são funções dadas de p 's e q 's, e são, portanto, capazes de substituir a lei comutativa clássica da multiplicação. Elas parecem ser as mais simples proposições que se pode fazer pelas quais se forneceria uma teoria trabalhável [*workable*]” (Dirac, 1926b, p. 561). Todavia, interpretá-las, nesse momento, ainda seria uma tarefa bastante especulativa, afinal, não é suficiente escrevê-las para se descobrir as diferenças mais sutis entre as grandezas físicas da teoria clássica e aquelas não comutativas da quântica e, como vimos na seção anterior, apenas por esse caminho seria possível chegar até a estrutura da mecânica ondulatória; portanto, compreender mais a fundo o surgimento de tais conceitos, ainda nesta fase inicial, é essencial para se perceber como, ao poucos, se formou a perspectiva adotada por Dirac com relação à teoria da transformação.

Desse modo, somos levados ao segundo conceito fundamental desses trabalhos, a saber, a nomenclatura dos q-números. Com efeito, se, de um lado, ele reconheceu muito

rapidamente qual era a proposta de Heisenberg, ao mesmo tempo, de outro lado, suas pesquisas, nesses primeiros dois artigos, revelam uma abordagem pessoal e, até certa medida, muito original, cujo objetivo é desenvolver essa nova mecânica quântica; e tanto mais importante quanto notemos o fato de que o *Drei-Männer-Arbeit* havia apresentado uma análise consistente da teoria quântica, fazendo uso da estrutura de matrizes. Porém, os resultados a que chegara nessas tentativas iniciais por certo não foram tão abrangentes quanto os obtidos em (Born & Jordan, 1925) e depois em (Born, Heisenberg & Jordan, 1926), os artigos “Sobre a Mecânica Quântica” I e II, respectivamente. De fato, não obstante Dirac tenha dedicado parte de seus esforços para levar adiante considerações que dialogavam diretamente com essa formulação matricial⁵⁸, sua articulação geral diferencia-se justamente por destacar o alcance desses resultados *sem*, no entanto, deixar de apontar novas discussões, uma postura adotada fortemente já nesses primeiros artigos, como podemos observar em (Dirac, 1926b, p. 562):

O fato de que as variáveis usadas para se descrever um sistema dinâmico não satisfazem a lei comutativa significa, é claro, que elas não são números no sentido da palavra previamente usada em matemática. Para distinguir os dois tipos de números, chamaremos as variáveis quânticas de q-números e os números da matemática clássica, os quais satisfazem a lei comutativa, de c-números, enquanto a palavra número sozinha será usada para denotar ou um q-número ou um c-número. Quando $xy = yx$ diremos que x comuta com y .

Esta seria a primeira utilização da nomenclatura dos q-números. Já apontamos antes, a respeito de passagens semelhantes, a preocupação de Dirac com a precisão no uso de cada palavra e, por conseguinte, com a própria notação. Contudo, outro aspecto para o qual gostaríamos de chamar a atenção, agora, é para a conexão estabelecida diretamente

58. O *Drei-Männer-Arbeit* é citado duas vezes em (Dirac, 1926b), três em (1926c), duas em (1926d), já em (1926g) ele se refere simplesmente à “nova mecânica do átomo” nos “Vários artigos de Born, Heisenberg e Jordan, ‘Zeits. f. Phys.’, vol. 33 em diante” e, por fim, quando apresenta a teoria da transformação em (1927b), não há qualquer citação!

entre essa notação e a proposta de Heisenberg, antes de qualquer menção ao fato de a teoria de matrizes ter encontrado um método, ao menos operacional, a fim de responder essa mesma questão, o que, a nosso ver, demonstra existir, da parte de Dirac, um certo distanciamento com respeito àqueles importantes resultados. Sem dúvida, conforme a sequência do artigo se aprofunda sobre esse tema, Dirac ainda parece estar refletindo a respeito das ideias iniciais de Heisenberg, apresentadas no artigo de 1925:

No presente não se pode formar uma figura de como um q-número se pareça. Não se pode dizer que um q-número é maior ou menor do que outro. Tudo que se sabe a respeito dos q-números é que se z_1 e z_2 são dois q-números, ou um q-número e um c-número, existem os números $z_1 + z_2$, $z_1 z_2$, $z_2 z_1$, os quais em geral serão q-números mas não c-números. Nada se sabe do processo pelo qual os números são formados exceto que eles satisfazem todas as leis ordinárias da álgebra, excluindo a lei comutativa da multiplicação (Dirac, 1926b, p. 562).

Qual teria sido, então, a contribuição da mecânica de matrizes? Apenas algébrica? Ou ele ainda aguardava quais seriam as demais consequências dessa proposta, especialmente as conceituais; ou, nesse momento, ele realmente enxergava nela não mais do que um formalismo matemático. De qualquer maneira, a resposta a essas questões não é o mais importante, o fato era que, intencionalmente ou não, a partir de agora estava aberta uma das frentes de discussão com as quais se chegaria até a teoria da transformação. Portanto, ao buscar compreender precisamente qual deveria ser a relação da notação dos q-números com a estrutura não comutativa sugerida por Heisenberg, além de ter fixado, ao menos no seu próprio horizonte, essa questão, assim como ela havia sido concebida originalmente por Heisenberg, isso também formulava uma segunda — agora, apenas especulativa — de qual seria a relação entre os c-números e os q-números, entre experimento e teoria, ponto do qual se constitui a visão de Dirac com relação à mecânica quântica. De fato, como vimos antes, esta seria uma das respostas encontra-

das pela teoria da transformação, a fim de estabelecer uma conexão adequada da teoria com os dados experimentais; e a mecânica de matrizes, nesse sentido, ainda não parecia ter esclarecido esse processo. Vejamos o que dizem, pois, os textos. Ou seja, apesar de ainda ser bastante rudimentar, o papel ocupado pela nomenclatura dos q -números induz a questão anterior: “No sentido de ser possível obter resultados, comparáveis com a experiência, de nossa teoria, devemos ter algum meio de representar os q -números por meio dos c -números, tal que possamos comparar esses c -números com valores experimentais” (Dirac, 1926b, p. 563); esse artigo foi recebido em 22 de janeiro de 1926. Ainda, logo a seguir, ele menciona existir no *Drei-Männer-Arbeit* uma possível representação para os q -números; contudo, nessa mesma passagem, afirma ser “preferível” [*It seems preferable*] tomar a não comutatividade e as condições quânticas como sendo as propriedades dos q -números, sem explicar o que isso representaria na prática, mas cuja razão seria a de que, através dessa escolha, um “ q -número, portanto, ainda possuiu um significado e pode ser usado na análise quando não for múltiplo periódico, embora não haja presentemente qualquer modo de representá-lo por um c -número” (Dirac, 1926b, p. 563). Na teoria da transformação, artigo recebido em 2 de dezembro de 1926, Dirac apresenta o principal resultado deste trabalho: “A teoria mostra que esses q -números podem, em geral, ser representados por matrizes cujos elementos são c -números” (Dirac, 1927b, p. 621). Como se sabe, entre uma data e outra, Schrödinger apresentaria seus trabalhos, trazendo as peças faltantes nesse quebra-cabeça. Ao insistir nos q -números, Dirac recupera esse ponto de partida acerca da não comutatividade, a partir do qual seria possível compreender, mais tarde, a relação entre as mecânicas matricial/ondulatória e, por conseguinte, trazer mais informações sobre a clássica/quântica⁵⁹. Com efeito, as dificuldades

59. Realmente, é muito interessante perceber como essas diversas construções inovadoras, a respeito da teoria quântica, puderam ser realizadas, seja a partir da versão matricial, seja da ondulatória, sem que, para tal, fosse necessário responder questões tão fundamentais como a relação entre grandezas não comutativas

com a introdução da teoria de matrizes geraram repercussões negativas na visão de muitos pesquisadores, entretanto, no caso de Dirac, essa recusa era de uma natureza distinta, como defende a seguinte análise feita por Jagdish Mehra (2001c, p. 681):

Álgebra não comutativa era uma ideia estranha naqueles dias, embora não devesse ser muito, porque os quatérnions existiam há um longo tempo e os cálculos matriciais, certamente na matemática, eram usados amplamente. No início, Dirac mesmo não reconheceu que sua álgebra do q-número era exatamente equivalente à álgebra matricial. Afinal, ele não gostou da álgebra matricial de Heisenberg tanto assim. A aproximação de Dirac usando q-números parecia a ele ser diferente das regras que Heisenberg tinha usado em seu primeiro artigo, assim como a da aproximação de Born e Jordan empregando representações por matrizes, tomando as matrizes mesmas como fundamental. Ele reconhecia que a coisa mais importante era a não comutação, a qual tinha ocupado Heisenberg muito no começo.

Uma tarefa mais complexa seria determinar quais motivos levaram Dirac a se incomodar com a formulação matricial, bem como especificar por qual razão a nomenclatura dos q-números surge a fim de ocupar essa possível cisão com os trabalhos de Born, Heisenberg e Jordan. Todavia, para nossa análise, basta termos ciência, primeiro, de que não é uma estratégia absolutamente estranha ao pensamento de Dirac chegar até consequências fundamentais insistindo no uso preciso de uma notação, um caminho explorado muito bem em seus estudos, como vimos na seção anterior; e, segundo, que a nomenclatura dos q-números, cuja importância para a teoria da transformação é algo fora de questão, surgiu, de fato, relativamente muito cedo em seus artigos. De modo geral, a não comutatividade e os q-números foram duas ideias que impreterivelmente retornavam em seus artigos e, quase sempre, juntas, sobretudo quando Dirac discutia as formulações contidas no *Drei-Männer-Arbeit*. Vejamos, então, como essa notação foi sendo ressignificada até chegar à teoria da transformação. Com efeito, seu próximo

e valores experimentais; ou, de modo inverso, seria possível compreender o quão fundamental eram tais questionamentos antes desses trabalhos?

texto científico (Dirac, 1926c) começaria com a apresentação dos q -números, seguida de uma discussão a respeito de suas possíveis interpretações, considerando, como dissemos outras vezes, a distância cada vez maior entre as mecânicas clássica e quântica:

A única justificativa para os nomes dados às variáveis dinâmicas está na analogia com a teoria clássica, *e.g.*, caso diga-se que x , y e z são coordenadas cartesianas de um elétron, isso significa apenas que x , y e z são q -números, os quais aparecem na solução quântica do problema de maneira análoga às coordenadas cartesianas do elétron na solução clássica. Pode acontecer que dois ou mais q -números sejam análogos à mesma quantidade clássica (a analogia sendo, é claro, imperfeita e sob diferentes aspectos para os diferentes q -números) e, portanto, justificam o mesmo nome (Dirac, 1926c, p. 281).

Como podemos observar nessa passagem, além de procurar por uma justificativa com o objetivo de continuar utilizando a nomenclatura dos q -números, as possíveis relações mais específicas destes com a não comutatividade e com as grandezas físicas ainda são bastante incertas. De fato, como a própria sequência da análise mostra, essa indeterminação acontece porque nem todas as grandezas são não comutativas, aliás, apenas em alguns casos elas o são, como as condições quânticas, desde o início, haviam deixado evidente. Porém, a mesma grandeza poderia participar simultaneamente de operações algébricas comutativas e não comutativas, por exemplo, quando $q_r p_s - p_r q_s = 0$ ($r \neq s$) ou $q_r p_r - p_r q_r = i\hbar 2\pi$. Essa dificuldade só poderia ser solucionada quando houvesse uma separação efetiva entre, de um lado, a *representação matricial* dada a uma grandeza física e, de outro lado, o significado dos seus respectivos *elementos de matriz* associados, um fato essencial na teoria da transformação. No próximo artigo (1926d), chamado de “Mecânica Quântica Relativística”, como seu nome não deixa dúvidas, serão tratados tópicos envolvendo a teoria da relatividade. Com isso, após uma rápida apresentação dos q -números na introdução, e antes de sua análise ter início, essa nomenclatura passaria a exercer um papel absolutamente central à pesquisa: “O princípio da relatividade exige

que o tempo deva ser tratado da mesma maneira que outras variáveis, e ele deve portanto ser um q -número [*must therefore be a q -number*]” (Dirac, 1926d, p. 407). Nessa altura, a notação dos q -números articulam, essencialmente, todos os aspectos relacionados com a mecânica quântica e, de certo modo, parecem se estender à teoria da relatividade especial, ainda que não tenha respondido às questões sugeridas quando esta distinção entre os números foi introduzida; no entanto, como discutimos em outro momento, esse texto chegaria até a equação de Klein-Gordon, um passo a ser recuado justamente em razão da teoria da transformação. Pouco mais tarde, ainda, por meio de um “comunicado” (1926f) entregue por Fowler, com o nome de “Sobre a Álgebra Quântica”, Dirac realiza, em tom de divulgação científica, uma abordagem na qual demonstra a necessidade de se introduzir a lei não comutativa na teoria quântica, e, logo em seguida, apresenta os q -números. No entanto, esse texto é interessante porque retrata muito claramente, na visão de seu autor, quais são as principais dificuldades, nesse momento, com relação à mecânica quântica, que, para serem solucionadas, dependem fortemente, é claro, de uma explicação dos q -números, pois, em resumo, não há como separá-los dos c -números: “Ambos q -números e c -números podem ocorrer juntos na mesma parte da análise, e mesmo na própria equação, como números de dois tipos podem ser adicionados juntos ou multiplicados” e, com isso, mais adiante, afirma que: “O desenvolvimento da álgebra dos q -números tem sido até o presente grandemente prejudicado pelo fato de que não há uma definição geral de uma função para uma variável q -número” (Dirac, 1926f, p. 412). O comunicado foi recebido em 17 de julho de 1926, próximo à sua viagem para Copenhague e, não obstante esta experiência tenha sido decisiva, não há como negar o fato de Dirac já ter em mente, antes dela, o que precisaria ser feito a fim de chegar à teoria da transformação; com efeito, esse mesmo texto ainda discutiria as chamadas variáveis canônicas, outro tema central para esta teoria.

O artigo seguinte (1926g), “Sobre a Teoria da Mecânica Quântica”, ultrapassaria em muito os seus anteriores, trazendo diversos resultados extremamente relevantes à física de modo geral, sobretudo quando trata da estatística de Bose-Einstein, além de mostrar suas primeiras e boas impressões a respeito da teoria de Schrödinger, rapidamente assimilada em suas conjecturas através da equação de onda:

$$\left\{ H \left(q_r, ih \frac{\partial}{\partial q_r} \right) - W \right\} \psi = 0. \quad (1.18)$$

Todavia, a notação dos q-números continua a ser o principal elemento de articulação de suas ideias (Dirac, 1926g, p. 662):

Schrödinger toma os valores dos parâmetros W , para os quais existe uma ψ satisfazendo (1.18) que seja contínua, de valor-simples e limitada através de todo o q-espaço como sendo os níveis de energia do sistema, e mostra que quando a solução geral de (1.18) é conhecida, matrizes para representar os p_r e q_r podem ser facilmente obtidas, satisfazendo todas as condições que elas precisam satisfazer de acordo com a mecânica matricial de Heisenberg, e consistentemente com os níveis de energia previamente encontrados. A equivalência matemática das teorias é, portanto, estabelecida.

Contudo, se a mecânica ondulatória de Schrödinger trazia um certo otimismo, pelo fato de mostrar novos conceitos em benefício da quântica, as dificuldades com a versão matricial pareciam se aprofundar cada vez mais:

A nova mecânica do átomo introduzida por Heisenberg tem por base a pressuposição de que as variáveis que descrevem um sistema dinâmico não obedecem a lei comutativa da multiplicação, mas, em vez disso, satisfazem certas condições quânticas. Pode-se construir uma teoria sem se conhecer nada sobre as variáveis dinâmicas, exceto as leis algébricas às quais devem elas estar sujeitas, e consegue-se mostrar que elas podem ser representadas por matrizes sempre que um conjunto de variáveis uniformes para o sistema exista. Pode ser mostrado, entretanto, [...] que não existe um tal conjunto de variáveis uniformes para um sistema contendo mais do que um elétron, resultando que a teoria não pode progredir muito longe nessa linha” (Dirac, 1926g, p. 661).

O artigo anuncia, na prática, quase todas as questões que serão respondidas pela teoria da transformação, mas isso só acontece por duas razões. A primeira, evidentemente, é o fato de a teoria de Schrödinger sugerir, ao menos através dessa versão ondulatória, uma possível conexão entre os valores contínuos e as representações matriciais das grandezas físicas. Porém, uma segunda, mais importante para o caminho escolhido por Dirac em direção à teoria da transformação, é o fato de ele mesmo estar reelaborando, independentemente e há algum tempo, todas essas questões centrais a respeito de qual seria a interpretação adequada dos trabalhos de Heisenberg. Com efeito, ainda em (Dirac, 1926g, p. 665), apesar de reconhecer a “equivalência matemática”, ele destaca as dificuldades *conceituais* envolvidas tanto a partir da versão de Heisenberg em direção à de Schrödinger: “A representação matricial que obtivemos não é única, já que qualquer conjunto independente de autofunções ψ_n também fornecerá uma outra”, quanto no caminho inverso: “Mostramos, portanto, que, com as ψ 's escolhidas desse modo, as matrizes satisfazem todas as condições da mecânica matricial de Heisenberg, exceto a condição de que as matrizes que representam quantidades reais sejam hermitianas”. A segunda dessas dificuldades, como vimos na seção anterior, estará no ponto de partida da teoria da transformação, e a primeira delas, no de chegada. De fato, um dos passos decisivos, nesse caso, será exatamente a generalização do que foi denominado há pouco de “q-espaço” a todas as grandezas representadas por q-números, isto é, Dirac define dois espaços vetoriais e, a partir disso, estuda qual seria a relação entre os q-números e c-números. Já em seu último trabalho publicado antes da teoria da transformação, Dirac volta a tratar do efeito Compton, dessa vez, acusando a teoria matricial de ser um “pouco artificial” [*rather artificial*], em vista da simplicidade do formalismo de Schrödinger em comparação com o de Heisenberg: “Um método mais natural e mais fácil de se compreender a fim de obter as matrizes foi encontrado pela mecânica ondulatória de

Schrödinger” (Dirac, 1927a, p. 500). Apesar disso, o artigo ainda tem em vista o uso exaustivo da análise matricial, como fica evidente na seção chamada “§5. *Interpretação Física dos Elementos de Matriz*”. A trajetória dos q-números, cujo início encontra-se ainda com a ideia de não comutatividade de Heisenberg, chega, pois, ao seu ponto mais alto na própria teoria da transformação, apresentada no artigo (Dirac, 1927b), no qual a pergunta pela conexão entre as grandezas canônicas e suas conjugadas será respondida através do estudo do q-espço, originando, com isso, a interpretação dos elementos da matriz de transformação como autofunções da equação de onda de Schrödinger.

Com efeito, este é um dos melhores exemplos de como Dirac rearticulava ideias físicas e matemáticas em seus trabalhos, conduzindo, assim, sua própria visão sobre a mecânica quântica e a física em geral. Através dessas múltiplas exposições dos q-números, revistas agora por nós, ele construía suas próprias perguntas a respeito da teoria quântica, as quais eram elaboradas e reelaboradas sucessivamente e, apesar de não terem encontrado respostas adequadas em nenhuma das etapas anteriores à teoria da transformação, mostrar-se-iam, ao fim, essenciais para que chegasse até esta. Movimento muito semelhante estará envolvido na elaboração da teoria do elétron, quando Dirac recusará de maneira contundente, dessa vez, as interpretações usuais da quântica relativística, sobre o que falaremos detalhadamente no próximo capítulo. Por enquanto, o mais importante é compreender quais foram os elementos responsáveis pelo desenvolvimento da teoria da transformação, passo decisivo em direção à própria equação do elétron. De fato, o primeiro conceito essencial, como vimos, foram as chamadas condições quânticas, uma vez que elas determinavam quais eram as operações que deveriam ser adotadas entre as grandezas físicas, em especial, agrupando, de um lado, as multiplicações comutativas e, de outro lado, as não comutativas. Apesar de Dirac considerá-las, em seus trabalhos, como sendo uma “analogia” com as igualdades de Poisson da mecâ-

nica clássica, as relações quânticas sempre estiveram, de algum modo, no fundamento da teoria quântica, não por outra razão, desde há muito encontradas sob outras formas: como hipótese, proposição, postulado etc., sem justificativa *a priori* a não ser a de fornecerem consequências experimentalmente corretas. De modo geral, dado um sistema físico, como o átomo de hidrogênio, as condições quânticas mostravam como sua respectiva equação do movimento deveria ser modificada a fim de se alcançar respostas físicas satisfatórias a esse problema. No entanto, isso exhibe suas diferenças em comparação com o segundo conceito essencial à teoria da transformação, isto é, os q-números, cuja formulação relaciona-se de maneira muito direta com o surgimento das ideias iniciais de Heisenberg, até mesmo identificando-se com estas. Ou seja, enquanto as condições quânticas haviam sofrido diversas reformulações ao longo da história da quântica, transformando-se, nesse sentido, em fio condutor dos resultados passados dessa teoria, aquela notação, por sua vez, foi uma ferramenta decisiva com respeito à articulação dos conceitos mais recentes da mecânica quântica, não obstante apenas em sua última versão tenham contribuído para a expressão das próprias condições quânticas. À nossa análise, é interessante perceber essas diferenças pois elas revelam o elevado refinamento conceitual atingido em cada caso, isto é, enquanto as condições quânticas tornaram-se um dos fundamentos da nova mecânica quântica, os q-números, após ajudarem a discutir como todos os resultados atuais se correlacionavam entre si e com a teoria de modo geral, terão, por assim dizer, sua tarefa encerrada. Isso nos ajuda a compreender outra diferença marcante na abordagem de ambos elementos no decorrer dos trabalhos de Dirac, qual seja, enquanto as múltiplas especulações acerca do significado dos q-números, bastante imprecisas inicialmente, alcançam uma solução satisfatória com a formulação de Schrödinger; a interpretação dos princípios quânticos não será objeto de discussões mais profundas em nenhum período específico, exceto com respeito à maneira como poderiam

ser expostos. Contudo, não será necessária uma análise exaustiva de como as condições quânticas foram sendo discutidas ao longo dos artigos científicos para notarmos essa diferença. Basta verificarmos sua primeira exposição feita através das relações (1.16) e (1.17), desenvolvida em (Dirac, 1925c, pp. 647-650), seu primeiro artigo após ter recebido o texto de Heisenberg em 1925; portanto, antes de o *Drei-Männer-Arbeit* ter chegado até as condições quânticas e de qualquer possível conjectura sobre os q-números ter sido feita. Tal exposição seria reescrita *ipsis litteris* em todos os seus trabalhos seguintes, cuja análise se tornaria o ponto de partida de todos eles. Em seu artigo seguinte (Dirac, 1926b), por exemplo, sua primeira tentativa de articular a teoria quântica com os q-números, o papel das condições quânticas seria discutido tendo em vista as chamadas grandezas canônicas, reescrevendo-as em analogia direta com as igualdades de Poisson da mecânica clássica (Dirac, 1926b, p. 564):

As condições pelas quais um conjunto de variáveis Q_r e P_r serão canônicas são definidas serem tais que das relações conectando as Q_r e P_r com as q_r, p_r (as quais são dadas como canônicas) pode-se deduzir as equações

$$\begin{aligned} [Q_r, Q_s] &= 0, & [P_r, P_s] &= 0, \\ [Q_r, P_s] &= 0 \quad (r \neq s) \quad \text{ou} \quad 1 \quad (r = s). \end{aligned}$$

Poderia-se calcular os P. B. [*Poisson Brackets*] das duas funções de Q_r, P_r , ou trabalhando inteiramente nas variáveis Q_r, P_r , ou primeiro substituindo estas variáveis em termos de q_r, p_r . As relações conectando Q_r, P_r com q_r, p_r podem ser colocadas na forma

$$Q_r = bq_r b^{-1}, \quad P_r = bp_r b^{-1},$$

onde b é um q-número que determina a transformação, mas essas fórmulas não parecem ser de grande valor prático [*these formulae do not appear to be of great practical value*].

Dirac não poderia estar mais perto da teoria da transformação do que isso. Contudo, sua tentativa, neste artigo, era justamente a de compreender qual deveria ser a re-

lação entre as físicas clássica e quântica, e a única interpretação disponível das variáveis canônicas — sem que tivesse os trabalhos de Schrödinger à disposição — era, evidentemente, a clássica. Nesta última, por sua vez, a transformação canônica não significava qualquer alteração conceitual na análise de um sistema físico, um resultado importante porque fornecia liberdade na escolha de um conjunto de variáveis mais conveniente à descrição de cada problema e, muitas vezes, essa era a única maneira de se obter uma solução matematicamente tratável. A discussão desse pressuposto clássico, no entanto, reforça o papel dado, mais tarde, aos estudos sobre os q-números, a fim de colocar em evidência a relação entre a escolha das variáveis canônicas e as matrizes diagonais. De fato, as transformações canônicas, apesar de serem conhecidas na mecânica clássica, precisariam ainda ganhar uma nova estrutura conceitual antes de serem incorporadas pela teoria quântica, como o físico London havia procurado demonstrar neste mesmo ano de 1926, questão já comentada rapidamente aqui em nosso trabalho. Ainda sobre o artigo (Dirac, 1926b), Jagdish Mehra (2001c, p. 681) observa que Dirac “escreveu sua hamiltoniana pela simples substituição das variáveis posição e momento, na hamiltoniana clássica, pelos q-números, e prosseguiu para obter a fórmula de Balmer”. Contudo, o estabelecimento de uma relação tão direta entre as hamiltonianas nos casos clássico e quântico só poderia ser justificada tendo-se em vista um único argumento, qual seja, o fato de que por essa via era possível, através dos esquemas formais construídos naquele mesmo artigo, chegar a resultados que “estavam proxicamente relacionados com os experimentos” (Mehra, 2001c, p. 681). Portanto, se, de um lado, era bastante evidente a necessidade de se obter uma relação com a física clássica, pois a nova mecânica quântica deveria responder os dados experimentais, assim como qualquer outra teoria, por outro lado, até que o papel das transformações canônicas fosse compreendido, o que só aconteceria definitivamente com a teoria da transformação, ainda seria preciso obter, de

fato, diversas reinterpretações dos pressupostos clássicos — algumas das quais seriam indicadas só pelo *Drei-Männer-Arbeit* —, e no caso do (Dirac, 1926g), em particular, a de que não há uma simples transposição das funções desempenhadas pelas transformações canônicas do caso clássico para o quântico.

Uma vez que acabamos de analisar como dois conceitos centrais da teoria da transformação foram apropriados diretamente nos artigos de Dirac, é bastante oportuno ressaltarmos a *forma* como esse processo aconteceu. Isto é, após entrar em contato com as primeiras ideias de Heisenberg, dentre as quais havia chamado muito a atenção de Dirac o fato de a quântica exigir uma álgebra não comutativa, em todos os seus artigos posteriores ele jamais deixaria de contextualizar seus resultados com relação ao panorama geral das pesquisas, indicando, desse modo, quais eram as questões que poderiam ser respondidas e quais ainda estavam em aberto naquele exato momento. Cabe ressaltar, novamente, que tais investigações mais amplas podiam se estender por diversos artigos e por tempo considerável, assim como aconteceu com as múltiplas discussões em torno dos q-números; ademais, geralmente elas eram realizadas nas introduções dos artigos, quase sempre paralelamente às abordagens principais apresentadas neles. Com isso, apesar de suas pesquisas trazerem uma série de descobertas importantes à física quântica, algumas das quais tornar-se-iam contribuições decisivas à teoria atômica, como foi, por exemplo, a estatística de Fermi-Dirac, elas nunca chegaram a ocultar a necessidade de se avançar no estudo dos *fundamentos*. Ainda que a partir da aceitação de certas proposições decorressem confirmações de fatos teóricos, como a explicação das séries de Balmer (Dirac, 1926b), ou de conclusões experimentais, como novas explicações do efeito Compton (Dirac, 1927a), nada disso seria o suficiente para considerá-las precipitadamente como alicerces da teoria, caso esta última não fosse internamente consistente. *A mecânica quântica exhibia tais inconsistências porque suas duas versões não dialogavam claramente*

entre si; enquanto a mecânica quântica relativística, pelo fato de não se adequar à teoria da transformação. A nosso ver, essa maneira de conduzir as abordagens explica sua recusa da equação de Klein-Gordon, mais do que a confiança que certamente tinha na teoria da transformação, não obstante essas possam ser razões concorrentes. De qualquer modo, nossa análise demonstra como todo esse período anterior à teoria da transformação foi extremamente relevante ao pensamento intelectual de Dirac, não apenas com respeito aos seus estudos na física quântica, mas para a consolidação de um modo particular de fazer ciência, até mesmo paradoxal, já que, ao mesmo tempo em que tinha a necessidade de contextualizar suas descobertas com as realizadas por outros pesquisadores, ele não assinaria publicações conjuntas com nenhum outro cientista. Desse modo, podemos encontrar as seguintes linhas de estudo que certamente se desenharam através desse formato ao longo do período de 1925 a 1927: todos os seus artigos discutem a álgebra não comutativa e os princípios quânticos; todos esses textos, exceto o primeiro (Dirac, 1925c), fazem especulações a respeito dos q -números; todos fazem considerações envolvendo relações entre as físicas clássica e quântica; em menor número, houve algumas tentativas de se apresentar uma quântica relativística. Neste último caso, vale destacar que Dirac chega a propor “a extensão da mecânica quântica aos sistemas para os quais a hamiltoniana envolve o tempo explicitamente e à mecânica relativística” (Dirac, 1926d, p. 407), mas, por fim, considera que “as exigências do princípio da relatividade restrita não serão completamente satisfeitas, devendo-se à parte singular tomada pelo tempo t como [sendo] uma variável uniforme” (Dirac, 1926d, p. 412). Além de coordenar esse conjunto de ideias fundamentais, ele publicaria, ainda em maio de 1926, sua dissertação chamada *Quantum Mechanics*, a qual, pouco mais tarde, daria origem ao seu famoso livro *The Principles of Quantum Mechanics*, referência até os dias de hoje sobre a teoria quântica. A seguir, reproduzimos a página de rosto, sumário e prefácio dessa dissertação,

nas Figuras 1.6, 1.7 e 1.8, respectivamente. Considerando a relação dos temas apresentados neste trabalho, veja a Figura 1.7, percebe-se claramente sua tentativa de apresentar uma visão unificada da mecânica quântica, especialmente porque Dirac escolhe discutir dois problemas exemplares: o átomo de hidrogênio e o efeito Compton. Observe que esses dois temas serão os protótipos das seguintes questões na teoria da transformação: o primeiro, com relação ao tratamento das grandezas discretas; e o segundo, das grandezas contínuas. Sobre o prefácio de sua dissertação, em especial, além de realizar um excelente resumo dos principais resultados acerca dos *fundamentos* da mecânica quântica, nele são apontados autores (e respectivos artigos) cuja contribuição foi significativa até aquele momento⁶⁰. De fato, se Dirac não poderia deixar de fazer menção ao *Drei-Männer-Arbeit*, com o qual confrontava algumas de suas próprias ideias, também não esqueceria de citar o primeiro artigo de Heisenberg de 1925. Isso revela que, de acordo com sua perspectiva, a teoria matricial não deveria ser tomada como a descrição definitiva da mecânica quântica, como, realmente, não foi.

De toda a análise realizada por nós até agora, pode-se concluir que a ressignificação de dois elementos conceituais absolutamente decisivos à rearticulação feita por Dirac, com a qual ele chegaria à teoria da transformação, só teve início depois de a proposta de uma mecânica quântica ter sido defendida por Heisenberg: os princípios quânticos e os *q*-números. Enquanto este segundo é uma interpretação pessoal de Dirac com respeito à álgebra não comutativa, o primeiro é uma tentativa de se reformular a teoria na ausência

60. Não há qualquer menção a Schrödinger no prefácio, curiosamente, apesar de a versão ondulatória da mecânica quântica encontrar-se dividida em três artigos, dos quais o primeiro havia sido apresentado em janeiro de 1926. Sobre isso, Jagdish Mehra comenta o seguinte: “A análise dos trabalhos de Schrödinger em 1925 — os artigos publicados, assim como os estudos contidos em anotações pessoais ou indicados em cartas a colegas — [...] reduz, portanto, o período crucial de invenção da equação de onda não relativística para aproximadamente seis semanas. Ou seja, Schrödinger começou a trabalhá-la depois de 16 de dezembro de 1925 e a completou com a submissão do primeiro artigo em 26 de janeiro de 1926” (Mehra, 2001e, p. 773). No entanto, apenas em seu terceiro artigo, Schrödinger apresenta a equivalência matemática entre a sua versão e a de Heisenberg, e este seria publicado, assim como a dissertação de Dirac, em maio de 1926. De qualquer modo, em agosto desse ano, Dirac reconhece: “Um novo desenvolvimento da teoria foi dado recentemente por Schrödinger” (Dirac, 1926g, p. 661).

do princípio da correspondência. Dessa maneira, todas as ferramentas necessárias para que a teoria da transformação pudesse ser encontrada já existiriam nessa época, caso possamos incluir as versões matricial e ondulatória nesse mesmo conjunto. No entanto, aquele que seria o último passo realizado por Dirac nessa direção não surge explicitamente em momento algum no decorrer dessa história: a função $\delta(x)$. Até mesmo em seu artigo anterior (1926g), no qual Dirac formula muito claramente quais são as questões que precisam ser consideradas, antes de efetivamente respondê-las no artigo seguinte, não encontraremos qualquer menção à função $\delta(x)$. Como, então, seria possível determinar a origem desse terceiro conceito basilar da teoria da transformação, especialmente pelo fato de ele ser responsável por conduzir toda a linguagem matemática? As soluções dadas a essa pergunta, ainda que não sejam excludentes entre si, divergem consideravelmente. Sobre esse aspecto, faremos uso das seguintes análises feitas por duas de nossas principais referências sobre a história da quântica, a saber, Jagdish Mehra e Max Jammer. Com respeito à importância da função $\delta(x)$ à teoria da transformação, o primeiro autor não parece ter dúvidas de que “o principal passo de Dirac foi a introdução da função δ como uma ferramenta matemática” (Mehra, 2001c, p. 685) e, ainda, sobre as razões que o levaram a enfrentar as dificuldades envolvidas nessa decisão, diz o seguinte: “introduzindo a função δ , a qual colocava muitos problemas aos matemáticos, Dirac criou um poderoso método similar às transformações da velha teoria hamiltoniana. Dirac agora sentiu, muito justificadamente, que o novo esquema poderia, de fato, substituir a dinâmica clássica” (Mehra, 2001c, p. 686). Já em outra análise, feita em seu trabalho com Rechenberg, Mehra acredita que o físico inglês tenha se aproximado “gradualmente” em direção a essa função, e dois artigos anteriores (Dirac, 1926g; 1927a) são usados para apoiar essa conclusão. Assim, os autores (Mehra & Rechenberg, 1978, p. 80, vol. 6) destacam, com relação ao primeiro desses textos, a seguinte passagem:

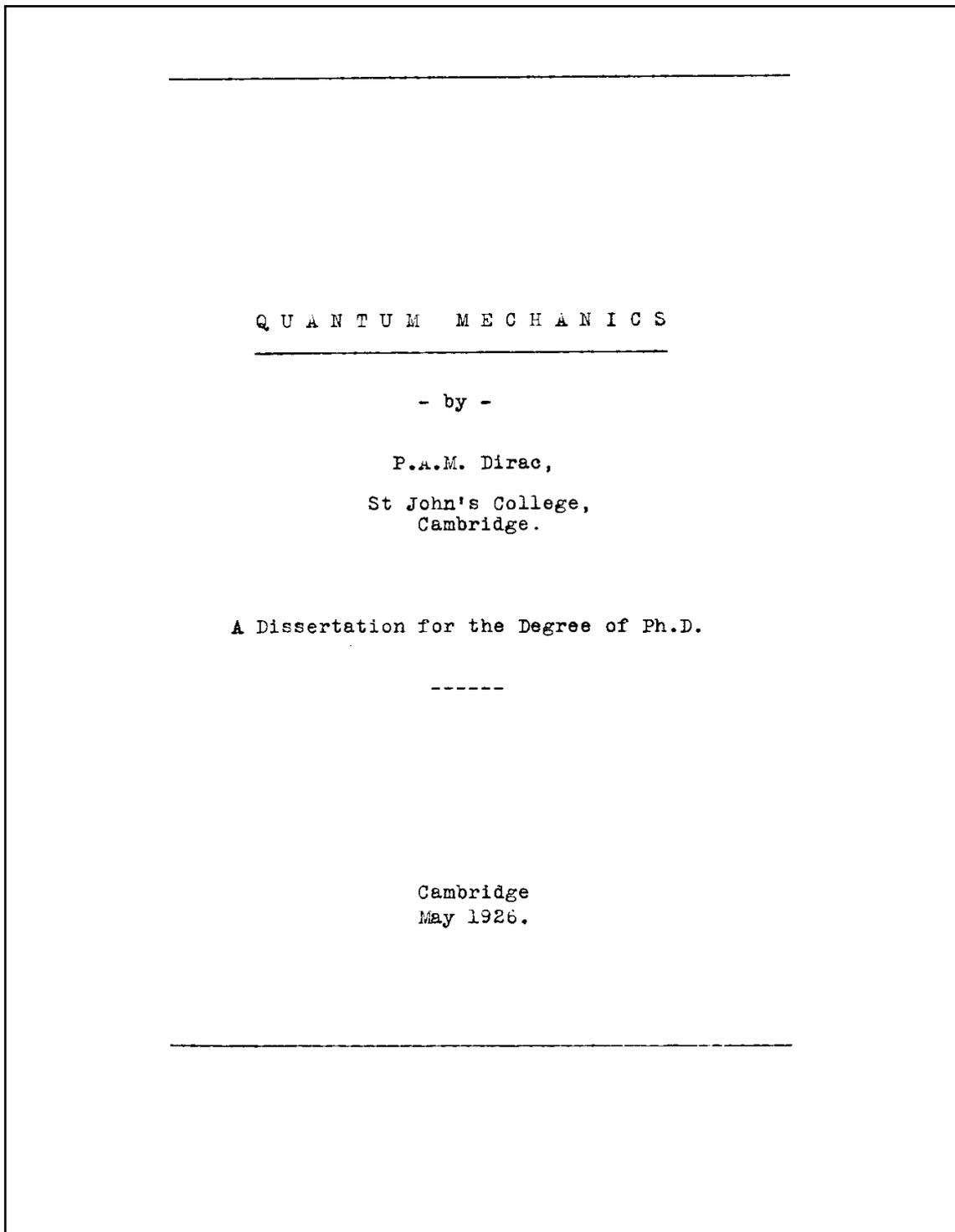


Figura 1.6 Abertura da dissertação escrita por Paul Dirac em 1926, fonte: (Dalitz, 1995, p. 159).

C o n t e n t s .			

	Preface		
§1	Introduction and Summary	page	1
§2	Algebraic Axioms		5
§3	Functions of a q-number Variable ...		10
§4	Differential Coefficients		16
§5	On q-numbers		24
§6	Application to Dynamics		30
§7	Multiply Periodic Systems		37
§8	Motion of a Particle in a Central Field		44
§9	Motion of a Particle in a Central Field: the Angle Variables.		52
§10	Orbital Motion in the Hydrogen Atom		61
§11	Frequencies of the Hydrogen Spectrum		70
§12	The Elimination of the Nodes ...		77
§13	Systems with more than two Electrons		86
§14	The Boundary Values of the Action Variables		90
§15	The Anomalous Zeeman Effect		95
§16	The Relative Intensities of the Lines of a Multiplet		97
§17	Quantum Time		102
§18	Dynamics of Moving Systems		108
§19	Relativity Quantum Mechanics ...		114
§20	Theory of Compton Scattering ...		120
§21	Intensity of the Scattered Radiation		128
§22	Comparison with Experiment (Compton Scattering)		133

Figura 1.7 Sumário da dissertação escrita por Paul Dirac em 1926, fonte: (Dalitz, 1995, p. 160).

P r e f a c e .

The modern theory of quantum mechanics was introduced by Heisenberg in a paper in the Zeits. f. Phys. vol.33, p.879 (1925). The following dissertation is a development of this theory from a slightly different point of view from that of Heisenberg's paper. The theory has been developed independently from Heisenberg's original point of view by Born and Jordan (Zeits. f. Phys. vol.34, p.858, 1925); Born, Heisenberg and Jordan (Zeits. f. Phys. vol. 35, p.557, 1926) and Pauli (Zeits. f. Phys. vol.36, p.336, 1926). The general quantum conditions have been obtained independently by Born, Heisenberg and Jordan, by Kramers (Physica vol.5, p.369, 1925) and by the present author. The frequencies of the Balmer lines of hydrogen have been obtained independently by Pauli and the present author.

Figura 1.8 Prefácio da dissertação escrita por Paul Dirac em 1926, fonte: (Dalitz, 1995, p. 161).

Em vez de um conjunto discreto de autofunções ψ_n , pode existir um conjunto contínuo $\psi(\alpha)$, dependendo de um parâmetro α , satisfazendo a equação diferencial para todos os valores de α em um certo domínio, no qual o caso da soma em $[\psi = \sum c_n \psi_n]$ pode ser substituída por uma integral $\int c_\alpha \psi(\alpha) d\alpha$,* ou simultaneamente um conjunto discreto e um conjunto contínuo podem ocorrer juntos (Dirac, 1926g, p. 664),

e, ainda mais importante, seria a nota remissiva do trecho anterior:

* A solução geral pode conter quantidades tais como ψ_α e $\partial\psi_\alpha/\partial\alpha$, as quais satisfazem a equação diferencial [de Schrödinger], mas que não podem ser colocadas estritamente na forma $\int c_\alpha \psi(\alpha) d\alpha$, embora elas possam ser reconhecidas como os limites de séries de quantidades que são dessa forma.

Com respeito ao artigo seguinte (Dirac, 1927a), a seguinte passagem é lembrada por Mehra e Rechenberg:

[...] $\partial\psi_\alpha/\partial\alpha_r \cdot \psi_\alpha$ é da forma

$$-i \int \int \int c(\alpha', \alpha) \psi_{\alpha'} d\alpha'_2 d\alpha'_3 d\alpha'_4,$$

onde $c(\alpha', \alpha)$ é uma certa “função” muito descontínua de $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4$ e $\alpha'_2, \alpha'_3, \alpha'_4$, a qual é igual a zero exceto quando $|\alpha_2 - \alpha'_2|, |\alpha_3 - \alpha'_3|$ e $|\alpha_4 - \alpha'_4|$ são muito pequenos, e é muito larga e positiva quando α'_r é um pouco maior [*little greater*] do que α_r , e muito larga e negativa α'_r é um pouco menor [*little less*] do que α_r (Dirac, 1927a, p. 503).

De fato, existe uma ligação intrínseca entre os desenvolvimentos apresentados por Schrödinger e a necessidade de se buscar por uma solução próxima à função $\delta(x)$, portanto, em larga medida, o surgimento da mecânica ondulatória tem um papel fundamental no caminho encontrado por Dirac com respeito à sua análise discreto/contínuo da mecânica quântica. Igualmente, isso justificaria esse interesse mais específico ter surgido apenas em agosto de 1926, como parece mostrar essa análise de Mehra e Rechenberg, período no qual Dirac começaria a assimilar os trabalhos de Schrödinger; ademais, a função $\delta(x)$ era conhecida, aliás, suas dificuldades eram motivo de controvérsia entre

os matemáticos. Como discutimos na parte anterior desta seção, essa função estabelece uma certa analogia do caso discreto em direção ao contínuo, isto é, dada uma função $\psi(\alpha)$ definida apenas para um conjunto *discreto* de valores α' , faz-se necessário, a fim de estendê-la ao caso contínuo, considerar o que ocorre quando essa mesma $\psi(\alpha)$ passa a assumir valores em um intervalo contínuo. Nesse caso, é interessante que a $\psi(\alpha)$ assumia valores não nulos apenas em um intervalo no interior da região de $|\alpha - \alpha'|$ muito próxima de zero, e se anule fora desta. Ou, de outro modo, $\psi(\alpha)$ ainda terá os mesmos valores numéricos que assume em α' , como no caso discreto, contudo, ela deve se anular rapidamente quando os valores de α se afastarem de α' , pois, desse modo, o maior peso dado a essa solução continuará sendo $\psi(\alpha')$. Com isso, chega-se a uma definição “intuitiva” da função $\delta(x)$, entretanto, a formalização matemática de uma tal construção não seria nem um pouco simples, mesmo considerando o limite de outras séries de funções, ao que parece, o único modo de compreender a função $\delta(x)$ nessa época. Isso aumenta ainda mais o risco de se empregar essa alternativa, sobretudo pelo grande lugar que ocupa nas demonstrações feitas em sua apresentação da teoria da transformação. Nesse sentido, as passagens escolhidas por Jagdish Mehra mostram, sem dúvida, que Dirac havia compreendido a necessidade de se introduzir alguma articulação capaz de cumprir um papel semelhante à função $\delta(x)$; entretanto, sua importância, mais tarde, será em muito superior àquela dada agora nesses dois artigos, pois Dirac não chega a extrair resultados maiores por enquanto, sequer apresenta a definição mais precisa da função $\delta(x)$, a despeito de ser conhecida até mesmo entre os físicos⁶¹. O mais relevante dessas análises para nosso trabalho, porém, não é determinar quando exatamente Dirac decide-se pelo uso desta ou de outra ideia em particular — um exame bem mais difícil, a ser feito

61. “Embora a função δ esteja conectada com o nome de Dirac, ela tinha sido introduzida na física muito antes. Ela foi indicada por G. Kichhoff [...] e sugerida por O. Heaviside [...]; também P. Hertz” (Mehra & Rechenberg, 1978, p. 88, vol. 6).

através de uma literatura secundária, para além dos próprios textos científicos, assim como desenvolvem tão bem Mehra e Jammer em suas pesquisas — mas, em vez disso, pretendemos caracterizar esse ponto de vista amplo procurado em seus estudos, com o qual articula as teorias e traz avaliações *sempre* de conjunto, ou seja, concessões com respeito ao formalismo matemático, dentre as quais seu maior exemplo foi aceitar a função $\delta(x)$, só poderiam ser realizadas porque ele tinha em vista justificativas ainda mais fortes, tais como os resultados experimentais, os conceitos teóricos, a articulação geral de seus desenvolvimentos com outras teorias etc. Dessa maneira, ainda que Dirac tivesse em mente fazer uso da função $\delta(x)$, o que seria possível deduzir com base nas passagens anteriores; sua motivação encontrava-se essencialmente na necessidade de articular os desenvolvimentos entre as mecânicas matricial e ondulatória; logo, apenas quando aprofundou seus estudos acerca desta última, houve um salto qualitativo do papel exercido por essa ferramenta. Com efeito, ela surge apenas como uma nota explicativa em um primeiro artigo (Dirac, 1926g, p. 664); depois, novamente é sugerida no interior de uma discussão aparentemente especulativa (Dirac, 1927a, p. 503); e, por fim, seria o fio condutor de toda a estrutura matemática na teoria da transformação (Dirac, 1927b), não obstante, neste caso, tenha sido interpretada apenas como parte de uma “notação”. Observe que, assim como discutido anteriormente, a função $\delta(x)$ tem papel fundamental na teoria da transformação desde o começo, pois permitiu encontrar uma definição das matrizes no intervalo contínuo, de onde Dirac chega a fazer operações usuais da teoria do cálculo diferencial das funções contínuas, incluindo, assim, o uso de teoremas e das próprias “derivadas” da função $\delta(x)$, as quais não deixa de reconhecer que “são ainda mais descontínuas e menos ‘próprias’ do que a $\delta(x)$ mesma” (Dirac, 1927b, p. 625). Somente muitos anos mais tarde, um formalismo rigoroso de operações como estas últimas seria aceito pelos matemáticos; portanto, na época em que Dirac utilizou-se delas, teria

sido suficiente apenas o fato de serem úteis à sua interpretação da mecânica quântica? Talvez, mas para compreendermos o quão profundas eram todas essas dificuldades com a função $\delta(x)$, basta lembrarmos que, não por outra razão, foi justamente com a intenção de contorná-las que algumas das revisões mais importantes da mecânica quântica seriam feitas, dessa vez, pelos próprios matemáticos, dentre os quais quem mais se empenhou em *não* utilizar a função $\delta(x)$ seria von Neumann⁶².

A segunda análise que gostaríamos de trazer aqui, a respeito da relevância da função $\delta(x)$, foi realizada por Max Jammer e possuiu algumas diferenças significativas quando comparada com a que foi apresentada há pouco:

Embora Dirac, com sua característica modéstia, tenha declarado que sua teoria da transformação deva ser reconhecida meramente como uma generalização do artigo de Lanczos, ele certamente forneceu à sua teoria um novo e logicamente independente fundamento pela expressiva introdução de uma das mais úteis ferramentas matemáticas na teoria quântica: as famosas funções δ ou “função Dirac” como foi subsequentemente chamada. Seu interesse em operadores algébricos, seu estudo do operador de Heaviside do cálculo na teoria eletromagnética, seu treinamento como um engenheiro elétrico e sua familiaridade com os fundamentos da teoria moderna dos pulsos elétricos contribuíram todos para este feito (Jammer, 1966, p. 301).

Max Jammer, assim como Jagdish Mehra, apoia-se, é claro, em literatura secundária, a fim de justificar sua perspectiva; ademais, de modo bastante semelhante, ambos descrevem a origem da função $\delta(x)$ como sendo muito anterior ao momento no qual Dirac decide empregá-la, isto é, ela havia sido utilizada nos trabalhos de Huygens, em 1882, depois, com Kirchhoff e com Heaviside, em 1893, casos citados simultaneamente pelos dois historiadores⁶³. Todavia, o enfoque escolhido por cada um destes, com respeito à apropriação feita por Dirac, é, como vemos, completamente diferente. Ao passo que a

62. Cf. Jammer (1966, cap. 6) para uma excelente e não superficial discussão a respeito do formalismo matemático da mecânica quântica.

63. Cf. (Jammer, 1966, p. 301) e (Mehra & Rechenberg, 1978, p. 88, vol. 6).

primeira análise concentra-se na lógica interna da mecânica quântica; a segunda, por sua vez, destaca a experiência anterior de Dirac como sendo responsável por levá-lo a perceber a relevância dessa noção matemática. Com esta segunda proposta, no entanto, poder-se-ia, então, ao contrário do que foi afirmado por nós agora há pouco, acreditar que a função $\delta(x)$ e os desenvolvimentos diretamente relacionados com ela haviam chamado a atenção de Dirac em alguma data anterior a agosto de 1926, sobretudo em vista das experiências citadas por Jammer remontarem até os estudos de engenharia elétrica feitos por Dirac em sua graduação. Não existe, de modo forte, uma contradição aparente entre esses dois pontos de vista, o primeiro nos indicaria como surge a necessidade de se utilizar a função $\delta(x)$ diretamente nos trabalhos sobre mecânica quântica, considerando a própria lógica interna dessa teoria; enquanto o segundo destaca como a história intelectual de Dirac foi decisiva para que ele conhecesse os detalhes específicos dessa mesma função. Contudo, o modo pelo qual Max Jammer justifica sua visão nos será particularmente interessante. De um lado, ao trazer elementos da formação intelectual do teórico inglês, um tema indicado por nós anteriormente, Jammer faz uso de argumentos que são externos ao próprio desenvolvimento da mecânica quântica; por outro lado, essa opção reforça a existência de um método característico nos trabalhos de Paul Dirac, qual seja, o de articular ferramentas das mais diferentes áreas do conhecimento⁶⁴, assim como também destacamos antes acerca da influência da teoria da relatividade com respeito à teoria da transformação; dessa maneira, caracterizamos com mais precisão esse aspecto

64. De qualquer modo, a nosso ver, nenhum desses elementos seria suficiente para justificar a determinação com a qual Dirac decidiu empregar a função $\delta(x)$, não da maneira como fez em sua versão da teoria da transformação. Ambos historiadores concordam, nesse sentido, que esse passo não foi somente importante, mas decisivo, sem o qual a *forma* como Dirac expôs essa teoria perderia muito de sua relevância. Por esse caminho, ele foi capaz de mostrar, em seu próprio artigo, que sua versão teria vantagens consideráveis com respeito àquela apresentada por Jordan, pois fornecia clareza e poder de síntese superiores à versão deste; entretanto, caso estivesse apoiada em um elemento que, mais tarde, se provasse estar formalmente incorreto, isso conduziria a um evidente desastre. Sua intuição, porém, se mostrou correta, um fato que se repetiria ainda muitas vezes no futuro.

do pensamento de Paul Dirac que temos chamado de *visão de conjunto*. Afastando-nos, por um momento, da discussão central, com a qual procura-se responder como e por que Dirac decidiu empregar a função $\delta(x)$, seja a partir de sua formação intelectual, seja em vista de sua compreensão da lógica interna das teorias, o fato importante para nosso trabalho é o de que decisões tão fundamentais como esta só deverão ser tomadas por Dirac após uma ampla análise envolvendo, no mínimo, três elementos: dados experimentais, formalismo matemático e conceitos físicos, *cuja relevância nos estudos sempre obedecerá essa ordem*. Desse modo, ao considerar simultaneamente esses três elementos, Dirac parece encontrar certa liberdade a fim de articular localmente cada um deles — a exemplo da função $\delta(x)$ —, procurando obter uma teoria geral e consistente; mas, não obstante tenha se formado quase por completo nessa época, esse método, por assim dizer, produzirá consequências quase dramáticas apenas com a teoria do elétron, como será visto em nosso próximo capítulo.

Análises como as anteriores nos ajudam a caracterizar melhor o período histórico envolvendo a teoria da transformação, sem dúvida, um momento decisivo para a constituição da visão moderna da teoria quântica. Nesse sentido, independente das escolhas feitas por Dirac ou por Jordan, ambos buscavam uma nova formulação à mecânica quântica, sobretudo em vista das diferenças quanto aos tratamentos realizados pelas versões matricial e ondulatória. O fato é interessante porque mostra, em certa medida, como a expectativa inicialmente gerada com a mecânica quântica matricial havia sido frustrada. Sem isso é difícil compreender quais motivos levariam pesquisadores envolvidos tão diretamente com a teoria quântica, como eram Jordan, Dirac e London, a concentrarem esforços nessas pesquisas, afinal, a teoria da transformação, nesse primeiro momento, não trouxe muitos avanços com relação às explicações alcançadas individualmente com as teorias matricial ou ondulatória, mas apenas resolveria inconsistências internas entre

as duas. No caminho contrário ao que foi exposto até agora, podemos avaliar, assim, o quanto era importante resolver essas dificuldades, uma vez que, no caso de Dirac, ele inclina-se a fazer uma abordagem, sem dúvida, pouco convencional naquele momento, enquanto Jordan, por sua vez, lança mão de um formalismo matemático igualmente não usual na física. Ainda que houvesse estudos com relação às transformações canônicas na mecânica quântica, no geral, eles eram motivados pelas divergências entre as versões de Heisenberg e Schrödinger. De fato, a decisão de Dirac em empregar a função $\delta(x)$, como todas nossas observações sugerem, talvez deva ser comparada com aquela tomada por Born, anteriormente, quando este introduz a teoria de matrizes a fim de levar adiante as ideias de Heisenberg. Nesses dois casos, a estratégia não havia sido compreendida nem mesmo por aqueles teóricos mais ligados diretamente com a teoria quântica, com a diferença essencial de a teoria de matrizes possuir, naquele momento, uma estrutura formalmente estabelecida na matemática e a função $\delta(x)$, não.

Outro aspecto a ser notado, por conseguinte, é como essa nova geração de cientistas passaria a conduzir os estudos na teoria quântica. Dirac, em particular, assim como Jordan e Heisenberg, possuía grande respeito intelectual entre os pesquisadores, e até esse momento todos eles ajudaram no desenvolvimento da mecânica quântica. No entanto, a teoria da transformação se tornou, sem dúvida, o trabalho mais importante desse período; com isso, o fato de a versão de Dirac ter sido melhor aceita, em razão de sua clareza de exposição, contribuiu decisivamente para que ele aprofundasse sua perspectiva individual a partir de então. Não por outra razão, Jagdish Mehra faz um hipotético exercício, muito pertinente, acerca de algumas consequências no desenvolvimento da física quântica, caso essas ideias que levaram à teoria da transformação tivessem, em alguma altura dessa história, sido introduzidas em alguma outra ordem, vejamos⁶⁵:

65. Ainda que possa soar estranho um historiador construir cenários possíveis, aqui eles são interessantes

É interessante especular o que teria acontecido se Born, Heisenberg e Jordan, no outono de 1925 (enquanto desenvolviam a mecânica matricial) tivessem já feito uso do simples truque da função delta de Dirac. Teriam eles estado na situação de aplicar seu esquema também a estados de energia contínuos dos átomos e moléculas? Teriam eles, então, alcançado a equação de Schrödinger? Mas eles não fizeram isso, e muitas razões podem tê-los prevenido. A primeira era que Born, quem formalmente procedia, em sua maior parte, na direção do tratamento muito geral dos sistemas atômicos, se restringiu à matemática desenvolvida mais recentemente por Hilbert (que não usava a função delta imprópria). Os colaboradores de Born, de outro lado, estavam felizes o suficiente para ficarem restritos aos problemas periódicos e mostrar que a mecânica matricial funcionava nesses casos. Mais tarde, quando Born e Wiener se voltaram para o formalismo dos operadores, eles não o desenvolveram o suficiente para também considerar as funções delta — embora Norbert Wiener trabalhasse, na época, em busca de uma generalização da análise harmônica, a qual forneceu um dos fundamentos do que mais tarde se tornou a teoria matemática das funções generalizadas ou distribuições (das quais a função δ de Dirac é um exemplo especial) (Mehra & Rechenberg, 1978, p. 82, vol. 6).

Chamamos a atenção a alguns pontos. Como vê-se, caso a teoria da transformação tivesse sido a primeira formulação da mecânica quântica, a controvérsia posterior entre as versões matricial e ondulatória, é claro, não existiria; no entanto, Mehra destaca os diversos resultados que ainda encontravam-se fora da própria versão matricial, então, essa discussão, aparentemente, aconteceria em algum momento, fosse realizada no interior da teoria matricial ou não. Por outro lado, quando esta mesma região desconsiderada inicialmente pela versão matricial foi, pouco depois, abordada pela teoria de Schrödinger, esta análise empregou um aparato conceitual no qual as ideias ondulatórias tinham maior peso, por essa razão, ainda que Schrödinger tenha mostrado a equivalência entre as teorias, seu formalismo não deixava nítido como estas poderiam, na prática, se unificar. O desfecho dessa sequência de eventos da mecânica quântica, como se sabe, com

porque têm por base uma lógica obtida após a teoria da transformação ter sido finalizada. Com isso, tão logo a imagem dessa teoria tenha se formado, em especial, na mente dos pesquisadores, acabaria por conduzir, sem muita dificuldade, a esse tipo de conjectura. Desse modo, essas hipóteses nos ajudam a avaliar qual pode ter sido a repercussão da teoria entre os próprios cientistas; além disso, nesse caso, em particular, elas retratam, em certa medida, a visão pessoal de Mehra, o qual teve conversas diretas com muitos desses cientistas, dentre os quais, com Heisenberg.

respeito à versão de Dirac, só se tornara possível através da função $\delta(x)$, em vista disso Mehra questiona se tal ferramenta não poderia ter destravado toda essa história, por assim dizer, ainda com os desenvolvimentos de Born e seus colaboradores. Certamente, se isso tivesse acontecido, Born se transformaria no maior nome da física quântica dos últimos tempos, afinal, sua proposta de introduzir a teoria de matrizes junto com a função $\delta(x)$ resultaria em quase toda sua mecânica; entretanto, a história mostra que os estudos de Schrödinger foram essenciais para a teoria da transformação, igualmente nos trabalhos de Dirac e Jordan, por conseguinte, é difícil imaginar que eles chegassem a tais desenvolvimentos, antes disso, apenas pela introdução da função $\delta(x)$. Com relação ao fato de que os autores do *Drei-Männer-Arbeit* tenham deixado em segundo plano a discussão de problemas quânticos envolvendo grandezas no intervalo do contínuo, além das razões encontradas por Mehra, contribuiu para isso, em grande medida, a influência de Bohr sobre a física quântica naquele momento, pois uma teoria geral deveria ser capaz de responder as questões relacionadas com o seu modelo atômico — solucionadas e comprovadas experimentalmente —, antes de quaisquer outras. O mais interessante é perceber, entretanto, que a função $\delta(x)$ só leva a esse tipo de conjectura porque exhibe com muita precisão qual é a relação entre as duas teorias que acabaram, de fato, surgindo. Logo, ter descoberto essa conexão, não há dúvidas, é o principal mérito de Dirac em sua formulação, e, não por outro motivo, após isso, surge essa forte identificação de seu nome com a função $\delta(x)$. Como discutimos na parte anterior desta seção, as funções de Schrödinger são vistas como elementos da matriz de transformação, resultado mais importante de seu artigo, e, além disso, dois postulados da mecânica matricial tornam-se desnecessários. Dirac mostrou, inegavelmente, como tudo isso poderia ser escrito através de uma teoria “muito compacta e de formato elegante” (Mehra & Rechenberg, 1978, p. 83, vol. 6). Por fim, todas essas observações ajudam a confirmar o quão inédita era

essa *aplicação* da função $\delta(x)$, antes de Dirac tê-la trazido à teoria da transformação, pois, no âmbito da física quântica, se ela tivesse sido encontrada em algum trabalho anterior — essa é a grande conclusão de Mehra e com a qual concordamos — teria modificado significativamente a história da física quântica.

Com efeito, a exposição feita por Dirac da teoria da transformação impressionou muito a comunidade científica na época. Diferente das teorias de Schrödinger e Heisenberg, as quais se dividiam em uma série de artigos, esta concentrava-se em um único, relativamente curto; ela articulava apenas conceitos absolutamente fundamentais das versões ondulatória e matricial da mecânica quântica; de fato, partindo desta segunda, ela *deduzia* a primeira, apenas com seu formalismo. Algo muito semelhante se repetiria, mais tarde, com a equação do elétron. Contudo, voltamos a chamar a atenção à maneira como essa teoria foi sendo construída, pouco a pouco, em seus próprios artigos, especialmente como certas questões decisivas foram sendo formuladas em passagens breves encontradas em introduções ou resumos de artigos anteriores. Desse modo, seriam tratados diversos pontos relacionados com o fundamento das teorias, os quais avançam em muito as discussões principais desses mesmos artigos. Ao tratar, por exemplo, do átomo de hidrogênio, Dirac escreve o seguinte acerca do q-número: “embora não haja presentemente qualquer modo de representá-lo por um c-número” (Dirac, 1926b, p. 563), uma pergunta cuja resposta levaria diretamente até a teoria da transformação, mas como feita antes da teoria de Schrödinger, encontrava-se sem qualquer solução aparente. Indeterminações desse tipo são bastante comuns, mesmo em sua fase mais tardia das pesquisas, e demonstram, no fundo, qual era a preocupação de Dirac, no momento em que escrevia, com respeito à conexão entre os temas apresentados e a situação geral das pesquisas. Certamente, à exceção de sua última ferramenta, a função $\delta(x)$, exame semelhante ao feito aqui por nós, acerca da evolução conceitual dos q-números e dos princípios quân-

ticos, poderia ser transposto, considerando as especificidades de cada caso, ao estudo de outros elementos importantes, como às transformações canônicas, por exemplo. Não por outro motivo, ao longo de nossa análise, descobrimos aspectos relativos à *origem* da teoria da transformação, em particular, o quanto as dificuldades ocasionadas pelo fato de existirem duas versões da mecânica quântica impulsionaram as pesquisas em direção a esse desenvolvimento. Assim, ao mesmo tempo em que adere às ideias de Heisenberg e, por esse caminho, apresenta suas contribuições à mecânica matricial, Dirac consegue manter em seu horizonte as impressões que tivera inicialmente com respeito a essa formulação, o que contribuiu muito a fim de que percebesse qual era a relevância da teoria de Schrödinger, quando esta foi apresentada, assimilando-a, por conseguinte, em seus próprios trabalhos, como também vimos aqui. Outro ponto central é a precisão fornecida às notações em seus trabalhos. Após a teoria da transformação ter sido publicada, no começo de 1927, algumas destas escolhas específicas de notação utilizadas por Dirac nesta primeira exposição, e antes dela, perderam sua relevância; contudo, como nosso desenvolvimento mostra, elas foram essenciais na articulação geral da maior parte dos conceitos quando estes ainda estavam incompletos ou dispersos. De fato, especialmente quando discute a relação de não comutatividade apresentada por Heisenberg, parte significativa das ideias originais de Dirac permanece restrita ao uso de notações específicas, todavia, a exemplo dos q -números, seus desdobramentos não podem, em hipótese alguma, ser subestimados. Tal estratégia tornava possível sua adesão às teorias conforme estabelecia ele mesmo suas próprias análises acerca delas individualmente e, talvez mais importante, relacionando-as umas com as outras. Ao compreender essa conexão entre as diversas noções centrais à teoria da transformação, nós completamos os exames realizados na seção anterior, nos quais discorremos a respeito da exposição e da lógica interna dessa teoria. Até esse momento, no entanto, permanecemos concentrados

especificamente no trabalho de Dirac, mas não podemos deixar de considerar, ainda que brevemente, o contexto geral e, nesse sentido, qual foi a contribuição de outros cientistas com relação às ideias que envolveram a teoria da transformação, trazendo, assim, alguns outros seus desdobramentos.

De fato, outras contribuições fundamentais à teoria quântica foram obtidas em meio às reflexões provocadas com o surgimento dos trabalhos de Schrödinger e, a partir destes, em particular, com sua prova matemática da equivalência formal entre as duas versões teóricas da quântica, de onde formou-se a expectativa de que uma construção mais simples da mecânica seria, logo em seguida, desenvolvida, com a qual seriam assimilados aqueles resultados mostrados somente através da teoria de matrizes ou, como aponta Jammer: “esperava-se que também esses problemas poderiam ser resolvidos com muito menos esforço pelo mais avançado aparato analítico da mecânica ondulatória” (Jammer, 1966, p. 296). Todavia, uma tal perspectiva não se concretizou, e cada uma das versões continuava sendo útil em função do tipo de problema abordado, sem dúvida, uma dificuldade a quem exergava na mecânica ondulatória apenas uma nova exposição da teoria quântica. Observe que nem os cientistas envolvidos diretamente com os estudos da mecânica de matrizes nem os otimistas com a recente versão ondulatória, conseguiam fazer suas respectivas teorias avançarem completamente a todas as regiões da física quântica, não obstante esses dois grupos tivessem esse caminho como um pressuposto certo. Uma alternativa era, portanto, considerar a conexão efetiva entre as duas teorias, cujo resultado não apenas foi importante à teoria da transformação, mas também ao refinamento da estrutura matemática a ser empregada nesse caso, o que significava trazer técnicas diferentes daquelas comumente usadas na física e, até mesmo, a elaboração de novas ferramentas. De acordo com Max Jammer, quem primeiro fez propostas de novas abordagens matemáticas nessa direção foi o físico alemão Fritz Wolfgang Lon-

don, sobre o qual fizemos outros comentários, mas com relação à teoria da transformação. Com efeito, além da evidente importância histórica de ter sido um dos pioneiros na construção desta teoria, ele deve ser lembrado pela introdução de outra marcante estrutura matemática à rotina das pesquisas teóricas na física, a saber, a *análise funcional*. Desse modo, seus estudos apontavam em direção à moderna interpretação da mecânica quântica segundo a qual grandezas físicas passam a ser interpretadas como operadores lineares matemáticos atuando em espaços vetoriais. Ao tratarmos do artigo de Dirac, em particular, vimos como a definição de novos espaços vetoriais específicos desempenha papel central em suas demonstrações.

Todos esses estudos simultâneos, especialmente essa relação entre física teórica e matemática, mostram, por sua vez, o grande avanço individual que a teoria quântica atinge nesse momento ou, de outro modo, ela se tornava complexa o suficiente a ponto de necessitar ferramentas matemáticas próprias. Max Jammer, sobre isso, ainda destaca a importância dos trabalhos inovadores de Wolfgang London, afirmando terem sido estes “a primeira referência à futura linguagem da física teórica. Pois, assim como o cálculo diferencial e integral foi a linguagem da dinâmica clássica ou o cálculo tensorial aquela da relatividade, o meio [*medium*] de expressão da mecânica quântica moderna passava a ser a teoria dos espaços lineares e, em particular, dos espaços de Hilbert, ou, de modo mais geral, a teoria da análise funcional” (Jammer, 1966, p. 298).

Ainda, outro trabalho que não poderia deixar de ser lembrado, é claro, foi o realizado por Pascual Jordan (1927). Além de ter sido coautor de um dos artigos mais importantes da história da física quântica, o *Drei-Männer-Arbeit*; quase simultaneamente a Dirac, ele apresenta sua própria versão da teoria da transformação. Adotando uma abordagem diferente daquela de London e Dirac, o formalismo assim empregado seria extremamente relevante às tentativas seguintes de se alcançar uma nova estrutura mate-

maticamente rigorosa, mas capaz de se adequar aos elementos conceituais encontrados a partir desses mesmos desenvolvimentos de Jordan e Dirac. Os principais argumentos com os quais ele fundamentou seu artigo são resumidos por Max Jammer assim:

Em seu aspecto formal ele era essencialmente uma aproximação axiomática e baseava-se na amplitude de probabilidade de Pauli, a qual tinha por postulados satisfazer três condições maiores: (1) $\varphi(q, \beta)$ é independente da mecânica natural (função hamiltoniana) do sistema e depende somente da relação cinemática entre q e β ; (2) a probabilidade (densidade) que, para um valor fixo β_0 de β , a quantidade quântica-mecânica q tenha o valor q_0 é a mesma probabilidade (densidade) que, para um fixo q_0 de q , β tenha o valor β_0 ; (3) probabilidades são combinadas por superposição, isto é, se $\varphi(x, y)$ é a amplitude de probabilidade para o valor x de q para o valor fixo y de β , e $\chi(x, y)$ é a amplitude de probabilidade para o valor x de Q para o valor fixo y de q , então a amplitude de probabilidade para x de Q para o valor fixo y de β é dado por

$$\Phi(x, y) = \int \chi(x, z)\varphi(z, y) dz.$$

No caso particular $Q = \beta$, $\Phi(x, y)$ de Jordan se torna o $\delta(x - y)$ de Dirac (Jammer, 1966, p. 305).

Apenas na última seção do artigo de Dirac, encontraremos uma discussão a respeito de como seu trabalho está relacionado com os “pressupostos utilizados inicialmente de que o quadrado da amplitude da função de onda em certos casos determina a probabilidade” (Dirac, 1927b, p. 639). De fato, não deixa de ser surpreendente que Jordan, um dos criadores da mecânica de matrizes, faça da interpretação probabilística seu ponto de partida a fim de chegar até a conexão entre as versões ondulatória e matricial, enquanto Dirac, em certa medida, um crítico da mecânica de matrizes, pelo contrário, tenha encontrado na aceitação desta um método a partir do qual deriva a mecânica ondulatória. Todavia, as interpretações probabilísticas da mecânica quântica, a partir do formalismo encontrado nos trabalhos de Schrödinger, tornar-se-iam centrais às abordagens envolvendo os fundamentos da física quântica, e o trabalho de Jordan refletiu essas primeiras

discussões à medida que ajudava a aprofundá-las. Dirac, por exemplo, em suas edições do livro *The Principles of Quantum Mechanics*, não encontraria melhor caminho para introduzir a teoria da mecânica quântica senão através da apresentação do princípio de superposição⁶⁶. A perspectiva de Jordan era original, primeiro, por *não* se apoiar no uso da função $\delta(x)$ e, segundo, por ter alcançado um grau elevado de generalidade, mostrando, por conseguinte, um extraordinário conjunto de resultados, assim como descreve Jammer (1966, p. 307): “Jordan provou que sua teoria formal contém não somente a mecânica ondulatória de Schrödinger e a mecânica matricial de Heisenberg, mas também o operador de cálculo de Born-Wiener e o algoritmo do q-número de Dirac como casos especiais”. Apesar dessas diferenças, as versões de Jordan e Dirac — ao contrário do que acontecera com os trabalhos de Heisenberg e Schrödinger — exibem os mesmos resultados, uma conclusão a que chegam seus próprios autores. Com isso, uma articulação consistente das diferentes partes da mecânica quântica permitia também pensá-la em contextos maiores e com relação às demais teorias, em especial, em busca de uma quântica relativística, uma vez que o conjunto de experimentos envolvendo considerações relativísticas, muitos dos quais elaborados através de pesquisas individuais durante a Teoria Quântica Tardia, ainda encontrava-se fora dos recentes avanços. Além disso, internamente, a quântica continuaria a apresentar novos resultados experimentais e conceituais, mas agora dentro desse esquema teórico unificado e cada vez mais complexo em comparação com a física clássica. Nesse sentido, Heisenberg apresentaria, pouco depois, o chamado “princípio da incerteza”, o qual, não parece ter dúvidas Max Jammer, teve “sua origem na teoria da transformação” (Jammer, 1966, p. 326). A fim de justifi-

66. “Uma crítica geral permanece de que seja possível construir todo o esquema, nomeadamente, de que em se afastando do determinismo da teoria clássica uma grande complicação será introduzida na descrição da Natureza, o que é uma característica altamente indesejável. Esta complicação é inegável, mas é compensada por uma grande simplificação, fornecida pelo geral *princípio de superposição dos estados*, o qual iremos considerar agora” (Dirac, 1930e, p. 11, 4 ed.).

car essa afirmação, são citadas diversas passagens encontradas igualmente nos artigos de Jordan e Dirac, as quais expressam claramente as especificidades da relação entre as grandezas espaço q e momento p , sugerindo, portanto, a necessidade de se encontrar uma interpretação diferente daquela consolidada através da mecânica clássica. No entanto, foi Heisenberg quem, a partir dessas mesmas observações, “investigou a relação quantitativa entre as distribuições permissíveis de tais valores. Em outras palavras, ele se perguntou que informação pode ser derivada da teoria da transformação sobre a relação entre a distribuição estatística dos valores q e os valores de p ” (Jammer, 1966, p. 326). Retrospectivamente, é uma difícil tarefa dimensionar a importância do princípio da incerteza para toda a física, desde que surgiu, seja de um ponto de vista teórico, seja experimental, talvez um dos maiores resultados modernos obtidos na teoria quântica, depois da proposta de Planck.

Contudo, outra consequência direta da teoria da transformação, ainda que não tão emblemática quanto o princípio da incerteza, nos interessa mais diretamente, sobretudo com relação aos desenvolvimentos mais tardios da TQC, qual seja, a busca de um esquema matemático rigoroso da mecânica quântica. Como dissemos anteriormente, London seria um dos pioneiros a trazer elementos inovadores nessa direção; no entanto, somente quando aquela teoria foi exposta completamente, surgem ferramentas matemáticas específicas com o objetivo de serem aplicadas a essa teoria, construídas com a participação cada vez maior dos próprios matemáticos. Ainda, de acordo com Max Jammer, muito no início da mecânica quântica esse diálogo entre físicos e matemáticos pode ser percebido, cujo primeiro passo ocorreria quando “em dezembro de 1925, Heisenberg escreveu uma exposição detalhada dos princípios da mecânica matricial para o *Mathematische Annalen*, o mais importante jornal alemão para pesquisas em matemática pura naquele tempo. Como resultado, muitos matemáticos se tornaram interessados na mecânica matricial”

(Jammer, 1966, p. 220). Nessa época, a cooperação entre as duas áreas ajudou a fornecer explicações bastante específicas do formalismo da mecânica matricial, dentre as quais a relação entre matrizes hermitianas e o chamado teorema espectral. Contudo, as mais expressivas consequências desses estudos aconteceriam apenas nos anos seguintes à publicação da teoria da transformação; a primeira delas seria a proposta de uma abordagem geral e rigorosa, feita pelo matemático alemão David Hilbert, o qual havia anteriormente fornecido contribuições muito significativas à teoria da relatividade especial (Jammer, 1966, p. 309):

Foi muito providencial para o desenvolvimento de nossa teoria que o apelo de Heisenberg aos matemáticos puros foi respondido, no momento certo, em Göttingen, por Hilbert mesmo. Uma vez que ele tinha sido consultado sobre numerosos aspectos matemáticos da teoria, desde que foi fundada, mecânica quântica não era *terra incognita* para ele. No outono de 1926, ele começou um estudo sistemático de seus fundamentos matemáticos. Seus assistentes eram Lothar Wolfgang Nordheim, um recém-formado aluno de Born e, com vinte e três anos, John (Johann) von Neumann, o qual tinha acabado de chegar em Göttingen depois de ter obtido um Ph. D. em matemática da Universidade de Budapeste e um grau de engenharia química em Zurich.

Dessa maneira, a teoria quântica, a um só tempo, alcançava uma formulação convincente entre os físicos e uma base matemática a cargo de grandes matemáticos da época. O esforço de todos os físicos envolvidos com a teoria quântica em quase três décadas estava sendo, afinal, recompensado. Em particular, Jordan foi muito importante nesse sentido, pois as dificuldades com o formalismo encontradas pelos físicos transformavam-se em clareza aos matemáticos. Porém, Dirac não teria um papel menor na busca desses desenvolvimentos rigorosos, justamente por ter introduzido a função $\delta(x)$, sobre isso Jammer comenta o seguinte:

A teoria da transformação de Hilbert-Neumann-Nordheim, com suas predecessoras, as teorias de Dirac e Jordan, ofereceu um formalismo uni-

ficado no qual ambas mecânicas matricial e ondulatória eram incorporadas como casos especiais. Esta unificação, como von Neumann logo percebeu, dependia criticamente das propriedades das funções δ de Dirac e era, portanto, questionável no mínimo tanto quanto eram essas funções (Jammer, 1966, p. 312).

Por essa razão, von Neumann decide refazer *todo* o formalismo matemático da teoria da transformação, com o objetivo central de evitar o uso da função $\delta(x)$, trabalho com o qual se ocupou entre os anos de 1927 e 1929. O produto final desse exame resultou na versão mais bem acabada da mecânica quântica até os dias atuais e, além disso, foi capaz de fornecer contribuições essenciais às elaborações futuras de sua versão relativística. As formalizações da mecânica quântica, sem dúvida, seja a feita por Hilbert, seja a de von Neumann, tornar-se-iam, mais tarde, não apenas grandes desenvolvimentos da física mas também do âmbito matemático, aliás, reunidas sob o nome de análise funcional, tornaram-se campos ativos de pesquisa desde então. Além de todos esses aspectos anteriores, Max Jammer chama a atenção a uma separação estrita, ao longo de todo esse desenvolvimento, entre os campos da matemática e da física, com relação à interpretação dos fundamentos da teoria da transformação. Ou seja, desde o início, com David Hilbert e, depois, com von Neumann, seus trabalhos partiam da aceitação dos pressupostos conceituais defendidos por Dirac e Jordan; em particular, o trabalho que von Neumann “apresentou em Göttingen em 20 de maio de 1927, não postulava qualquer outra proposição física ou epistemológica outras do que aquelas nas quais as teorias da transformação de Dirac e Jordan foram baseadas” (Jammer, 1966, p. 321), um fato tanto mais importante quanto se considere as objeções da função $\delta(x)$ feitas por quem recusava a versão de Dirac, afinal, seus pressupostos conceituais jamais estiveram em discussão, nem os resultados finais aos quais chegara. Por outras palavras, pode-se acusá-lo, de um lado, como faz von Neumann, de apoiar sua teoria em um elemento não rigoroso matema-

ticamente, no entanto, por outro lado, tampouco a mais sofisticada construção formal dessa teoria era capaz de apontar alguma desvantagem efetiva em razão de se empregar a função $\delta(x)$, portanto ainda era preciso estudá-la diretamente, a fim de se decidir se tal falta de rigor chegaria ao ponto de ser necessário descartá-la e, com ela, toda a versão de Dirac ou, então, chegar até alguma definição consistente dessa função. A questão não se resolveria antes de 1945, quando esta última situação confirma-se, através de uma legítima construção matemática encontrada através da chamada integral de Stieltjes⁶⁷.

Antes de encerrarmos esta seção, é importante trazer uma última consequência da teoria da transformação, a qual altera completamente a perspectiva das pesquisas em física quântica e, talvez, deva ser considerada o elemento mais decisivo em nossa visão atual da própria mecânica quântica, qual seja, as interpretações probabilísticas agora articulam toda essa teoria, desde o seu início. De fato, apenas nesse momento se concretiza a expectativa primeira de Heisenberg, e de todos os que se seguiram a ele, de substituir o princípio da correspondência por um novo fundamento teórico. Por algumas vezes, chegamos a expor as razões pelas quais as novas ideias da mecânica quântica exigiram uma nova discussão com respeito à relação entre as físicas quântica e clássica, mas até o surgimento da teoria da transformação, não obstante as considerações probabilísticas ganhassem lentamente importância, jamais se tornaram imediatamente uma alternativa completa ao princípio da correspondência. O lugar ocupado por este último, por assim dizer, permanecia vazio, e somente com os desenvolvimentos de Dirac e Jordan a estatística torna-se elemento central. Contribuíram de modo significativo, além desses dois, as formulações de Hilbert e von Neumann, pois em seus trabalhos o formalismo não ape-

67. “Que a dificuldade poderia ser contornada ao expressar $\delta(x)$ como uma integral de Stieltjes ou uma distribuição se tornou claro somente depois de 1945, quando Laurent Schwartz generalizou a noção de função, derivada e transformação de Fourier para sua teoria das distribuições. Utilizando resultados da teoria dos espaços topológicos lineares, Schwartz foi capaz de substituir a mal-definida função δ e suas derivadas por funcionais lineares bem-definidas ou distribuições que tinham a vantagem imediata de sempre possuírem uma derivada que é ela mesma uma distribuição” (Jammer, 1966, p. 313).

nas começava com pressupostos estatísticos mas exigia que o formalismo subsequente se adequasse a eles; mesmo ponto de partida escolhido antes por Jordan. Com relação à exposição feita por Dirac, assim como tivemos a oportunidade de comentar, ela reserva sua discussão em torno da interpretação probabilística para a seção final, mas não por outra razão, senão a de que, apesar da clareza de seus resultados, sem mostrar como estes se adequam às interpretações estatísticas, ele colocaria sua apresentação sob sérias dúvidas. A substituição do princípio da correspondência torna-se, portanto, um passo inevitável (Jammer, 1966, p. 308):

A teoria da transformação, igualmente na formulação matricial contínua de Dirac e no formalismo semi-axiomático de Jordan, com sua ênfase na noção de amplitude de probabilidades, foi a primeira indicação de que deveria ser possível dispensar com o princípio da correspondência na construção do edifício conceitual da mecânica quântica. Pois ela tornava gradualmente claro que as considerações estatísticas a respeito do processo de medição poderiam servir, em vez disso, como fundamento.

Com efeito, caso queiramos retomar historicamente a introdução de argumentos probabilísticos na física, devemos atribuir a Boltzmann, ainda em seus trabalhos acerca da teoria do gás, esse passo decisivo; após isso, a probabilidade só voltaria a ser reintroduzida com os artigos de Planck, já relacionados à teoria quântica, sem que possamos encontrar, ao que tudo indica, qualquer estudo semelhante em seu tempo cuja clareza e consciência sejam comparáveis às exibidas por esse autor. Sem dúvida, mais de um quarto de século após esses primeiros estudos pioneiros da física quântica feitos por Planck, redescobrir essa importância da estatística, através de um caminho completamente diferente, nos mostra que a teoria da transformação havia alcançado uma conexão bastante profunda com todos esses desenvolvimentos passados.

2

TEORIA DO ELÉTRON

Quando os primeiros Prêmios Nobel foram entregues em 1901, os físicos conheciam algo sobre apenas dois objetos que são agora chamados de “partículas elementares”: o elétron e o próton. Um dilúvio de outras partículas “elementares” apareceram depois de 1930; nêutron, neutrino, méson μ , méson π , mésons pesados e vários hiperíons. Eu já ouvi dizer que “o descobridor de uma nova partícula elementar costumava ser recompensado com um Prêmio Nobel, mas que tal descoberta agora deve ser punida com uma multa de \$10.000”.

Leitura ao Prêmio Nobel, 1955.
Willis Lamb

A mecânica quântica, após quase três décadas desde seu surgimento, alcançava um conjunto único e coeso de princípios, obtido através da teoria da transformação, e o aparecimento simultâneo de duas versões a esta última, em vez de sugerir inconsistências,

aumentava a confiança nesse desenvolvimento, pois ambas não apenas chegavam aos mesmos resultados por caminhos diferentes, mas, com esses dois pontos de vista, colocavam à disposição da comunidade científica uma teoria compacta e de assimilação relativamente fácil entre os físicos, com a versão de Dirac; e uma rigorosa exposição matemática, com a de Jordan. Não obstante toda uma série de complexas interpretações da teoria quântica seguisse ao lado desses novos resultados, ao menos com relação ao seu formalismo concretizava-se um propósito comum a todas teorias físicas, qual seja, o de *não* se reduzir a um conjunto desconexo de fatos científicos e respectivas explicações teóricas isoladas. Ademais, como vimos no capítulo anterior, ainda que nenhuma dessas primeiras versões da mecânica quântica, isto é, a matricial e a ondulatória, tenha atingido plenamente seus objetivos, porque atuavam em áreas parcialmente diferentes, suas construções haviam iniciado o movimento de busca por essa unidade teórica, um passo decisivo, ao final, quando se tornou possível trazê-las a um único corpo teórico, especialmente com a formulação feita por Dirac. Apenas nesse momento, portanto, a teoria quântica seria capaz de explicar, de modo geral, um conjunto de fenômenos acumulados ao longo de mais de um quarto de século, cujo ponto de conexão eram as condições quânticas, definitivamente transformadas em fundamento teórico. A proposta elaborada por Paul Dirac, em especial, mostrava que, além destas últimas, as equações do movimento modificadas seriam o único elemento adicional, fornecendo uma síntese, certamente, sequer imaginada quando os princípios da correspondência e adiabático eram as únicas abordagens das relações entre as físicas clássica e quântica. Trata-se, sem dúvida, de uma das passagens de maior sucesso na história da física quântica; contudo, para chegarem à teoria da transformação, Dirac e Jordan afastaram-se de uma pergunta — ao longo de todas as suas discussões e propositalmente —, a saber, qual é a relação entre a mecânica quântica e a teoria da relatividade? A possibilidade de uma quântica relativística,

em não pouca medida, era uma questão incerta nessa época. As primeiras formulações da mecânica matricial não puderam realizar essa conexão: em seu primeiro artigo de 1925, Heisenberg não faz menção a essa possibilidade e, posteriormente, no *Drei-Männer-Arbeit*, tampouco seus autores chegam a apresentar algum desenvolvimento nesse sentido. A versão mais tarde apresentada por Schrödinger, por sua vez, não obstante tenha sido inicialmente formulada para o domínio relativístico, chegando, assim, ao que posteriormente ficaria conhecida como equação de Klein-Gordon, logo em seguida foi abandonada em favor de uma versão não relativística, e a principal razão envolvida na decisão de Schrödinger era o fato de aquela não fornecer uma descrição adequada da estrutura fina do elétron, um resultado conhecido teórica e experimentalmente nessa época. Aliás, o que mais chama atenção nessa ausência da relatividade na construção da mecânica quântica é, justamente, a existência anterior de pesquisas muito refinadas com origem na interação entre quântica e relatividade, especialmente as formuladas por Sommerfeld, das quais a estrutura fina era exemplo, e não podiam, pois, ser ignoradas, assim como realmente não foram no caso da mecânica ondulatória. Talvez em razão de um número crescente de resultados individuais estar sendo obtido no domínio não relativístico, ou até em função das dificuldades logo apontadas acerca da estrutura fina do elétron, essa questão foi sendo pouco a pouco adiada para algum momento posterior. Porém, deve-se lembrar que Dirac produziu, e não apenas ele, artigos nos quais os princípios relativísticos foram considerados, mesmo com essas limitações da mecânica quântica; portanto, havia a expectativa de se retomar essa questão, um fato, é claro, extremamente relevante ao nosso trabalho, uma vez que Dirac, Jordan e todos os outros cientistas envolvidos diretamente com a física quântica compartilhavam uma visão comum a respeito desse assunto, visão esta que será precisamente contestada mais tarde, mas, dessa vez, apenas por Dirac. De fato, ainda que houvesse formulações importantes

estabelecendo pontos de contato entre a quântica e a relatividade, e as de Sommerfeld eram excepcionais nesse sentido, a teoria da transformação nem mesmo exibia indícios de como esse desenvolvimento poderia ser feito. De qualquer maneira, o sucesso momentâneo dessa teoria parecia fornecer a confiança de que todas as dificuldades seriam, enfim, superadas; e Dirac seria um dos primeiros a buscar compreender como deveriam se relacionar os fundamentos da quântica e da relatividade. Com efeito, conforme realizou seus estudos a partir dos quais chegaria à teoria da transformação, ele desenvolveu certo grau de autonomia em suas pesquisas e, ao mesmo tempo, construiu sua visão particular a respeito de como era possível transitar entre as diferentes áreas da física teórica. Nesse período, consolida-se sua busca por uma exposição o mais simples possível do formalismo matemático, sem deixar, contudo, de articulá-lo com os conceitos físicos e experimentais conhecidos e aceitos pela própria comunidade científica; no entanto, ao dividir com Jordan os resultados da teoria da transformação, tais características não se destacariam do mesmo modo como, mais tarde, ocorreria com a publicação de seus artigos acerca da quântica relativística.

Com efeito, as contribuições individuais com as quais se ocuparia ao longo da maior parte de sua carreira acadêmica apenas surgem no período seguinte à teoria da transformação e, sobre isso, deve-se perceber a correlação das grandes áreas da física em seus artigos, uma conexão que forneceria o tom geral dessa fase de suas pesquisas e, nesse sentido, nos ajuda a dividi-la em, pelo menos, três momentos diferentes. O primeiro deles é quando Dirac trata da relação entre a teoria quântica e a física clássica, constituindo a maior parte dos artigos escritos logo após a teoria da transformação (Dirac, 1927b) ter sido entregue, isto é, (Dirac, 1927c; d; e), nos quais ele aprofunda o uso das ferramentas da nova teoria quântica em diferentes campos da física quântica não relativística e, ao mesmo tempo, sugere como outras podem ser construídas com base nos re-

sultados assim encontrados. Como destaca Schweber, encontraremos em (Dirac, 1927d) o “nascimento da eletrodinâmica quântica”, apenas para citarmos um único aspecto desses textos. Pouco depois, com os artigos (Dirac, 1928a; b), Dirac apresenta uma elaboração original a fim de oferecer uma descrição quântica relativística do elétron, aproximando essas duas áreas, pela primeira vez, de maneira consistente. Tão importante quanto sua análise, seria o redirecionamento provocado com a extensão desses resultados aos seus trabalhos futuros com respeito à unificação dessas áreas. Sua teoria, de um lado, ofereceu explicações extremamente detalhadas dos principais fenômenos quânticos nos quais existiam considerações relativísticas, mas, de outro lado, fez da teoria da transformação o pilar fundamental do lado da quântica, trazendo esta última, portanto, ao primeiro plano em seus compromissos com as demais interpretações encontradas com a relatividade especial, incluindo-se aquelas mais gerais da física naquele momento. Encontra-se, aqui, uma das mais importantes etapas com relação à TQC, porque uma tal exposição deve se manter como parâmetro quase único das pesquisas e de suas respectivas interpretações das noções quântica relativísticas — seja para confirmá-las, seja para confrontá-las — por, no mínimo, uma década. Pela mesma razão, a partir desse momento, os seus artigos seguintes à equação do elétron constituem uma terceira fase das pesquisas, na qual Dirac tenta finalizar um sistema com o qual seria possível resolver as inconsistências geradas a partir da equação do elétron e, portanto, que estão diretamente relacionadas com a união das teorias quântica e relativística, dificuldades às quais somam-se aquelas encontradas por outros pesquisadores envolvidos com essa área de estudos, agora predominante em grande parte da física teórica. Como veremos, em todas essas diferentes etapas, a teoria da transformação terá papel essencial.

De fato, compreender os elementos centrais com os quais Dirac ergueu a construção lógica da equação do elétron e, posteriormente, obteve uma descrição conceitual

desses mesmos elementos, sem dúvida, nos ajudará a reconstituir o cenário no qual se desenvolveu a eletrodinâmica quântica e algumas de suas diferentes abordagens, num período situado entre o começo da década de 1930 até meados de 1940. Esta foi, por sua vez, o primeiro protótipo de uma TQC, por isso, resolver os problemas relacionados com essa primeira abordagem foi decisivo a fim de que a própria TQC pudesse se constituir como uma teoria coesa; ao mesmo tempo em que a maior parte das ferramentas empregadas nesse momento voltaria a desempenhar papel fundamental à nova geração de físicos do pós-guerra, especialmente, em razão de sua originalidade.

2.1 Mecânica Quântica Relativística

2.1.1 Teoria da Transformação: Recepção

O artigo acerca da teoria da transformação foi enviado em 2 de dezembro de 1926, mas sua publicação só ocorreu em janeiro de 1927. Nesse intervalo de tempo, Dirac começa a elaborar o artigo (1927c), no qual discute um dos principais temas de toda a teoria quântica, a saber, como os coeficientes de emissão e absorção de radiação, sugeridos por Einstein ainda em 1916, poderiam ser incorporados a uma teoria geral, uma tarefa a ser realizada, agora, como não poderia deixar de ser, pela teoria da transformação. Como consequência desse trabalho, alguns meses depois Dirac publica (1927d), no qual procura estabelecer outra compreensão fundamental da física quântica: qual é a relação entre a interpretação das partículas elétricas quando são vistas, por um lado, como radiação eletromagnética e, por outro lado, como entes corpusculares; no fundo tratava-se, mais uma vez, de como era possível conciliar as visões contínua e discreta da matéria. Com isso, em um período de pouco mais de seis meses, interrompido apenas por um longo trabalho apresentado em Göttingen (1927e), no qual Dirac sintetiza os resultados obtidos

até esse momento em seus dois artigos anteriores, ele finalizará a sua equação do elétron, sobre a qual falaremos mais detalhadamente na segunda parte desta seção. Agora trataremos especificamente dos dois artigos entregues na primeira metade do ano de 1927. De fato, como havíamos abordado no capítulo anterior, Dirac, incentivado por seu orientador Fowler, deixa a Inglaterra a fim de realizar alguns dos seus estudos em Copenhague, na Dinamarca, e depois em Göttingen, na Alemanha. Desse modo, o artigo da teoria da transformação, apesar de ter sido publicado pela revista inglesa *Proceedings of the Royal Society*, encontra-se assinado por Dirac simultaneamente como representante do “St. John’s College, Cambridge” e do “Institute for Theoretical Physics, Copenhagen”. Contudo, ainda que sua finalização tenha ocorrido nesse período, como vimos, parte considerável dos questionamentos que o levaram até essa teoria havia muito claramente sido feita algum tempo antes dessa viagem. Os dois artigos que iremos analisar, o primeiro dos quais seria assinado novamente como uma colaboração com Cambridge, mas dessa vez envolvendo, além deste, o “Institute for Theoretical Physics, Göttingen”, demonstram mais profundamente a influência dessa etapa para o grande salto qualitativo em seus desenvolvimentos, especialmente com relação ao contexto encontrado por Dirac nos dois institutos fora da Inglaterra. De fato, apesar de a teoria da transformação ser um dos trabalhos mais importantes de toda sua carreira científica, seus artigos seguintes não apenas incorporam temas cada vez mais centrais dentro da física, como buscam ultrapassar a quântica; sem dúvida, muitas técnicas assimiladas tanto pela teoria quântica moderna como pela TQC seriam desenvolvidas nesses artigos anteriores à equação do elétron. No artigo (1927c), por exemplo, Dirac terminaria a apresentação de seus resultados da seguinte maneira: “gostaria de expressar meus agradecimentos ao Prof. Niels Bohr, por seu interesse neste trabalho e pela muito amigável discussão a respeito dele” (Dirac, 1927c, p. 265). Realmente, trata-se de um encontro entre dois dos maiores representan-

tes de gerações distintas de cientistas que ajudaram diretamente na construção da física quântica. Ao mesmo tempo, sua preocupação em considerar os novos resultados dentro do contexto mais amplo das pesquisas torna-se uma característica marcante desse outro momento de seus trabalhos.

Dessa maneira, o artigo (Dirac, 1927c), dividido em sete seções, faz de sua parte introdutória, como usual desde o final de 1925, um espaço reservado à avaliação do cenário no qual se encontram os demais resultados que serão apresentados no decorrer das próximas seções; assim, Dirac aponta qual será o objetivo de seu artigo e o primeiro parágrafo, em particular, enfatiza suas expectativas gerais com respeito ao alcance da teoria da transformação:

A nova teoria quântica, com base na proposição de que as variáveis dinâmicas não obedecem a lei da multiplicação comutativa, por agora se desenvolveu o suficiente para formar uma quase completa teoria da dinâmica. Pode-se tratar matematicamente o problema de qualquer sistema dinâmico composto de um número de partículas com forças instantâneas agindo entre elas, desde que ele seja descrito por uma função hamiltoniana e se possa interpretar fisicamente a matemática por um método geral muito definido (Dirac, 1927c, p. 243).

A visão apresentada nessa passagem nos remete aos primeiros artigos de Dirac, nos quais ele rapidamente percebeu as mudanças envolvidas com a mecânica quântica defendida por Heisenberg, resumida aqui como sendo uma álgebra não comutativa, ainda que, dessa vez, tivesse em vista outros problemas a serem enfrentados. Com efeito, a teoria da transformação, de algum modo, era um ponto de inflexão, ao menos formal, à interpretação conceitual da teoria quântica; contudo, esse horizonte mais longínquo igualmente apontava para um caminho maior a ser percorrido, bem como percalços a serem, de algum modo, transpostos, conscientemente descritos ainda nesse parágrafo:

De outro lado, quase nada tem sido feito até o presente na eletrodinâmica quântica. As questões do tratamento correto de um sistema

no qual as forças são propagadas com a velocidade da luz [*the forces are propagated with the velocity of light*] em vez de instantaneamente, da produção de um campo eletromagnético por um elétron em movimento e da reação desse campo no elétron, até agora, sequer foram tocados. Além disso, há uma séria dificuldade em fazer a teoria satisfazer todos os requerimentos do princípio da relatividade restrita, uma vez que uma função hamiltoniana não pode mais ser usada (Dirac, 1927c, p. 243).

As dificuldades com relação às formulações hamiltoniana e lagrangiana seriam, ainda por muito tempo, outro tema central para o desenvolvimento de uma versão relativística da eletrodinâmica quântica, e apesar de expor tão claramente o fato de não existir uma solução a todas essas estruturas mais gerais, a expectativa de Dirac não deixava de ser otimista, especialmente após ter obtido em seu artigo uma nova interpretação do processo de radiação: “parece ser possível desenvolver uma bastante satisfatória teoria da emissão da radiação e da reação da radiação de campo no sistema emissor com base nas cinemáticas e dinâmicas que não sejam estritamente relativísticas” (Dirac, 1927c, p. 244). Com efeito, não se trata de um problema menor, ao contrário, a inexistência de uma “teoria da radiação” era uma questão em aberto desde que foi apontada por Einstein em 1916, mesmo se considerada no contexto não relativístico. Assim como tantos outros resultados obtidos no período da Teoria Quântica Tardia, este era afinal apenas uma proposta *ad hoc*. O mais importante, nesse instante, era o fato de que uma abordagem poderia ser realizada a partir da teoria da transformação e não por um tratamento individual dispensado a esse problema. A extensão dos novos resultados a diferentes áreas e o sucesso correspondente deveriam trazer, ao mesmo tempo, maior confiança de que igualmente seriam encontradas soluções às questões maiores; não só para aquelas internas à quântica mas nas quais é preciso compreender sua relação com outras teorias da própria física. Observe que o caminho realizado por Dirac, desde esses momentos iniciais até mais tarde, quando apresenta a equação do elétron, faz dessa versão da teo-

ria quântica seu elemento central. Dessa maneira, ao apontar a grande separação entre os domínios relativístico e quântico, a um só tempo ele especifica o problema a ser resolvido e torna-o legítimo, uma grande mudança de percepção se considerarmos como esse ponto foi abordado em todo o período anterior da teoria quântica; entretanto, isso revela implicitamente a segurança de que uma tal exigência poderia agora ser cumprida através da teoria da transformação, o que, por enquanto, é só um ponto de vista especulativo. Ainda longe dos profundos desenvolvimentos que seriam realizados na equação do elétron, a relação entre quântica e relatividade, ao menos no pensamento de Dirac, mostra-se pela primeira vez como sendo uma dificuldade da própria teoria quântica, originada em razão desta última, apesar de ter obtido um conjunto de princípios coesos, não dialogar diretamente com as demais áreas da física, sobretudo com a relatividade, é isso que o parágrafo inicial de seu artigo nos revela. Esse contexto é essencial para percebermos o lugar ocupado por esses seus dois trabalhos seguintes no interior de seu projeto de pesquisa mais geral, uma vez que, retrospectivamente, apesar da grande importância individual de ambos, eles ainda eram motivados, sem dúvida, pela postura adotada por quem defendeu a necessidade da mecânica quântica na física, desde quando foi sugerida por Heisenberg: não por outra razão, a busca de soluções aos problemas em aberto tornava-se quase uma exigência à nova teoria quântica.

Com isso, o desenvolvimento teórico utilizado por Dirac no artigo (1927c), a fim de expressar a interação entre a radiação eletromagnética e o átomo, consiste na obtenção de uma hamiltoniana “adequada” a esse sistema, procurando-a nas diferentes representações entre as grandezas canônicas, uma vez que a teoria da transformação fornecia essa liberdade de escolha. Assim como de hábito na física clássica, a radiação eletromagnética deveria ser dividida em suas componentes de Fourier, as quais seriam escritas em termos de duas variáveis canonicamente conjugadas, chamadas de E_r e θ_r , respectiva-

mente, a energia e a fase, com relação a um grau de liberdade qualquer indicado por r . Caso a energia do átomo isolado seja chamada de H_0 , a função hamiltoniana do sistema átomo-radiação seria obtida da seguinte maneira:

Na ausência de qualquer interação entre o campo e o átomo, todo o sistema de campo mais átomo será descrito pela hamiltoniana

$$H = \sum_r E_r + H_0 \quad (2.1)$$

igual a energia total, H_0 sendo a hamiltoniana do átomo sozinho, desde que as variáveis E_r e θ_r satisfaçam obviamente suas relações canônicas das equações do movimento

$$\dot{E}_r = -\frac{\partial H}{\partial \theta_r} = 0, \quad \dot{\theta}_r = -\frac{\partial H}{\partial E_r} = 1.$$

Quando há interação entre o campo e o átomo, seria levado em conta na teoria clássica a adição de um termo de interação à hamiltoniana (2.1), o qual seria uma função das variáveis do átomo e das variáveis E_r e θ_r que descrevem o campo. Este termo de interação forneceria o efeito da radiação no átomo, e também a reação do átomo no campo de radiação (Dirac, 1927c, p. 244).

O tratamento clássico desse problema, de fato, era bem conhecido, logo, para uma abordagem quântica, bastaria reinterpretar as variáveis canônicas como “q-números satisfazendo as condições quânticas padrões [*standard*] $\theta_r E_r - E_r \theta_r = i\hbar$, etc.”, uma vez que, de acordo com Dirac, “essa proposição imediatamente fornece as propriedades dos *quanta* de luz à radiação”. Portanto, por analogia com o caso clássico, uma tal interação entre radiação e átomo poderia ser encontrada diretamente através de um termo adicional à hamiltoniana também no caso quântico: “Se nós, agora, adicionarmos um termo (tomado sobre a teoria clássica) à hamiltoniana (2.1), o problema pode ser resolvido de acordo com as regras da mecânica quântica, e esperaríamos obter os resultados corretos para a ação da radiação e o átomo um sobre o outro” (Dirac, 1927c, p. 244). Dessa maneira, o desenvolvimento realizado nesse artigo pretende chegar a dois grandes resultados: o primeiro

é o de que “será mostrado que nós de fato obtemos as leis corretas de emissão e absorção da radiação, e os valores corretos para A’s e B’s de Einstein” (Dirac, 1927c, p. 245); o segundo, por sua vez, é um ponto ainda mais interessante porque certamente trata-se de uma questão de caráter interpretativo, mas cuja relevância só pode ser percebida em vista do papel que ele desempenha na discussão acerca da relação onda/partícula na quântica, como Dirac chama a atenção:

Será também mostrado que a hamiltoniana que descreve a interação do átomo e as ondas eletromagnéticas pode ser tornada idêntica com a hamiltoniana para o problema da interação do átomo com um conjunto [*assembly*] de partículas se movendo com a velocidade da luz e satisfazendo a estatística de Einstein-Bose, por uma apropriada escolha da energia de interação para as partículas (Dirac, 1927c, p. 245).

Além de mostrar como se incorporava teoricamente um resultado conhecido há muito na quântica, formulado enquanto hipótese por Einstein, o artigo busca compreender, a partir desse ponto de partida, aspectos conceituais mais profundos a respeito da interpretação da matéria e de sua interação com a radiação eletromagnética, solução resumida por Dirac como sendo “uma completa harmonia entre as descrições ondulatória e dos *quanta* de luz à interação” (Dirac, 1927c, p. 245). Após fazer essa introdução e comentar, em linhas gerais, alguns dos desenvolvimentos que serão realizados, o artigo destaca como a teoria da transformação deve ser aplicada nas demais seções. Com efeito, Dirac chega a afirmar o seguinte: “o desenvolvimento matemático da teoria tornou-se possível em razão da teoria geral da transformação das matrizes quânticas, do autor” (Dirac, 1927c, p. 245) e, apesar de citar o trabalho de Jordan, “teoria essencialmente equivalente”, ele fará uso extensivo da notação desenvolvida em seu próprio artigo anterior. Desse modo, nas quatro primeiras seções serão realizadas aplicações diretas do formalismo da teoria da transformação a diferentes casos de interação entre átomo e radiação

eletromagnética. Em particular, nas seções §2 e §3, dois tratamentos admissíveis serão encontrados exatamente para o mesmo sistema físico, qual seja, o de um sistema atômico de elétrons com níveis energéticos distintos. A radiação, nesse caso, é capaz de alterar a energia individual dos elétrons, e estes podem, com isso, mudar o seu lugar ocupado entre os estados de energia disponíveis. A diferença importante entre os dois tratamentos utilizados em cada seção está no fato de que, enquanto na primeira abordagem, isto é, na seção §2, Dirac desenvolve uma solução bastante geral, com base na teoria da transformação; na seção §3, apenas fazendo uso da separação entre os q-números e c-números, associando aqueles a matrizes e estes a elementos de matriz, como usual, ele reinterpreta esse mesmo problema mas direciona sua abordagem à mecânica quântica ondulatória, ou seja, considerando somente a equação de Schrödinger. Assim, o artigo mostra que a única maneira de se interpretar os resultados nesta última situação será compreendê-los como sendo um caso particular de um conjunto constituído por um único tipo sistema e que, portanto, esse tratamento é insuficiente para fornecer uma distribuição probabilística. A teoria da transformação, quando aplicada ao tratamento da perturbação de um átomo, com o objetivo de descrever a interação deste com radiação eletromagnética, se mostra mais geral do que o tratamento feito apenas com a mecânica quântica ondulatória, a qual se limita a uma situação específica se não houver a introdução de proposições adicionais. Mais uma vez, cabe perceber que, além de apresentar novos formalismos matemáticos no interior da mecânica quântica, sua exposição tem em vista mostrar, de um lado, a capacidade de generalização conseguida através da teoria da transformação e, de outro lado, quais eram as dificuldades com as abordagens individuais realizadas *antes* disso. De fato, como vimos no capítulo anterior, a mecânica quântica de matrizes mostrara, de acordo com Dirac, algumas limitações, pois deixava de considerar certos casos conhecidos experimentalmente, alguns dos quais, por sua vez, ganhavam explica-

ções mais precisas justamente com a versão ondulatória. Dessa vez, serão apontadas as limitações desta última, a qual teve papel central nos próprios desenvolvimentos com os quais ele obteve sua versão mais geral. Na seção §4, Dirac desenvolve um formalismo capaz de considerar a interação entre dois sistemas quaisquer, um desenvolvimento especialmente útil ao tratamento de um sistema no qual radiação interage com radiação. Já em §5, o formalismo geral obtido em §2 será aplicado a um caso especial, a saber, quando a perturbação provoca a mudança de estados entre os “mesmos” níveis energéticos. Com efeito, no caso da estatística de Bose-Einstein, esse tratamento é essencial, uma vez que muitas partículas podem ocupar o mesmo nível energético. Novamente, Dirac ressalta o fato de que esse resultado obtido via teoria da transformação é uma generalização e, além disso, que esta não poderia ter sido obtida através do tratamento feito anteriormente por Max Born. Na seção §6, o caso estatístico de Bose-Einstein é retomado, mas dessa vez a radiação eletromagnética é considerada como sendo o único tipo de sistema físico presente e, finalmente, na seção §7, o artigo apresenta um dos seus resultados principais, a saber, a interação entre “um átomo e radiação de um ponto de vista ondulatório” (Dirac, 1927c, p. 262), mostrando, de um lado, como os chamados coeficientes A e B de Einstein podem ser deduzidos e, de outro lado, como esse tratamento é equivalente ao obtido pela interpretação corpuscular dos *quanta* de luz.

Ao longo das primeiras seções do artigo, o procedimento geral utilizado por Dirac pode ser resumido da seguinte maneira. A análise exhibe, a princípio, o desenvolvimento conceitual do sistema físico que se pretende estudar, considerando um ponto de vista conhecido — mesmo o clássico, se for o único disponível —, de onde se chega até uma primeira função hamiltoniana a cada caso. A seguir, aplica-se o processo de quantização com relação às variáveis canônicas e, desse modo, se obtém uma nova hamiltoniana, agora satisfazendo os princípios quânticos. A própria equação de Schrödinger, em par-

ticular, deve ser escrita diretamente em termos da notação da teoria da transformação, pois isso ajudará a identificá-la com as equações encontradas após a substituição das variáveis canônicas ter sido feita:

$$\int H(\xi' \xi'') d\xi''(\xi''/\alpha') = i\hbar \partial(\xi'/\alpha')/\partial t. \quad (2.2)$$

Por essa razão, é suficiente examinar mais detalhadamente apenas a discussão realizada na seção §2 do artigo, uma vez que as demais serão muito semelhantes. Nesta, Dirac descreve qual situação pretende estudar: “Vamos considerar as transições produzidas em um sistema atômico por uma perturbação arbitrária” (Dirac, 1927c, p. 248). O procedimento usual em problemas desse tipo havia sido considerado em outro artigo seu, (Dirac, 1926f, §5), mas num período anterior ao surgimento da teoria da transformação. A proposta desta primeira abordagem consistia em separar a função hamiltoniana H de um sistema atômico de tal modo que uma parte, chamada de H_0 , representasse o sistema isoladamente e, depois, a perturbação seria introduzida através de um termo chamado de V . Assim, as autofunções desse sistema serão dadas através da relação (1927c, p. 248):

$$i\hbar \partial\psi/\partial t = (H_0 + V)\psi,$$

seja então $\psi = a_r \psi_r$ a solução para essa equação satisfazendo as condições iniciais, onde ψ_r são as autofunções para o sistema “antes” de a perturbação V ter início, isto é, para $V = 0$. Sendo ψ_r a solução de cada estado estacionário r , $|a_r|^2$ será, portanto, a probabilidade de o sistema se encontrar em ψ_r . Essa mesma análise havia sido desenvolvida anteriormente em (Dirac, 1926g, p. 673): “[...] consideraremos o problema de um sistema atômico sujeito a uma perturbação externa [*from outside*] (e.g., um campo eletromagnético incidente), o qual varia com o tempo de maneira arbitrária”. Com isso, ele somente reproduz um dos resultados lá apresentados, a saber, a taxa de mudança no tempo de a_r :

$$ih\dot{a}_r = \sum_s V_{rs} a_s, \quad (2.3)$$

e seu conjugado imaginário:

$$-ih\dot{a}_r^* = \sum_s V_{rs}^* a_s^* = \sum_s a_s^* V_{sr}, \quad (2.4)$$

onde utiliza o fato de a matriz V ser hermitiana: $(V)^\dagger = (V^*)^T = V$. A partir disso, Dirac estende o resultado da seguinte maneira: “A teoria será aplicada diretamente a um conjunto [*assembly*] de N sistemas similares independentes se multiplicarmos cada um desses a_r 's por $N^{\frac{1}{2}}$ de modo a fazer $\sum_r |a_r|^2 = N$. Teremos agora que $|a_r|^2$ é o número provável de sistemas no estado r ” (Dirac, 1927c, p. 248). Desse modo, a seguinte hamiltoniana pode ser obtida para esse sistema físico (Dirac, 1927c, p. 248):

Se reconhecermos a_r e $ih\dot{a}_r^*$ como conjugados canônicos, as equações (2.3) e (2.4) tomam a forma hamiltoniana com a função $F_1 = \sum_{rs} a_r^* V_{rs} a_s$ hamiltoniana, nomeadamente,

$$\frac{da_r}{dt} = \frac{1}{ih} \frac{\partial F_1}{\partial a_r^*}, \quad ih \frac{da_r^*}{dt} = -\frac{\partial F_1}{\partial a_r}.$$

Podemos transformar para as variáveis canônicas N_r , ϕ_r , pela transformação de contato

$$a_r = N_r^{\frac{1}{2}} e^{-i\phi_r/h}, \quad a_r^* = N_r^{\frac{1}{2}} e^{i\phi_r/h}.$$

Esta transformação torna as novas variáveis N_r e ϕ_r reais, N_r sendo igual a $a_r a_r^* = |a_r|^2$, o número provável de sistemas no estado r , e ϕ_r/h sendo a fase das autofunções que os representam. A hamiltoniana F_1 agora se torna

$$F_1 = \sum_{rs} V_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\phi_r - \phi_s)/h},$$

e as equações que determinam a taxa para a qual transições ocorrem têm a forma canônica

$$\dot{N}_r = -\frac{\partial F_1}{\partial \phi_r}, \quad \dot{\phi}_r = -\frac{\partial F_1}{\partial N_r}.$$

Esta será apenas a primeira de três transformações. que serão feitas na seção §2, e cada uma ajudará a mostrar aspectos diferentes da teoria. Observe que nem sempre a mudança de variáveis, como essa que acabou de ser feita, leva a uma nova hamiltoniana; todavia, se existe ou não uma nova hamiltoniana quando se realiza mudanças desse tipo é uma questão que pode ser respondida considerando-se algumas relações específicas; quando uma nova hamiltoniana existe e pode ser encontrada diretamente com a substituição dessas novas variáveis em uma hamiltoniana conhecida, temos uma transformação de contato. Que este último, em particular, é o caso para a nova F_1 , pode ser confirmado através das funções inversas de N_r e θ_r :

$$N_r = a_r a_r^* \quad \text{e} \quad \theta_r = -\frac{i\hbar}{2} \ln \left(\frac{a_r^*}{a_r} \right).$$

Por exemplo, seja um índice k específico de r , então a derivada temporal pode ser obtida diretamente da seguinte maneira:

$$\dot{N}_k = \dot{a}_k a_k^* + a_k \dot{a}_k^*,$$

por outro lado, a nova hamiltoniana F_1 escrita em termos de N_r e ϕ_k fornece as relações:

$$\begin{aligned} \dot{N}_k &= -\frac{\partial F_1}{\partial \phi_k} = -\frac{\partial}{\partial \phi_k} \left(\sum_{rs} V_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\phi_r - \phi_s)/\hbar} \right) \\ &= -\frac{i}{\hbar} \left(\sum_s V_{ks} N_k^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\phi_k - \phi_s)/\hbar} \right) + \frac{i}{\hbar} \left(\sum_r V_{rk} N_r^{\frac{1}{2}} N_k^{\frac{1}{2}} e^{i(\phi_r - \phi_k)/\hbar} \right) \\ &= -\frac{i}{\hbar} \left(\sum_s V_{ks} (N_k^{\frac{1}{2}} e^{i\phi_k/\hbar}) N_s^{\frac{1}{2}} e^{-i\phi_s/\hbar} \right) + \frac{i}{\hbar} \left(\sum_r V_{rk} N_r^{\frac{1}{2}} e^{i\phi_r/\hbar} (N_k^{\frac{1}{2}} e^{-i\phi_k/\hbar}) \right) \\ &= -\frac{i}{\hbar} \left(\sum_s V_{ks} N_s^{\frac{1}{2}} e^{-i\phi_s/\hbar} \right) (N_k^{\frac{1}{2}} e^{i\phi_k/\hbar}) + \frac{i}{\hbar} (N_k^{\frac{1}{2}} e^{-i\phi_k/\hbar}) \left(\sum_r N_r^{\frac{1}{2}} e^{i\phi_r/\hbar} V_{rk} \right), \end{aligned}$$

reescrevendo a equação anterior em termos de a_k e a_k^* :

$$\dot{N}_k = -\frac{\partial F_1}{\partial \phi_k} = -\frac{i}{\hbar} \left(\sum_s V_{ks} a_s \right) a_k^* + \frac{i}{\hbar} a_k \left(\sum_r a_r^* V_{rk} \right),$$

e fazendo uso das relações apresentadas no artigo (Dirac, 1927c, p. 248) para o índice k :

$$i\hbar \dot{a}_k = \sum_s V_{ks} a_s \quad \text{e} \quad -i\hbar \dot{a}_k^* = \sum_r a_r^* V_{rk},$$

recuperamos o mesmo valor obtido com a derivada de N_k :

$$\dot{N}_k = -\frac{\partial F_1}{\partial \phi_k} = \dot{a}_k a_k^* + a_k \dot{a}_k^*.$$

Resultado semelhante pode ser encontrado para ϕ_k . Nesse sentido, temos um desenvolvimento análogo ao que poderia ter sido feito no caso clássico, exceto em razão da presença da constante¹ de Planck h . Todas as demais transformações, assim como esta, serão de contato, das quais a próxima (Dirac, 1927c, p. 249) é considerada apenas como sendo, com relação às outras, “mais conveniente”, tal que:

[...] pode ser obtida com ajuda das quantidades

$$b_r = a_r e^{-iW_r t/h}, \quad b_r^* = a_r^* e^{iW_r t/h},$$

sendo W_r a energia do estado r . Temos $|b_r|^2$ igual a $|a_r|^2$, o número provável de sistemas no estado r . Para \dot{b}_r encontramos

$$\begin{aligned} i\hbar \dot{b}_r &= W_r b_r + i\hbar \dot{a}_r e^{-iW_r t/h} \\ &= W_r b_r + \sum_{rs} V_{rs} b_s e^{-i(W_s - W_r)t/h}, \end{aligned}$$

com ajuda de (2.3). Se colocarmos $V_{rs} = v_{rs} e^{-i(W_r - W_s)t/h}$, tal que v_{rs} é uma constante quando V não envolve o tempo explicitamente, isto se reduz a

1. Neste artigo, h não é a constante de Planck mas $h/2\pi$.

$$\begin{aligned} i\hbar\dot{b}_r &= W_r b_r + \sum_r v_{rs} b_s \\ &= \sum_s H_{rs} b_s, \end{aligned} \quad (2.5)$$

onde $H_{rs} = W_r \delta_{rs} + v_{rs}$, que é um elemento de matriz da hamiltoniana total $H = H_0 + V$ com o fator temporal $e^{-i(W_r - W_s)t/\hbar}$ removido, tal que H_{rs} é uma constante quando H não envolve o tempo explicitamente. A equação (2.5) é da mesma forma que a equação (2.3), e pode ser colocada na forma hamiltoniana da mesma maneira.

Apesar de não modificar a interpretação de $|b_r|^2$, que ainda será igual à probabilidade $|a_r|^2$ de o sistema se encontrar em ψ_r , com essa formulação fica evidente a conexão com a versão ondulatória da mecânica quântica (Dirac, 1927c, p. 249):

Deve-se notar que a equação (2.5) é obtida diretamente caso escreva-se a equação de Schrödinger em um conjunto de variáveis que especificam os estados estacionários do sistema não perturbado. Se essas variáveis são ξ_h e se $H(\xi' \xi'')$ denota um elemento de matriz da hamiltoniana total H no esquema (ξ) , esta equação de Schrödinger seria

$$i\hbar \partial \psi(\xi') / \partial t = \sum_{\xi''} H(\xi' \xi'') \psi(\xi''), \quad (2.6)$$

como a equação (2.2). Esta difere da equação anterior (2.5) somente na notação, um sufixo individual r sendo lá usado para denotar o estado estacionário em vez de um conjunto de valores numéricos ξ'_r para as variáveis ξ_k , e b_r sendo usado em vez de $\psi(\xi')$. A equação (2.6), e portanto também a equação (2.5), pode ainda ser usada quando a hamiltoniana é de um tipo mais geral que não pode ser expressa como uma função algébrica de um conjunto de variáveis canônicas, mas que ainda possa ser representada pela matriz $H(\xi' \xi'')$ ou H_{rs} .

A generalidade destacada por Dirac nessa abordagem é, sem dúvida, seu aspecto mais importante, ou seja, basta encontrar uma representação $H(\xi' \xi'')$ para algum sistema (ξ') e a teoria pode ser desenvolvida. Quando as variáveis canônicas são conhecidas, em especial, é suficiente encontrar uma primeira hamiltoniana para o sistema e, a seguir, aplicar as transformações sobre essas variáveis até se obter uma descrição mais “adequada”, dentre as quais a formulação direta da equação de Schrödinger é *um caso par-*

ricular. Dirac, então, prossegue com essa discussão mostrando outras transformações interessantes com a intenção de compreender alguns dos próximos desenvolvimentos que serão apresentados mais adiante em seu artigo (1927c, p. 250):

Nós agora tomamos b_r e ihb_r^* sendo as variáveis canônicas conjugadas em vez de a_r e $ih a_r^*$. A equação (2.5) e sua equação conjugada imaginária agora terão a forma hamiltoniana com a função hamiltoniana

$$F = \sum_{rs} b_r^* H_{rs} b_r.$$

Procedendo como antes, faremos as transformações de contato

$$b_r = N_r^{\frac{1}{2}} e^{-i\theta_r/h}, \quad b_r^* = N_r^{\frac{1}{2}} e^{i\theta_r/h}, \quad (2.7)$$

para as novas variáveis canônicas N_r e θ_r , onde N_r é, como antes, o número provável de sistemas no estado r , e θ_r é uma nova fase. A hamiltoniana F se tornará

$$F = \sum_{rs} H_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\theta_r - \theta_s)/h},$$

e as equações para as taxas de mudança de N_r e θ_r tomarão a forma canônica

$$\dot{N}_r = -\frac{\partial F}{\partial \theta_r}, \quad \dot{\theta}_r = \frac{\partial F}{\partial N_r}.$$

A hamiltoniana pode ser escrita

$$F = \sum_r W_r N_r + \sum_{rs} v_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\theta_r - \theta_s)/h}.$$

O primeiro termo $\sum_r W_r N_r$ é a energia própria total do conjunto [*assembly*], e o segundo pode ser considerado como uma energia adicional devida à perturbação. Se a perturbação fosse zero, as fases θ_r cresceriam linearmente com o tempo, enquanto as fases prévias ϕ_r seriam constantes nesse caso.

Perceba que esta última observação feita por Dirac acontece porque se a perturbação for nula, então todos os elementos de matriz de v são $v_{rs} = 0$, de onde temos:

$$\frac{d\theta_k}{dt} = \frac{\partial F}{\partial N_k} = W_k \rightarrow \theta_k = W_k t,$$

e, com respeito à transformação anterior, a hamiltoniana F_1 se anula, portanto:

$$\frac{d\phi_k}{dt} = \frac{\partial F_1}{\partial N_k} = 0 \rightarrow \phi_k = \text{cte.}$$

Podemos resumir essas duas primeiras transformações de variáveis canônicas e suas respectivas equações hamiltonianas com o esquema seguinte. No primeiro caso a hamiltoniana final será:

$$F_1 = \sum_{rs} V_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\phi_s - \phi_r)/h},$$

obtida a partir das soluções iniciais ψ_r estacionárias (quando não há perturbação):

$$\psi = \sum_r a_r \psi_r \quad \rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} a_r \\ i\hbar a_r^* \end{array} \right\} \quad \rightarrow \quad F_1 = \sum_{rs} a_r^* V_{rs} a_s$$

$$\left(\begin{array}{l} a_r = N_r^{\frac{1}{2}} e^{-i\phi_r/h} \\ a_r^* = N_r^{\frac{1}{2}} e^{i\phi_r/h} \end{array} \right) \quad \rightarrow \quad \left\{ \begin{array}{l} N_r \\ \phi_r \end{array} \right\} \quad \rightarrow \quad F_1 = \sum_{rs} V_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\phi_r - \phi_s)/h},$$

a última dessas transformações tem o objetivo de expressar a hamiltoniana F_1 em termos de variáveis reais. No segundo caso, chega-se à hamiltoniana F dada por:

$$F = \sum_{rs} H_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\theta_s - \theta_r)/h} = \sum_r W_r N_r + \sum_{rs} v_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\theta_r - \theta_s)/h},$$

mas que, para ser colocada em termos de variáveis reais, será necessária a introdução de uma transformação intermediária b_r e $i\hbar b_r^*$:

$$\psi = \sum_r a_r \psi_r \quad \longrightarrow \quad \left\{ \begin{array}{c} a_r \\ i\hbar a_r^* \end{array} \right\} \quad \longrightarrow \quad F_1 = \sum_{rs} a_r^* V_{rs} a_s$$

$$\left(\begin{array}{c} b_r = a_r e^{-iW_r t/\hbar} \\ b_r^* = a_r^* e^{iW_r t/\hbar} \end{array} \right) \quad \longrightarrow \quad \left\{ \begin{array}{c} b_r \\ i\hbar b_r^* \end{array} \right\} \quad \longrightarrow \quad F = \sum_{rs} b_r^* H_{rs} b_s$$

$$\left(\begin{array}{c} b_r = N_r^{\frac{1}{2}} e^{-i\theta_r/\hbar} \\ b_r^* = N_r^{\frac{1}{2}} e^{i\theta_r/\hbar} \end{array} \right) \quad \longrightarrow \quad \left\{ \begin{array}{c} N_r \\ \theta_r \end{array} \right\} \quad \longrightarrow \quad F = \sum_r W_r N_r + \sum_{rs} v_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} N_s^{\frac{1}{2}} e^{i(\theta_r - \theta_s)/\hbar}$$

Observe que a introdução das variáveis b_r e $i\hbar b_r^*$ leva à solução geral da equação de Schrödinger se as autofunções ψ_r forem conhecidas para os estados estacionários. Com isso, a partir dessa primeira discussão, fica evidente como se correlacionam as diferentes descrições — sejam as variáveis canônicas, seja a função hamiltoniana — associadas ao *mesmo* sistema físico. De fato, essas duas transformações expostas ainda nesta segunda seção do artigo serão essenciais para quase todas as demonstrações seguintes, pois Dirac deverá mostrar que, a partir de uma escolha determinada das variáveis canônicas, diferentes *interpretações* de situações dinâmicas associadas ao *mesmo* caso físico podem ser obtidas; mas que, por outro lado, apenas uma análise direta, através de uma aplicação das teorias matricial ou ondulatória, não será o suficiente para fazer transparecer a existência de todas essas conexões mais gerais entre suas múltiplas soluções e, portanto, não poderá responder individualmente todas as perguntas que se queira fazer acerca de um determinado sistema físico.

Com isso, na seção §3, chamada de “A Perturbação de um Conjunto Satisfazendo a Estatística de Einstein-Bose”, o método geral obtido com a teoria da transformação é

sintetizado por Dirac da seguinte maneira: “O desenvolvimento da teoria que naturalmente é sugerido é tornar essas variáveis canônicas q-números satisfazendo as condições quânticas usuais, em vez de c-números, tal que suas equações hamiltonianas do movimento tornem-se verdadeiras equações quânticas” (1927c, p. 251). O principal objetivo da teoria da transformação, nesse sentido, é o de mostrar como dentre as diferentes escolhas distintas às representações matriciais das grandezas canônicas, uma delas poderia ter seus elementos de matriz interpretados exatamente como funções de onda que satisfazem a equação de Schrödinger. A interpretação dos q-números e sua relação com os c-números foi um dos pontos essenciais a fim de estabelecer essa conexão entre as versões matricial e ondulatória da mecânica quântica. Agora, partindo justamente dessa análise, Dirac pretende mostrar como, para o caso específico da perturbação de um conjunto de sistemas físicos independentes, será possível determinar qual é a relação (distribuição probabilística) entre todos esses diferentes estados energéticos. Contudo, antes de realizar os cálculos, Dirac escreve um parágrafo discutindo detalhadamente por qual razão o método que será utilizado exhibe resultados mais gerais, se comparado com uma interpretação direta com base somente em uma análise ondulatória:

A função hamiltoniana agora fornecerá uma equação de onda de Schrödinger, a qual deve ser resolvida e interpretada de modo usual. A interpretação não fornecerá meramente o número provável de sistemas em qualquer estado, mas a probabilidade de qualquer distribuição dada aos sistemas entre os vários estados, esta probabilidade sendo, de fato, igual ao quadrado do módulo da solução normalizada da equação de onda que satisfaz as condições iniciais apropriadas. Poderíamos, é claro, calcular diretamente das considerações elementares a probabilidade de qualquer distribuição dada quando os sistemas são independentes, pois conhecemos a probabilidade de cada sistema estando em qualquer estado particular. Encontraremos que a probabilidade calculada diretamente por essa via não concorda [*does not agree*] com aquela obtida através da equação de onda exceto no caso especial quando há um único sistema no conjunto. No caso geral será mostrado que a equação de onda leva o valor correto às probabilidades de qualquer distribuição quando os sistemas obedecem a estatística de Einstein-Bose em vez de serem independentes (Dirac, 1926c, p. 251).

Ou seja, a teoria da transformação consegue obter a probabilidade de cada uma das possíveis distribuições dos sistemas, considerando-os todos independentes uns dos outros. A teoria ondulatória, por sua vez, só pode chegar a esses valores ou quando o conjunto é formado por um único sistema — uma situação bastante específica —, ou quando se introduz a proposição adicional de que os sistemas obedecem a estatística de Bose-Einstein. A diferença é essencial, porque os elétrons satisfazem uma estatística de Fermi-Dirac. Não por outro motivo, na introdução, Dirac considera que a interpretação ondulatória da luz “aparece na teoria somente quando se está lidando com um conjunto de associação de partículas satisfazendo a estatística de Einstein-Bose. Não há, portanto, tal onda associada com elétrons” (1927c, p. 247). Tratamento semelhante exigiria, justamente, a equação do elétron. Ao nosso trabalho, tão importante quanto os cálculos, os quais, é claro, dão suporte a todas essas conclusões, é o caminho explorado por Dirac a fim de mostrar como as diferentes representações de um problema físico seriam capazes de exibir os múltiplos aspectos envolvidos neste.

Com efeito, Dirac, na seção §3, chegará a uma solução da equação de onda por dois métodos diferentes. No primeiro, ele impõe as condições quânticas às variáveis canônicas b_r e ihb_r^* e, depois, mostra como a hamiltoniana F , obtida com as variáveis reais N_r e θ_r , fornece uma solução à seguinte equação de onda:

$$ih \frac{\partial}{\partial t} \psi(N'_1, N'_2, N'_3 \dots) = F \psi(N'_1, N'_2, N'_3 \dots). \quad (2.8)$$

A interpretação das grandezas canônicas b e ihb^* como q-números, leva, portanto, até as próximas relações (Dirac, 1927c, p. 251):

Vamos assumir que as variáveis b_r, ihb_r^* de §2 sejam q-números canônicos satisfazendo as condições quânticas

$$b_r \cdot ihb_r^* - ihb_r^* \cdot b_r = ih$$

ou

$$b_r b_r^* - b_r^* b_r = 1$$

e

$$\begin{aligned} b_r b_s - b_s b_r &= 0, & b_r^* b_s^* - b_s^* b_r^* &= 0 \\ b_r b_s^* - b_s^* b_r &= 0 & (s \neq r). \end{aligned}$$

As equações de transformação (2.7) devem agora ser escritas na forma quântica

$$\left. \begin{aligned} b_r &= (N_r + 1)^{\frac{1}{2}} e^{-i\theta_r/h} = e^{-i\theta_r/h} N_r^{\frac{1}{2}} \\ b_r^* &= N_r^{\frac{1}{2}} e^{i\theta_r/h} = e^{i\theta_r/h} (N_r + 1)^{\frac{1}{2}}, \end{aligned} \right\} \quad (2.9)$$

no sentido de que N_r, θ_r possam também ser variáveis canônicas.

Contudo, antes de reescrever a equação de onda (2.8), Dirac apresenta (1927c, p. 252) a versão quântica da hamiltoniana F , levando em consideração essa nova interpretação:

$$F = \sum_{rs} H_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} (N_s + 1 - \delta_{rs})^{\frac{1}{2}} e^{i(\theta_r - \theta_s)/h}, \quad (2.10)$$

e, após discutir os cálculos, mostra que a equação (2.8), nesse caso, deve assumir a seguinte forma:

$$\begin{aligned} ih \frac{\partial}{\partial t} \psi(N'_1, N'_2, N'_3 \dots) \\ = \sum_{rs} H_{rs} N_r^{\frac{1}{2}} (N'_s + 1 - \delta_{rs})^{\frac{1}{2}} \psi(N'_1, N'_2 \dots N'_r - 1, \dots N'_s + 1, \dots). \end{aligned} \quad (2.11)$$

Alguns aspectos importantes dessa equação devem ser observados. Inicialmente, cabe perceber que a função ψ é obtida em termos dos c-números N'_r (com índice linha), os quais têm significado diferente daquele dado às matrizes N_r (sem índice linha). Com

efeito, N'_1 é o número de sistemas no estado 1, N'_2 é o número de sistemas no estado 2, e assim por diante. Ademais, o lado direito da equação de onda anterior é uma soma na qual cada termo isolado depende apenas dos valores r e s , e, portanto, eles dependem de N_r e N_s . De modo geral, a derivada no tempo é responsável pela seguinte mudança individual nas variáveis da solução dada por ψ :

$$\psi(N'_1, N'_2, N'_3 \dots) \rightarrow \psi(N'_1, N'_2 \dots N'_r - 1, \dots N'_s + 1, \dots)$$

por isso, Dirac conclui (1926c, p. 252):

Nós vemos do lado direito dessa equação que na representação matricial F , o termo em F envolvendo $e^{i(\theta_r - \theta_s)/\hbar}$ somente irá contribuir aos elementos de matriz que se referem às transições nas quais N_r diminui por uma unidade e N_s aumenta por uma unidade, *i.e.*, os elementos de matriz do tipo $F(N'_1, N'_2 \dots N'_r \dots N'_s; N'_1, N'_2 \dots N'_r - 1 \dots N'_s + 1 \dots)$. Se encontrarmos uma solução $\psi(N'_1, N'_2 \dots)$ da equação (2.11) que esteja normalizada (*i.e.*, uma tal que $\sum_{N'_1, N'_2 \dots} |\psi(N'_1, N'_2 \dots)|^2 = 1$) e que satisfaça as condições iniciais próprias, então $|\psi(N'_1, N'_2 \dots)|^2$ será a probabilidade daquela distribuição na qual N'_1 sistemas estejam no estado 1, N'_2 sistemas estejam no estado 2, \dots para qualquer tempo.

Portanto, para cada sistema que deixa de existir em um estado r , surge um novo sistema em algum outro estado s . Conhecer a função de onda normalizada ψ para todos os possíveis conjuntos (N_1, N_2, \dots) , tais que $\sum_r N_r = N$ seja um valor fixo, é suficiente para que possamos encontrar as probabilidades de cada uma dessas distribuições em função do tempo. Observe que isso depende diretamente da forma assumida pela hamiltoniana F , mas, sobretudo, de que ela possa ser escrita em termos das variáveis N_r e θ_r . Que essa solução anterior se reduz à análise ondulatória para o caso de um único sistema, basta tomar $N_s = 1$ para algum índice s e $N_r = 0$ para $r \neq s$, e a equação de Schrödinger é recuperada. Contudo, exceto neste caso, uma descrição mais geral feita através da mecânica ondulatória necessita da introdução da estatística de Einstein-Bose:

Agora tome o caso geral de um número arbitrário de sistemas no conjunto [*assembly*], e assuma que eles obedeçam a mecânica da estatística de Bose-Einstein. Isto requer que, no tratamento comum do problema, somente aquelas autofunções que são simétricas entre todos os sistemas devem ser levadas em consideração, estas autofunções sendo por elas mesmas suficientes para fornecer uma solução quântica completa do problema (Dirac, 1926c, p. 253).

Percebe-se, com isso, uma diferença fundamental entre as duas análises: enquanto na primeira, a hamiltoniana foi apresentada com relação aos valores N'_r de sistemas no estado ψ_r , e isso exhibe diretamente como se distribuem as diferentes configurações do sistema; nesta outra situação, a construção da solução só pode ser feita a partir das autofunções obtidas diretamente através da equação de Schrödinger caso se introduza a probabilidade de Einstein-Bose, isto é:

Se indexarmos cada sistema com um número n , então a hamiltoniana para o conjunto será $H_A = \sum_n H(n)$, onde $H(n)$ é o H de §2 (igual a $H_0 + V$) expressado em termos das variáveis do n -ésimo sistema. Um estado estacionário do conjunto é definido pelos números $r_1, r_2 \dots r_n \dots$, os quais são os índices dos estados estacionários nos quais os sistemas permanecem separados. A equação de Schrödinger para o conjunto em uma coleção de variáveis que especifica os estados estacionários será da forma (2.6) (com H_A em vez de H), e podemos escrevê-la na notação da equação (2.5), portanto

$$i\hbar \dot{b}(r_1 r_2 \dots) = \sum_{s_1, s_2 \dots} H_A(r_1 r_2 \dots; s_1 s_2 \dots) b(s_1 s_2 \dots), \quad (2.12)$$

onde $H_A(r_1 r_2 \dots; s_1 s_2 \dots)$ é o elemento de matriz geral de H_A (com o fator temporal removido). Esse elemento de matriz se anula quando mais do que um s_n difere do correspondente r_n ; é igual a $H_{r_n s_n}$ quando s_n difere de r_n e todo outro s_n é igual a r_n ; e será igual a $\sum_n H_{r_n r_n}$ quando todo s_n for igual a r_n . Substituindo esses valores em (2.12), nós obtemos

$$i\hbar \dot{b}(r_1 r_2 \dots) = \sum_m \sum_{s_m \neq r_m} H_{r_m s_m} b(r_1 r_2 \dots r_{m-1} s_m r_{m+1} \dots) + \sum_n H_{r_n r_n} b(r_1 r_2 \dots), \quad (2.13)$$

(Dirac, 1926c, p. 253).

As restrições sobre a matriz geral $H_A(r_1 r_2 \dots ; s_1 s_2 \dots)$ surgem a fim de recuperar a hamiltoniana $H_A = \sum_n H(n)$, a qual, por sua vez, depende apenas da soma dos valores individuais de energia de cada sistema do conjunto. Vimos a importância da introdução dos índices e de toda essa nomenclatura na elaboração da teoria da transformação; aqui, novamente, com o objetivo de se estabelecer a conexão entre essas duas maneiras de se obter a hamiltonia para um conjunto de sistemas físicos idênticos, será preciso determinar qual é a relação entre as variáveis canônicas e os índices de matrizes obtidos na equação de Schrödinger, ou seja (Dirac, 1927c, p. 254):

Seja N_r denotando o número de sistemas no estado r . Então um estado estacionário do conjunto descrito por uma autofunção simétrica pode ser especificado pelos números $N_1, N_2 \dots N_r \dots$ exatamente assim como pelos números $r_1, r_2 \dots r_n \dots$ e seremos capazes de transformar a equação (2.13) para as variáveis $N_1, N_2 \dots$

Desse ponto em diante, os próximos desenvolvimentos não serão necessariamente complexos, mas certamente bastante detalhados, sobretudo porque utilizam resultados usuais da matemática estatística e, por isso, exigem muita atenção. O leitor pode consultar essas passagens diretamente no artigo, aqui nos limitaremos a apresentar apenas as suas conclusões. De fato, a estratégia adotada por Dirac busca mostrar como as variáveis canônicas b e $i\hbar b^*$ são escritas nos dois casos, isto é, através dos valores de N_r e por meio dos índices r_n , portanto (1927c, p. 254):

$$b(N_1, N_2 \dots) = (N! / N_1! N_2! \dots)^{\frac{1}{2}} b(r_1 r_2 \dots),$$

e a equação (2.13) pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\begin{aligned}
ih\dot{b}(N_1, N_2 \dots) = & \sum_r \sum_{s \neq r} N_r^{\frac{1}{2}} (N_s + 1)^{\frac{1}{2}} H_{rs} b(N_1, N_2 \dots N_r - 1 \dots N_s + 1 \dots) \\
& + \sum_r N_r H_{rr} b(N_1, N_2 \dots), \tag{2.14}
\end{aligned}$$

“a qual é idêntica a (2.11) (exceto pelo fato de que em (2.14) as linhas [de índice] foram omitidas de N 's, o que é permitido quando nós não exigimos nos referir aos N 's como q-números). Portanto, nós estabelecemos que a hamiltoniana (2.10) descreve o efeito de uma perturbação em um conjunto satisfazendo a estatística de Einstein-Bose” (1927c, p. 255). O método empregado por Dirac consiste, nesse sentido, em mostrar como a escolha correta das grandezas canônicas expõe todas as características associadas com a estatística, sem a introdução desta última como um pressuposto. Esse mesmo movimento havia sido indicado quando ele fez sua apresentação da teoria da transformação.

Com isso, ao mostrar o elevado grau de generalidade de sua teoria e, em certa medida, de relativa simplicidade, especialmente se compararmos os dois caminhos realizados a fim de se obter a hamiltoniana do sistema radiação-átomo, Dirac certamente tem elementos suficientes para acreditar na construção de um cenário mais promissor com relação ao elétron. A discussão feita por nós até agora é suficiente para perceber a importância que a teoria da transformação passa a ter nesses seus trabalhos seguintes e, ao mesmo tempo, exemplifica mais detalhadamente como ela será efetivamente utilizada. Ainda nesse artigo, Dirac aprofunda alguns dos resultados demonstrados nas três primeiras seções e, desse modo, descreve outros tipos de interações similares às discutidas anteriormente, como, por exemplo, a que será abordada na seção §4 (1927c, p. 255):

A teoria pode prontamente ser estendida ao caso quando a perturbação consiste da interação com um sistema dinâmico perturbador, a reação do sistema perturbado no sistema perturbador sendo levada em consideração. (A distinção entre o sistema perturbador e o sistema perturbado não é real, é claro, mas ela será mantida por conveniência).

De modo geral, a estrutura teórica é bastante similar à que acabamos de discutir, por isso iremos apenas citar alguns dos resultados obtidos no restante do artigo. O primeiro dos quais é interessante destacar encontra-se na seção §5, na qual Dirac reelabora o problema discutido por Born (1926) a respeito da colisão entre um sistema atômico e um elétron: “O aspecto essencial do problema é que ele se refere ao sistema dinâmico que pode, sob a influência da energia de perturbação que não envolva o tempo explicitamente, fazer transições de um estado a outros de mesma energia” (1927c, p. 256). A questão é importante, segundo Dirac, pois a análise realizada por Born não considera a troca energética entre níveis de mesmo valor; portanto, ao considerar apenas transições entre valores distintos, uma dificuldade surge porque não são levadas em consideração as interações nas quais o elétron é absorvido e reemitido com a “mesma” energia, e isso influencia diretamente nos valores probabilísticos obtidos nessa análise: “O método mais definitivo que será mostrado agora que a proposição de Born não está correta, sendo necessário multiplicar o quadrado da amplitude por um certo fator” (1927c, p. 257), mais uma vez, uma reelaboração de resultados conhecidos através da aplicação da teoria da transformação, levará até o seguinte resultado:

$$4\pi^2(2\pi h)^2 \frac{E'E^0}{c^4} |v(p'; p^0)|^2 \frac{P'}{P^0} \sin \theta' d\theta' d\phi',$$

de onde Dirac conclui: “Esta é a área efetiva que deve ser atingida por um elétron a fim de que seja espalhado em um ângulo sólido $\sin \theta' d\theta' d\phi'$ com energia E' . Este resultado difere por um fator $(2\pi h)^2/2mE'.P'/P^0$ do de Born” (Dirac, 1927c, p. 260).

Na seção §6, a seguir, Dirac retoma a análise de um sistema constituído pelos *quanta* de luz, fazendo uso de seus resultados anteriores:

O *quantum* de luz tem a peculiaridade de que ele aparentemente cessa de existir quando está em um dos seus estados estacionários, nomeadamente, o estado zero, no qual seu momento e, portanto, também

sua energia, são zero. Quando um *quantum* de luz é absorvido pode-se considerar que ele saltou neste estado zero, e quando ele é emitido pode-se considerar que ele saltou do estado zero para um no qual ele é fisicamente evidente, tal que ele parece ter sido criado. Uma vez que não há limite ao número de *quanta* de luz que podem ser criados desse modo, podemos supor que exista um número infinito de *quanta* de luz no estado zero, tal que o N_0 da hamiltoniana [obtida na seção §4] é infinita (Dirac, 1927c, p. 261).

Essa passagem, como Silvan Schweber chama a atenção, caracteriza muito bem como se desenvolverá o pensamento de Dirac mais tarde, em 1930, quando ele apresentará sua interpretação da equação do elétron:

Ele assumiu a existência do “estado zero” para os *quanta* de luz — o estado de vácuo — no qual supõe-se que um número infinito deles pode existir, mas no qual *eles não são observáveis*. Tal proposição permitiu-lhe transformar sua hamiltoniana original em uma [...] que descreve a criação e aniquilação de fótons. Eu enfatizei a análise de Dirac do estado de vácuo porque em 1930 ele novamente fará uma forte [*striking*] proposição concebendo o vácuo no caso de elétrons quando eles são descritos pela equação de Dirac, cuja proposição constitui a essência da teoria da buraco (Schweber, 1994, p. 30).

Como observamos, mais de uma vez, a construção de certos conceitos, alguns dos quais serão fundamentais em seus trabalhos, se realiza paulatinamente ao longo dos artigos e, por vezes, esse método, por assim dizer, consiste na identificação de pequenos elementos teóricos cuja discussão se aprofunda até que eles se consolidem em proposições centrais em suas teorias. Assim como examinamos detalhadamente a respeito da nomenclatura dos q-números, e da importância destes à teoria da transformação, a reelaboração em torno das diferentes interpretações do estado de menor energia dos fótons, isto é, o estado de vácuo, se transformará em um aspecto central em sua visão sobre como a equação do elétron deverá ser interpretada, tema que voltaremos a analisar mais adiante nesse trabalho. Por enquanto, cabe apenas observar que o desenvolvimento realizado por Dirac, *já nesse momento*, busca reconsiderar aspectos mais específicos da

física quântica com base, no entanto, em uma teoria mais geral. Os resultados da seção §6 continuam a exibir essa sequência de descobertas (Dirac, 1926c, p. 262):

Nós, portanto, obtivemos que a probabilidade de um processo de absorção é proporcional a I_r , a intensidade incidente por intervalo unitário de frequência, e que a de um processo de emissão será proporcional a $I_r + (2\pi h)\nu_r^3/c^2$, as quais são exatamente as leis de Einstein. Da mesma maneira, a probabilidade de um processo no qual um *quantum* de luz é espalhado de um estado r a um estado s é proporcional a $I_s[I_r + (2\pi h)\nu_r^3/c^2]$, a qual é a lei de Pauli para o espalhamento de radiação por um elétron.

Considerando a proposta preliminar desse artigo, isto é, a de apresentar uma “descrição correta da emissão espontânea”, vimos que ao longo de seu desenvolvimento ele não só trouxe uma análise bastante geral, e sob múltiplos aspectos, com respeito aos diversos processos de interação envolvendo radiação eletromagnética, mas, além disso, mostrou como era possível detalhar e corrigir o trabalho de Max Born. A finalização (Dirac, 1927c, p. 262) do artigo, na seção §7, consiste em mostrar como seria possível obter os coeficientes de Einstein:

[...] a probabilidade por unidade de tempo do processo de absorção é

$$\frac{2\pi}{h\Delta W} \cdot \frac{h\nu_r}{c^3\sigma_r} |\dot{X}_r(J^0 J')|^2 N_r^0.$$

Para obter a probabilidade para o processo quando o *quantum* de luz vem de qualquer direção em um ângulo sólido $d\omega$, nós devemos multiplicar esta expressão pelo número de possíveis direções para o *quantum* de luz no ângulo sólido $d\omega$, o qual é $d\omega\sigma_r\Delta W/2\pi h$. Isso fornece

$$d\omega \frac{\nu_r}{hc^3} |\dot{X}_r(J_0 J')|^2 N_r^0 = d\omega \frac{1}{2\pi h^2 c\nu_r^2} |\dot{X}_r(J^0 J')|^2 I_r.$$

[...] Portanto, o coeficiente de probabilidade para o processo de absorção é $1/2\pi h^2 c\nu_r^2 \cdot |\dot{X}_r(J^0 J')|^2$, em acordo com o valor usual para o coeficiente de absorção de Einstein na mecânica matricial. O acordo para os coeficientes de emissão pode ser verificado da mesma maneira.

No artigo seguinte (Dirac, 1927d), chamado de “A Teoria Quântica da Dispersão”, encontramos uma discussão bastante similar à realizada agora; todavia, a respeito desse trabalho, será interessante apenas destacar alguns aspectos gerais, mas com os quais Dirac começa a organizar suas pesquisas em direção às dificuldades envolvidas na construção da equação do elétron, em certa medida, uma consequência de sua busca pelos limites da própria mecânica quântica, assim como ele próprio avalia (1927d, p. 710):

A nova mecânica quântica poderia de início ser utilizada para responder questões concernindo radiação somente através de analogias com a teoria clássica. Na teoria original de matrizes de Heisenberg, por exemplo, é assumido que os elementos de matriz da polarização de um átomo determina a emissão e absorção da radiação analogamente aos componentes de Fourier na teoria clássica. Nas mais recentes teorias [Schrödinger, 1926; Gordon, 1926; Klein, 1927] uma certa expressão para a densidade elétrica, obtida da mecânica quântica, é utilizada para determinar a radiação emitida pelas mesmas fórmulas como na teoria clássica. Esses métodos fornecem resultados satisfatórios em muitos casos, mas não podem nem mesmo ser aplicados a problemas nos quais as analogias clássicas são obscuras ou não existentes, tais como a radiação ressonante e os intervalos de linhas espectrais.

Havíamos chamado a atenção, sobre a introdução de seu artigo anterior, ao modo pelo qual Dirac retoma essa questão bastante fundamental acerca da mecânica quântica. Contudo, assim como ficaria evidente na sequência daquele mesmo trabalho, a analogia com a física clássica ainda estava presente, pois a ideia de explorar as mudanças de variáveis a fim de obter a solução específica de um problema físico — muitas vezes, também a única maneira de se encontrar uma — talvez seja a característica mais importante dos desenvolvimentos obtidos por Lagrange e Hamilton em suas reformulações matemáticas da mecânica newtoniana. Neste outro artigo, por sua vez, ao aprofundar a utilização da teoria da transformação, Dirac pretende mostrar como esta é capaz de generalizar um segundo grupo de resultados, a saber, aqueles que não puderam ser abordados com as versões matricial e ondulatória pela ausência de qualquer analogia, seja forte ou fraca,

com a física clássica. O desenvolvimento é, nesse sentido, muito semelhante ao feito em seus artigos iniciais sobre mecânica quântica escritos ainda em 1925, porque se, de um lado, a motivação encontrada com a versão matricial havia levado parte dos teóricos a aceitarem diferenças profundas entre os domínios clássico e quântico, por outro lado, como Dirac expõe nesta última passagem que acabamos de citar, esse problema ainda não parecia estar completamente solucionado. De fato, alguns passos decisivos foram muito claramente adotados nessa direção, porém, simultaneamente, a essa altura não era mais possível ignorar que certas pesquisas ainda continuavam a ter suas justificativas conceituais apoiadas diretamente em considerações obtidas com a física clássica, grande parte delas construída ao longo da Teoria Quântica Tardia, um tratamento que se estendia, além disso, a todos os experimentos quânticos envolvendo conceitos relativísticos, os quais, nessa época, não foram reinterpretados nem mesmo pela teoria da transformação. A introdução de considerações clássicas não se constitui exatamente em um problema de interpretação, uma vez que, assim como vimos em seu artigo anterior, as ideias clássicas podem fazer parte de generalizações no interior da quântica. No entanto, diversas formulações, ainda que encontrassem respaldo em refinados procedimentos experimentais, não tinham, efetivamente, qualquer explicação teórica satisfatória no domínio clássico; geralmente interpretadas como hipóteses, a exemplo dos coeficientes de radiação sugeridos por Einstein. Além deste caso, o qual só poderia ser compreendido a partir de sua relação direta com alguma descrição teórica capaz de detalhar a interação entre a radiação eletromagnética e a matéria, outros experimentos ainda mais complexos envolvendo colisões com radiação e partículas atômicas eram reproduzidos em laboratório há algum tempo e, ademais, com o avanço das análises espectroscópicas, muitos dados experimentais a respeito dos níveis energéticos das órbitas atômicas se tornavam conhecidos com precisão cada vez maior. Todavia, o tratamento teórico desses mesmos experimentos,

como Dirac acaba de apontar, não possui mais qualquer analogia evidente com a física clássica, sobretudo se considerarmos o reduzido papel do princípio da correspondência nesse momento. Ao comentar seu próprio trabalho anterior, Dirac afirmaria o seguinte: “Uma teoria da radiação foi dada pelo autor, a qual se apoia em uma base mais definida. Parece que se pode tratar um campo de radiação como um sistema dinâmico, cuja interação com um sistema atômico comum pode ser descrito por uma função hamiltoniana” (1927d, p. 710). Como acabamos de ver pouco antes, o cerne dessa teoria da radiação consiste em obter, justamente, primeiro, uma função hamiltoniana com a qual o problema físico seja descrito e, segundo, as grandezas canônicas com as quais essa hamiltoniana responda adequadamente as questões procuradas por uma análise no domínio quântico. Assim, Dirac aponta mais uma vez a conexão entre as descrições corpuscular e ondulatória oferecidas com a aplicação da teoria da transformação: “Encontra-se então que a hamiltoniana para a interação do campo com o átomo é da mesma forma que para a interação de um conjunto de *quanta* de luz com o átomo. Há, portanto, uma completa reconciliação formal entre os pontos de vista da onda e do *quantum* de luz” (1927d, p. 711). Deve-se compreender as razões pelas quais Dirac reforça a importância dessa reconciliação. Com efeito, uma das grandes dificuldades na origem da teoria quântica era o fato de a teoria eletromagnética ter sido construída com base em uma visão ondulatória da luz, enquanto praticamente todos os resultados da mecânica clássica adotavam uma descrição corpuscular dos objetos físicos. A questão, certamente, se aprofunda no interior da própria quântica após os trabalhos de Schrödinger e, antes dele, com os feitos por Louis de Broglie, com os quais a versão ondulatória ganha certa predominância. No entanto, o desenvolvimento realizado em (Dirac, 1927c) parecia mostrar como essas duas visões poderiam ou deveriam levar às mesmas conclusões. Talvez isso não fosse o suficiente para encerrar o debate, ainda assim, as dificuldades com as explicações clássicas

da teoria eletromagnética, especialmente com relação às órbitas eletrônicas, pareciam, agora, ter um mecanismo de resolução apropriado, isto é, a extensão desses resultados anteriores era um tal mecanismo, uma vez que, ao fazer uso tão somente do formalismo obtido através da teoria da transformação, Dirac mostrou que, de fato, não se trata de adotar um desses pontos de vista como correto, mas, em vez disso, de percebê-los apenas como expressões diferentes de uma mesma situação física. O sucesso da teoria, sem dúvida, não é pequeno: as contradições, por assim dizer, entre o emprego do conceito de campo e o de partícula pareciam ter uma explicação ou, em outras palavras, eram apenas duas abordagens diferentes. Tal liberdade de escolha, ao mesmo tempo em que consegue fazer uso simultâneo dos resultados experimentais encontrados por ambas abordagens, é um método mais geral, mas com o qual se consegue chegar a uma descrição cada vez mais detalhada da interação entre a radiação de um campo eletromagnético e um átomo; tema que voltaria a ser tratado neste segundo trabalho (Dirac, 1927d, p. 711): “No presente artigo iremos aplicar a teoria para determinar a radiação espalhada pelo átomo, considerando também o caso quando a frequência da radiação incidente coincide com aquela da linha espectral do átomo”.

À nossa pesquisa, em particular, os artigos (Dirac, 1927c; d) são relevantes por razões ligeiramente diferentes, sobre as quais valem, por enquanto, os seguintes comentários. O artigo (Dirac, 1927c), como vimos, obtém uma série de resultados teóricos por um novo caminho, mas todos eram completa ou parcialmente conhecidos. O interesse de Dirac, com esse trabalho, é essencialmente o de mostrar o alcance não apenas esperado com a teoria da transformação, mas *exigido* dela. Sua análise possui como extraordinária consequência a construção dos primeiros elementos dos quais terão origem, posteriormente, quase todas as abordagens modernas da eletrodinâmica quântica e, por conseguinte, da TQC. Além desta última contribuição mais ampla, outra mais específica,

com respeito aos primeiros traços de uma futura teoria do mar de elétrons, para nós, é talvez o ponto mais significativo e, por isso, a discussão um pouco mais detalhada da estrutura interna do próprio artigo foi especialmente útil para nos ajudar a compreender, em linhas gerais, por que Dirac precisa reproduzir estas descrições, ainda que fossem de algum modo conhecidas. No artigo (Dirac, 1927d), não obstante continue a utilizar o formalismo anterior, novamente a fim de obter a confirmação de resultados ainda não incorporados à teoria, deverá se concentrar nas possíveis interações envolvendo radiação incidente sobre átomos, procurando descrevê-las através da *quantização da própria radiação*, e esse tipo de estudo seria um dos melhores e bem sucedidos exemplos de como, efetivamente, devem ser feitas as abordagens na TQC. De modo geral, podemos dizer que essas estruturas formais se reduzem à obtenção de um processo de quantização dos campos clássicos, através de uma analogia direta com as regras de quantização usuais da mecânica quântica. Por essa razão Schweber considera que (Dirac, 1927c) seja o nascimento da eletrodinâmica quântica², ao que podemos acrescentar então que (1927d) é o primeiro exemplo moderno de um tratamento que possui todas as características da TQC, ainda que não se encontre nela um elemento central: a teoria da relatividade especial. Com efeito, o segundo aspecto desse artigo para o qual gostaríamos de chamar a atenção, diz respeito à maneira como Dirac obtém a hamiltoniana do sistema físico e assim descreve a interação radiação-elétron (Dirac, 1927d, p. 715):

2. Ainda sobre esse trabalho, Schweber (1994, p. 33) considera: “Ondas e *quanta* de luz constituem descrições complementares dos campos eletromagnéticos. A característica de Bose dos fótons era o aspecto essencial elucidado pela segunda quantização de Dirac. De fato, a segunda quantização poderia ser interpretada como um modo formal de garantir esta propriedade”; contudo, Jordan ainda levaria adiante essa primeira proposta de quantização dos campos: “Para Jordan, por outro lado, a ‘segunda quantização’ que Dirac tinha introduzido era para ser vista como a quantização de um campo clássico. Jordan tinha sido muito influenciado pela visão de de Broglie-Einstein-Schrödinger de que os campos são as entidades primárias. Além disso, ele acreditava que este procedimento deveria ser aplicado aos campos de matéria do mesmo modo que tinha sido aplicado por ele ao campo eletromagnético em seus artigos com Born (1926a) e no *Dreimännerarbeit* (Born *et al.* 1926). Em uma série de artigos semanais estimulados pela formulação da QED de Dirac, Jordan estabelece que o procedimento da ‘segunda quantização’ poderia de fato portanto ser interpretado. Estes artigos são a fundação da teoria quântica dos campos. Ele corretamente os considera como sua mais importante contribuição à física teórica” (Schweber, 1994, p. 33).

Agora iremos determinar a função hamiltoniana que descreve a interação da ação do campo com um átomo mais precisamente [*accurately*] do que em *loc. cit.* [Dirac, 1927c]. Nós consideramos o átomo consistindo de um elétron sozinho movendo-se em um campo eletrostático de potencial ϕ . De acordo com a teoria clássica sua equação hamiltoniana relativística quando sem perturbação é

$$p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 - (W + e\phi)^2/c^2 + m^2c^2 = 0,$$

tal que sua função hamiltoniana é

$$H = W = c\{mc^2 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2\}^{\frac{1}{2}} - e\phi.$$

Como podemos perceber, Dirac realiza inicialmente uma construção relativística, mas, logo em seguida, “negligenciando as correções relativísticas”, chega a uma hamiltoniana que envolve o seguinte termo de interação (1927d, p. 716):

$$H = H_0 + e/c.(\dot{x}k_x + \dot{y}k_y + \dot{z}k_z) + e^2/2mc^2.(k_x^2 + k_y^2 + k_z^2) \quad (2.15)$$

onde H_0 é a hamiltoniana para o sistema sem perturbação e o termo adicional é obtido levando em consideração o potencial vetor magnético (k_x, k_y, k_z) . Trabalhando, portanto, na região não relativística, Dirac (1927d, p. 716) pode utilizar a teoria da transformação:

Na teoria quântica, onde as variáveis N_r, θ_r são q-números, a expressão $2N_r^{\frac{1}{2}} \cos 2\pi\theta_r/h$ deve ser substituída pelo q-número real $N_r^{\frac{1}{2}} e^{2\pi i\theta_r/h} + (N_r + 1)^{\frac{1}{2}} e^{-2\pi i\theta_r/h}$. Com esta mudança é possível tomar a hamiltoniana (2.15) na teoria quântica, a qual fornece, quando se inclui o termo $\sum N_r h\nu_r$,

$$\begin{aligned} H = H_0 + \sum_r N_r h\nu_r + eh^{\frac{1}{2}}/(2\pi)^{\frac{1}{2}}c^{\frac{3}{2}} \cdot \sum_r \dot{x}_r(\nu_r/\sigma_r)^{\frac{1}{2}} [N_r^{\frac{1}{2}} e^{2\pi i\theta_r/h} \\ + (N_r + 1)^{\frac{1}{2}} e^{-2\pi i\theta_r/h}] + e^2h/4\pi mc^3 \cdot \sum_{r,s} \cos \alpha_{rs}(\nu_r\nu_s/\sigma_r\sigma_s)^{\frac{1}{2}} \\ \times [N_r^{\frac{1}{2}} e^{2\pi i\theta_r/h} + (N_r + 1)^{\frac{1}{2}} e^{-2\pi i\theta_r/h}] \\ \times [N_s^{\frac{1}{2}} e^{2\pi i\theta_s/h} + (N_s + 1)^{\frac{1}{2}} e^{-2\pi i\theta_s/h}] \end{aligned}$$

onde x_r denota a componente do vetor (x, y, z) na direção do vetor elétrico da componente r .

A seguir, Dirac faz uma análise dos principais elementos dessa hamiltoniana. De fato, ele se limita apenas aos termos diferentes daqueles discutidos no artigo anterior. A partir desse exame predominantemente conceitual, Dirac consegue perceber uma das questões mais importantes para toda a TQC ao longo da década de 1930 e primeira metade da década de 1940: “ $\int \nu_r d\nu_r d\omega_r$ [...] não converge para altas frequências” (1927d, p. 717). De fato, esse resultado havia sido destacado na própria introdução desse artigo:

Uma dificuldade que aparece no presente tratamento dos problemas de radiação deve ser aqui apontada. Caso tente-se calcular, por exemplo, a probabilidade total do *quantum* de luz tendo sido emitido em um dado tempo, obtém-se como resultado uma soma ou integral com respeito à frequência do *quantum* de luz emitido que não converge em altas frequências,

mas é importante perceber como Dirac, nesse momento, acredita estar justamente no campo conceitual a resposta a esse tipo de divergência:

Esta dificuldade não é devido a qualquer erro fundamental na teoria, mas vem do fato de que o átomo tem, para o propósito de sua interação com o campo, sido considerado simplesmente como um dipolo elétrico variando, e o campo produzido por um dipolo, quando resolvido em suas componentes de Fourier, tem uma quantidade infinita de energia para comprimentos de onda curtos, por causa do campo infinito em sua vizinhança imediata (1927d, p. 713).

Por enquanto, cabe apenas chamar atenção à confiança depositada por Dirac na teoria da transformação, e ao fato de que essa discussão começa a se concentrar em torno das dificuldades conceituais; uma postura, de certo modo, comum à grande parte dos cientistas nesse momento e da qual terão origem os principais tratamentos dados ao problema dos infinitos, apesar de existirem exceções, algumas colocando em dúvida a própria teoria. A questão, de fato, não ganharia uma resposta formal ou conceitual antes do surgimento do chamado método de renormalização, no começo na década de

1940. Ainda com respeito aos resultados obtidos nesse artigo (Dirac, 1927d), muitos se tornaram usuais em livros texto de mecânica quântica avançada³, e reproduzem corretamente os valores obtidos mais tarde tanto por Kramers quanto por Heisenberg. Com esses dois artigos, Dirac caminha rapidamente em direção ao desenvolvimento de uma eletrodinâmica quântica, e fornece contribuições importantes para a quantização dos campos; contudo, seus dois trabalhos seguintes seriam ainda mais essenciais e trariam finalmente uma descrição envolvendo a teoria da relatividade especial, através de uma discussão completamente inédita até então no interior da mecânica quântica, tema para o qual dedicamos a próxima parte desta seção.

2.1.2 Equação Relativística do Elétron

O estudo da radiação eletromagnética e, portanto, da relação elétron-núcleo, desde muito cedo na teoria quântica, forneceu elementos concretos para a aceitação da discretização das grandezas físicas, especialmente da energia, opondo-se à visão de que essa proposta fosse apenas um artifício matemático. Contudo, apesar de muitos experimentos mostrarem a quantização como sendo uma característica da própria natureza física, esta simples constatação levava a inevitáveis e profundas reconsiderações conceituais, sobretudo pelo fato de a teoria clássica não exigir internamente uma tal proposição, pelo contrário, todas as suas formulações apoiavam-se na possibilidade de as grandezas assumirem valores no intervalo contínuo. Afora esta dificuldade imediata, a análise do comportamento do elétron continuaria a mostrar mais especificidades com respeito à estrutura da matéria, a exemplo de existirem partículas com uma estatística diferente daquela de Einstein-Bose, como vimos na seção anterior. Isso excluía o elétron, ao menos em parte, dos resultados aos quais Dirac chegou em seus dois primeiros trabalhos escritos logo após a teoria

3. Cf. Sakurai (1967, cap. 6), por exemplo.

da transformação ter sido entregue. Somam-se a essas últimas todas as questões envolvendo o tratamento relativístico, ainda sem explicações via teoria da transformação. Os artigos (Dirac, 1928a; b) farão destes dois pontos o cerne de sua discussão, sobretudo com a exposição de uma nova equação quântica relativística do movimento, cuja intenção era justamente descrever a dinâmica do elétron. Com efeito, além de trazer a maior parte do conhecimento encontrado com relação a este último para um solo comum, sua equação incorpora as recentes descobertas alcançadas na época, dentre as quais se destaca a introdução do *spin* feita por Pauli. Impressionam, desde o início, a enorme precisão nas demonstrações desses resultados e a dedução quase imediata das propriedades físicas associadas com o elétron, muitas obtidas anteriormente apenas de modo *ad hoc*. Sem dúvida, estes fatores nos ajudam a compreender a razão pela qual esses trabalhos de 1928 devam ser considerados mais importantes se comparados com seus dois antecessores:

A nova mecânica quântica, quando aplicada ao problema da estrutura do átomo com elétrons de carga pontuais, não fornece resultados em acordo com a experiência. A discrepância consiste no fenômeno de “duplexidade”, o número observado de estados estacionários para um elétron em um átomo sendo duas vezes o número dado pela teoria. Para enfrentar a dificuldade, Goudsmit e Uhlenbeck introduziram a ideia de um elétron com *spin* de momento angular de meio *quantum* e um momento magnético de um magneton de Bohr. Este modelo para o elétron foi ajustado dentro da nova mecânica por Pauli, e Darwin, trabalhando com uma teoria equivalente, mostrou que ele fornece resultados em acordo com o experimento para o espectro do tipo hidrogênio para a primeira ordem de precisão (Dirac, 1928a, p. 610).

Antes de prosseguir em nossa análise, devemos ressaltar alguns elementos dessa argumentação introdutória feita por Dirac e chamar a atenção para como eles se combinam. A experiência, inicialmente, é apontada como fator central ao questionar o alcance da nova teoria quântica, isto é, não existe acordo entre a descrição dos elétrons como cargas pontuais e a descrição obtida em laboratório. Após citar qual seria a principal

consequência de um tal desacordo, a “duplexidade”, Dirac considera a única proposta “teórica” existente a fim de solucionar essa mesma divergência, qual seja, a introdução de uma nova ideia, a do *spin*, que deveria modificar a mecânica quântica na medida em que fosse capaz de fornecer resultados em acordo com a experiência. Mas por qual razão essa modificação teórica não poderia ser considerada uma solução definitiva? Porque, sem dúvida, essa era uma movimentação típica do período da Teoria Quântica Tardia, isto é, a construção de hipóteses com a função *apenas* de ajustar os resultados experimentais, e o objetivo da mecânica quântica era justamente o de superar um tal procedimento. O desenvolvimento de um conjunto teórico consistente, capaz de explicar a necessidade de tais postulados, continuava sendo uma tarefa de difícil realização, sobretudo com essas mais recentes descobertas relativas ao elétron. Contudo, se os obstáculos, é claro, não eram pequenos, por outro lado, a proposta de uma teoria abrangente, mais uma vez, parecia se fragmentar com a formulação sucessiva de ideias isoladas e sem conexão entre si, e esse artigo, por sua vez, não começaria destacando esses pontos se não pelo fato de se opor a uma tal maneira de conduzir a relação experiência/teoria. Portanto, esta última precisa, desde o começo, ter como seu objetivo uma construção formal com a qual *deduza*, se não todos os fenômenos, a maior parte deles, assim como Dirac defende ao continuar sua argumentação:

A questão permanece de por que a Natureza deveria escolher este particular modelo para o elétron em vez de estar satisfeita com a carga pontual. Desejaria-se encontrar alguma incompletude nos métodos prévios de aplicar a mecânica quântica ao elétron de carga pontual tal que, quando removida, todo o fenômeno de duplexidade seguisse sem proposições arbitrárias (Dirac, 1928a, p. 610).

A crítica ao uso de “proposições arbitrárias” está na origem da mecânica quântica e aproxima os seus fundadores, assim como vimos em nosso primeiro capítulo; desse

modo, é curioso perceber que, ao manter uma tal proposta no seu horizonte — nesse momento mais avançado da própria mecânica quântica —, Dirac se diferencie dos demais pesquisadores, uma vez que ao continuar afirmando esse compromisso particular a respeito das teorias, ele apenas retoma a visão construída a partir de uma série de reflexões acerca das fases anteriores da teoria quântica, conclusões aparentemente esquecidas. Com isso, se, de um lado, a teoria deve, em última instância, concordar com os dados experimentais, por outro lado, ela precisa, internamente, ser consistente com os diversos resultados aos quais chega em seu próprio domínio, a fim de que possa, dessa maneira, estabelecer uma relação entre os fenômenos encontrados individualmente nas experiências. Isso nos ajuda a perceber como essa perspectiva de Dirac é que, de fato, influencia a elaboração de suas teorias, e não o contrário. Ainda que o papel atribuído às proposições *ad hoc* seja essencial nesses primeiros estágios, uma vez que através delas compreendem-se aspectos bastante *não* intuitivos do comportamento da estrutura da matéria, a teoria não pode se furtar à tarefa de articulá-las de maneira lógica. Tal entendimento é essencial na postura tomada por Dirac em seu trabalho e certamente, nesse artigo (Dirac, 1928a), encontramos um dos mais fortes exemplos não só do impacto da teoria da transformação em suas pesquisas, a qual, realmente, passa até mesmo a conduzi-las; mas de como a experiência de tê-la construído reforça suas primeiras discussões com relação à necessidade de uma mecânica quântica. Com efeito, a visível consistência interna da teoria da transformação é um dos elementos decisivos para que Dirac a torne seu modelo de teoria ao longo dos próximos trabalhos e talvez por toda a vida. Não por outra razão, a introdução de hipóteses externas à teoria leva de imediato à conclusão de que a teoria em si esteja incompleta (Dirac, 1928a, p. 610):

No presente artigo é mostrado que este é o caso, a incompletude das teorias prévias residindo em seu desacordo com a relatividade, ou, al-

ternativamente, com a teoria geral da transformação da mecânica quântica. Parece que a hamiltoniana mais simples para um elétron de carga pontual, satisfazendo os requerimentos de ambas relatividade e teoria geral da transformação, leva a uma explicação de todo o fenômeno de duplexidade sem proposições adicionais.

Essa passagem nos revela que a expectativa de obter uma versão bastante geral das teorias físicas deixava de estar associada apenas com a teoria da transformação e se estendia à própria união das teorias quântica e relativística, ao menos, os resultados desse artigo pareciam estar indicando nessa direção. Após estas rápidas considerações, feitas como introdução, seu artigo (Dirac, 1928a) continua, dividindo-se em seis seções. Com isso, além de ainda especificar mais alguns aspectos relacionados com os temas vistos neste começo, a primeira seção, em vez de dar início à apresentação da nova teoria, será dedicada quase toda a fim de expor a visão geral predominante entre os pesquisadores com respeito às abordagens feitas na época envolvendo as teorias relativística e quântica. Apesar de uma tal maneira de apresentar os seus resultados tenha se tornado usual nos seus artigos, talvez em nenhum outro ela seja tão decisiva quanto neste, sobretudo pelo fato de Dirac optar por um caminho bastante inovador se comparado com quase todos aqueles realizados pelos demais teóricos de seu tempo. Chamada de “§1. *Tratamentos Relativísticos Prévios*”, nela Dirac esquadrinha o tratamento quântico relativístico adotado em dois artigos da época, o primeiro escrito pelo físico alemão Walter Gordon (1893-1939), em (Gordon, 1926), e o segundo publicado pelo físico sueco Oskar Benjamin Klein (1894-1977), em (Klein, 1927). Através desses dois exemplos, Dirac procura mostrar um conjunto de inconsistências que não são apenas escolhas particulares destas duas formulações mas refletem a perspectiva de grande parte dos cientistas que trabalhavam no projeto de uma quântica relativística. Vejamos, então, quais foram suas críticas à versão que ficou mais conhecida por “equação de Klein-Gordon”. Com efeito, a motivação des-

ses trabalhos, no fundo, consiste em obter uma hamiltoniana por analogia direta com o caso clássico para o movimento de uma partícula física, nesse caso, a de um elétron sob ação de um campo eletromagnético externo a ele. De um lado, essa hamiltoniana deveria satisfazer diretamente os princípios da teoria da relatividade e, de outro, os da quântica. Desse modo, a versão relativística era bem conhecida (Dirac, 1928a, p. 611):

$$F \equiv \left(\frac{W}{c} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 + \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c} \mathbf{A} \right)^2 + m^2 c^2,$$

onde A_0 e \mathbf{A} são os potenciais escalar e vetorial do campo eletromagnético e \mathbf{p} é o momento do elétron. Com isso, Dirac mostra como usualmente se costuma fazer a interpretação quântica dessa hamiltoniana (1928a, p. 611):

Foi sugerido por Gordon que o operador da equação de onda da teoria quântica deveria ser obtido deste F pelo mesmo procedimento da teoria não relativística, nomeadamente, colocando

$$\begin{aligned} W &= ih \frac{\partial}{\partial t}, \\ p_r &= -ih \frac{\partial}{\partial x_r}, \quad r = 1, 2, 3, \end{aligned}$$

nela. Isto fornece a equação de onda

$$F\psi \equiv \left[\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 + \sum_r \left(-ih \frac{\partial}{\partial x_r} + \frac{e}{c} A_r \right)^2 + m^2 c^2 \right] \psi = 0, \quad (2.16)$$

a função de onda ψ sendo uma função de x_1, x_2, x_3 e t .

No entanto: “Isto dá origem a duas dificuldades” (Dirac, 1928a, p. 611). As análises seguintes feitas por Dirac serão fundamentais para todo o seu pensamento com relação à quântica relativística e, de fato, podem ser consideradas as principais questões com as quais ele se ocupa em seus trabalhos a partir de então; todavia, ele as separa em *dois* conjuntos, um dos quais será descrito da seguinte maneira (Dirac, 1928a, p. 612):

A primeira [dificuldade] está na conexão com a interpretação física de ψ . Gordon, e também independentemente Klein, a partir de considerações dos teoremas de conservação, fazem a assunção de que se ψ_m , ψ_n são duas soluções

$$\rho_{mn} = -\frac{e}{2mc^2} \left\{ ih \left(\bar{\psi}_m \frac{\partial \psi_n}{\partial t} - \bar{\psi}_n \frac{\partial \psi_m}{\partial t} \right) + 2eA_0 \psi_m \bar{\psi}_n \right\}$$

e

$$\mathbf{I}_{mn} = -\frac{e}{2m} \left\{ -ih (\psi_m \text{grad } \bar{\psi}_n - \bar{\psi}_n \text{grad } \psi_m) + 2\frac{e}{c} \mathbf{A}_m \psi_m \bar{\psi}_n \right\}$$

são interpretados como a carga e a corrente associadas com a transição $m \rightarrow n$. Isto parece ser satisfatório na medida em que emissão e absorção de radiação são compreendidas, mas não é tão geral como a interpretação da mecânica quântica não relativística, a qual se desenvolveu suficientemente para permitir se responder a seguinte questão: Qual é a probabilidade de qualquer variável dinâmica para qualquer tempo específico ter um valor que se encontre entre quaisquer limites específicos, quando o sistema é representado por uma dada função de onda ψ_n ? A interpretação de Klein-Gordon pode responder tais questões se elas se referem à posição do elétron (pelo uso de ρ_{nn}), mas não se elas se referem ao seu momento, momento angular ou outra variável dinâmica. Devemos esperar que a interpretação da teoria da relatividade seja exatamente tão geral quanto aquela da teoria não relativística.

Com relação à falta de generalização da teoria, devemos considerar como essa crítica se justifica conceitualmente e historicamente. Acerca do primeiro ponto, Dirac não está apenas acusando a formulação de Klein-Gordon de ser incapaz de englobar resultados obtidos pela mecânica quântica, ou melhor, pela teoria da transformação, sua crítica vai muito além disso, uma vez que aquela abordagem desconsidera o aspecto mais fundamental desta teoria, a saber, a possibilidade de se realizar uma escolha adequada da *representação* das grandezas físicas, aplicando, para tal, as transformações canônicas específicas, e por isso não pode encontrar respostas a não ser com respeito à “posição do elétron”. Contudo, esta liberdade de escolha era mais relevante pelo fato de oferecer unidade teórica do que por obter resultados inéditos, aliás, até agora muitos eram apenas novas deduções. De qualquer modo, vimos na parte anterior desta seção que, em seu artigo anterior (Dirac, 1927c), um tal passo é decisivo a fim de que a teoria da trans-

formação possa exibir a estatística de Bose-Einstein, enquanto através da formulação ondulatória essa estatística é uma exigência externa à teoria. Todos esses resultados, de um lado, dependiam diretamente da interpretação construída com respeito à função de onda ψ , e, de outro lado, da liberdade de escolha das representações matriciais envolvidas no problema físico; de certo modo, podemos concluir, de acordo com essas observações, que a equação de Klein-Gordon, ao deixar de incorporar todas essas características, por conseguinte, não poderia ser tão abrangente quanto a versão não relativística. Ademais, observe que a movimentação teórica feita por Dirac, desde o início, consiste em reduzir o número de proposições fundamentais, outro aspecto aparentemente não exibido pela versão de Klein-Gordon. Desse modo, a principal interpretação que certamente se perderia com esta última seria a expressão da (densidade de) probabilidade, a qual, no caso da teoria de Schrödinger havia sido descrita como sendo $|\psi|^2$, resultado amplamente conhecido, mesmo antes de ter sido assimilado pela teoria da transformação. Portanto, precisamos considerar como esse desenvolvimento foi percebido pelos autores na época, e assim chegamos ao aspecto histórico dessa crítica. De fato, o trabalho de Oscar Klein (1927), nesse sentido, nos oferece um exemplo bastante nítido de quais foram as alterações realizadas com relação à densidade de probabilidade nessa versão quântica relativística e, ao mesmo tempo, como a possibilidade de uma quântica relativística era admitida pelos cientistas em geral.

Com efeito, de acordo com o historiador da ciência Helge Kragh (1984), em seu artigo chamado “Equação com muitos Pais. Equação de Klein-Gordon em 1926”, Schrödinger é quem primeiro chegou à equação relativística, apesar de não tê-la publicado; depois disso, a equação seria apresentada pela primeira vez em artigo científico por Oscar Klein, em abril de 1926, com o título de “Teoria Quântica e Teoria da Relatividade Quinto-Dimensional”. Contudo, Dirac chama a atenção a outro artigo de Klein chamado

“Eletrodinâmica e Mecânica Ondulatória do Ponto de Vista do Princípio da Correspondência”, escrito em dezembro de 1926, e também para o artigo “O Efeito Compton na Teoria de Schrödinger”, entregue ainda antes por Walter Gordon, em setembro de 1926. Nestes dois casos, a questão central, como destacada antes por Dirac, encontra-se na interpretação da conservação da corrente de probabilidade. Desse modo, o último artigo citado, por exemplo, começaria sua discussão diretamente com a apresentação do que chama de “regras clássicas e quânticas” (1926, p. 119):

$$p_k = \frac{\partial W}{\partial x_k}, \quad E = -\frac{\partial W}{\partial t}; \quad p_k = \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x_k}, \quad E = -\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial t},$$

onde $k = 1, 2, 3$, as quais junto com as componentes:

$$x_4 = ict, \quad p_4 = \frac{iE}{c}$$

levam até a forma simétrica:

$$p_\alpha = \frac{\partial W}{\partial x_\alpha}, \quad p_\alpha = \frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x_\alpha}, \quad (2.17)$$

com $\alpha = 1, 2, 3, 4$. A seguir, Gordon (1926, p. 119) apresenta a formulação de Hamilton-Jacobi para um elétron em movimento em um campo eletromagnético:

$$\sum \left(\frac{\partial W}{\partial x_\alpha} - \frac{e}{c} \Phi_\alpha \right)^2 + m^2 c^2 = 0,$$

de onde a equação diferencial de Schrödinger pode ser obtida diretamente pela substituição de (2.17) na equação anterior (Gordon, 1926, p. 119):

$$\left\{ \sum \left(\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} - \frac{e}{c} \Phi_\alpha \right)^2 + m^2 c^2 \right\} \psi = 0.$$

Esta última é a equação de Klein-Gordon e, ainda nesse artigo, Gordon desenvolve essa equação multiplicando-a por uma constante $(-4\pi^2/h^2)$ a fim de obter o seguinte:

$$\sum \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_\alpha^2} - \frac{4\pi i e}{h c} \sum \Phi_\alpha \frac{\partial \psi}{\partial x_\alpha} - \frac{4\pi^2}{h^2} \left(\frac{e^2}{c^2} \sum \Phi_\alpha^2 + m^2 c^2 \right) \psi = 0, \quad (2.18)$$

para, com isso — assim como Schrödinger faz originalmente em (1926, p. 133) com relação à equação de conservação para o caso não relativístico —, após multiplicar (2.18) por $\bar{\psi}$ e o complexo conjugado de (2.18) por ψ ; então subtrair esses dois resultados e chegar em:

$$\sum \frac{\partial s_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0 \quad \text{onde} \quad s_\alpha = \frac{1}{i} \left(\bar{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial x_\alpha} - \psi \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_\alpha} - \frac{4\pi i e}{h c} \Phi_\alpha \psi \bar{\psi} \right),$$

ainda, mantendo $s_k = s_k$ e substituindo $s_4 = ic\rho$, tem-se a forma compacta:

$$\sum \frac{\partial s_k}{\partial x_k} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0.$$

Observe agora que, considerando a notação de Dirac que faz uso da constante de Planck h como sendo $h/2\pi$, temos as relações dadas entre os dois casos:

$$s_{kG} = \frac{I_{kD}}{2m} \quad \text{e} \quad \rho_G = \frac{\rho_D}{2m},$$

onde o índice G significa Gordon, e D , Dirac. O mais importante, porém, é o fato de que, logo a seguir, Gordon discute como seria possível deduzir os campos clássicos a partir do princípio da correspondência (*Korrespondenzprinzip*), ou seja, aplicando $h \rightarrow 0$ nas equações: “De modo que para $h = 0$ o campo se torna clássico (princípio da correspondência), devemos ter $[eX_\alpha = \int x_\alpha \rho dx]$ para $h = 0$ a fim de se somarem todos os movimentos classicamente possíveis” (Gordon, 1926, p. 122).

Poucos meses depois, em artigo entregue em dezembro de 1926, Oskar Klein voltaria a discutir esse tema, portanto, quase simultaneamente com as duas publicações da teoria da transformação. O caminho de Oskar Klein é o mesmo de Gordon, isto é, começando pelos operadores:

$$W = ih \frac{\partial}{\partial t} \quad \text{e} \quad p_r = -ih \frac{\partial}{\partial x_r}, \quad r = 1, 2, 3,$$

chega até a equação (Klein, 1926, p. 411):

$$-\frac{h^2}{4\pi^2} \square \varphi + 2 \frac{h}{2\pi i} \frac{\varepsilon}{c} \left[(\mathfrak{A} \text{ grad } \varphi) + \frac{V}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right] + \left[\mu^2 c^2 + \frac{\varepsilon^2}{c^2} (\mathfrak{A}^2 - V^2) \right] \varphi = 0, \quad (2.19)$$

cujo conjugado complexo é facilmente obtido:

$$-\frac{h^2}{4\pi^2} \square \psi - 2 \frac{h}{2\pi i} \frac{\varepsilon}{c} \left[(\mathfrak{A} \text{ grad } \psi) + \frac{V}{c} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right] + \left[\mu^2 c^2 + \frac{\varepsilon^2}{c^2} (\mathfrak{A}^2 - V^2) \right] \psi = 0, \quad (2.20)$$

nas quais devem ser consideradas as seguintes identificações com relação à notação adotada por Dirac: $\varepsilon = e$, $\mathfrak{A} = \mathbf{A}$ e $V = A_0$. A subtração destas últimas fornece então:

$$\begin{aligned} \text{div} \left\{ \frac{h}{2\pi i} (\psi \text{ grad } \varphi - \varphi \text{ grad } \psi) + 2 \frac{\varepsilon}{c} \mathfrak{A} \varphi \psi \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial t} \left\{ -\frac{h}{2\pi i} \frac{1}{c^2} \left(\psi \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + \frac{2\varepsilon}{c^2} V \varphi \psi \right\} = 0, \end{aligned}$$

a qual por analogia com a conservação da carga no caso eletromagnético:

$$\text{div } \mathfrak{J} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0, \quad (2.21)$$

leva até as duas próximas equações:

$$\rho = -\frac{\varepsilon}{2\mu c^2} \left\{ -\frac{h}{2\pi i} \left(\psi \frac{\partial \varphi}{\partial t} - \varphi \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) + 2 \varepsilon V \varphi \psi \right\}, \quad (2.22a)$$

$$\mathfrak{J} = -\frac{\varepsilon}{2\mu} \left\{ \frac{h}{2\pi i} (\psi \operatorname{grad} \varphi - \varphi \operatorname{grad} \psi) + 2 \frac{\varepsilon}{c} \mathfrak{A} \varphi \psi \right\}, \quad (2.22b)$$

neste caso basta observar as diferenças com respeito ao uso da constante de Planck, pois h no caso de Dirac significa $h/2\pi$, e temos exatamente a mesma lei de conservação. De fato, o desenvolvimento feito tanto por Gordon quanto por Klein é bastante semelhante ao realizado por Schrödinger (1926, p. 121), isto é, considere a equação de onda:

$$i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{h^2}{2\mu(2\pi)^2} \nabla^2 \psi + V\psi,$$

e seu conjugado:

$$-i \frac{h}{2\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{h^2}{2\mu(2\pi)^2} \nabla^2 \varphi + V\varphi,$$

multiplicando a primeira das equações por φ e o seu complexo conjugado por ψ , podemos subtrair esses dois resultados e chegar até o seguinte:

$$\varphi \frac{\partial \psi}{\partial t} + \psi \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\operatorname{div} \left[\frac{ih}{2\mu(2\pi)} (\varphi \operatorname{grad} \psi - \psi \operatorname{grad} \varphi) \right],$$

que pode ser reescrita como:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\varphi\psi)}{\partial t} &= -\operatorname{div} \left[\frac{ih}{2(2\pi)\mu} (\varphi \operatorname{grad} \psi - \psi \operatorname{grad} \varphi) \right] \\ &= -\operatorname{div} \left[\frac{h}{2i(2\pi)\mu} (\psi \operatorname{grad} \varphi - \varphi \operatorname{grad} \psi) \right], \end{aligned}$$

e a discussão pode ser bastante simplificada, ainda, se considerarmos, de início, apenas a hamiltoniana com a qual se descreve o elétron, isto é, se $\mathfrak{A} = V = 0$. Com isso, desconsiderando também a constante ε e adotando a seguinte notação para o complexo conjugado $\varphi = \bar{\psi}$, o resultado anterior e as equações (2.22) podem ser comparadas, isto

é, a questão central agora é interpretar como se correlacionam as seguintes densidades de probabilidade:

$$\rho = \begin{cases} \bar{\psi}\psi = |\psi|^2 & \text{(Schrödinger)} \\ \frac{h}{2\mu c^2 2\pi i} \left(\psi \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} - \bar{\psi} \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) & \text{(Klein-Gordon)} \end{cases}$$

A primeira dificuldade encontrada com a densidade de Klein-Gordon, frequentemente apontada nos livros didáticos de ciência como a principal motivação para Dirac ter decidido construir sua equação do elétron, é a de que ρ_{K-G} não é positiva definida, já que depende dos valores assumidos em uma operação de subtração numérica, enquanto ρ_S , pelo fato de ser o módulo complexo de ψ , é sempre positiva. Como a ideia de encontrar uma interpretação probabilística, em princípio, nos leva a considerar uma função cujos valores devem pertencer ao intervalo $[0, 1]$, por consequência, ser positiva definida é uma exigência; então, como interpretar a grandeza encontrada pela equação de Klein-Gordon? De fato, o artigo de Klein, assim como o de Gordon, nos fornece alguns elementos com os quais podemos perceber a razão pela qual ambos não decidem abandonar de imediato essa versão relativística, assim como Schrödinger fez inicialmente, mas, neste caso, pelo fato de encontrar um desacordo entre teoria e experimento. Desse modo, logo após apresentar sua equação de continuidade, Oscar Klein procura demonstrar como a introdução de $\hbar \rightarrow 0$ retoma o caso clássico. Portanto, com base em toda a discussão feita por nós até aqui, com respeito ao objetivo de reconsiderar o papel do princípio da correspondência na teoria quântica a partir do trabalho de Heisenberg e, sobretudo, como havia sido tratada ainda nos primeiros artigos de Dirac, essa proposta de considerar o limite de $\hbar \rightarrow 0$ é, sem dúvida, o passo a partir do qual os desenvolvimentos

de Klein e Gordon mais divergem com relação à visão de Dirac neste outro momento das pesquisas. Como essas últimas e outras passagens do artigo de Oscar Klein — publicado em Copenhague — evidenciam, a perspectiva do princípio da correspondência ainda é central, ou, em outras palavras, o procedimento iniciado por Bohr com o qual se caracterizou o período da Teoria Quântica Tardia era a razão pela qual Oscar Klein, Walter Gordon e outros acreditavam na possibilidade de reconciliar as dificuldades nessa versão da teoria⁴. Por enquanto, as passagens agora selecionadas são suficientes para apontar, no interior das argumentações de Klein e Gordon, de um lado, e a feita por Dirac e parcialmente sugerida por Heisenberg, de outro lado, quais são, efetivamente, os pontos de vista adotados com relação à própria construção da mecânica quântica, maneiras de enxergar a quântica que influenciam diretamente as decisões desses teóricos à medida que tais escolhas auxiliam a superar as dificuldades encontradas no interior de cada um desses desenvolvimentos, especialmente com relação à interpretação da função de onda. De fato, ainda em sua discussão acerca do primeiro conjunto de inconsistências, Dirac encontra numa *analogia* direta com a equação da mecânica quântica o método com o qual pretende abordar de uma única vez todas essas questões, como ele expõe concisamente em seu artigo (Dirac, 1928a, p. 612):

A interpretação geral da mecânica quântica não relativística baseia-se na teoria da transformação, e torna-se possível pela equação de onda sendo da forma

$$(H - W)\psi = 0, \quad (2.23)$$

i.e., sendo linear em W ou $\partial/\partial t$, tal que a função de onda para qualquer tempo determina a função de onda para qualquer tempo mais tarde. A equação de onda da teoria relativística também deve ser linear em W se a interpretação geral for possível.

4. Além disso, não se deve esquecer que era preciso obter uma formulação capaz de satisfazer a transformação de Lorentz, mas voltaremos a essa outra questão mais tarde.

Desse modo, a proposta defendida por Dirac busca estabelecer uma equação diferencial de primeira ordem no tempo envolvendo a função de onda ψ , porque, a partir dessa escolha, assim como ocorre após uma única integração da equação de $(H - W)\psi = 0$, sua solução dependerá de apenas *uma* constante, e esta última, após ser especificada, tornaria a solução também unívoca. Do mesmo modo, caso a equação de Klein-Gordon seja aceita, o fato de ela possuir uma derivada de segunda ordem no tempo exigiria a obtenção de *duas* constantes, uma a cada integração, e isso leva a uma indeterminação da função ψ , uma vez que mais de um par de constantes poderá satisfazer exatamente o mesmo problema físico. Ou seja, de acordo com essa análise — restrita somente à variável tempo — não há como encontrar uma solução sem ambiguidades a um valor específico t_0 no qual um determinado evento ocorre, para, com isso, questionarmos qual será o estado desse sistema em algum tempo t posterior. Apesar de ser uma discussão bastante técnica, Dirac chama a atenção, com respeito à interpretação conceitual, a um certo determinismo que se perderia, ao menos de imediato, com a equação de Klein-Gordon. Esta é, sem dúvida, a característica mais importante de toda sua argumentação, a qual se resume, como vimos na passagem anterior, com a seguinte proposta: “A equação de onda da teoria relativística também deve ser linear em W se a interpretação geral for possível”. *A teoria da transformação, desse modo, agora passa a servir de modelo para a teoria da relatividade*, e isso nos revela claramente o seu lugar privilegiado no pensamento de Dirac. Observe, em particular, que a proposta de fazer com que as soluções ψ 's satisfaçam uma equação de primeira ordem no tempo apenas *reduz* o número de soluções válidas, pois, ainda que, por consequência, isso determine qual será a segunda constante de integração, e, portanto, o comportamento destas duas variáveis; essas mesmas constantes devem satisfazer a interpretação relativística dada pela equação de Klein-Gordon. Nesse sentido, a construção da equação de Klein-Gordon é legítima, assim como a rein-

interpretação das grandezas físicas sendo operadores da forma $W = (i/c)(\partial/\partial t)$. De fato, este é um segundo elemento da própria argumentação feita por Dirac, como veremos a seguir, que consiste em mostrar que as funções de onda ψ obtidas em sua nova equação do elétron devem satisfazer a equação de segunda ordem da equação de Klein-Gordon. Não é por outra razão que Dirac, ainda nessa primeira seção, precisa considerar quais são as demais interpretações obtidas através da equação de Klein-Gordon e se, nesse caso, as eventuais ambiguidades podem ser resolvidas:

A segunda dificuldade com a interpretação de Gordon surge do fato de que caso se tome o conjugado imaginário da equação (2.16), obtém-se

$$\left[\left(-\frac{W}{c} + \frac{e}{c}A_0 \right)^2 + \left(-\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A} \right)^2 + m^2c^2 \right] \psi = 0,$$

a qual é a mesma que se obteria caso se coloque $-e$ por e . A equação de onda (2.16), portanto, refere-se igualmente bem a um elétron com carga e como a um com carga $-e$. Se considera-se por definição o caso limite dos grandes números quânticos, poderia-se encontrar que algumas das soluções da equação de onda são pacotes de onda se movendo do mesmo modo que uma partícula de carga $-e$ se moveria na teoria clássica, enquanto outras são pacotes de onda se movendo do modo como uma partícula de carga e se moveria classicamente. Para esta segunda classe de soluções W tem um valor negativo. Supera-se a dificuldade na teoria clássica pela exclusão arbitrária daquelas soluções que têm um W negativo. Não se pode fazer isto na teoria quântica, já que em geral uma perturbação causará transições de estados com W positivo para estados com W negativo. Uma tal transição apareceria experimentalmente como o elétron repentinamente mudando sua carga de $-e$ para e , um fenômeno que não tem sido observado. A verdadeira equação de onda relativística deveria, portanto, ser tal que estas soluções se dividem em dois conjuntos não combinados, referindo-se respectivamente à carga $-e$ e à carga e (Dirac, 1928a, p. 612).

A fim de entender com mais detalhes essa segunda dificuldade, observe, inicialmente, qual é o significado da introdução de uma carga de valor negativo com relação apenas ao primeiro termo da equação (2.16), isto é:

$$(e \rightarrow -|e|) : \left(ih \frac{\partial}{c\partial t} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 = \left(ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2,$$

agora, considere o complexo conjugado da última parcela anterior:

$$\begin{aligned} \overline{\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2} &= \overline{\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)} \overline{\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)} \\ &= \overline{\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)} \overline{\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)} \end{aligned}$$

a qual ainda pode ser reescrita da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \overline{\left(ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2} &= \left(-ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right) \left(-ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right) \\ &= \left(-ih \frac{\partial}{c\partial t} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2 = \left(\frac{W}{c} + \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2 \end{aligned}$$

mas esse mesmo resultado pode ser alcançado com a seguinte substituição:

$$(e \rightarrow +|e|) : \left(ih \frac{\partial}{c\partial t} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 = \left(ih \frac{\partial}{c\partial t} + \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2 = \left(\frac{W}{c} + \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2,$$

e uma análise semelhante pode ser feita com relação à parte espacial da equação:

$$\left(-ih \frac{\partial}{\partial x_r} + \frac{e}{c} A_r \right)^2,$$

portanto, a solução da equação conjugada corresponde à troca de carga ($-|e| \rightarrow +|e|$).

Agora vamos supor que a energia W seja positiva para uma carga negativa, isto é, quando

$W = +|W|$ para $e = -|e|$, então:

$$\left(\frac{W}{c} + \frac{e}{c} A_0 \right)^2 = \left(+\frac{|W|}{c} - \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2 = \left(-\frac{|W|}{c} + \frac{|e|}{c} A_0 \right)^2$$

ou seja, a solução não se altera caso consideremos uma carga positiva $e = +|e|$ desde que

a energia assuma valor igual em módulo mas negativa $W = -|W|$. Outra maneira de

percebermos essa conexão entre energia e carga elétrica é observar que a análise anterior com respeito às soluções da equação conjugada se devem à seguinte relação da energia:

$$W = ih \frac{\partial}{c\partial t} \quad \rightarrow \quad \bar{W} = -ih \frac{\partial}{c\partial t},$$

portanto ($+|W| \rightarrow -|W|$) e, com isso, temos a seguinte situação:

$$\left\{ \begin{array}{ll} e < 0 \rightarrow W > 0 & \text{(elétron usual),} \\ e > 0 \rightarrow W < 0 & \text{(situação desconhecida).} \end{array} \right.$$

A existência de uma partícula com carga elétrica positiva, é claro, não se constitui em novidade alguma, uma vez que o próton era conhecido; no entanto, a energia negativa associada a uma partícula de carga positiva era um fato experimental completamente sem precedente. Aliás, a grande questão envolvida nesse segundo conjunto de dificuldades era justamente a de saber qual era o significado de uma partícula assumir energia negativa. Com efeito, Dirac considera existir uma diferença fundamental entre a interpretação relativística, chamada nesse artigo de clássica, e a interpretação quântica, pois classicamente não existe um estado de menor energia, e um sistema físico pode, em princípio, possuir todos os valores de energia continuamente até o seu limite inferior de energia zero, ou seja, até o vácuo. Assim, no caso clássico, a simetria entre energias com valores positivos e negativos é interpretada apenas como sendo decorrência do formalismo matemático, e as soluções com energia negativa são desconsideradas justificando-se que elas não possuem significado físico. No caso quântico, algumas diferenças precisam ser observadas. A primeira delas, sem dúvida, está no fato de a energia dos estados físicos quânticos estar restrita a valores discretos; portanto, a energia não

pode assumir todos os valores contínuos quando aproxima-se do vácuo. A discretização energética era, evidentemente, um dos maiores sucessos teóricos e experimentais da teoria quântica, e os resultados obtidos haviam sido confirmados fora de qualquer margem de erro pelos testes de espectroscopia, os quais permitiam determinar a radiação emitida/absorvida quando uma partícula realizava alguma transição entre os seus estados quânticos. De fato, o modelo do átomo de Bohr havia se tornado um dos melhores exemplos de que a teoria quântica tinha especificidades praticamente inconciliáveis com a descrição clássica ou contínua, e a relação entre teoria e experiência, nesse caso, é fundamental, à medida que a existência de estados quânticos com energia negativa modificaria esses estudos já muito refinados. Contudo, uma segunda questão, ainda mais complexa, havia surgido com o desenvolvimento teórico da quântica, a saber, a existência de um estado de menor energia. Com efeito, Max Planck, como vimos em nosso capítulo anterior, demonstrou que a radiação eletromagnética teria um valor mínimo de energia, isto é, $h\nu/2$, e os desenvolvimentos da própria mecânica quântica, na formulação matricial do *Drei-Männer-Arbeit*, confirmavam esse resultado. Neste último caso, porém, uma grande dificuldade havia sido identificada com relação ao valor energético infinito originado pela soma de todos esses valores mínimos, mas cuja superação foi alcançada através de sua reinterpretação como sendo uma constante do problema e que, portanto, poderia ser eliminada: o primeiro exemplo de renormalização. Ainda assim, para o regime de muito baixas energias, caso as partículas possam assumir estados energéticos com valores negativos, tão logo elas estejam próximas de seu valor mínimo, isto é, quando chegarem a $h\nu/2$, deve-se esperar uma transição para o valor seguinte $-h\nu/2$, caso sua energia diminua ainda mais. A ideia geral sugerida pela quântica, portanto, era a de que seria possível, através de algum tipo de perturbação, fazer com que uma partícula alterasse entre os estados de menor energia positiva e negativa, gerando, com isso, uma

radiação eletromagnética específica e *detectável*. Desse modo, concluirá Dirac, temos um verdadeiro problema na interpretação da equação de Klein-Gordon, que se torna tanto mais grave quanto se considere que, além da radiação emitida, a esse tipo de transição estaria associada uma transformação da carga elétrica, de negativa para positiva, um segundo elemento experimental adicional que, se descoberto, demonstraria a existência de partículas com energia negativa. Teoricamente, este cenário não poderia ser desconsiderado, mas não existiam razões que pudessem confirmá-lo, logo, era plausível defender a ideia de que a existência de tais estados energéticos negativos era apenas consequência do formalismo matemático e não tinha, portanto, qualquer significado físico, do mesmo modo como não tinha na teoria clássica. Entre os dois caminhos assim expostos, Oscar Klein, em seu artigo, opta pelo último, isto é, ele simplesmente classifica como desprovidas de interpretação física todas as soluções que assumem energia negativa: “Assim como a equação de Hamilton-Jacobi, esta equação resulta em uma classe de soluções em que a energia é negativa e que não está diretamente relacionada ao movimento do elétron. Vamos naturalmente [*naturgemäß*] excluí-las da consideração” (Klein, 1926, p. 411). Mas, por qual razão Dirac, por sua vez, não segue esse mesmo caminho? Duas questões, certamente, são importantes. A primeira delas é, como vimos, o fato de que, antes mesmo de a teoria do mar de elétrons ter sido construída, com a qual mais tarde ele, de fato, deve aprofundar essa discussão, Dirac havia dado início a uma interpretação do que seria o vácuo, por isso, ainda que estivesse em um estágio bastante inicial, essa ideia guiava parcialmente suas escolhas. Vimos como esse tipo de articulação foi bastante explorada em seus trabalhos anteriores, isto é, algumas ideias, aparentemente menores dentro do contexto geral, tornam-se elementos centrais de pesquisas mais tardias. Além dessa, uma segunda questão, a nosso ver, influenciou igualmente esta decisão de Dirac, a saber, o fato de a teoria da transformação ter se constituído em seu principal exemplo

de teoria física. Ou seja, uma vez que seu desenvolvimento mostrava diferenças muito evidentes com relação às interpretações clássicas, Dirac não faria uso de argumentos clássicos puros, assim como Walter Gordon e Oscar Klein parecem fazê-lo, com respeito à existência de energias negativas. Desse modo, o distanciamento que se estabelecia entre os argumentos de Dirac e a teoria da correspondência, cada vez maior, diminuía a própria influência que a teoria clássica possuía em sua argumentação acerca da mecânica quântica, em outras palavras, *a lógica interna da teoria da transformação era quem fornecia, a partir de então, as proposições que auxiliavam as interpretações construídas por Dirac, tanto as lógico-formais quanto as conceituais.*

Desse modo, apesar de ter apresentado dois conjuntos de dificuldades acerca da equação de Klein-Gordon, Dirac pretende discutir apenas um deles: “No presente artigo estaremos interessados apenas na remoção da primeira dessas duas dificuldades. A teoria resultante é portanto ainda somente uma aproximação, mas parece ser boa o suficiente para dar conta de toda a duplexidade fenomênica sem proposições arbitrárias” (Dirac, 1928a, p. 612). De fato, adiantar a exposição de um segundo conjunto de questionamentos antes de resolvê-lo, deve-se, sem dúvida, somente ao estilo de publicação desenvolvido por Dirac. Todavia, com respeito ao segundo conjunto, é fundamental separá-lo em duas questões independentes: 1) existem estados de energia negativos? 2) existem elétrons com carga positiva? Ainda que as possíveis respostas a estas questões, nesse instante, não possuam um direcionamento específico, elas se tornarão o tema central de seus artigos seguintes e as respectivas soluções encontradas decidirão profundamente seu posicionamento com relação às demais pesquisas na área de quântica relativística. Na próxima seção, “§2. *A Hamiltoniana na Ausência de Campo*”, sua análise começa efetivamente por um caso simplificado no qual não existe campo eletromagnético. Com essa abordagem, o desenvolvimento explora as ligações entre a equação de Klein-Gordon e

os argumentos com os quais pretende obter sua nova equação do elétron. Como esse é o caso mais simples possível, isto é, o elétron encontra-se isolado, os efeitos quânticos mais gerais ainda não podem ser considerados, mas, por outro lado, essa discussão expõe detalhadamente quais são as propostas gerais envolvidas com as mudanças defendidas na teoria. De fato, Dirac apresenta o objetivo dessa primeira etapa de modo muito claro:

Nosso problema é obter uma equação de onda da forma (2.23) que será invariante sob uma transformação de Lorentz e será equivalente à (2.16) no limite dos grandes números quânticos. Consideraremos primeiro o caso sem campo, quando a equação (2.16) se reduz a

$$(-p_0^2 + \mathbf{p}^2 + m^2 c^2)\psi = 0 \quad (2.24)$$

se colocarmos

$$p_0 = \frac{W}{c} = ih \frac{\partial}{c \partial t}.$$

A simetria entre p_0 e p_1, p_2, p_3 requerida pela relatividade mostra que, já que a hamiltoniana que queremos é linear em p_0 , ela deve ser também linear em p_1, p_2 e p_3 (Dirac, 1928a, p. 613).

Observe que a argumentação da seção anterior, pela qual a teoria da transformação sugere a construção de uma equação diferencial de primeira ordem no tempo, estende-se às demais grandezas da equação relativística no espaço! Contudo, a justificativa agora em destaque é interna à teoria da relatividade, uma vez que uma de suas principais consequências é justamente a de estabelecer uma forte conexão entre espaço e tempo. Com isso, Dirac apresenta a seguinte *proposta* de equação (1928a, p. 613):

$$(p_0 + \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \beta)\psi = 0. \quad (2.25)$$

Além disso, as grandezas $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ e β devem ter as seguintes características: 1) devem ser independentes de p_0, p_1, p_2 e p_3 ; 2) devem ser independentes de t, x_1, x_2 e x_3 . A primeira dessas condições segue em razão da exigência de que essa equação seja linear

com respeito à derivada de primeira ordem originada com a introdução dos operadores $p_0 \rightarrow ih\partial/\partial t$ e $p_i \rightarrow -ih\partial/\partial x_i$, portanto, se elas tivessem alguma dependência em p_0 ou p_i , os produtos $\alpha_0 p_0$ ou $\alpha_i p_i$ forneceriam derivadas de segunda ordem, por causa da presença desses operadores diretamente nessas expressões. A segunda, por sua vez, tem origem em razão do problema físico: “Já que estamos considerando o caso de uma partícula se movendo no espaço vazio, tal que todos os pontos no espaço são equivalentes, devemos esperar que a hamiltoniana não envolva t , x_1 , x_2 e x_3 ” (Dirac, 1928a, p. 613). A primeira consequência direta dessas duas características é a de que as novas variáveis comutam com as variáveis de momento e de espaço. Uma segunda, ainda mais importante, é a seguinte: “Somos, portanto, obrigados a ter outras variáveis além das coordenadas e momentos do elétron, no sentido de que α_1 , α_2 , α_3 e β possam ser funções delas” (1928a, p. 613). A introdução dessas novas grandezas — assim como as de espaço e de momento — exigia uma representação específica e, nesse sentido, apesar da equivalência entre as versões de Dirac e de Jordan com relação à teoria da transformação, deve-se chamar a atenção ao formalismo realizado por Dirac e como isso expressa muito diretamente as relações entre uma matriz e suas representações através das variáveis dinâmicas, assunto sobre o qual discutimos mais detalhadamente no final do capítulo anterior. Desse modo, essa passagem é relevante justamente por mostrar a necessidade de se introduzir novas variáveis a fim de se obter uma equação diferencial de primeira ordem, pois, mais adiante, essa mesma introdução de novas variáveis é o que levará até a existência do *spin*, evitando assim, como destacou anteriormente no início de seu artigo, uma “proposição arbitrária”. Com efeito, esses parágrafos iniciais do desenvolvimento da teoria constituem um movimento bastante rápido, especialmente se considerarmos todos os aspectos técnicos e conceituais envolvidos nessa discussão. A seguir, o artigo faz a seguinte formulação (Dirac, 1928a, p. 613):

A equação (2.24) leva a

$$\begin{aligned} 0 &= (-p_0 + \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3)(p_0 + \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3)\psi \\ &= [-p_0 + \Sigma \alpha_1^2 p_1^2 + \Sigma(\alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2 \alpha_1) p_1 p_2 + \beta^2 + \Sigma(\alpha_1 \beta + \beta \alpha_1) p_1] \psi, \end{aligned}$$

onde o Σ se refere à permutação cíclica dos sufixos 1, 2, 3. Isto concorda com (2.25) se

$$\left. \begin{aligned} \alpha_r^2 &= 1, & \alpha_r \alpha_s + \alpha_s \alpha_r &= 0 & (r \neq s) \\ \beta^2 &= m^2 c^2, & \alpha_r \beta + \beta \alpha_r &= 0 \end{aligned} \right\} r, s = 1, 2, 3.$$

se colocamos $\beta = \alpha_4 m c$, estas condições se tornam

$$\alpha_u^2 = 1 \quad \alpha_\mu \alpha_\nu + \alpha_\nu \alpha_\mu = 0 \quad (\mu \neq \nu) \quad \mu, \nu = 1, 2, 3, 4. \quad (2.26)$$

A última passagem mostra como é possível recuperar a própria equação de Klein-Gordon, na ausência do campo eletromagnético. Observe, em particular, que as novas variáveis α_r 's e β não obedecem a uma álgebra comutativa, portanto, a primeira sugestão para essas variáveis é imediatamente a de que elas sejam matrizes, ou seja:

Podemos supor que as α_u 's sejam expressas como matrizes em algum esquema matricial, os elementos de matriz de α_μ sendo, digamos, $\alpha_\mu(\zeta' \zeta'')$. A função de onda ψ deve agora ser uma função de ζ tanto quanto os x_1, x_2, x_3, t . O resultado de α_μ multiplicado por ψ será a função $(\alpha_\mu \psi)$ de x_1, x_2, x_3, t, ζ definida por

$$(\alpha_\mu \psi)(x, t, \zeta) = \sum_{\zeta'} \alpha_\mu(\zeta \zeta') \psi(x, t, \zeta')$$

(Dirac, 1928a, p. 613).

Novamente, a notação é bastante compacta e reproduz todo o formalismo discutido em sua apresentação da teoria da transformação. Nesse caso, em especial, a função $\psi(x, t, \zeta')$ é uma matriz-coluna e a soma anterior representa a multiplicação da matriz quadrada $\alpha_\mu(\zeta \zeta')$ por $\psi(x, t, \zeta')$. A passagem seguinte, sem dúvida, é o momento mais importante com relação ao argumento formal de todo o artigo:

Devemos encontrar quatro matrizes α_μ para satisfazer as condições (2.26). Podemos fazer uso das matrizes

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix},$$

as quais Pauli introduziu para descrever as três componentes do *spin* do momento angular. Essas matrizes têm justamente as propriedades

$$\sigma_r^2 = 1 \quad \sigma_r \sigma_s + \sigma_s \sigma_r = 0, \quad (r \neq s), \quad (2.27)$$

que nós requeremos para nossas α 's (Dirac, 1928a, p. 614).

A conexão entre as matrizes de Pauli e a descrição do *spin* exhibe, entre outras coisas, o caráter geral procurado por Dirac em sua teoria, isto é, as indicações de Pauli seguem em razão da construção de uma equação de primeira ordem; ademais, essa construção está intrinsecamente ligada com a introdução de uma equação relativística ao movimento do elétron. Contudo, essa ligação não poderá ser feita diretamente:

Não podemos, entretanto, apenas tomar os σ 's para serem três de nossas α 's, porque então não seria possível encontrar a quarta. Devemos estender as σ 's em modo diagonal para trazer em mais duas linhas e colunas, tal que possamos introduzir mais três matrizes ρ_1, ρ_2, ρ_3 da mesma forma como $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, mas referindo-se às diferentes linhas e colunas, portanto:

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & \rho_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_2 &= \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & i & 0 \end{pmatrix} & \rho_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -i \\ i & 0 & 0 & 0 \\ 0 & i & 0 & 0 \end{pmatrix} \\ \sigma_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} & \rho_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

As ρ 's são obtidas das σ 's pela mudança das segunda e terceira linhas, e das segunda e terceira colunas. Nós temos agora, em adição às equações (2.27)

$$\text{e também } \left. \begin{array}{l} \rho_r^2 = 1 \quad \rho_r \rho_s + \rho_s \rho_r = 0 \quad (r \neq s), \\ \rho_r \sigma_t = \sigma_t \rho_r \end{array} \right\} \quad (2.28)$$

(Dirac, 1928a, p. 614).

Por fim, com as seguintes modificações⁵:

$$\alpha_1 = \rho_1 \sigma_1, \quad \alpha_2 = \rho_1 \sigma_2, \quad \alpha_3 = \rho_1 \sigma_3, \quad \alpha_4 = \rho_3$$

“todas as condições (2.26) são satisfeitas”, como, por exemplo:

$$\begin{aligned} \alpha_1^2 &= (\rho_1 \sigma_1)(\rho_1 \sigma_1) = \rho_1(\sigma_1 \rho_1) \sigma_1 = \rho_1(\rho_1 \sigma_1) \sigma_1 = (\rho_1 \rho_1)(\sigma_1 \sigma_1) = \rho_1^2 \sigma_1^2 = 1, \\ \alpha_1 \alpha_2 &= (\rho_1 \sigma_1)(\rho_1 \sigma_2) = \rho_1(\sigma_1 \rho_1) \sigma_2 = \rho_1(\rho_1 \sigma_1) \sigma_2 = (\rho_1 \rho_1)(\sigma_1 \sigma_2) = (\rho_1 \rho_1)(-\sigma_2 \sigma_1) \\ &= -\rho_1(\rho_1 \sigma_2) \sigma_1 = -\rho_1(\sigma_2 \rho_1) \sigma_1 = -(\rho_1 \sigma_2)(\rho_1 \sigma_1) = -\alpha_2 \alpha_1. \end{aligned}$$

Além dessas últimas, Dirac apresenta mais duas propriedades que serão utilizadas logo adiante no artigo (1928a, p. 615):

$$\rho_1 \rho_2 = i \rho_3 = -\rho_2 \rho_1 \sigma_1 \sigma_2 = i \sigma_3 = -\sigma_2 \sigma_1. \quad (2.29)$$

Desse modo, essas demonstrações consistem em exibir como tais escolhas satisfazem todas as exigências colocadas através da proposta de equação (2.25), cujo resultado final, portanto, é o seguinte, fazendo uso das últimas notações:

5. Observe que, nas demonstrações anteriores, Dirac não utiliza uma notação específica para se referir à matriz unidade, tal como $\mathbb{1}$, nem mesmo indica a dimensão da matriz, ora bidimensional, ora quadridimensional. Encontra-se exatamente assim no texto original (Dirac, 1928a). Agradeço ao Prof. Roldão Rocha por ter chamado a atenção a estas considerações.

$$[p_0 + \rho_1(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p}) + \rho_3 mc]\psi = 0, \quad (2.30)$$

onde $(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p})$ é o produto interno dos “vetores” $\boldsymbol{\sigma}$ por \mathbf{p} , sendo $\boldsymbol{\sigma} = (\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$. Observe, além disso, que p_0 deve ser multiplicado pela matriz unidade. A mudança mais significativa em todo esse formalismo é o de que a solução geral agora é uma matriz coluna com quatro elementos de matriz, isto é, a teoria geral é capaz de exibir todas as soluções possíveis, cuja análise mais detalhada deve aprofundar a discussão feita na introdução do artigo.

A próxima seção, chamada de “§3. *Prova da Invariância sob uma Transformação de Lorentz*”, apresenta outro resultado que, mais uma vez, coloca em relevo o papel absolutamente central do novo formalismo teórico desenvolvido até aqui, mas com respeito às exigências da teoria relativística. De fato, a ideia fundamental desta seção é justamente exibir a invariância da equação do elétron proposta em (2.25) quando se realiza uma transformação de Lorentz. A partir dessa outra análise, Dirac não apenas reforça a necessidade de se obter essa equação diferencial de primeira ordem, mas procura mostrar que ela possui todas as características encontradas anteriormente com a equação de Klein-Gordon. Assim como foi realizado em diversos momentos importantes de outros artigos seus, sua linha de discussão consiste em exibir diretamente o resultado procurado, ou seja, será mostrado que a transformação da equação é, efetivamente, um invariante com relação às coordenadas. Sobre isso, é interessante destacar alguns aspectos dessa demonstração. Com efeito, Dirac realiza a seguinte transformação de variáveis (1928a, p. 615) através da introdução das chamadas matrizes γ_μ :

$$\rho_3 = \gamma_4, \quad \rho_2 \sigma_r = \gamma_r, \quad r = 1, 2, 3 \quad \text{e} \quad p_0 = ip_4, \quad (2.31)$$

com as quais reescreve a equação (2.30), inicialmente, multiplicando-a por ρ_3 :

$$[\rho_3 p_0 + i\rho_2(\sigma_1 p_1 + \sigma_2 p_2 + \sigma_3 p_3 + mc)] \psi = 0, \quad (2.32)$$

onde foi usado $\rho_3 \rho_1 = i\rho_2$ e $\rho_3^2 = 1$, e, a seguir, com a substituição das matrizes γ_μ :

$$[i\Sigma \gamma_\mu p_\mu + mc] \psi = 0 \quad \mu = 1, 2, 3, 4.$$

A variável “momento”, de acordo com a teoria da relatividade, deverá ser interpretada como um elemento quadridimensional da forma $p_\mu = (p_0, \mathbf{p})$, o qual deverá obedecer a seguinte relação:

O p_μ transforma-se sob uma transformação de Lorentz de acordo com a lei

$$p'_\mu = \sum_{\nu} a_{\mu\nu} p_\nu,$$

onde os coeficientes $a_{\mu\nu}$ são c-números satisfazendo

$$\sum_{\mu} a_{\mu\nu} a_{\mu\tau} = \delta_{\nu\tau}, \quad \sum_{\tau} a_{\mu\tau} a_{\nu\tau} = \delta_{\mu\nu}.$$

(Dirac, 1928a, p. 615).

Com isso, após uma transformação de Lorentz para a equação do elétron da forma:

$$[i\Sigma \gamma'_\mu p'_\mu + mc] \psi = 0, \quad (2.33)$$

espera-se que, por analogia com o quadrimomento, se obtenha as relações para as matrizes γ'_μ da seguinte maneira: $\gamma'_\mu = \sum_{\nu} a_{\mu\nu} \gamma_\nu$. A estratégia, como apontamos antes, consiste em exibir o resultado diretamente, por essa razão, o desenvolvimento se concentra em propriedades específicas da teoria de matrizes, já que a ideia é justamente mostrar qual é a relação entre elas antes e após a transformação, isto é, como, por exemplo, as matrizes ρ_μ e σ_μ podem ser recuperadas após serem transformadas respectivamente em ρ'_μ

e σ'_μ ? A primeira relação mostrada por Dirac encontra-se no fato de que as matrizes γ'_μ e γ_μ satisfazem exatamente as mesmas propriedades de multiplicação (antes e após a transformação), isto é, (1928a, p. 616):

$$\gamma'_\mu \gamma'_\nu + \gamma'_\nu \gamma'_\mu = 2\delta_{\mu\nu},$$

logo, as matrizes γ'_μ podem ser escritas, mais uma vez por analogia, em função de matrizes ρ'_μ e σ'_μ :

Podemos colocar, analogamente a (2.32)

$$\gamma'_4 = \rho'_3, \quad \gamma'_r = \rho'_2 \sigma'_r,$$

onde as ρ' 's e σ' 's são facilmente verificadas satisfazer as correspondentes relações (2.27), (2.28) e (2.29), se ρ'_2 e ρ'_1 forem definidos por $\rho'_2 = -i\gamma'_1 \gamma'_2 \gamma'_3$, $\rho'_1 = -i\rho_2 \rho_3$. Mostraremos agora que, por uma transformação canônica, os ρ' 's e σ' 's podem ser trazidos para a forma dos ρ 's e σ 's (Dirac, 1928a, p. 616).

O resto da demonstração consiste em examinar como determinadas escolhas podem ser feitas até que as ρ' 's e σ' 's se transformem novamente nas anteriores ρ 's e σ 's. O mais importante, com relação ao nosso trabalho, encontra-se na análise final apresentada ainda nessa seção (Dirac, 1928a, p. 617):

Portanto, por uma sucessão de transformações canônicas, as quais podem ser combinadas para formar uma única transformação canônica, os ρ' 's e σ' 's podem ser trazidos para a forma dos ρ 's e σ 's. A nova equação (2.33) pode, desse modo, ser retomada à forma da equação de onda original (2.31) ou (2.30), tal que os resultados que seguem desta equação de onda original devem ser independentes do sistema de referência utilizado.

Ainda que, ao longo de outros momentos do artigo, as argumentações possam ser consideradas apenas uma transposição de ideias entre a teoria da transformação e a teo-

ria da relatividade, e vice-versa, com relação a esse último resultado, a proposta de transformação canônica é parte constitutiva de ambas teorias. De um lado, isso mostra, em linhas gerais, como a teoria da relatividade influenciou os trabalhos de Dirac a respeito da mecânica quântica. No entanto, talvez em nenhum outro de seus artigos torne-se tão evidente a importância que as transformações canônicas possuem no interior do pensamento de Dirac. Com efeito, essa última demonstração depende fortemente de uma transformação adequada das variáveis canônicas, a fim de que a transformação de Lorentz seja obtida. Contudo, além desse argumento ser um dos elementos fundamentais da própria teoria da transformação, uma vez que esse processo permitiu exibir as diferenças entre as versões matricial e ondulatória da mecânica quântica, exatamente essa consideração estende-se também ao sistema de coordenadas do sistema físico, um resultado central na teoria da relatividade. *Portanto, todas as passagens apresentadas agora só ganham sentido em função de a teoria da transformação garantir a validade da equação de onda com relação aos dois conjuntos distintos de matrizes.* De fato, o mecanismo de construção das transformações canônicas, na quântica e na relatividade, deixam de ser apenas um paralelismo e podem ser considerados um argumento ainda mais profundo correlacionando-as de modo bastante original, como Dirac acaba de discutir.

O artigo ainda realiza duas análises com respeito à interação do elétron, a primeira quando ele está sob a ação de um campo eletromagnético e a segunda quando seu movimento encontra-se condicionado a um campo de força central, isto é, quando esta força surge em razão de um potencial que depende apenas da distância radial do elétron. Nos dois casos, seu método consiste em modificar a hamiltoniana encontrada na seção §3 para o elétron livre, considerando cada uma dessas situações; todavia iremos apenas comentar alguns dos resultados assim obtidos. Acerca da presença do campo eletromagnético, a nova hamiltoniana será encontrada com as mudanças (1928a, p. 618):

$$p_0 \rightarrow p_0 + \frac{e}{c}A_0 \quad \text{e} \quad \mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A},$$

o mesmo procedimento poderia ser empregado para se obter a equação de Klein-Gordon, mas, nesse caso, trata-se de uma equação diferencial de primeira ordem, portanto:

$$\left[p_0 + \frac{e}{c}A_0 + \rho_1 \left(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) + \rho_3 mc \right] \psi = 0. \quad (2.34)$$

Assim como havia realizado no caso do elétron livre, a solução anterior reproduz a equação de Klein-Gordon caso seja multiplicada pelo complexo conjugado que atua sobre a função de onda ψ . Após algumas análises específicas, o seguinte resultado é encontrado (Dirac, 1928a, p. 691):

$$\left[-(p_0 + e'A_0)^2 + (\mathbf{p} + e'\mathbf{A})^2 + m^2c^2 + e'h(\boldsymbol{\sigma}, \text{curl } \mathbf{A}) - ie'h\rho_1 \left(\boldsymbol{\sigma}, \text{grad } A_0 + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) \right] \psi = 0,$$

onde $e' = e/c$. Essa expressão também pode se reescrita em termos dos campos vetoriais elétrico \mathbf{E} e magnético \mathbf{H} :

$$\left[-(p_0 + e'A_0)^2 + (\mathbf{p} + e'\mathbf{A})^2 + m^2c^2 + e'h(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{H}) - ie'h\rho_1 (\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{H}) \right] \psi = 0.$$

Comparando esta equação com aquela encontrada na análise anterior, sem a presença de um campo elétrico, dois termos novos surgem, com isso, Dirac apresenta a seguinte interpretação (1928a, p. 619):

Esses dois termos, quando divididos por um fator $2m$, podem ser reconhecidos como uma energia potencial adicional do elétron devido aos seus novos graus de liberdade. O elétron se comportará portanto como se tivesse um momento magnético $eh/2mc.\boldsymbol{\sigma}$ e um momento elétrico $ieh/2mc.\rho_1\boldsymbol{\sigma}$. Este momento é exatamente aquele assumido pelo modelo do elétron girando [*spinning*]. O momento elétrico, sendo

um imaginário puro, nós não esperaríamos que aparecesse no modelo. É questionável se o momento elétrico possui qualquer significado físico, já que a hamiltoniana (2.34) da qual começamos é real, e a parte imaginária somente aparece quando a multiplicamos de um modo artificial no sentido de fazê-la lembrar a hamiltoniana das teorias prévias.

Portanto, mais uma vez, Dirac destaca que a introdução das novas variáveis levam diretamente aos momentos magnético e elétrico do elétron, o primeiro, sem dúvida, um importante resultado que não pode ser obtido pelo método de Klein-Gordon. As duas próximas seções §5 e §6, por sua vez, estabelecem, talvez, o principal objetivo do artigo, qual seja, o de introduzir o *spin* como consequência lógica da teoria a fim de compará-lo com os resultados experimentais. A primeira etapa consiste em determinar o momento angular para um potencial da forma $\mathbf{A} = 0$ e $eA_0/c = eV(r)/c$. Com a introdução das matrizes σ e ρ sua análise conclui que o momento angular não é uma constante do movimento, mas que poderá se tornar se for acrescentado o seguinte termo:

$$\mathbf{m} \rightarrow \mathbf{m} + \frac{1}{2}h\boldsymbol{\sigma},$$

com isso, segue-se a demonstração mais esperada (Dirac, 1928a, p. 620): “Podemos interpretar este resultado dizendo que o elétron possui *spin* de momento angular de $\frac{1}{2}h\boldsymbol{\sigma}$, o qual, adicionado ao momento angular orbital \mathbf{m} , fornece o momento angular total \mathbf{M} , o qual é uma constante do movimento”.

A seguir, Dirac explora mais uma vez a possibilidade de reescrever a equação de onda em termos de novas variáveis, de onde chega a expressar uma equação que depende claramente da componente radial. Como resultado obtém a seguinte correção relativística da função de onda:

$$-\frac{e^2}{2mc^2r^3}(j+1),$$

a qual só pode ser obtida nas teorias de Pauli e Darwin se “o fator $1/2$ de Thomas for incluído” e, com isso, Dirac conclui seu artigo: “A presente teoria levará, portanto, em primeira aproximação, aos mesmos níveis de energia como aqueles obtidos por Darwin, os quais estão em acordo com a experiência” (Dirac, 1928a, p. 624).

Apesar de ser uma característica bastante forte em seus trabalhos anteriores, o fato de buscar uma teoria capaz de assimilar logicamente todos os resultados conceituais e experimentais chega ao seu ponto mais alto nesse artigo. A dedução teórica do *spin*, em particular, inaugura um capítulo na história da física, sem precedentes. Ainda que tenham ocorrido, por vezes, descobertas surpreendentes na história da física quântica, a proposta do *spin* traz um elemento, sem dúvida, completamente sem paralelo com respeito à física clássica, tanto mais importante quanto consideremos os argumentos utilizados por Dirac para introduzi-lo dentro da lógica interna que conduziu até sua equação. De fato, a precisão no emprego da teoria da transformação, aliada com os mecanismos que esta permite empregar a fim de exibir as características das equações de onda, indicam, sem dúvida, um nível de abstração bastante profundo da estrutura conceitual. A confiança na teoria e no rigor com o qual ela deveria ser empregada tornava-se, em outras palavras, mais relevante do que possíveis analogias com fenômenos clássicos, analogias essas que jamais haviam deixado de atuar nas análises, mas foram colocadas em segundo plano nesse artigo. Desse modo, ao contrapor a natureza e nossas interpretações acerca dela, como na seguinte passagem: “A questão permanece de por que a Natureza deveria escolher este particular modelo para o elétron em vez de estar satisfeita com a carga pontual” (Dirac, 1928a, p. 610), deve-se perceber que um novo mundo fenomênico surgia no horizonte da física.

Os desenvolvimentos realizados a partir da equação do elétron seriam levados adiante por Dirac, em um segundo artigo (Dirac, 1928b), “A Teoria Quântica do Elétron.

Parte II”, publicado apenas um mês depois. Neste trabalho, o autor ainda se concentra no primeiro conjunto de problemas apontados com relação à equação de Klein-Gordon, mais exatamente dizendo o seguinte: “será dada a prova do teorema da conservação, o qual determina que a mudança na probabilidade do elétron estar em um dado volume durante um dado tempo é igual à probabilidade de atravessar a fronteira” (Dirac, 1928b, p. 352). Como vimos há pouco, a interpretação probabilística deve ser geral e independente das variáveis canônicas utilizadas. Assim, levando em consideração as especificidades das matrizes envolvidas na teoria, Dirac mostra que a seguinte mudança dará origem à interpretação probabilística usual:

A probabilidade por unidade de volume do elétron estar em qualquer lugar é agora dado por

$$\phi\psi = \phi\rho_3\chi = \psi\gamma_0\chi, \quad (2.35)$$

onde $\phi\alpha\chi$ denota a soma dos produtos de cada componente de ϕ em sua componente correspondente de $\alpha\chi$, α sendo qualquer função das variáveis *spin*, representada pela matriz com quatro linhas e colunas. (Note que muito geralmente $\phi\alpha\chi = \chi\tilde{\alpha}\phi$.) A expressão (2.35) é a componente temporal de um 4-vetor, cujas componentes espaciais, nomeadamente,

$$-\phi\gamma_1\chi, \quad -\phi\gamma_2\chi, \quad -\phi\gamma_3\chi, \quad (2.36)$$

deve fornecer $1/c$ vezes a probabilidade por unidade de tempo de o elétron atravessar a área unitária perpendicular a cada um dos três eixos respectivamente (Dirac, 1928b, p. 354).

Por meio de um cálculo bastante semelhante ao realizado por Schrödinger com o objetivo de encontrar a equação de continuidade, repetido, depois, por Walter Gordon e Oscar Klein, Dirac mostra que o 4-vetor anterior satisfaz o seguinte (1928b, p. 354):

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\phi\gamma_0\chi) - \sum_r \frac{\partial}{\partial x_r} (\phi\gamma_r\chi) = 0.$$

Com isso, ele apresenta o último aspecto necessário a fim de compreender como a probabilidade poderia ser considerada em termos de uma função positiva definida. Já na seção §2, as regras de transição para um elétron são obtidas, agora considerando-se a presença do *spin*, “portanto, em acordo com a experiência” (Dirac, 1928b, p. 357). E, por fim, nas duas últimas seções, o artigo trata de uma outra relevante pesquisa experimental da física quântica, mas que ainda não havia sido completamente incorporada a uma teoria geral, qual seja, o efeito Zeeman, isto é, o efeito nas órbitas eletrônicas de um átomo provocado pela presença de um campo magnético. O resultado mais interessante, nesse caso, é o de que a interação do campo magnético produz alterações bastante específicas e detectáveis, ou seja:

O aumento nos níveis energéticos causado pelo campo magnético é portanto

$$\frac{He}{2mc} \frac{j}{j + \frac{1}{2}} uh = \omega g uh$$

onde ω é a frequência de Larmor $He/2mc$, e g , o fator de separação de Landé, tem o valor

$$g = j / (j + \frac{1}{2}).$$

(Dirac, 1928b, p. 360).

Sem dúvida, esses dois artigos reúnem uma sequência expressiva de resultados introduzidos anteriormente de modo externo à teoria, em grande medida, obtidos em função essencialmente da necessidade de se buscar por explicações adequadas a dados experimentais tão precisos que, de outro modo, não seriam encontradas. Com a equação do elétron, não apenas o *spin* era incorporado de modo consistente, bem como algumas das consequências dessa equação sugeriam regiões com as quais ela mesma não possuía conexões aparentes. Contudo, apesar de todo este evidente sucesso, o segundo conjunto

de questões *ainda permanecia em aberto*. A solução, nesse caso, não poderia ser alcançada pela introdução de um conjunto novo de equações ou através de uma aplicação direta da teoria da transformação. De fato, restava ainda considerar uma explicação plausível para a existência das energias negativas e/ou, então, considerar a existência de uma nova partícula com carga positiva. Dirac, como usual, deve considerar todo o cenário científico daquele momento, levando-o, assim, a apresentar uma construção conceitual extremamente inovadora: a teoria do buraco.

2.1.3 O Mar de Elétrons

Não obstante tenha chegado a resultados teóricos importantes na intersecção entre quântica e relatividade, fazendo uso de inovadores métodos matemáticos, Dirac havia compreendido muito bem, em seu primeiro artigo de 1928, quais eram todos os obstáculos com respeito à equação de Klein-Gordon. Com efeito, quando anuncia *separadamente* dois conjuntos de dificuldades, ele pretende isolar no primeiro destes apenas as questões a serem discutidas imediatamente, mesmo que algumas fossem deixadas para o próximo trabalho; assim, no segundo conjunto e não por acaso encontram-se tão somente as perguntas cuja perspectiva concreta a fim de respondê-las ainda é incerta e, por essa razão, deverão ser retomadas mais tarde. Nesse estágio inicial das pesquisas, talvez fosse muito grande a expectativa de que seus desenvolvimentos seriam capazes de solucionar também este outro conjunto de questões, afinal estas tinham sua origem em análises semelhantes à de Klein e à de Gordon, ambas substituídas por sua equação relativística do elétron, mas o fato era que aquelas perguntas não haviam sido eliminadas nem mesmo por meio desta última equação. Com isso, nada seria realizado de modo consistente até o começo de 1930, quando Dirac escreve o artigo “A Teoria dos Elétrons e dos Prótons”, trabalho com diferenças profundas acerca do formalismo quando comparado com quase

todos os seus textos anteriores: mais curto do que de hábito, nele percebe-se uma discussão predominantemente conceitual. De fato, Dirac avalia, com muito cuidado, quais são as possíveis interpretações das soluções numéricas associadas a uma partícula física com energia negativa, situação inesperada classicamente. Nesse sentido, é fundamental perceber que sua resposta apoia-se fortemente em conceitos desenvolvidos com a mais recente teoria eletrônica, os quais, naquele momento, foram construídos com base no princípio de exclusão de Pauli. Ademais, ainda que faça uma analogia quase imediata entre essas novas ideias e as suas questões, sua principal justificativa para essas transposições conceituais será exatamente a grande correlação existente entre tais propostas e os dados experimentais, uma correspondência determinante em sua própria análise. Por essa mesma razão, a teoria do mar de elétrons sofrerá mudanças significativas em anos posteriores, especialmente com a descoberta do pósitron — observe que no artigo (Dirac, 1930a) é utilizada a palavra “próton” —; no entanto, esta primeira versão da teoria possui a mesma origem de sua equação relativística, isto é, ela é uma resposta direta a problemas encontrados em seu exame original da equação de Klein-Gordon, especificamente, uma alternativa a fim de resolver o segundo conjunto de dificuldades apontado em seu artigo de 1928. Desse modo, compreende-se a mais radical consequência de sua decisão de ter considerado tão cedo essas dificuldades e por um caminho essencialmente teórico: sua abordagem antecede e até mesmo sugere a existência do pósitron. Logo, é interessante discutirmos como todos esses pontos, ainda sem qualquer solução teórica definitiva, articulam-se com a proposta geral construída por Dirac, independente das proposições defendidas nesse momento e, por conseguinte, das críticas ou das corroborações sobre o conteúdo em si exposto nesse artigo.

Com efeito, o trabalho (Dirac, 1930a) foi escrito apenas com três seções, das quais a introdutória cumpre a função de rearticular o estado atual das pesquisas e das possíveis

soluções já encontradas, para, com isso, exibir quais são as dificuldades em se considerar as interpretações fornecidas à existência de um elétron com energia negativa. A segunda seção, por sua vez, retoma essa análise considerando uma tentativa de superação dessas inconsistências em vista de uma nova proposta teórica que se resume em adotar a existência daquilo que mais tarde será chamado pictoricamente de um “mar de elétrons”. Em sua terceira e última seção, o autor procura mostrar como seu desenvolvimento pode ser aplicado a um problema de espalhamento de partículas, colocando em evidência, nesse sentido, a exigência de a teoria se relacionar com as pesquisas estabelecidas, bem como a de se adequar à experiência. O primeiro parágrafo de seu artigo, em especial, destaca justamente a relevância dessa compreensão mais ampla do conhecimento teórico:

A teoria quântica relativística de um elétron se movendo em um dado campo eletromagnético, embora tenha sucesso em prever as propriedades do *spin* do elétron, ainda envolve uma séria dificuldade que mostra que alguma alteração fundamental é necessária antes que possamos reconhecê-la como uma descrição acurada da natureza (1930a, p. 360).

De acordo com essa perspectiva, uma teoria *não* deve ser considerada uma descrição completa, mesmo quando obtém muito sucesso em seus resultados, se não for capaz de explicar em conjunto os fenômenos diretamente relacionados com ela, ou seja, uma teoria necessita ter, de um lado, adequação com a parte experimental, mas, de outro lado, elevada coerência interna. Nesse sentido, todas aquelas perguntas cuja origem encontra-se apenas em interpretações de resultados teóricos puros exigem bastante atenção, não mais em vista de se encontrar explicações acerca dos dados experimentais, mas pela articulação dessas respostas no interior da própria teoria; por isso não podem ser simplesmente desconsideradas, assim como feito comumente, em determinadas circunstâncias, no caso clássico, inclusive na ausência de suporte experimental,

talvez o ponto mais relevante dessa análise. A teoria precisa, em outras palavras, ser a mais geral possível. De modo coerente com esse mesmo ponto de vista, uma vez que foram as inconsistências com respeito à interpretação da formulação de Klein-Gordon que apontaram a necessidade de uma nova hipótese, a qual foi encontrada, de fato, através de sua equação relativística, dessa vez, seus questionamentos devem se voltar para esta nova equação, pois as inconsistências que persistiam na própria teoria de Dirac a tornavam incompleta. De outro modo, não basta incorporar fenômenos experimentais e construções teóricas antes isoladas, é preciso, além disso, articular todas as suas múltiplas partes internas. Insistimos nesse ponto porque reconhecemos aqui um dos aspectos mais inovadores na maneira como Dirac conduz suas pesquisas. Realmente, assim como as profundas críticas às interpretações teóricas da versão de Gordon e Klein se transformaram em elementos motrizes de seus estudos, um tal compromisso com a elaboração de uma teoria não apenas com grande alcance experimental, mas, sobretudo, internamente conexa, deverá se constituir em sua principal, e talvez única, motivação ao longo de toda a *segunda fase* de seu programa de estudos que apenas tem início com esse artigo de 1930 e cujo desdobramento delineará o caminho até as principais ideias da TQC no pós-guerra. Não por outra razão, Dirac refere-se a essas questões como sendo uma “séria dificuldade” [*serious difficulty*], mostrando, assim, uma expectativa muito específica da física e de suas teorias, sem a qual torna-se difícil justificar sua obstinação em aprofundar todos esses questionamentos, especialmente se considerarmos que a maior parte dos fenômenos da teoria atômica havia sido reinterpretada com precisão através de sua nova teoria, e as dificuldades agora mencionadas, portanto, encontravam-se inseridas quase por completo numa esfera especulativa. Isto posto, compreendemos por qual razão um tal conjunto de questões não poderia permanecer sem alguma resposta, isto é, o fracasso em elucidá-las ou apontaria inconsistências no interior da nova teoria do elétron, ou tal-

vez indicasse o fato de que esta ainda não é a mais geral possível. Portanto, a *elaboração* dessa discussão não deve ser realizada com base somente na equação de Klein-Gordon, mas precisa deslocar-se como uma exigência feita à sua própria equação, à medida que, como tudo indicava até esse momento, ela havia se tornado uma candidata à teoria mais fundamental (Dirac, 1930a, p. 360):

Esta dificuldade está conectada com o fato de que a equação de onda, a qual é da forma

$$\left[\frac{W}{c} + \frac{e}{c}A_0 + \rho_1 \left(\boldsymbol{\sigma}, \mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A} \right) + \rho_3 mc \right] \psi = 0, \quad (2.37)$$

tem, em adição às soluções desejadas para as quais a energia cinética do elétron é positiva, um número igual de soluções indesejadas com energia cinética negativa para o elétron, as quais parecem não ter significado físico.

Desse modo, as soluções periódicas da forma $\psi = ue^{-iEt/\hbar}$ admitem valores positivos e negativos para E , “onde u é independente de t , representando estados estacionários, E sendo a energia total do estado, incluindo o termo relativístico mc^2 ” (Dirac, 1930a, p. 360). O fato mais relevante, com relação às diferenças entre as soluções “desejadas” e “indesejadas” é a de que essa “dificuldade não é importante na teoria clássica, pois aqui as variáveis dinâmicas sempre variam continuamente, tal que haverá sempre uma distinção precisa entre aquelas soluções das equações do movimento para as quais $W + eA_0 \leq mc^2$ e aquelas para as quais $W + eA_0 \geq -mc^2$, e podemos simplesmente ignorar as últimas” (Dirac, 1930b, p. 361). Contudo, por qual razão esse mesmo procedimento não pode ser empregado na mecânica quântica? Deve-se analisar, primeiro, a profunda correlação existente entre teoria e experiência com respeito às descobertas dos níveis eletrônicos de energia, isto é, o desenvolvimento da espectroscopia havia alcançado um grau de precisão muito elevado e, portanto, era fora de dúvidas que, no caso dos chamados estados

energéticos ligados do átomo, tais energias possuíam comportamento discreto, já que variações energéticas mínimas desses estados podiam ser medidas e nada fora encontrado; e, segundo, do ponto de vista teórico, a discretização energética havia se transformado em um postulado, como a física quântica havia tão bem demonstrado. Com isso, a diferença entre as análises feitas pelas teorias clássica e quântica reside no fato de que a energia, de acordo com a primeira, deve ser interpretada como uma grandeza contínua, mas como isso efetivamente distingue a compreensão explicativa alcançada em cada caso? No problema clássico sempre é possível encontrar, em tese, uma detecção experimental do comportamento da energia *em torno* de um ponto específico W_0 , e isso determina com precisão quando esse tal ponto energético W_0 é positivo ou negativo, ou seja, classicamente sempre será possível determinar se a “grandeza energia” está ou não está decrescendo em módulo, diferenciando sem ambiguidades o comportamento de seus valores, sejam eles negativos ou positivos. No entanto, contrariando essa expectativa, na mecânica quântica uma tal análise não poderá ser realizada, pois as grandezas físicas são discretas, e não há como analisar o comportamento da grandeza energia em torno de um ponto específico a fim de distinguir entre essas duas situações energéticas (positiva e negativa), logo, a troca $+|W| \rightarrow -|W|$ pode eventualmente levar a duas configurações idênticas e indiscerníveis. As dificuldades no caso quântico, portanto, precisam ser consideradas de uma outra perspectiva:

Não podemos, entretanto, superar a dificuldade tão facilmente na teoria quântica. É verdade que no caso de um campo eletromagnético constante podemos determinar uma distinção entre aquelas duas soluções de (2.37) da forma $\psi = ue^{-iEt/\hbar}$ com E positivo e aquelas com E negativo e podemos afirmar que somente a primeira tem um significado físico (como foi atualmente feito quando a teoria foi aplicada à determinação dos níveis de energia do átomo de hidrogênio), mas se uma perturbação é aplicada ao sistema ela pode causar transições de um tipo de estado a outro (Dirac, 1930a, p. 361).

A medição da energia dos estados estacionários fornece, é claro, um valor numérico que corresponde, no mínimo, à energia total relativística mc^2 do elétron. Contudo, a situação mais difícil de compreender com relação a esses estados será justamente quando ocorrem transições, uma vez que a probabilidade de mudança entre dois estados estacionários A e B quaisquer é exatamente a mesma, independente se a transição ocorre de A para B ou inversamente, um resultado postulado ainda com os primeiros trabalhos de Einstein a respeito dos princípios quânticos. Desse modo, ao longo dessas transições, não há como contrapor as situações envolvendo emissão e absorção energética sem lançar mão de um forte paralelismo entre a existência das energias positiva e negativa, como Dirac continua a discutir em sua exposição:

No caso geral de um campo eletromagnético variando arbitrariamente não podemos fazer uma separação estrita das soluções da equação de onda entre aquelas se referindo à energia cinética positiva e aquelas à negativa. Além disso, na teoria quântica acurada na qual o campo eletromagnético também está sujeito às leis quânticas, transições podem tomar lugar nas quais a energia do elétron muda de um valor positivo a um negativo mesmo na ausência de qualquer campo externo, a energia adicional, no mínimo $2mc^2$ em quantidade [*in amount*], sendo espontaneamente emitida na forma de radiação. (As leis de conservação de energia e momento requerem no mínimo que dois quanta de luz sejam formados simultaneamente em um tal processo.) Portanto, nós não podemos ignorar os estados de energia negativa sem aumentar a ambiguidade na interpretação da teoria” (Dirac, 1930a, p. 361).

Torna-se decisivo reproduzir os detalhes da argumentação feita por Dirac para que se perceba a originalidade contida nela, já que um exame simplificado dessas questões pode sugerir que, do lado de Dirac, uma tal análise consiste apenas na tentativa de interpretação de resultados numéricos encontrados a partir da equação do elétron, enquanto do lado de quem considera os valores negativos de energia como sendo destituídos de significado físico, poderia-se afirmar que estão ainda elaborando suas ideias, de algum modo, no interior de uma visão essencialmente clássica. Ambos posicionamentos são

mais complexos, pois, de fato, o que está em jogo é mais uma das inúmeras consequências do processo de discretização das grandezas físicas que tem início ainda com Max Planck. Em particular, o último elemento apontado por Dirac, com respeito a uma teoria eletromagnética mais “acurada”, novamente retrata sua preocupação em compreender as explicações teóricas de uma maneira bastante geral e conexa entre si. Desse modo, ao menos teoricamente, se uma transição ocorresse entre um estado energético positivo e um negativo, esse fenômeno deveria gerar, no mínimo, uma alteração energética de $2mc^2$, portanto, uma partícula em geral não poderia chegar ao estado nulo de energia, um resultado conhecido na física quântica; contudo, de acordo com as leis de conservação da física, além disso, seria possível considerar, com relação ao eletromagnetismo, ao menos em tese, a produção de dois *quanta* de energia, caso um estado com energia negativa existisse fisicamente. No entanto, nenhuma experiência havia apontado indícios até aquele momento de que uma partícula diferente de fótons pudesse realizar esse tipo de transição e, com isso, o impasse era quase inevitável: se nenhum experimento apontava a existência física de um estado energético negativo, teoricamente não se podia diferenciar as situações nas quais a energia assume valores positivos e negativos. Com relação à equação do elétron, a questão é ainda mais complexa, pois as soluções da equação envolvem a presença de carga elétrica, a qual possui, evidentemente, valores positivos e negativos, portanto, a ambiguidade surge justamente pelo fato de que os valores $\pm(W + eA_0)$ tornam-se indistinguíveis na seguinte equação, chamada por Dirac (1930, p. 360) de “hamiltoniana relativística da teoria clássica”:

$$\left(\frac{W}{c} + \frac{e}{c}A_0\right)^2 - \left(\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{A}\right)^2 - m^2c^2 = 0. \quad (2.38)$$

A questão (Dirac, 1930a, p. 361) pode, desse modo, concentrar-se somente na análise do termo $\pm(W + eA_0)$:

Vamos examinar as funções de onda representando estados de energia negativa um pouco mais de perto. Se sobrepusermos um número dessas funções de onda de tal modo a obter um pacote de onda, o movimento deste pacote será ao longo de uma trajetória clássica dada por (2.38) com $W + eA_0$ negativo. Tal trajetória, é fácil ver, será uma possível trajetória para um elétron comum (com energia positiva) se movendo no campo eletromagnético com sinal invertido, ou para um elétron com carga $+e$ (e energia positiva) se movendo no campo eletromagnético original. Portanto *um elétron com energia negativa se move em um campo externo como se carregasse uma carga positiva.*

A passagem anterior talvez não seja tão esclarecedora como Dirac sugere, mas pode ser compreendida aparentemente da seguinte maneira. Comentamos, na seção anterior, a ambiguidade entre as soluções com carga elétrica positiva e negativa diretamente na equação de Klein-Gordon; no entanto, ainda que a nova equação relativística do elétron consiga desacoplar as soluções em cada um desses casos, isso não elimina completamente essa ambiguidade: “o conjugado complexo de qualquer solução de (2.37) será uma solução da equação de onda obtida de (2.37) pelo reverso do sinal dos potenciais A , e ou a função de onda original ou seu complexo conjugado precisa se referir a E negativo” (Dirac, 1930a, p. 360). Suponha, então, o caso da energia positiva, ou seja, quando $W = +|W|$ na equação:

$$W + eA_0 > 0,$$

nessa situação temos duas combinações tais que o segundo termo do lado esquerdo será positivo, isto é:

$$eA_0 = (-|e|)(-|A_0|) = |e||A_0| > 0 \quad \text{e} \quad \underline{eA_0 = (+|e|)(+|A_0|) = |e||A_0| > 0},$$

por outro lado, se a energia for negativa, então $W = -|W|$, e teremos de modo análogo:

$$eA_0 = (+|e|)(-|A_0|) = -|e||A_0| < 0 \quad \text{e} \quad \underline{eA_0 = (-|e|)(+|A_0|) = -|e||A_0| < 0}.$$

Nas duas situações de cima, onde a energia W é positiva, uma partícula com carga negativa se diferencia de uma com carga positiva pois elas devem caminhar em sentidos contrários com relação ao campo A_0 . No entanto, o quadrado da expressão $\pm(|W| + |e||A_0|)$, presente na hamiltoniana, torna indiferente *todas* essas soluções anteriores, das quais as duas em destaque são aquelas às quais Dirac chama nossa atenção, pois nelas temos, para o *mesmo sentido com relação ao campo eletromagnético* A_0 , no caso de cima, uma partícula com carga positiva e energia positiva e, no caso de baixo, uma partícula com carga negativa (elétron usual) e energia negativa. Observe que apenas as situações com energia positiva podem, de fato, ser medidas, mas a simetria seria absolutamente completa caso fosse descoberta uma partícula semelhante ao elétron mas com carga positiva. Nesse momento, a conjectura é apenas a de que um elétron com carga negativa (usual) e energia negativa (caso de baixo em destaque) é indistinguível de um “elétron” com carga positiva e energia positiva (caso de cima em destaque), ou, em outras palavras, a mudança de um elétron usual de um estado com energia negativa para o estado de energia positiva poderia ser identificado através de medições em busca de uma transformação de um elétron usual em um “elétron” com carga positiva caminhando na *mesma* direção do campo A_0 , o que, por sua vez, mostraria a existência de partículas com energia negativa, principal discussão em jogo nessa argumentação. Com a intenção de não ter adicionado ainda mais complexidade acerca desse ponto, esperamos ter mostrado a principal motivação por detrás da teoria do mar de elétrons. Com isso, Dirac considera a hipótese, quase imediata, de que esse “elétron” com carga e energia positivas corresponderia a um próton (Dirac, 1930a, p. 362):

Não se pode, entretanto, simplesmente afirmar que um elétron com energia negativa *seja* um próton, pois isso levaria aos seguintes paradoxos:

(i) A transição de um elétron de um estado positivo de energia a um

negativo seria interpretada como uma transição de um elétron em um próton, o que violaria a lei de conservação da carga elétrica.

(ii) Embora um elétron com energia negativa se mova em um campo externo como se tivesse uma carga positiva, ainda, como pode-se facilmente ver de uma consideração da conservação do momento, o campo que ele produz deve corresponder a ele ter uma carga negativa, *e.g.*, o elétron com energia negativa irá repelir um elétron com energia positiva, embora ele mesmo seja atraído por um elétron com energia positiva [se fosse um próton].

(iii) Um elétron com energia negativa terá menos energia quanto mais rápido ele se mova e terá que absorver energia no sentido de ser trazido ao repouso. Nenhuma partícula dessa natureza jamais foi observada.

Observe que os argumentos apresentados por Dirac impossibilitam teoricamente que uma partícula com energia negativa seja, de fato, um próton; *contudo, a suposição de um elétron com carga positiva também não se mostra uma consequência lógica*. Se numericamente as soluções de $\pm(|W| + |e||A_0|)$ são idênticas com relação à equação hamiltoniana “clássica”, fenomenologicamente a diferença de um elétron com carga negativa e outro com carga positiva não pode ser ignorada. Assim como essa diferença poderia ser determinada quando a energia é positiva, nos demais casos espera-se que um elétron de carga negativa — mesmo que possua energia negativa — ainda mantenha as mesmas propriedades fenomenológicas de um elétron usual, isto é, que essa carga seja atraída por uma outra partícula com carga positiva (inclusive o próton) e repelida por outra partícula de carga negativa (inclusive outro elétron). São justamente essas propriedades que Dirac explora nos paradoxos anteriores. O último desses, em especial, de acordo com o qual a energia de um elétron “diminui” à medida que sua velocidade “aumenta”, quando o elétron assume energia de valores negativos, é a interpretação com a qual Dirac lançará mão de sua análise mais profunda, a nosso ver, a respeito dos argumentos de simetria e que está no fundamento de sua teoria do mar de elétrons: “Os estados estáveis mais prováveis para um elétron (*i.e.*, os estados de mais baixa energia) são aqueles com energia negativa e muito alta velocidade. Todos os elétrons no mundo tenderão a cair nesses

estados com emissão de radiação [*All the electrons in the world will tend to fall into these states with emission of radiation*]” (Dirac, 1930a, p. 362). Chamaremos essa proposição de “hipótese central” da teoria do mar de elétrons. A formulação dessa teoria, em particular, seria exposta pela primeira vez imediatamente após essa hipótese central ter sido apresentada no artigo (Dirac, 1930a, p. 362):

O princípio de exclusão de Pauli, entretanto, entrará em ação prevenindo que mais do que um elétron se dirija a um estado qualquer. Vamos assumir que existam tantos elétrons no mundo tal que a maior parte dos estados estáveis estejam ocupados, ou, mais precisamente, que *todos os estados de energia negativa estejam ocupados exceto talvez uns poucos de pequena velocidade*. Quaisquer elétrons com energia positiva terão agora muito pouca chance de pular dentro de estados negativo-energéticos e se comportarão portanto como os elétrons que são observados no laboratório se comportam. Teremos um número infinito de elétrons nos estados negativo-energéticos, e de fato um número infinito por unidade de volume sobre todo o mundo, mas caso sua distribuição seja exatamente uniforme devemos esperar que sejam completamente inobserváveis [*unobservable*]. *Somente os pequenos desvios da uniformidade exata, provocados por alguns estados negativo-energéticos estarem desocupados, podemos esperar observar*.

Portanto, fenomenologicamente, seria possível detectar apenas “desvios” nesse hipotético mar de elétrons com energia negativa, enquanto os elétrons com energia positiva corresponderiam aos usuais medidos em laboratório. Observe que, por meio desse paralelismo, não há a necessidade de que exista um elétron com carga positiva, somente os elétrons com carga negativa existiriam, enquanto a medição de um elétron com carga positiva seria apenas a nossa percepção desses “desvios”. Desse modo, a teoria de Dirac não implica a existência real de uma nova partícula, não obstante as interpretações nesse momento tendam a considerar que o próton seja a partícula que melhor se aproximaria fenomenologicamente desse mesmo “desvio”. Com efeito, ainda nesse mesmo artigo, Dirac discute como poderia superar a maior parte dos paradoxos anteriores — mas não todos — com base em sua nova interpretação:

Esses buracos serão coisas [*things*] de energia positiva e serão, portanto, a esse respeito como partículas comuns. Além disso, o movimento de um desses buracos em um campo eletromagnético externo será o mesmo como aquele de um elétron negativo-energético que o preencheria, e portanto corresponderá a ele possuindo uma carga $+e$. Somos portanto conduzidos à premissa de que *os buracos na distribuição dos elétrons negativo-energéticos são os prótons*. Quando um elétron de energia positiva cai dentro de um buraco e o preenche, nós temos um elétron e um próton desaparecendo juntos com a emissão de radiação (Dirac, 1930a, p. 363).

Como vemos, Dirac é bastante incisivo quanto à interpretação dos “buracos” como sendo exatamente os prótons, aliás, essa teoria permitiria superar “as três dificuldades mencionadas” pois “requeremos postular somente um tipo de partícula fundamental, em vez de duas, elétron e próton, que eram previamente necessárias. A mera tendência de todas as partículas caírem nesses estados de mais baixa energia resulta em todas as coisas *distintas* na natureza terem energia positiva” (Dirac, 1930a, p. 363). Apesar de uma elevada confiança em sua teoria, o fato é que as dificuldades envolvidas nela não são pequenas, em especial, com relação à diferença das massas do elétron e do pósitron:

A presente teoria pode dar conta da grande dissimetria entre os elétrons e prótons, a qual se manifesta através de suas diferentes massas e o poder dos prótons de se combinarem para formar um núcleo atômico pesado? É evidente que a teoria fornece, em grande extensão, uma simetria entre elétrons e prótons. Podemos intercambiar os papéis e afirmar que os prótons são as partículas reais e os elétrons são meramente buracos na distribuição de prótons com energia negativa (Dirac, 1930a, p. 364).

Com efeito, essas observações são bastante pertinentes para o seu tempo, pois ainda que as interpretações da teoria do mar de elétrons possam ajudar a compreender o significado das partículas com energia negativa, outra característica evidente da constituição da matéria ficaria em aberto, já que os prótons, apesar de possuírem o mesmo sinal de carga elétrica e, por isso, se repelirem, ainda assim, permanecem juntos no núcleo de um átomo. Seria preciso ainda lançar mão de uma nova concepção de forças de

interação, as de curto alcance, a fim de se compreender melhor esse fenômeno. Contudo, há de se destacar essa conjectura, pois ela mostra toda a perspicácia conceitual envolvida ao longo de sua exposição, aliada o tempo todo com os princípios lógico-matemáticos de sua equação do elétron. De fato, é importante, para o nosso próprio trabalho, perceber que, de um ponto de vista histórico, esse artigo de Dirac busca, sem dúvida alguma, readequar os limites da física nesse exato momento, e sua tentativa de evitar a exigência de se postular a existência de novas partículas, na verdade, até mesmo de reduzi-las a um único tipo, apenas revela a gigantesca ruptura que estava para acontecer com a descoberta do pósitron e de todas as partículas fundamentais encontradas nas décadas seguintes. Portanto, apesar dessa iminente mudança no pensamento científico, não se deve perder de vista uma das características marcantes de toda essa análise feita por Dirac, a saber, a sua tentativa de encontrar soluções a partir de um conjunto teórico global com base nas mais recentes descobertas experimentais à disposição. Com efeito, a fim de justificar sua teoria do mar de elétrons, ele se refere expressamente às experiências de raio x (Dirac, 1930a, p. 362):

Vamos examinar as propriedades dos estados vacantes ou “buracos” [*holes*]. O problema é análogo àquele dos níveis de raio x no átomo com muitos elétrons. De acordo com a teoria usual dos níveis de raio x, o buraco que é formado quando um dos elétrons mais internos do átomo é removido é descrito como uma órbita e é desenhado como a órbita do elétron perdido antes de ter sido removido. Esta descrição pode ser justificada pela mecânica quântica, desde que a órbita seja reconhecida, não no sentido de Bohr, mas como algo representável, além do *spin*, por uma função de onda tridimensional. Portanto, o buraco ou vacância na região que é de outro modo saturada com elétrons é praticamente a mesma coisa como [*is much the same thing as*] se fosse um elétron sozinho na região que é de outro modo ausente dele.

Não é preciso frisar a grande importância que essa concepção dos estados vacantes terão para a compreensão dos níveis energéticos dos átomos poliatômicos, aliás, uma

área que receberá, evidentemente, contribuições diretas dos trabalhos de Dirac, sobretudo com sua equação do elétron, tema sobre o qual voltaremos a comentar mais adiante. Com efeito, não será apenas nesse caso que a analogia terá papel fundamental nos artigos de Dirac, assim como vimos ao longo de toda nossa discussão a respeito de sua trajetória intelectual. A descrição fenomenológica considerada agora por Dirac, nesse sentido, é um fato experimental, isto é, a vacância de uma partícula de seu estado orbital é capaz de gerar fenômenos idênticos aos obtidos quando esse mesmo estado encontra-se ocupado. A riqueza e ousadia de ideias é notável, especialmente se considerarmos, de outro lado, a clareza na exposição das dificuldades envolvidas com essa mesma proposta teórica. De fato, essa discussão será decisiva no sentido de conduzir à busca de certas medições de laboratório, a princípio inesperadas, sobretudo com relação à existência de um elétron com carga positiva. Contudo, será apenas no ano seguinte, em 1931, que Dirac reconhecerá, de maneira mais contundente, as dificuldades envolvidas nessa primeira formulação da teoria do mar de elétrons, o que efetivamente abrirá caminho para a concepção do pósitron:

Parece, portanto, que devemos abandonar a identificação dos buracos com prótons, e devemos encontrar alguma outra interpretação para eles. Seguindo Oppenheimer, podemos assumir que no mundo como o conhecemos, *todos*, e não meramente quase todos, os estados negativo-energéticos dos elétrons são ocupados. Um buraco, se existe um, seria um novo tipo de partícula, desconhecida dos físicos experimentais, possuindo a mesma massa e carga oposta à do elétron. Podemos chamar tal partícula de anti-elétron. Não devemos esperar encontrar nenhuma delas na natureza, por causa de sua rápida taxa de recombinação com os elétrons, mas se elas puderem ser produzidas experimentalmente em alto vácuo, elas poderiam ser suficientemente estáveis e suscetíveis à observação (Dirac, 1931b, p. 61).

Pouco mais de um ano mais tarde, o físico experimental nova-iorquino Carl David Anderson (1905-1991) consegue ter sucesso em detectar o pósitron (Anderson, 1933), e

com isso se fecharia um capítulo fundamental na história da física, o qual se confunde, ao longo da década de 1930, com as próprias pesquisas de Paul Dirac. Sobre isso, o historiador Jagdish Mehra retrata a visão bastante peculiar de Dirac com respeito ao seu próprio trabalho científico:

Então, em 2 de agosto de 1932, veio a descoberta do pósitron por Anderson. Para Dirac isso representou a satisfação dada pelo fato de sua equação ter previsto a situação corretamente, assim como ele esperava. Seu trabalho também forneceu o primeiro exemplo na história da física no qual a existência de uma nova partícula foi prevista sob uma base puramente teórica. Dirac mesmo considerou muito mais importante o fato de que em sua equação o *spin* tinha sido incorporado tão naturalmente, justamente seguindo das propriedades de simetria exibidas pelas equações (Mehra, 2001c, p. 694).

* * *

Como vimos na parte anterior desta seção, a equação relativística do elétron proposta por Dirac, ou equações, incorporou de modo bastante pertinente, e até mesmo simples, diversos resultados conhecidos na literatura científica, os quais, apesar de terem sido obtidos com grande acurácia, do ponto de vista teórico eram essencialmente propostas *ad hoc*, ou, em outras palavras, não foram deduzidos sistematicamente de uma teoria ou de um escopo teórico mais geral. Contudo, ainda que tenha articulado aspectos muito específicos da mecânica quântica e da relatividade especial, e demonstrado de modo claro e consistente a origem de alguns fundamentos da estrutura da matéria, Dirac não obteve, em seus primeiros artigos, um dos mais importantes experimentos da teoria atômica, a saber, a chamada estrutura fina do elétron; apesar disso, assim como as demais propriedades do elétron, a exemplo do *spin*, esta demonstração poderia ser reivindicada por

sua equação relativística. Curiosamente, foram justamente o físico alemão Walter Gordon, citado por nós tantas vezes em um contexto bastante diferente, e o físico inglês Charles Galton Darwin (1887-1962), corresponsável pela introdução da ideia do *spin*, os primeiros a confirmar que seria possível adicionar mais esse resultado a um conjunto, de fato, impressionante de demonstrações. Os artigos de ambos, (Darwin, 1928) e (Gordon, 1928), foram publicados quase simultaneamente, dos quais iremos analisar, a seguir, o escrito por Darwin. Sem dúvida, a relevância histórica desse resultado teórico é enorme, pois, de um lado, ele foi determinante à grande confiança depositada na teoria de Dirac e, por outro lado, não obstante sua *confirmação* experimental extremamente precisa, a incapacidade destes resultados em explicar o Desvio Lamb, mais tarde, transformar-se-ia na mais séria razão para se colocar em descrédito a teoria do mar de elétrons. Ademais, esses textos são possivelmente os melhores registros feitos na época das impressões causadas pelos trabalhos de Dirac, como discutiremos acerca da visão particular de Darwin, mas, é claro, refletida de modo geral no interior de toda a comunidade científica. Apenas o fato de tais publicações terem sido elaboradas por esses dois grandes teóricos mostra o rápido sucesso alcançado com os artigos de 1928 entregues por Dirac; uma vez que ambos pesquisadores, Darwin e Gordon, aos quais acrescentamos o físico alemão Oscar Klein, certamente eram os cientistas com mais habilidade para confirmar e/ou refutar o pensamento de Paul Dirac nesse momento, pois suas pesquisas eram afetadas diretamente pelas consequências apontadas com a equação relativística, no caso de Darwin, especialmente, em vista da grande originalidade envolvida com relação ao conceito de *spin* eletrônico.

De fato, diversas passagens do artigo (Darwin, 1928) destacam que a consistência das explicações obtidas através da equação do elétron era muito convincente, não obstante Dirac tenha feito uso de uma estrutura matemática e conceitual, em certa medida,

bastante incomum naquele momento. Ainda no início do primeiro parágrafo de seu artigo, Darwin diz exatamente o seguinte a respeito dessa nova equação do elétron: “Em um recente artigo, Dirac brilhantemente remove os defeitos anteriormente existentes na mecânica do elétron, e mostra como o fenômeno usualmente chamado de ‘*spin* eletrônico’ [*spinning electron*] ajusta-se em seu lugar na teoria completa” (Darwin, 1928, p. 654). Continuando em seu artigo, o autor resume os principais elementos necessários à obtenção da equação do elétron, para, com isso, destacar possíveis escolhas com relação ao formalismo matemático, de onde segue-se, então, o objetivo de seu próprio artigo:

Ele [Dirac, 1928a] aplica ao problema o método dos q -números e, usando álgebra não comutativa, exhibe as propriedades do elétron livre e de um elétron em um campo central de força eletrônica. Em um segundo artigo [Dirac, 1928b] ele também discute as regras de combinação e o efeito Zeeman. Há provavelmente leitores que compartilharão o sentimento do presente escritor de que os métodos de não comutatividade algébrica são mais difíceis de seguir, e certamente muito mais difíceis para inventar, do que são as operações de tipos há muito familiares à análise. Sempre que for possível fazê-lo assim, é certamente melhor apresentar a teoria em uma forma matemática que data do tempo de Laplace e Legendre, se apenas porque os detalhes do cálculo têm sido muito mais cuidadosamente explorados. Portanto, o objeto do presente trabalho é tomar o sistema de Dirac e tratá-lo por um método comum do cálculo ondulatório (Darwin, 1928, p. 654).

Com isso, o desenvolvimento matemático construído por Darwin fará uso extensivo do cálculo diferencial e da análise de séries numéricas associadas às soluções da equação do elétron. Ainda cabe destacar, nesse sentido, que esse trabalho influenciará, no caminho inverso, algumas das publicações feitas por Dirac mais tarde, nas quais encontraremos ferramentas matemáticas bastante parecidas, distanciando-se, assim, de modo perceptível, das elaborações mais abstratas encontradas em seus textos escritos até esse momento. Dessa maneira, apesar de o principal resultado desse texto ser, a nosso ver, a demonstração da estrutura fina das órbitas energéticas do átomo, devemos chamar a

atenção ao fato de que, antes de detalhar essa demonstração, Darwin dedica quase a primeira metade toda de seu texto a fim de discutir as análises feitas por Dirac, considerando especialmente os dados experimentais e sua conexão com a teoria geral. Seja pela robustez com a qual deduz suas proposições, seja pela clareza com a qual obtém todos esses dados, a teoria do elétron, sem dúvida, causou grande impacto no pensamento de Darwin: “O sucesso de Dirac em encontrar equações acuradas mostra a grande superioridade do princípio sobre os métodos empíricos prévios, mas talvez seja não sem interesse (em alguma medida do presente escritor, o qual projetou mas não começou tal trabalho) considerar se o método empírico poderia levar pelo caminho de ampliar aproximações ao resultado acurado” (Darwin, 1928, p. 663). Para nós, essa passagem é uma das mais interessantes de todo o artigo, pois, escrita em 1928, ela caracteriza, de um lado, um dos pilares com os quais Dirac constrói seus trabalhos teóricos, isto é, sua busca por princípios gerais capazes de *deduzir* os resultados experimentais, mas, de outro lado, Darwin admite, simultaneamente, a importância dos dados experimentais no sentido de confirmarem as teorias. Pode-se dizer que esses dois polos, com os quais a opinião geral dos físicos se divide, estabelecem um certo tensionamento que estará presente na física, no mínimo, ao longo das duas décadas seguintes.

Com respeito à demonstração da estrutura fina, o método escolhido por Darwin consiste em considerar a equação do elétron diretamente⁶ a fim de mostrar que, a partir de suas soluções, os autoestados de energia podem ser escritos através de uma série numérica, cujos termos assumem apenas valores discretos, deduzindo desse modo uma expressão numérica adequada para explicar as pequenas discrepâncias de energia encontradas nos subníveis atômicos. A maneira como realiza sua abordagem possui a van-

6. Outra abordagem, semelhante na sequência de passagens realizadas, mas que explora desde o começo as interpretações físicas e a usual possibilidade de mudança das variáveis canônicas, pode ser encontrada na quarta edição do livro *The Principles of Quantum Mechanics* em (Dirac, 1930e, pp. 269-273), publicado em 1958.

tagem de exibir como as soluções da equação do elétron devem, em razão da presença de um potencial de Coulomb, implicar diretamente nessas variáveis discretas, e a interpretação física pode ser discutida à medida que o formalismo matemático é apresentado. De fato, Darwin começa seu trabalho analisando a seguinte equação:

$$p_0 + \alpha_1 p_1 + \alpha_2 p_2 + \alpha_3 p_3 + \alpha_4 m c = 0,$$

que deve atuar sobre a solução $\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)$, uma matriz coluna, gerando o seguinte conjunto de expressões (Darwin, 1928, p. 655):

$$\left. \begin{aligned} (p_0 + mc)\psi_1 + (p_1 - ip_2)\psi_4 + p_3\psi_3 &= 0 \\ (p_0 + mc)\psi_2 + (p_1 + ip_2)\psi_3 - p_3\psi_4 &= 0 \\ (p_0 - mc)\psi_3 + (p_1 - ip_2)\psi_2 + p_3\psi_1 &= 0 \\ (p_0 - mc)\psi_4 + (p_1 + ip_2)\psi_1 - p_3\psi_2 &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.39)$$

As quatro equações anteriores seguem expressamente pelo desenvolvimento das matrizes α_i : “Tomaremos essas, então, como nossas equações fundamentais e discutiremos suas soluções, empregando somente os métodos ordinários das equações diferenciais” (Darwin, 1928, p. 655). Para o caso geral da equação de onda do elétron (2.37), os seguintes operadores da mecânica quântica devem ser substituídos no conjunto anterior:

$$p_0 = -\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{e}{c} V \quad \text{e} \quad p_i = \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x} + \frac{e}{c} A_i, \quad i = 1, 2, 3.$$

e para o caso particular de um elétron sob ação de um potencial central podemos escrever $V = V(r)$, uma função que depende apenas da distância radial do elétron com relação ao centro, e $A_i = 0$ a fim de desconsiderar a presença um campo eletromagnético externo. Com essas observações tem-se (Darwin, 1928, p. 667):

$$\left. \begin{aligned} \frac{2\pi i}{h} \left(\frac{W + eV}{c} + mc \right) \psi_1 + \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_4 + \frac{\partial}{\partial z} \psi_3 &= 0 \\ \frac{2\pi i}{h} \left(\frac{W + eV}{c} + mc \right) \psi_2 + \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_3 - \frac{\partial}{\partial z} \psi_4 &= 0 \\ \frac{2\pi i}{h} \left(\frac{W + eV}{c} - mc \right) \psi_3 + \left(\frac{\partial}{\partial x} - i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_2 + \frac{\partial}{\partial z} \psi_1 &= 0 \\ \frac{2\pi i}{h} \left(\frac{W + eV}{c} - mc \right) \psi_4 + \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) \psi_1 - \frac{\partial}{\partial z} \psi_2 &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (2.40)$$

onde p_0 foi escrito com a seguinte notação: $p_0 = (W + eV)/c$. Com isso, Darwin agora pretende fazer uma transformação das expressões anteriores escritas em termos de coordenadas cartesianas (x, y, z) para um sistema de coordenadas polares (r, θ, ϕ) . Sua ideia, com isso, é poder fazer uso da seguinte relação recursiva:

$$P_k^u = (k - u)! \sin^u \theta \left(\frac{d}{d \cdot \cos \theta} \right)^{k+u} \frac{(\cos^2 \theta - 1)^k}{2^k \cdot k!} e^{iu\phi}.$$

São as restrições sobre a existência de tais relações que devem impor as condições de discretização sobre as soluções encontradas ao problema, isto é, a condição anterior “existe para qualquer valor integral positivo de k e para qualquer valor de u entre $\pm k$ inclusive” (Darwin, 1928, p. 668). Desse modo, o passo decisivo em direção à quantização, nesse tratamento, não se dá pela imposição da não comutatividade sobre as variáveis, mas, em vez disso, surge pelo método empregado a fim de se encontrar diretamente a solução dessas equações. As relações recursivas anteriores só existem para valores de k e u inteiros, mas como Darwin logo adiante considera: “Não justificamos o uso de k como um número quântico, e isto não pode ser feito até estudarmos intercombinações; mas antecipando isso, nós podemos agora contar o número de soluções e ver que ele é

exatamente correto para o espectro do dubleto” (Darwin, 1928, p. 670). Contudo, um aspecto fundamental nessa dedução é o de que, assim como havia sido mostrado nos artigos de Dirac de 1928, as mesmas dificuldades com relação ao conjunto completo de soluções não podem ser eliminadas, especialmente acerca da energia: “Para obter um conjunto completo devemos dobrar o número de soluções admitindo valores negativos de energia, e até o presente não temos a mínima ideia do que isso significa [*we have at presente little ideia of what this means*]” (Darwin, 1928, p. 670).

Após reescrever o conjunto anterior de equações em (2.40) em termos de um sistema de coordenadas polares, o passo seguinte será o de encontrar uma combinação de soma e subtração entre todas as soluções a fim de apresentar uma expressão a cada elemento da solução $\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)$, e Darwin faz uma discussão bastante clara em (1928, pp. 667-669), de onde chega aos seguintes resultados depois dessa análise:

Nós portanto encontramos como solução completa

$$\left. \begin{aligned} \psi_1 &= -iF_k P_{k+1}^u, & \psi_2 &= -iF_k P_{k+1}^{u+1} \\ \psi_3 &= (k+u+1)G_k P_k^u, & \psi_4 &= (-k+u)G_k P_k^{u+1} \end{aligned} \right\},$$

onde F_k, G_k satisfazem as relações

$$\left. \begin{aligned} \frac{2\pi}{h} \left(\frac{W+eV}{c} + mc \right) F + \frac{dG}{dr} - \frac{k}{r} G &= 0 \\ -\frac{2\pi}{h} \left(\frac{W+eV}{c} - mc \right) G + \frac{dF}{dr} - \frac{k+2}{r} F &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.41)$$

Esta solução iremos chamar $(k, j = k + \frac{1}{2}, m = u + \frac{1}{2})$.

Outra combinação das equações leva a uma segunda solução chamada, por sua vez, de $(k, j = k - \frac{1}{2}, m = u - \frac{1}{2})$. Com isso, a situação específica do átomo de hidrogênio pode ser discutida, isto é, Darwin considera o potencial $V = e/r$, e ainda faz as seguintes mudanças de notação:

[...] determinados símbolos auxiliares

$$\frac{2\pi}{h} \left(mc + \frac{W}{c} \right) = A^2, \quad \frac{2\pi}{h} \left(mc - \frac{W}{c} \right) = B^2,$$

com A e B ambos positivos, e escreveremos como usual para a “constante de estrutura fina”

$$\gamma = \frac{2\pi e^2}{ch}$$

e as equações (2.41) tornam-se

$$\left. \begin{aligned} \left(A^2 + \frac{\gamma}{r} \right) F + \frac{dG}{dr} - \frac{k}{r} G &= 0 \\ \left(B^2 - \frac{\gamma}{r} \right) G + \frac{dF}{dr} - \frac{k+2}{r} F &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (2.42)$$

(Darwin, 1928, p. 671).

O passo mais importante, agora, é o de obter as expressões específicas para F e G , as quais seguem através de séries numéricas:

$$\left. \begin{aligned} F &= e^{-\lambda r} \{ a_0 r^\beta + a_1 r^{\beta-1} + a_2 r^{\beta-2} + \dots \} \\ G &= e^{-\lambda r} \{ b_0 r^\beta + b_1 r^{\beta-1} + b_2 r^{\beta-2} + \dots \} \end{aligned} \right\}.$$

Com a substituição dessas séries em (2.42), basta impor que toda relação entre os coeficientes de mesma potência em r seja nula, por exemplo, os coeficientes da primeira e segunda equação para r^β devem ser respectivamente:

$$A^2 a_0 - \lambda b_0 = 0 \quad \text{e} \quad B^2 b_0 - \lambda a_0 = 0,$$

os quais podem ser utilizados para se obter quais são as soluções de A e B de r^β , nesse caso em particular teremos: $\lambda = AB$. Com isso, o mesmo pode ser feito com relação às próximas soluções para $r^{\beta-1}$, a fim de definir A e B , que nesse caso ficam da seguinte

maneira:

$$\beta = -1 + \gamma \frac{A^2 - B^2}{2AB},$$

e assim por diante. A análise mais detalhada dessas substituições exibe uma recursividade da seguinte forma:

$$\underbrace{a_s \left(\beta + k + 2 - s + \gamma \frac{B}{A} \right)}_{c_s} + \underbrace{b_s \frac{A}{B} \left(\beta - k - s - \gamma \frac{A}{B} \right)}_{-c_s} = 0,$$

a qual implica em duas parcelas cuja soma, por consequência, deverá se anular, de onde segue:

$$\left. \begin{aligned} b_s &= c_s \left[\gamma \frac{B}{A} + \beta + k + 2 - s \right] \\ a_s &= c_s \frac{B}{A} \left[\gamma \frac{A}{B} - \beta + k + s \right] \end{aligned} \right\}, \quad (2.43)$$

assim, esta última gera uma nova fórmula recursiva, mas que, dessa vez, depende apenas do coeficiente c_s :

$$AB(2s + 2)c_{s+1} = -c_s \{ (s - \beta - 1)^2 - [(k + 1)^2 - \gamma^2] \}.$$

Darwin, então, faz uso da seguinte notação $k' = \sqrt{(k + 1)^2 - \gamma^2}$, de onde a relação anterior se torna:

$$2AB(s + 1)c_{s+1} = -c_s \{ (\beta + 1 - s - k')^2 (\beta + 1 - s + k' + 2),$$

observando que essa nova relação permite encontrar o valor de qualquer c_s em função de c_0 . Escolhendo, desse modo, $c_0 = 1$, segue-se:

$$c_s = \frac{(-1)^s (\beta - k' + 1)(\beta - k') \dots (\beta - k' - s + 2)(\beta + k' + 1)(\beta + k') \dots (\beta + k' - s + 2)}{2^s s! (AB)^s},$$

de onde Darwin exhibe o resultado mais importante de todo esse desenvolvimento:

As séries para F e G são compostas de termos desse tipo multiplicados cada um por um fator dado por (2.43). Se a solução precisa ser finita através do espaço é necessário que essas séries terminem para algum valor de s tal que $\beta - s \geq 0$. É portanto necessário que $\beta = k' + n' - 1$, onde n' é zero ou um inteiro positivo. Esta condição determina os níveis de energia. Logo, temos:

$$k' + n' = \gamma \frac{A^2 - B^2}{2AB} = \gamma \frac{W}{\sqrt{m^2 c^4 - W^2}},$$

e portanto

$$W = mc^2 \left\{ 1 + \frac{\gamma^2}{(k' + n')^2} \right\}^{-\frac{1}{2}}.$$

Esta é exatamente a expressão original de Sommerfeld para os níveis de energia do hidrogênio (Darwin, 1928, p. 672).

Darwin leva adiante esses cálculos, exibindo diretamente a partir das variáveis k' e n' cada uma das funções de onda em $\psi = (\psi_1, \psi_2, \psi_3, \psi_4)$. A menos de uma discussão com respeito ao uso das notações⁷, este último resultado para W é a fórmula mais exata encontrada até então para se determinar os valores energéticos dos dubletos presentes no átomo de hidrogênio e, como vimos, segue diretamente a partir da solução das equações de onda relativísticas de Paul Dirac. A escolha por uma análise com base no cálculo usual, além de ter a vantagem de apresentar essas demonstrações em uma linguagem que a maior parte da comunidade científica poderia reconhecer com muita facilidade, agregava, evidentemente, um certo grau de confiança em todo o desenvolvimento feito por Dirac, evitando, portanto, que a abstração dos cálculos originais fosse apontada como

7. Este parece ser um ponto ainda um pouco controverso e, nesse mesmo artigo de Darwin, encontra-se uma discussão a respeito das diferenças entre a sua versão e a de Dirac.

uma dificuldade naqueles trabalhos. Com efeito, além de reunir as principais estruturas teóricas conhecidas nessa época com respeito à estrutura da matéria, a equação do elétron destaca-se por sua capacidade analítica e versatilidade, ambas bastante exploradas nessa versão de Darwin. Todavia, ainda que algo mais profundo pareça ter sido encontrado com essa teoria, sobretudo em razão de o fundamento estar concentrado em um número reduzido de proposições, a ideia de que os estudos experimentais possam, eventualmente, fornecer um caminho quase necessário para se encontrar os limites dessa teoria jamais desaparece completamente do horizonte dos pesquisadores. A seguir iremos discutir como todas essas elaborações foram aceitas e criticadas pela comunidade científica, especialmente após a teoria do mar de elétrons ter sido defendida por Dirac e, além disso, por qual razão, apesar de todo esse enorme sucesso, os anos seguintes foram, na verdade, tomados por um ambiente de muita incerteza.

2.2 Infinitos: de Obstáculo a Solução

2.2.1 A Praga dos Infinitos

As duas formulações desenvolvidas por Dirac, a equação relativística e a teoria do mar de elétrons, apresentavam todas as características essenciais para serem admitidas como corpos teóricos muito bem fundamentados. Todavia, à medida que esses artigos foram produzidos, diversos questionamentos surgiram, apoiados em aspectos de toda ordem. Bohr, por exemplo, “inicialmente não acreditava na descoberta de Anderson, nem mesmo após Blackett ter encontrado claras evidências para a produção de pares eletrônicos em câmara de nuvem fotografada de chuvas de raios cósmicos” (Schweber, 1994, p. 68), pois não considerava plausível a explicação dada com a teoria do buraco e, mesmo com a posterior descoberta do pósitron, ele desassociava qualquer relação desta com os trabalhos

de Paul Dirac. Ainda outro conjunto de críticas mais incisivas partiria de outro grande físico teórico da época, Hendrik Kramers, o qual veio a assumir, em 1938, a cadeira ocupada por Paul Ehrenfest, e, antes deste, por Hendrik Lorentz. Sobre isso, o historiador Jagdish Mehra (2001j, p. 1181) observa que as críticas são anteriores à própria equação do elétron: “Desde o início, Kramers expressou insatisfação com respeito à teoria da radiação de 1927 de Paul Dirac e sua teoria do elétron de 1928”. Com efeito, os trabalhos de Kramers terão papel determinante, em meados da década de 1940, a fim de apontar os limites da teoria do mar de elétrons. Contudo, a opinião da maior parte da comunidade científica se inclinava no sentido de aprovar ambas explicações teóricas, sobretudo, em razão de como elas indicaram, de início e sem qualquer sustentação experimental, a existência de uma nova partícula fundamental. Paralelamente ao desenvolvimento da mecânica quântica relativística, porém, duas questões centrais colocariam à prova a teoria do mar de elétrons: a polarização do vácuo e a autoenergia do elétron. De fato, esses dois casos se relacionam com uma dificuldade que estará presente ao longo de toda história da TQC, a saber, o problema dos infinitos. A questão remonta à década de 1920, segundo Schweber (1994, p. 108): “A primeira divergência da teoria quântica dos campos foi encontrada por Jordan, em seu tratamento da corda vibrante no *Drei-Männer-Arbeit*. Jordan descartou este infinito apagando o mesmo, realizando, portanto, a primeira subtração de infinito, ou renormalização, na teoria quântica dos campos”. De fato, nesse artigo, além de apresentarem a versão matricial da mecânica quântica, os autores procuram fazer o maior número possível de aplicações desse formalismo. Desse modo, na segunda parte do trabalho, a teoria quântica é desenvolvida para o caso arbitrário de graus de liberdade, bem como o tratamento perturbativo de alguns sistemas físicos específicos é feito integralmente e, no final do artigo, eles mostram como obter a descrição quântica de um modelo clássico contínuo, a saber, uma corda vibrante de densidade ρ

fixa aos pontos $x = 0$ e $x = l$. A equação de movimento no caso clássico era conhecida:

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = T \frac{\partial^2 u}{\partial x^2},$$

cujas soluções são dadas em termos da série de Fourier:

$$u(x, t) = \sum_{k=1}^{\infty} q_k(t) \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \frac{\pi k}{l} x.$$

A proposta de aplicação do formalismo quântico a esse sistema consiste em reinterpretar, com os novos postulados, sua energia total (ou hamiltoniana), descrita em termos de suas variáveis canônicas, a saber, suas coordenadas de espaço $Q_k = \rho q_k$ e de momento $P_k = \rho \dot{q}_k$, ou seja, a energia total do sistema será dada por:

$$H = \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{2} (P_k^2 + \omega_k^2 Q_k^2) \quad \text{onde} \quad \omega_k = \sqrt{\frac{T}{\rho}} \frac{\pi k}{l},$$

e, com isso, deve-se impor, em seguida, a regra de quantização proposta pelo Drei-Männer-Arbeit, da seguinte maneira:

$$[Q_k, P_k] = i \frac{\hbar}{2\pi}.$$

A partir desse primeiro desenvolvimento, é possível mostrar, por fim, que o valor da k -ésima energia de cada um dos osciladores deve ser:

$$E_k = \hbar \omega_k \left(n_k + \frac{1}{2} \right). \quad (2.44)$$

Hoje, o resultado da equação (2.44) pode ser alcançado por diferentes formulações da mecânica quântica, inclusive com uma notação bastante compacta sugerida por Dirac⁸.

8. Cf. Sakurai (1994, p. 90).

Mas, nessa época, seu objetivo era, principalmente, o de apresentar uma alternativa à proposição central da teoria quântica de Max Planck, feita muitos anos antes:

Finalmente, também procuramos tratar de um bem conhecido problema estatístico, através dos métodos fornecidos pela presente teoria. Sabe-se que ao quantizar as vibrações de uma cavidade dentro de paredes refletoras, empregando métodos clássicos, pode-se chegar a resultados que exibem similaridade com as hipóteses de uma teoria dos *quanta* de luz, e que permite a derivação da fórmula de Planck. Entretanto, como Einstein já frisou, este tratamento semiclássico da radiação da cavidade fornece valores incorretos para o desvio quadrático médio da energia em um elemento de volume. Este resultado deve ser considerado, particularmente, como uma séria objeção aos métodos mais iniciais da teoria quântica, já que estamos aqui preocupados com uma ruptura da teoria, mesmo para o simples problema de um oscilador harmônico. [...] Agora, acreditamos que com as cinemáticas e mecânicas próprias da teoria apresentada aqui, o cálculo correspondente leva a valores corretos para o desvio médio quadrado e também até a fórmula de Planck, um resultado que pode de fato ser considerado como uma significativa evidência em favor da mecânica quântica levada adiante aqui (Born; Heisenberg & Jordan, 1926, p. 858).

Apesar de fornecer o desvio médio esperado para a energia do sistema, existe uma dificuldade nítida com a equação (2.44), a saber, quando todos os osciladores estiverem em seu ponto de energia mais baixo, o estado mínimo de cada oscilador fornece:

$$E_0 = \frac{\hbar\omega_k}{2},$$

e, com isso, o valor de H do sistema irá divergir. Por outras palavras, o estado de mais baixa energia do sistema teria energia infinita. Jordan chama este valor de “energia de ponto zero” e realiza, como dissemos, sua subtração. A teoria geral não sugere, diretamente, nenhum elemento capaz de sustentar o procedimento de Jordan, cuja justificativa é essencialmente o fato de seu valor ser uma constante, ou seja, um número que comuta com todos os demais, e como as regras de quantização se fundamentam a partir das grandezas comutativas, a presença ou não desta constante não deverá alterar a equação

de evolução do sistema. Com efeito, processos de subtração relativos ao estado de menor energia se tornam a regra, a fim de que as hamiltonianas possam ter seus valores esperados no vácuo iguais a zero.

Vejam, ainda, mais algumas situações nas quais houve a presença de resultados com divergência, surgidas na primeira metade de 1930: o processo de polarização do vácuo e a autoenergia do elétron. Nos dois casos, o tratamento matemático utilizado tinha influência da teoria do buraco. Começando pelo primeiro, discutido pelo próprio Dirac, o qual fez a descrição qualitativa mas bastante detalhada dessa questão no Congresso de Solvay (Dirac, 1934a), realizado em Bruxelas, e, posteriormente, desenvolveu formalmente as ideias lá apresentadas (Dirac, 1934d); podemos interpretá-lo até mesmo como consequência direta da própria teoria do mar de elétrons. Isto é, assumindo que esta última esteja correta, então deve existir no mundo uma quantidade infinita de elétrons com energia negativa. Quando um desses elétrons passa a ter energia positiva, o mar de elétrons fica com um buraco, o qual será fenomenologicamente igual a um elétron com carga positiva e energia negativa. A questão, originada diretamente desta concepção teórica, é a de compreender como o campo elétrico produzido por um elétron, encontrado de maneira usual em laboratório (carga negativa e energia positiva), deve se relacionar com os elétrons do vácuo (carga e energia negativas). Ou seja, caso exista um campo elétrico produzido pelos infinitos elétrons presentes no vácuo, então como este segundo campo se relaciona com aquele? A hipótese de Dirac (1934a, p. 5) era a de que a situação na qual “todos os estados positivo-energéticos estão desocupados e todos os estados negativo-energéticos estão ocupados não produz campo”. Esse ponto de partida permite estabelecer duas situações distintas, a primeira na qual não existe qualquer elétron com energia positiva e, uma segunda, na qual existem alguns elétrons com energia positiva, e, por consequência, alguns buracos no mar de elétrons. Outra hipótese consi-

derada é a de que “o campo seja suficientemente fraco para que um método perturbativo seja aplicável” (Dirac, 1934a, p. 5). De fato, o uso de um cálculo aproximativo, desenvolvido anteriormente por Hartree-Fock, fornecerá uma descrição do sistema que poderá “ser interpretada fisicamente como um efeito da polarização da distribuição dos elétrons negativo-energéticos pelo campo elétrico” (Dirac, 1934a, p. 6), ou seja, trata-se de uma polarização produzida pelo vácuo. O método empregado por Dirac consiste em determinar a distribuição espacial dos elétrons para cada uma dessas duas situações, antes, sem a presença de qualquer campo elétrico e, depois, com a presença de um campo decorrente de uma pequena modificação que dará origem a um elétron e seu correspondente buraco. A última situação é descrita de modo mais específico por Dirac em (1934d, p. 151) da seguinte maneira: “Este campo consistirá de uma parte que vem de causas externas e uma parte que vem da distribuição do próprio elétron, o modo preciso no qual a última parte depende da distribuição eletrônica sendo um dos problemas que temos que considerar”. Deve-se observar, agora, que a teoria desenvolvida no artigo (Dirac, 1934d) compreende uma visão conjunta da mecânica quântica e da teoria da relatividade especial, portanto, essa aplicação, diferente do problema tratado por Jordan no *Drei-Männer-Arbeit*, com respeito à corda vibrante, deve ser considerada dentro do contexto da mecânica quântica relativística ou da TQC. Com isso, Dirac define a seguinte fórmula para a densidade eletrônica total, independente de qualquer situação específica:

$$R = \frac{1}{2}(R_F + R_1),$$

onde a variável R_F , “representando a distribuição total [*full*] com todos os possíveis estados ocupados, não é mais simplesmente a matriz unidade, mas ao mesmo tempo deveríamos esperá-la jogar alguma parte fundamental na teoria” (1934d, p. 152). Com

efeito, quando temos $R_1 = 0$, R se torna exatamente a metade de uma distribuição completa R_F , e como cada elétron com energia negativa pode se tornar um novo com energia positiva, deixando um buraco em seu lugar, então, o segundo extremo dessa situação física seria $R_F = 0$, e com isso R representaria todo o vácuo constituído por buracos, enquanto os elétrons teriam apenas energia positiva.

Dirac realiza, inicialmente, o cálculo para o caso no qual não existe campo elétrico, isto é, quando todos os elétrons possuem energia negativa. Também por simetria, ele encontra a solução para o caso no qual todos os elétrons estão com energia positiva⁹. Com isso, a solução na qual $R_1 = 0$, dada por meio da chamada série de Bessel¹⁰, será desenvolvida na seguinte expressão (Dirac, 1934d, p. 156):

$$\begin{aligned}
 U_F(r, t) &= U(r, t) - U(r, -t) \\
 &= 2J_0\{m(t^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}/\hbar\} & t > r \\
 &= 0 & r > t > -r \\
 &= -2J_0\{m(t^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}/\hbar\} & -r > t
 \end{aligned}
 \left. \vphantom{\begin{aligned} U_F(r, t) &= U(r, t) - U(r, -t) \\ &= 2J_0\{m(t^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}/\hbar\} & t > r \\ &= 0 & r > t > -r \\ &= -2J_0\{m(t^2 - r^2)^{\frac{1}{2}}/\hbar\} & -r > t \end{aligned}} \right\},$$

onde $U(r, t)$ e $U(r, -t)$ são as funções de Bessel. Apenas com algumas variações de sinais, um segundo resultado muito semelhante pode ser encontrado para o caso dado em $R_F = 0$. O mais relevante para a nossa discussão, sem dúvida, é a conclusão a que chega Dirac, logo após ter obtido essas soluções: “É claro destas equações que haverá singularidades, não apenas no ponto $x_0 = 0$, $t = 0$, mas também em todo lugar no cone de luz $t^2 - r^2 = 0$ ”. E, além disso, a maneira pela qual ele pretende controlar essas divergências: “No sentido de determinar estas singularidades, podemos expandir

9. Novamente, é interessante observar a importância que os argumentos de simetria possuem, não apenas nesta passagem, mas ao longo dos seus diversos trabalhos, especialmente para a construção da equação do elétron.

10. Cf. a seção anterior, na qual discutimos esse tipo de solução obtida primeiramente por Charles Galton Darwin.

a função de Bessel em uma série de potências de $\sqrt{t^2 - r^2}$ e reter apenas os primeiro termos” (Dirac, 1934, p. 157). Na seção seguinte, ele considera, em detalhes, o caso R quando existe um campo elétrico, ou seja, quando existem ao menos um elétron usual e seu respectivo buraco no mar de elétrons. Ao fim de um cuidadoso exame das soluções, na última seção do seu artigo, ele apresenta três proposições, das quais gostaríamos de destacar a seguinte (Dirac, 1934, p. 163):

(iii) Uma distribuição R tal qual ocorre na natureza de acordo com as premissas acima pode ser dividida naturalmente em duas partes

$$R = R_a + R_b,$$

onde R_a contém todas as singularidades e também é completamente fixada para qualquer campo dado, de tal forma que qualquer alteração feita na distribuição de elétrons e pósitrons corresponderá a uma alteração em R_b mas nenhuma em R_a . [...] Facilmente se vê que R_b é um invariante relativístico e de *gauge*, e também pode ser verificado após alguns cálculos que R_b é hermitiano e que a densidade elétrica e densidade de corrente correspondem a que ele satisfaça a lei de conservação. Portanto, parece razoável fazer a premissa de que *as densidades elétrica e de corrente correspondentes a R_b são aquelas que são fisicamente presentes, surgindo das distribuições de elétrons e pósitrons*. Desta maneira podemos remover os infinitos mencionados ao fim da §1.

De fato, na apresentação de Solvay, Dirac chama a atenção para o fato de que um campo elétrico será responsável por uma possível polarização do vácuo, o qual, por sua vez, modificaria inclusive os valores de algumas constantes físicas muito bem conhecidas, como a própria carga do elétron (medida em laboratório): “seria visto que cargas elétricas que se observam usualmente em elétrons e prótons e outras partículas da física não são as cargas de fato que elas carregam (aparecendo nas equações fundamentais), mas são ligeiramente menores, na razão de aproximadamente $\frac{136}{137}$ ” e, além disso, ele sugere que tais diferenças poderiam ser detectadas: “Isto significaria que existiriam desvios da ordem de um por cento nas fórmulas tais como a de Klein-Nishina e da fórmula de es-

palhamento Rutherford quando energias da ordem de mc^2 estivessem envolvidas” (Dirac, 1934a, p. 10). Mais uma vez, fica evidente o emprego simultâneo de proposições de origem relativística, quanto aos limites energéticos, assim como outros de origem quântica, como a descrição dos elétrons em termos de funções de onda. O artigo (Dirac, 1934d), em particular, aprofunda algumas das principais características que estarão presentes na mecânica quântica relativística, mesmo nas discussões surgidas no pós-guerra, tais como a utilização de cálculos perturbativos e a eliminação de infinitos a partir de considerações de caráter físico. Sem dúvida, tanto o formalismo matemático empregado nele é bastante sofisticado, quanto as considerações conceituais muito refinadas. Ademais, não obstante a maior parte das propostas empregadas nesses trabalhos de Paul Dirac ceda lugar às mais complexas e, sobretudo, conceitualmente inovadoras construções de Richard Feynman, sua descrição, especialmente com respeito ao efeito de polarização do vácuo, ainda hoje é um bom modelo para descrever algumas de suas consequências físicas: “O quadro físico que ele esboçou ainda é aceito no presente. [...] Na eletrodinâmica quântica o vácuo não é um meio vazio mas contém pares elétron-pósitron virtuais. Estes são responsáveis pela produção de uma constante dielétrica ϵ no vácuo” (Schweber, 1994, p. 117). Posteriormente, Heisenberg generaliza esse desenvolvimento feito por Dirac, levando a outras investigações, agora com respeito ao cálculo da seção de choque do espalhamento luz-luz (Heisenberg & Euler, 1936), e para o efeito Compton, de onde surgiram novas divergências: “Em seu artigo, Heisenberg e Euler também apontam que a teoria continha contribuições divergentes de autoenergia do vácuo (atualmente chamadas de *closed loop* ou diagramas “bubbles”) que devem ser subtraídas”, e para ordens cada vez maiores de aproximação: “Eles também notaram que na EDQ a contribuição de quarta ordem para o espalhamento Compton divergia, assim como a contribuição de sexta ordem para o espalhamento de luz por luz. O artigo termina com a previamente citada

nota pessimista: a teoria do buraco da EDQ deve ser considerada provisória” (Schweber, 1994, p. 119).

Para citar um terceiro e último caso de divergência, também relacionado com a teoria do buraco e sua concepção fenomenológica do pósitron, discutiremos um aspecto físico conhecido como a “autoenergia do elétron”. A primeira abordagem dessa questão foi apresentada por Ivar Waller (1898-1991) em (Waller, 1930). Nesse trabalho, o cálculo da autoenergia é compreendido a partir de uma descrição que tem por base, exclusivamente, a equação de onda de Dirac. O infinito surge, então, para cálculos de aproximação da energia do sistema, em termos de ordem quadrática, isto é, (cf. Schweber, 1994, p. 122), a aproximação de:

$$\Delta E = \sum' \frac{|\langle n|H'|0 \rangle|^2}{E_0 - E_n}$$

implica na seguinte divergência:

$$\delta E \sim \int \frac{kdk}{m}.$$

Pouco depois, em 1934, o físico Victor Frederick Weisskopf (1908-2002) sugere que a divergência poderia se tornar parcialmente logarítmica se a teoria de Dirac para o pósitron sofresse algumas modificações. No entanto, o físico Wendell Furry (1907-1984) aponta um erro ao longo das contas do trabalho de Weisskopf, possibilitando, por fim, tornar todo o resultado em uma divergência de ordem logarítmica. Um segundo trabalho completo e detalhado da autoenergia do elétron foi elaborado pelo próprio Weisskopf (1939), do qual faremos nossas observações seguintes com respeito à teoria do mar de elétrons. De fato, como vimos agora há pouco, ao aceitarmos a teoria do pósitron proposta por Dirac, é preciso determinar qual será a interação do vácuo com as partículas

reais, já que para cada uma destas existe uma partícula oposta, ao menos fenomenologicamente, no interior do mar de elétrons. Ainda que mínima, a ação do campo que surge em função do vácuo implica em mudanças na interpretação das cargas elétricas dos átomos reais. Foi por este mesmo caminho que Weisskopf apontou em seus trabalhos a necessidade de considerarmos tais efeitos do vácuo para o caso de um elétron isolado, a fim de encontrar resultados mais precisos ao cálculo da energia desse elétron. De fato, o artigo de Weisskopf (1939, p. 72) explica a origem da autoenergia e descreve justamente estas diferenças:

A autoenergia do elétron é sua energia total no espaço livre quando isolada de outras partículas ou *quanta* de luz. É dada pela expressão

$$W = T + (1/8\pi) \int (H^2 + E^2) dr.$$

Aqui T é a energia cinética do elétron; H e E são as forças dos campos magnético e elétrico. Na eletrodinâmica clássica a autoenergia do elétron de raio a em repouso e sem *spin* é dada por $W \sim mc^2 + e^2/a$ e consiste apenas na energia da massa de repouso e de seu campo eletrostático. Esta expressão diverge linearmente para raios infinitamente pequenos. Se o elétron está em movimento, outros termos aparecem representando a energia produzida pelo campo magnético do elétron em movimento. Estes termos, é claro, podem ser obtidos por uma transformação de Lorentz da primeira expressão.

Com isso, a descrição quântica do elétron, ou seja, aquela obtida através da equação de Dirac, impõe três restrições quando comparada com o caso clássico. A primeira se dá porque a “cinemática quântica mostra que o raio de um elétron deve ser assumido como zero. [...] Em outras palavras: se um elétron sozinho está presente, a probabilidade de encontrar uma densidade de carga simultaneamente em dois pontos diferentes é zero para toda distância finita entre os pontos” (Weisskopf, 1939, p. 72). A segunda razão, de acordo com a mecânica quântica, segue da existência de um momento magnético associado com o elétron, o qual, ainda que o elétron esteja em repouso, será respon-

sável por gerar um novo termo energético que deve ser considerado no cálculo de W . Por fim, a mecânica quântica reconhece a existência de pequenas flutuações no vácuo, as quais seriam responsáveis por mais um termo adicional de energia, “o qual diverge ainda mais fortemente do que a autoenergia do elétron” (Weisskopf, 1939, p. 73). Com efeito, não apenas um, mas três casos de divergência são apontados por Weisskopf, se levarmos adiante a elaboração feita por Dirac para a equação do elétron. Contudo, como havia indicado em artigos anteriores, ele acredita que todas essas singularidades podem ser reavaliadas, levando em conta justamente os elementos conceituais apresentados de acordo com a teoria do mar de elétrons, isto é: “Uma nova situação é criada pela teoria de Dirac do pósitron: A autoenergia diverge somente de modo logarítmico para raios infinitamente pequenos” (Weisskopf, 1939, p. 73).

Algumas semelhanças são perceptíveis entre o desenvolvimento de Weisskopf e o artigo de Dirac (1934d). Ambos encontram soluções aproximadas mediante séries numéricas, como as séries de Hankel, e discutem as singularidades surgidas apontando os respectivos significados físicos e conceituais aos quais estariam relacionadas. Além disso, o ponto de partida, nos dois artigos, é a existência de um estado físico sem qualquer campo elétrico: “O vácuo é representado pelo estado no qual todos os estados de energia negativa estão preenchidos com elétrons. A densidade de carga deste ‘vácuo de elétrons’ não é observável no estado não perturbado de um vácuo de campo livre. Entretanto, a diferença entre a densidade atual e a densidade não perturbada é percebida” (Weisskopf, 1939, p. 73). Além disso, assim como Dirac, Weisskopf justifica as motivações que levaram até a concepção da teoria do buraco, com base, essencialmente, no princípio de exclusão de Pauli: “Como consequência disto, encontramos na posição do elétron um ‘buraco’ na distribuição do vácuo eletrônico, o qual compensa completamente sua carga” (Weisskopf, 1939, p. 73). Por outro lado, uma diferença entre as duas análises está no

fato de que a de Weisskopf leva ao seu limite as proposições formuladas pela equação de Dirac do elétron e de sua teoria do buraco. Ou seja, além de evidenciar os aspectos conceituais envolvidos nesta última, como, por exemplo, uma descrição do que seria o vácuo, ele chega até mesmo a propor uma nomenclatura a fim de evitar equívocos com respeito ao emprego das teorias de Dirac: “Usamos o termo ‘teoria de um elétron’ para a descrição do elétron por meio da equação de onda do elétron sem completar os estados de energia negativos, no sentido de distingui-lo da ‘teoria do pósitron’ ” (Weisskopf, 1939, p. 73, em nota). A cisão pronunciada nessa passagem se tornará definitiva quando as concepções da teoria do buraco forem colocadas em dúvida. A equação do elétron, por sua vez, ao menos com relação à maneira como apresentou a existência do *spin* eletrônico, ainda hoje é o modo mais direto utilizado para a construção dos modelos do elétron e das partículas com *spin* semi-inteiro em geral, os férmions. O trabalho de Weisskopf mostra, a um só tempo, o grau de confiança obtido pelas construções desenvolvidas, em grande medida, com ajuda dos artigos de Paul Dirac; e as dificuldades pelas quais a teoria unificada entre quântica e relatividade passaria nos anos seguintes. Os casos de divergência apresentados ao longo dessa seção e, sobretudo, a busca por métodos capazes de reduzir a influência dela nos resultados, acabaram por favorecer a descrição do vácuo por meio da teoria do buraco, fazendo desta, sem dúvida, a mais sofisticada das explicações nesse momento, em vista de sua conexão com as teorias anteriores. No entanto, mesmo com a realização de cálculos complexos, desenvolvidos por diversos teóricos, como foi o caso de Weisskopf, ao contrário da teoria da transformação, a do mar de elétrons jogava com um aspecto totalmente conceitual: a concepção do vácuo. É certo afirmar que os diversos infinitos surgidos ao longo dessas análises, sem qualquer solução matemática formal eficiente para evitá-los, colocavam como única alternativa, simplesmente, sua eliminação. No entanto, os métodos empregados em análises conceituais para este pro-

cedimento, ainda que de caráter físico, não envolviam experimentos decisivos, a partir dos quais fosse possível determinar se tal técnica era ou não adequada. Todo esse cenário será responsável pelo surgimento de sérias dúvidas com relação à teoria de Dirac, e até mesmo sobre as demais teorias, como a própria relatividade de Einstein. Apenas com os trabalhos realizados no pós-guerra, se desenvolverá uma alternativa que, de fato, será aceita pela maior parte da comunidade científica.

2.2.2 A Física no Pós-Guerra

As duas guerras mundiais ocorridas no século passado, a primeira no período de 1914 a 1918 e a segunda de 1939 a 1945, provocaram mudanças profundas em nossa história recente. Com elas, novas relações se estabeleceram entre todos os países, e não só entre os do continente europeu, no qual a maior parte desses conflitos aconteceu fisicamente. A reformulação dos atores geopolíticos, certamente, foi uma de suas grandes consequências imediatas, mas, além disso, as concepções culturais passariam por enormes transformações ao longo dos anos seguintes. Apesar de terem envolvido, via de regra, países econômica e politicamente bem estabelecidos na virada para o século xx, praticamente todos os demais países sentiram os seus impactos, sobretudo após o seu final. Dentre os que participaram diretamente, porém, o caso da Alemanha talvez seja o mais emblemático: um dos epicentros do conflito armado, foi repartida entre os países que se tornaram protagonistas no decorrer da segunda guerra, divisão cujo significado se intensificou de modo a refletir a polarização entre a União Soviética (URSS) e os Estados Unidos (EUA). Compreender as razões que levaram às guerras, bem como suas consequências, tem sido objeto de pesquisa de grandes estudiosos e, ao que tudo indica, continuará sendo por muito tempo. Não obstante, um desdobramento específico nos interessa mais de perto, qual seja, grupos inteiros de pensadores europeus, dentre os quais muitos físicos, a exem-

plo de Albert Einstein, foram expulsos ou se viram obrigados a fugir dos conflitos. Como destino ainda aberto para eles, nessa época, os Estados Unidos acabaram tornando-se um dos mais procurados, e a formação dessa nova comunidade científica em território norte-americano também produzirá grandes mudanças quanto ao direcionamento da pesquisa científica, alterações estas que começam ainda durante a guerra e, depois, prolongam-se através de múltiplos rearranjos institucionais nos anos seguintes após seu término. Durante todo o período da segunda guerra mundial, com efeito, os Estados Unidos se tornaram um lugar privilegiado para o desenvolvimento científico, favoreceu isso, entre outras razões, o fato de seu território estar excluído fisicamente dos conflitos; e, da mesma maneira, a Inglaterra, pelo fato de estar isolada do continente europeu, onde os cientistas buscavam manter alguma estrutura para continuar suas pesquisas, ainda que de modo bastante limitado, uma vez que esse país encontra-se muito próximo da porção continental da Europa. De qualquer maneira, nos dois casos, os avanços técnico-científicos obviamente tinham relação direta com suas participações no conflito armado. Nos Estados Unidos, em particular, a confluência dessas atividades científicas delineou duas características: a primeira foi seu viés experimental, bastante presente mesmo antes da guerra; e a segunda foi o seu aspecto teórico muito forte, dessa vez, justamente em razão de terem recebido grupos inteiros de pesquisadores, os quais traziam consigo longas e expressivas tradições científicas de seus países de origem. Considerando o contexto social e cultural europeu na virada para o século xx, e a qualidade das pesquisas alcançada naquele continente entre tantas áreas, como a psicologia e a sociologia, essa mudança abrupta reúne, de modo inédito, diversos pensadores que antes pertenciam a grupos de pesquisa muitas vezes distantes entre si. Sem dúvida, as três primeiras décadas do século xx foram momentos, cada um a seu modo, de enormes descobertas científicas no caso da física, e talvez os mais criativos e inovadores da ciência moderna. Portanto, à

reunião de uma comunidade de físicos teóricos importantíssimos sob um solo de tradição experimental, soma-se a questão pragmática em decorrência da urgência da guerra, ou seja, nos países envolvidos nesta, seus cidadãos se viram, de um momento para outro, obrigados a se dedicar de alguma maneira às atividades relacionadas com o conflito, e nos Estados Unidos isso não foi diferente. Logo, o grupo de recém-chegados cientistas rapidamente passou a compor os seus diversos laboratórios de pesquisas a fim de alcançar o desenlace da segunda guerra mundial. Com isso, desde o início ao fim desse período, múltiplos projetos quase simultâneos, liderados por renomados cientistas norte-americanos e europeus, surgiram dentro dos Estados Unidos, com o objetivo específico de fornecer tecnologia para ser empregada no conflito bélico. Desses, dois grandes se destacam, a saber, primeiro o “RadLab” (*Radiation Laboratory*), que se desenvolveu no MIT (Massachusetts Institute Technology), cujo responsável direto como presidente do MIT, o físico Karl Taylor (1887-1954), junto com outros pesquisadores, por exemplo, muito cedo expressaram a necessidade de empregar os esforços científicos para os desdobramentos da guerra e “ao fim dos anos de 1930 eles foram silenciosamente e efetivamente mobilizando suas próprias instituições e grande parte da comunidade científica a perceber o desafio” (Schweber, 1994, p. 132). Tal engajamento continuou ao longo de toda a guerra: “Após a queda da França, estes homens intensificaram seus esforços. Eles também tornaram suas preocupações públicas. Em um artigo principal da *Technology Review* no verão de 1941, Karl Taylor instou que nada estaria na frente dos esforços militares” (Schweber, 1994, p. 132) e, desse modo, “argumentou por uma associação entre cientistas e militares como a mais efetiva maneira de enfrentar a emergência” (Schweber, 1994, p. 135). O MIT, dessa maneira, por meio do RadLab, se torna o primeiro polo de produção científica a fim de auxiliar os chamados, na época, países aliados, dentre os quais se encontravam os Estados Unidos, e o seu objetivo era a construção de um RADAR (*Radio Detection and Ranging*), o

qual seria capaz de detectar aviões e navios de modo eficaz, visto que essa atividade ainda era bastante imprecisa, muitas vezes feita apenas visualmente. A construção de radares com a utilização de ondas microscópicas havia sido tentada antes, independentemente, na França, na Inglaterra, na Alemanha e nos próprios Estados Unidos. Contudo, ainda era necessário aumentar seu grau de precisão a fim de torná-los detectores eficientes, e, por isso, no começo de 1940, dentro da Inglaterra, se organizou um departamento (*Microwave Committee*) dedicado exclusivamente para o desenvolvimento deste tipo de radar. Não obstante, com o aprofundamento dos combates, foi preciso estabelecer um novo local, fora do país: “O sucesso que os britânicos obtiveram ao concentrar seu trabalho com magnétrons em uma localização convenceu o Comitê de Ondas Microscópicas (*Microwave Committee*) que um único e grande laboratório, formado por pesquisadores físicos, e dirigido por uma administração civil, deveria ser estabelecido nos Estados Unidos. O MIT foi o local eventualmente escolhido” (Schweber, 1994, p. 137). Esta foi a origem do RadLab, o qual, além de ter contado com a participação de Karl Taylor, teve a colaboração direta de um dos três nomes mais importantes para o desenvolvimento da TQC na década de 1940, a saber, Julian Schwinger. E, assim como havia se tornado para Schwinger, o projeto serviu de espaço para a formação de inúmeros outros pesquisadores, muitos dos quais foram rapidamente convidados a participar de um segundo laboratório de cooperação científica e militar, o projeto Los Alamos, mas que, neste caso, tinha um objetivo mais ambicioso: a produção de uma bomba atômica. De fato, o projeto Los Alamos, localizado em Novo México, dentro dos Estados Unidos, reuniu os cientistas mais importantes do mundo naquele momento, dos quais podemos citar, por exemplo: Niels Bohr (1885-1962), dinamarquês, John von Neumann (1903-1957), húngaro, Hans Bethe (1906-2005), norte-americano mas nascido na Alemanha, Enrico Fermi (1901-1954), italiano e naturalizado nos Estados Unidos, Oppenheimer (1904-1967), norte-americano, e Richard

Feynman (1918-1991), norte-americano. Apenas para destacar a importância desta nova configuração do trabalho científico, basta notar o fato de que uma das ideias centrais de Richard Feynman¹¹, com respeito à TQC, relaciona-se diretamente com as pesquisas feitas nesse período, isto é, ao tentar resolver uma questão ligada com o uso do elemento químico urânio, ele estabeleceu um procedimento que “estava muito próximo no espírito ao formalismo do propagador que Feynman desenvolveu após a guerra para lidar com as equações de Schrödinger. Em ambas situações, um ponto de vista global, baseado em equações integrais, define a abordagem” (Schweber, 1994, p. 399).

Ainda, como outro aspecto a ser destacado, desse período próximo às guerras mundiais, devemos lembrar a reconstrução dos quadros de pesquisa no período subsequente. Alguns nomes centrais para o desenvolvimento dos projetos anteriores, tais como Schwinger e Feynman, mesmo antes do final da guerra, seriam escolhidos para ocupar posições importantes em centros de ensino e pesquisa norte-americanos. Schwinger, por exemplo, se torna professor efetivo em Harvard, aos vinte e nove anos, enquanto Feynman receberá convites para as Universidades de Princeton, de Berkeley e de Cornell. E, certamente o mais relevante, devemos apontar o grande redirecionamento na maneira de operar os estudos no interior desses mesmos centros, uma vez que a cooperação entre pesquisadores se mostrara uma ótima escolha no sentido de se alcançar, em um curto espaço de tempo, um objetivo pré-determinado. Por isso, em vista do sucesso obtido com esses projetos, observa Schweber (1994, p. 132): “Estes laboratórios dos tempos de guerra se tornam os modelos dos grandes laboratórios universitários, os quais remodelam a estrutura institucional dos físicos após a guerra”. Por fim, não poderíamos deixar de citar, como outra influência do período de guerras, o impacto sobre as grandes conferências de

11. Como já é bem conhecido, Feynman, Sin-itiro Tomonaga (1906-1979), pesquisando no Japão, e Schwinger formam os três nomes ganhadores do Prêmio Nobel de 1965 em razão de terem desenvolvido, de modo quase independente, a base atual da eletrodinâmica quântica.

física. Uma das mais importantes, antes da segunda guerra, ocorrida na Bélgica, foi a de Solvay, em 1911, na qual se reuniram Lorentz, Poincaré, Einstein e Rutherford, para citar alguns nomes. Encontros de grande relevância para toda Europa ocorriam também em outros centros, como os promovidos com ajuda de Bohr em Copenhague, servindo, portanto, de estímulo para pesquisas mais especializadas e para a circulação de informações. Contudo, somente após o final da segunda guerra tais conferências foram retomadas, das quais as três mais importantes para a física foram as conferências de Shelter Island em 1947, de Pocono em 1948 e de Oldstone em 1949, todas realizadas nos Estados Unidos, e das quais participaram, por exemplo, Richard Feynman, John von Neuman e Linus Pauling (1901-1994). Portanto, enquanto a Europa é local privilegiado dos encontros antes da guerra, após seu término, os Estados Unidos passam a ocupar de modo quase exclusivo esse lugar, e os encontros passam a desempenhar um papel fundamental para a formação de novos pesquisadores, pois junto com nomes consagrados, como Bohr e Oppenheimer, outros, apesar de importantes, ainda são relativamente novos, como é o caso de Schwinger. Com isso, algumas das contribuições mais decisivas para a delimitação dos projetos de pesquisa seguintes surgem no interior desses encontros: “A conferência de Shelter Island marcou uma ruptura na história da física teórica. Ela colocou experimentos no espectro de hidrogênio que indicaram desvios das predições da equação de Dirac — aceita como dogma — no centro de interesse teórico” (Schweber, 1994, p. 205). Em resumo, com o final da segunda guerra mundial, se estabelecem novas configurações com respeito à pesquisa científica mundial, especialmente a física: de um lado, toda pesquisa realizada até 1945 é redirecionada para o conflito; mas, por outro lado, o esforço, sobretudo técnico e experimental, empregado nestas atividades, revelaria uma maneira completamente nova de se fazer ciência, influenciando inclusive as construções teóricas.

2.3 De Volta ao Mar de Incertezas

Os trabalhos de Paul Dirac, especialmente aqueles publicados ao longo da década de 1930, abriram uma nova perspectiva nos estudos em TQC, à medida que também ofuscaram, por assim dizer, o caminho que poderia ter sido trilhado diretamente com a equação de Klein-Gordon¹². De fato, três questões haviam sido consideradas na época: a necessidade de uma equação com derivada de primeira ordem no tempo; a existência de um elétron com energia negativa; e a possibilidade fenomenológica de um elétron com carga positiva. Com o objetivo de solucionar o primeiro desses pontos, Dirac apresenta sua original equação com base em um sistema de matrizes de dimensão quatro; para o segundo, ele lança mão de uma estrutura essencialmente conceitual, isto é, o vácuo foi interpretado como sendo um mar de elétrons de energia negativa; e, finalmente, após a descoberta do pósitron, todas essas questões, aparentemente, haviam sido respondidas. Como observamos antes, não somente a previsão do pósitron mas a dedução do fator giromagnético e de outras tantas características extremamente precisas do elétron forneciam muita confiabilidade a esse conjunto teórico; enquanto no plano experimental as complexas interações subatômicas obtidas em laboratório, a exemplo da colisão elétron-próton do átomo de hidrogênio, se adequavam bastante bem com suas descrições. Desse modo, até quase o final da década 1930, ao menos dentro dos erros experimentais aceitos nessa época, “a equação de Dirac para um elétron se movendo em um campo de Cou-

12. A visão atualmente aceita com relação a essa equação é a de que ela descreve partículas que obedecem a estatística dos bósons, enquanto a equação de Dirac relaciona-se com aquelas de *spin* semi-inteiro, satisfazendo, assim, a estatística dos férmions. Jun John Sakurai, por exemplo, quando introduz a equação de Dirac, em seu livro sobre mecânica quântica avançada, escrito ainda em 1967, afirma o seguinte: “É quase tradicional começar uma exposição da teoria de Dirac das partículas de $spin=1/2$ pela discussão das ‘dificuldades’ da teoria de Klein-Gordon. Como veremos mais tarde, nada de errado existe de fato na equação de Klein-Gordon se ela for apropriadamente interpretada. Nós esboçaremos, entretanto, os argumentos usuais contra a equação de Klein-Gordon já que eles possuem um papel histórico importante na formulação da mecânica quântica relativística” (Sakurai, 1967, p. 75).

lomb automaticamente garantia a variação correta da massa, *spin*, momento magnético e as correspondentes interações *spin*-órbita”; além disso, as soluções relativísticas encontradas com respeito aos subníveis de energia atômicos possuíam “exatamente a mesma forma do resultado de Sommerfeld” (Schweber, 1994, p. 209). No entanto, essa discussão e todos os estudos teóricos sem algum direcionamento prático imediato foram drasticamente interrompidos conforme a segunda guerra se intensificou, e foi somente após o término desta que, efetivamente, houve a retomada progressiva dos programas de pesquisa mais amplos, ao passo que diversos cientistas que atuaram durante o período de guerra, dentre os quais Richard Feynman teria papel fundamental, assumiam posições de destaque nos mais variados centros de estudos; do mesmo modo, ainda outros pesquisadores que tiveram seus trabalhos suspensos buscariam finalizá-los ou, então, dar início a novas investigações¹³. A configuração da pesquisa mundial, como afirmamos, altera-se de modo extraordinário, porque, além de uma nova geração de pesquisadores estar ganhando espaço nas universidades de maneira mais rápida do que a usual, um grande número de pensadores influentes, em particular muitos físicos, haviam sido obrigados a deixar tudo o que tinham, alguns dos quais jamais retornariam aos locais onde nasceram e/ou estabeleceram sua formação intelectual, recomeçando assim suas vidas em outros países. Os Estados Unidos serão, em especial, um dos lugares escolhidos como residência a boa parte deles, como foi o caso de Albert Einstein, que se filiou à Universidade de Princeton e lá permaneceu então por toda a vida. A comunidade científica retoma seus trabalhos dentro de um cenário bastante modificado, tendo à sua disposição os avanços

13. “A situação mudou radicalmente após a guerra. Por exemplo, em 1945 para Oppenheimer foi oferecida uma indicação em Harvard, mas declinou, Schwinger aceitou uma oferta e foi para lá, e em 1947 tornou-se um professor permanente [*full professor*] aos 29; Weisskopf foi para o MIT. As vagas aos iniciantes foram ainda mais dramáticas: Feynman e Morrison em Cornell, Bohm em Princeton, [Joseph] Weinberg em Minnesota, Schiff na Pensilvânia, Feshbach no MIT” (Schweber, 1994, p. 145). Parte dessas mudanças se origina em razão dos novos critérios de seleção adotados nessas mesmas instituições, cf. a Seção 3.5 de (Schweber, 1994).

das pesquisas experimentais e os múltiplos desenvolvimentos técnicos alcançados antes e durante a guerra. Aliás, ainda com respeito à pesquisa de laboratório, não podemos deixar de citar o enorme avanço de uma área que foi decisiva à física, no mínimo, ao longo de toda a primeira metade do século xx e, por conseguinte, para o surgimento e desenvolvimento da TQC, qual seja, as pesquisas em espectroscopia, com as quais se alcançava, nesse momento, uma significativa melhoria com respeito às técnicas de medições das órbitas eletrônicas.

De fato, quem melhor simbolizou, através de seus artigos e escolhas metodológicas, a união entre, de um lado, um novo contexto histórico e, de outro lado, um avanço técnico-instrumental sem precedentes, foi o físico estadunidense Willis Eugene Lamb (1913-2008), o qual, segundo Schweber, estaria nessa época nada menos do que “no topo do ranque dos físicos, simultaneamente como um teórico e como um experimental. Junto com Bloch, Fermi e Rabi ele é um dos últimos físicos que poderiam dominar toda a física” (1994, p. 212). Como veremos a seguir, para além do justo reconhecimento das contribuições de Lamb à ciência, trata-se de percebê-las como sendo uma verdadeira mudança de rumos na física e, sobretudo, de compreender o enorme grau de complexidade ao qual chegavam as descrições fenomenológicas, uma vez que, após serem inequivocamente confrontados com uma série de dados experimentais surpreendentes, os físicos não poderiam simplesmente ignorar as dificuldades com respeito aos fundamentos teóricos aceitos nessa época. Com efeito, Willis Lamb realiza a parte mais substancial de seus trabalhos no ápice de uma sequência — por vezes esquecida — de experimentos ligados à espectroscopia, cujo início remontava a mais de meio século de estudos. Ao estabelecer um tal encadeamento de ideias, isto é, ao propor que as descobertas experimentais precisavam ser consideradas lado a lado com as teóricas, Lamb percebe o quanto foram essenciais todas as medidas realizadas anteriormente acerca das energias associa-

das às órbitas do elétron, levando-o a acreditar, assim, que era preciso investigar a fundo essa articulação a fim de encerrar a discussão tácita entre os físicos com relação à incompletude explicativa da teoria de Dirac. Que este modo de pensar havia se tornado o fio condutor de suas pesquisas, será o próprio Willis Lamb quem revela em seus artigos, sobretudo quando recebe o Prêmio Nobel no ano de 1955; neste caso, exatamente em razão de ter sido o principal responsável por uma descoberta inicialmente vista somente como um novo refinamento das próprias medidas de energia; contudo, esta descoberta rapidamente se transformaria em um marco na história da TQC, não por outro motivo chamada pelos físicos de seu tempo de “Desvio Lamb”. Sem dúvida, será de maneira consciente que ele fará uma descrição sintética, mas precisa, sobre cada uma das etapas pelas quais a ciência teve de passar até chegar ao seu próprio trabalho, processo com o qual agora era possível exibir um conhecimento detalhado da estrutura da matéria:

Em 1885, Balmer descobriu que os comprimentos de onda das catorze linhas do espectro de hidrogênio eram dadas por uma simples equação. Em 1887, Michelson e Morley descobriram a estrutura fina de algumas dessas linhas. A teoria quântica foi descoberta por Planck em 1900, e em 1913 Bohr forneceu regras de quantização que permitiram uma derivação da fórmula de Balmer. Sommerfeld mostrou em 1916 que a estrutura fina dos níveis energéticos de Bohr era causada por correções relativísticas. Em 1924, [Louis] de Broglie atribuiu propriedades ondulatórias aos elétrons e logo uma mecânica quântica do átomo de hidrogênio emergiu das mãos de Heisenberg, Born e Schrödinger. *Spin* e momento magnético do elétron foram sugeridos por Uhlenbeck e Goudsmit em 1925, e suas equações dinâmicas foram desenvolvidas por Thomas um ano mais tarde. Em 1928, Dirac descobriu uma equação com a qual se descreveu um elétron com propriedades de onda, carga, *spin*, momento magnético e massa dependentes da velocidade como requerido pela teoria da relatividade. Os níveis de energia do hidrogênio foram dados pela teoria de Dirac com alta precisão (Lamb, 1955, p. 286).

Seria este um resumo adequado da física quântica até quase a metade do século xx?

E todas as discussões com as quais se ocupou grande parte dos físicos desde a proposta do

quantum energético feita por Planck? Diversos fatores devem, evidentemente, ser considerados com respeito à introdução e ao processo de assimilação da quantização na física, alguns dos quais tiveram destaque em nosso capítulo anterior; no entanto, ao lembrar que ainda em 1885, com Balmer, e depois em 1887, com Michelson e Morley, duas das principais medições acerca dos níveis energéticos eletrônicos eram conhecidas, Lamb estabelece os seguintes paralelos no decorrer do desenvolvimento da teoria quântica: primeiro, entre os trabalhos de Bohr e os de Sommerfeld; segundo, entre o surgimento da mecânica quântica, ainda com Heisenberg, e a equação do elétron, com Dirac; isto é, uma vez que os resultados de Balmer e de Michelson e Morley estão na base, respectivamente, das descrições não relativística e relativística da teoria quântica — observe que Bohr e Heisenberg desenvolvem teorias não relativísticas, enquanto Sommerfeld e Dirac se ocupam dos modelos relativísticos —, são justamente estes dois resultados, inclusive numericamente, que, até o início de 1940 ou mais, serão revisitados teoricamente em dois profundos e diferentes níveis de entendimento. Do mesmo modo, é claro que, após o surgimento da mecânica quântica nas versões de Heisenberg e de Schrödinger, houve uma avalanche de descobertas teóricas e experimentais independentes umas das outras; contudo, ela havia sido contida, dentro de certos limites, pela equação relativística de Dirac, por meio de um conjunto coeso de proposições. Assim, Willis Lamb reconstrói uma trajetória muito longa, sem dúvida; todavia, ao reduzir o papel das discussões teóricas e colocar no princípio dessa história somente as descobertas experimentais fundamentais, ele aponta quais elementos considera centrais ao longo de todo o processo. A nosso ver, o equilíbrio entre os fatos experimentais e os avanços da teoria quântica é notável, pois, a despeito das inovadoras características encontradas acerca do elétron — especialmente a da existência do *spin*, já que esta propriedade dificilmente seria compreendida pelo uso de qualquer modelo clássico —, a sequência apresentada por Lamb transparece, ao

final, uma interconexão muito próxima entre todas essas descobertas teóricas e o lugar apropriado das pesquisas experimentais. Contudo, é bom deixar claro que não se trata de considerar alguma dicotomia entre teoria/experiência, ou do predomínio desta sobre aquela; ao contrário, Lamb fará do diálogo entre essas duas esferas a principal característica de seus trabalhos, evitando assim que se percam de vista as contribuições individuais frente à construção global da física quântica. Nesse sentido, seria preciso, sim, lembrar o fato de que a física experimental antecedeu com suas descobertas, em mais de uma ocasião, a existência dos fundamentos teóricos quânticos e, portanto, ao estabelecer tais resultados, a experiência redirecionou ao longo do tempo, direta ou indiretamente, o caminho possível às teorias; todavia, esse redirecionamento apenas se concretizava à medida que estas últimas ressignificavam os dados experimentais. Com efeito, um dos momentos nos quais teoria e experiência se combinaram de modo excepcional, como discutido no capítulo anterior, foi em 1913, quando Niels Bohr correlacionou as físicas clássica e quântica com o propósito de apresentar uma dedução das séries espectrais conhecidas experimentalmente, um desenvolvimento essencial para a defesa feita por ele da teoria da correspondência e, sobretudo, em sua visão de como a física deveria superar as dificuldades acerca das interpretações modernas da constituição da matéria. Nessa direção, cabe relembrarmos os dois postulados empregados por Bohr, assim como passariam a ser enunciados desde 1917:

A teoria quântica da linha espectral apoia-se nas seguintes proposições fundamentais:

I. Que um sistema atômico pode, e pode somente, existir permanentemente em certas séries de estados correspondendo às séries descontínuas de valores para sua energia, e que conseqüentemente qualquer mudança de energia do sistema, incluindo emissão e absorção de radiação eletromagnética, deve ocorrer por uma transição completa entre dois tipos de estados. Estes estados serão denotados como “estacionários” do sistema.

II. Que a radiação absorvida ou emitida durante uma transição entre dois estados estacionários é “unifrequente” e possui uma frequência ν dada pela relação

$$E' - E'' = h\nu,$$

onde h é a constante de Planck e onde E' e E'' são os valores de energia nos dois estados em consideração (Bohr, 1918, p. 5).

Ambos postulados devem ser vistos como síntese de quase toda a compreensão a que chegavam os físicos nesse momento; primeiro, com respeito a uma inegável quantidade de experimentos nos quais a discretização das órbitas eletrônicas não poderia ser considerada um recurso acidental ou apenas decorrente do formalismo matemático; e, segundo, acerca das dificuldades originadas em vista da incompatibilidade de determinadas proposições clássicas com esses mesmos dados, sobretudo quando se pretendia conciliá-las com os fundamentos da teoria eletromagnética. Ainda sobre este último ponto, cabe perceber historicamente o quão avançadas foram tais ideias, isto é, ao reconhecer as especificidades das órbitas eletrônicas, ainda que as incorporando dentro de certos limites clássicos, Bohr defende, assim como Einstein havia sugerido antes dele, que a discretização era um fenômeno característico da natureza. Portanto, ao sustentar essas proposições, Bohr dava um passo importante, mas talvez com algum risco, uma vez que esta análise não era certamente a mais tradicional e, por essa razão, ficava submetida a um conjunto de intensas discussões, até mesmo filosóficas, a maioria delas relacionadas com a busca do significado desses procedimentos científicos em si mesmos. Bohr (1918, p. 6) expressaria sua preocupação com essas questões da seguinte maneira:

Agora, com base em uma vasta quantidade de evidências experimentais, somos forçados a assumir que um átomo ou molécula consiste de um número de partículas eletrificadas em movimento, e, uma vez que as proposições acima implicam que nenhuma emissão de radiação se realiza nos estados estacionários, devemos consequentemente assumir que *as leis usuais da eletrodinâmica não podem ser aplicadas a esses estados sem alterações radicais [radical alterations]*.

No entanto, fora os aspectos conceituais, o principal objetivo de sua abordagem era justamente fornecer uma única equação geral para todas as medições das linhas espectrais obtidas de “acordo com as leis descobertas por Balmer, Rydberg e Ritz”, o que incluía, é claro, determinar “especialmente uma dedução da bem conhecida fórmula de Balmer para o espectro de hidrogênio” (Bohr, 1918, p. 3). Logo, desconsiderando as questões relacionadas com a teoria da correspondência, discutidas em outro momento de nosso trabalho, a apresentação de Bohr se destaca porque é capaz de conduzir até os resultados quânticos fazendo uso de pressupostos clássicos, uma construção teórica não muito complexa e bastante plausível. A equação encontrada com esta demonstração, assim como lembra Schweber (1994, p. 208), pode ser exibida de modo simples:

$$E_n = -\frac{Z^2 hcR}{n^2},$$

onde, E_n é a energia, Z é o número atômico, R , h e c são constantes conhecidas, enquanto n é um inteiro positivo (1, 2, 3 . . .), desde então chamado sugestivamente de “número quântico principal”. Contudo, ainda outras transições encontradas *experimentalmente* continuavam sem explicações, como era o caso dos dubletos, a saber, dois níveis de energia próximos para um *mesmo* número quântico principal n , mas que, não obstante esta fosse uma diferença muito pequena, poderia ser distinguida através de medidas aceitas dentro das precisões aceitas na época. Como destaca Willis Lamb, foi muito antes, ainda 1887, que os dois importantes pesquisadores estadunidenses Albert Michelson e Edward Morley (1838-1923) conseguiram detectar tais diferenças energéticas menores, chamadas, então, de estrutura fina. Apenas em 1916, porém, foi que Sommerfeld obteve uma descrição teórica capaz de explicá-la, cuja abordagem apoiava-se em considerações relativísticas aplicadas ao modelo construído anteriormente por Bohr. Sommerfeld concluiu, a partir disso, que a órbita do elétron, em algumas situações, poderia ter o formato

circular ou elíptico, ou seja, caso o número quântico principal fosse $n = 2$, por exemplo, um número quântico secundário l definiria o comportamento mais específico dessa órbita, neste caso, quando assumisse o valor $l = 1$ (circular) ou $l = 0$ (elíptica), gerando, dessa maneira, as pequenas diferenças energéticas encontradas nas medidas feitas em laboratório, cuja ordem de correção de segunda ordem tinha sua magnitude determinada através da seguinte relação (Schweber, 1994, p. 208):

$$\Delta E_2 = \frac{1}{16} \alpha^2 Z^4 hcR,$$

onde $\alpha = e^2/hc \sim 1/137$ é a constante que caracteriza essa diferença, mais tarde chamada de “constante de estrutura fina” do elétron. Até esse momento, todavia, ainda que as fórmulas sugeridas por Bohr e Sommerfeld chegassem a valores condizentes com os experimentais, ainda não eram uma estrutura conceitual geral e/ou unificada, uma vez que, seguindo os mesmos passos de Bohr, os trabalhos de Sommerfeld faziam uso da quantização apenas como um postulado primeiro, visão criticada inicialmente por Heisenberg e, a seguir, por quem defendeu a construção da chamada mecânica quântica. Portanto, e este é um aspecto de grande importância, foi somente com a equação relativística do elétron proposta por Dirac que a mecânica quântica teve sucesso em reproduzir as descrições feitas por Sommerfeld, partindo, dessa vez, de princípios internos à teoria, como discutimos para o caso do átomo de hidrogênio, em particular, mas que, através de cálculos semelhantes, pode ser generalizado para outros átomos de número atômico Z qualquer (Schweber, 1994, p. 209):

$$E = m_0 c^2 \left[1 + \left(\frac{\alpha Z}{n - k + \sqrt{k^2 - \alpha^2 Z^2}} \right)^2 \right]^{-1/2},$$

onde n é, como antes, o número quântico principal, k deve ser da forma $k = j + 1/2$, onde $k = \{1, 2, 3, \dots, n\}$, e as demais variáveis são constantes conhecidas. Os valores de j , por sua vez, são obtidos em função do momento angular total, relacionado com o número quântico secundário chamado de l , da seguinte maneira: $j = 1/2$ quando $l = 0$ e $j = l \pm 1/2$ para os outros casos. Adotando a notação usual da espectroscopia, na qual se utiliza a letra s para indicar $l = 0$, a letra p para $l = 1$ e a letra d para $l = 2$, podemos encontrar os valores de energia dos primeiros níveis do átomo de hidrogênio, ou seja, para $l = 0$ (ou s) e $n = 2$ temos:

$$(n, k, j, l) = 2s_{1/2} = (2, 1, 1/2, 0),$$

enquanto para $l = 1$ (ou p) e $n = 2$:

$$(n, k, j, l) = 2p_{1/2} = (2, 1, 1/2, 1) \quad \text{e} \quad (n, k, j, l) = 2p_{3/2} = (2, 2, 3/2, 1).$$

Como a energia E depende apenas dos valores de n e k , vemos que para $2s_{1/2}$ e $2p_{1/2}$ as energias são iguais, enquanto para $2p_{3/2}$ existe uma pequena diferença com respeito aos dois outros estados: esta é a estrutura fina do átomo encontrada antes por Sommerfeld, mas agora deduzida a partir da equação relativística do elétron diretamente. Logo, para cada valor de j existem duas órbitas possíveis e idênticas, exceto para $n = k$. Todavia, a fórmula obtida pela teoria de Dirac descrevia a estrutura fina para situações distintas de $n = 2$, isto é, existiam outros dubletos, os quais rapidamente passariam a ser investigados pelos físicos experimentais, porém, não tardaria para que fossem percebidas algumas discrepâncias quanto a esses resultados teóricos. Isso levou o físico estadunidense Simon Pasternack (1914-1976) a sugerir em (Pasternack, 1938) a existência de uma diferença energética ainda menor entre os estados $2s_{1/2}$ e $2p_{1/2}$, os quais, segundo

a teoria de Dirac, deveriam ser iguais ou, para empregarmos a nomenclatura da mecânica quântica, seriam “degenerados”. Apesar disso, a existência de uma tal diferença energética não era um ponto pacífico, e ainda “em 1940 a situação não era clara novamente” (Schweber, 1994, p. 209). Desse modo, a discordância relativa a esses estados degenerados só teria um desfecho, quase dramático, muitos anos mais tarde, através das experiências de Willis Lamb.

Portanto, com relação à estrutura fina das órbitas eletrônicas, a inovação da equação de Dirac não estava no fato de ter oferecido uma descrição teórica inédita, pois esta já existia há algum tempo — ainda que sob outros princípios —, mas a de fazê-la partindo de um conjunto de proposições gerais e quase independentes dos dados conhecidos. Sobre isso, observe que a reconstituição feita por Lamb é pertinente sobretudo porque anuncia em suas entrelinhas a retomada de um momento de incertezas causado pela divergência da física teórica *com os experimentos*, uma situação, em certa medida, semelhante ao período vivido na década de 1920; em outras palavras, as expectativas geradas no começo da mecânica quântica, na direção de se obter uma estrutura conceitual concisa e abrangente — objetivo que, finalmente, parecia ter sido alcançado com a teoria de Dirac —, transformariam-se, novamente, em mais dúvidas acerca do comportamento físico da matéria. De qualquer ponto de vista que pudesse ser escolhido, era evidente que a física chegava a um certo limite do seu próprio conhecimento. Com efeito, após contornarem grandes dificuldades técnicas e instrumentais a fim de obter resultados capazes de decidir se existe alguma diferença energética entre os estados $2s_{1/2}$ e $2p_{1/2}$, Willis Lamb e Robert Curtis Retherford (1912-1981) concluem: “O resultado indica claramente que, ao contrário da teoria, mas em acordo essencial com a hipótese de Pasternack, o estado $2^2S_{1/2}$ é maior do que $2^2P_{1/2}$ por aproximadamente 1000 Mc/seg” (Lamb & Retherford, 1947, p. 243), experiência pela qual Lamb receberia o Prêmio Nobel de 1955. Tais resulta-

dos, sem dúvida, marcam um dos mais importantes redirecionamentos das pesquisas em física teórica do século passado, especialmente se considerarmos seu impacto na abordagem conceitual da TQC. Não por outra razão, quase imediatamente após Lamb e Retherford terem publicado seus *dados experimentais* em 1947, o físico Hans Bethe elabora sua tentativa de compreender teoricamente o agora chamado “Desvio Lamb”, chegando, assim, até o valor aproximado de $W \sim 1040$ megaciclos. Apesar desse valor estar além do encontrado nas medições, este foi o passo inicial de todos os demais pesquisadores que buscaram por uma explicação do Desvio Lamb, dentre os quais, encontrava-se o físico estadunidense, de origem austríaca, Victor Weisskopf, o qual dedicara alguns dos seus trabalhos prévios a fim de compreender a autoenergia do elétron, como discutimos de modo breve em outro lugar. Historicamente, ele foi o pioneiro entre os teóricos a fazer um desenvolvimento completo para deduzir os valores obtidos por Lamb, conduzindo suas ideias num acordo muito estreito com a descrição do pósitron defendida por Dirac. Com efeito, Weisskopf uniu-se a um de seus estudantes, o físico canadense James Bruce French (1921-2002), e juntos eles reestruturaram o modelo inicial de Bethe, incorporando, dessa vez, a teoria relativística. Dois aspectos são fundamentais, aqui, com relação às diferenças entre as teorias de Bethe e de Weisskopf/French. Sobre a primeira dessas formulações, em especial, em seus cálculos “Bethe segue as ideias gerais de Kramers de renormalização da massa” (Schweber, 1994, p. 229), enquanto Weisskopf e French, apesar de igualmente fazerem uso da renormalização, percebem, ao longo de seus desenvolvimentos, a necessidade de se decidirem quanto a duas situações possíveis: “(1) elaborar um esquema computacional invariante, o qual garante que a automassa δm de um elétron livre é invariante, ou (2) elaborar um (possivelmente não covariante) método, o qual garante fornecer zero para a autoenergia de um elétron livre em movimento”, nos dois casos envolvendo uma hamiltoniana que descreva o processo de renormaliza-

ção; e eles “escolhem o segundo método” (Schweber, 1994, p. 240). O outro aspecto relevante, por conseguinte, está no fato de Weisskopf adotar, em seus cálculos, a teoria do mar de elétrons como fundamento conceitual. Todavia, outras propostas surgem meses depois e, com isso, “na primavera de 1948 quatro cálculos para o Desvio Lamb tinham sido completados: o de French e Weisskopf, o de Kroll e Lamb, o de Schwinger e o de Feynman. Os dois primeiros grupos de autores usaram uma aproximação da teoria do buraco. Schwinger e Feynmann, por outro lado, usaram métodos covariantes quadridimensionais” (Schweber, 1994, p. 242). Até este momento, todas as quatro teorias apresentavam resultados diferentes, quando French e Weisskopf “mostraram seu resultado para Schwinger e Feynman, os quais também calcularam o Desvio Lamb, mas [...] encontraram um resultado diferente daquele de FW por uma constante numérica aditiva. Embora em abril, as respostas de Feynman e Schwinger também fossem diferentes uma da outra, ao fim do verão eles tinham obtido a mesma resposta. Weisskopf perdeu a confiança na acurácia do resultado de FW” (Schweber, 1994, p. 243). De fato, como veremos a seguir, a formulação de French e Weisskopf não era incorreta, mas o caminho aberto com os trabalhos de Feynman e de Schwinger havia ganhado força o suficiente para colocar em descrédito, pela primeira vez, a teoria do mar de elétrons.

2.3.1 O Desvio Lamb

Além de todos os incalculáveis transtornos provocados na ciência, de modo geral, em razão da segunda guerra¹⁴, duas mudanças, especificamente na física, devem influenciar

14. “A perturbação criada pela guerra é difícil descrever: na Holanda, Dinamarca, Itália, França e USSR a desordem e o sofrimento causados foram enormes. Mesmo na Suíça, que tinha permanecido neutra, o impacto foi considerável. Muitos homens jovens lá gastam uma considerável parte dos anos de guerra em serviços militares, e mesmo pessoas mais velhas servem aproximadamente três meses de cada ano no exército. As comunidades de física alemã e italiana não começaram a se recuperar da guerra e da mais recente migração intelectual até os anos 1950. A situação no Japão está começando a se tornar conhecida e constitui uma história muito interessante. Como aquela comunidade foi capaz de contribuir tão significativamente aos desenvolvimentos em física teórica no período do pós-segunda-guerra em face da

de modo crucial os estudos da TQC. A primeira dessas, apontada anteriormente por nós, encontra-se no fato de que toda discussão de viés teórico com respeito à equação do elétron e à teoria do buraco cessou quase completamente¹⁵. Não obstante com a retomada dessas pesquisas, no ano de 1945, novamente ganhassem fôlego as especulações mais profundas acerca da constituição física da matéria e, desse modo, gradualmente essas ideias voltassem a ocupar o seu lugar nas análises feitas pelos cientistas — os quais agora tinham a oportunidade de considerar em conjunto tanto os resultados elaborados mais recentemente quanto aqueles obtidos no período anterior à guerra, a exemplo dos que estavam na base da mecânica quântica por volta de 1925 —; o intervalo forçado de tais pesquisas, finalmente, ressignificou as visões usuais adotadas nessas discussões. Assim, as linhas de argumentação mais bem estabelecidas haviam perdido força e, por conseguinte, abria-se espaço a outras maneiras de se conduzir as investigações sobre as órbitas eletrônicas e as características do elétron. Não era mais tão relevante, por exemplo, que os posicionamentos adotados fossem a favor ou contra a teoria de Dirac, e esta flexibilidade é tanto mais importante quanto se considere o fato de que uma geração adicional de cientistas começava a estudar a TQC com grande interesse, e até mesmo admiração, jogando luz em todos esses conhecimentos acumulados ao longo de quase meio século. Com isso, o distanciamento, paradoxalmente, permitiu que os cientistas adotassem tipos distintos de comprometimento acerca da possibilidade de a equação relativística do elétron corresponder ou não aos dados experimentais e, por conseguinte, a confiabilidade nessa teoria deixava de ser apenas uma questão de interpretação indi-

devastação e do tumulto que a conflagração havia produzido constitui um problema histórico importante que eu não tenho competência para dirigir” (Schweber, 1994, p. 130).

15. Este será o primeiro aspecto questionado acerca do modelo de ciência herdado com o final da guerra: “Esses laboratórios do período de guerra se tornam os modelos dos grandes laboratórios universitários que davam forma à estrutura institucional da física após a guerra. Entretanto, não era amplamente apreciado na época que a pesquisa realizada nos laboratórios do período de guerra tivesse perdido muito de seu caráter de pesquisa fundamental e tivesse se tornado pesquisa ou desenvolvimento programáticos” (Schweber, 1994, p. 132).

vidual para se tornar um problema abrangente e, sobretudo, legítimo. Com efeito, essa dinâmica reduziu uma certa polarização que estava presente nas análises realizadas até 1940, entre os que acreditavam na acurácia dos desenvolvimentos feitos por Dirac, de um lado, e os que achavam necessário introduzir ideias alternativas, de outro lado. Como veremos adiante, o primeiro reflexo direto dessa nova perspectiva encontra-se justamente nos estudos feitos por Lamb, o qual, curiosamente, adotou um caminho intermediário entre esses dois posicionamentos; contudo, o que mais atesta a mudança de espírito é exatamente a amplitude das abordagens feitas no pós-guerra, bem como a grande cooperação entre todos os pesquisadores envolvidos diretamente no projeto iniciado por Hans Bethe: French e Weisskopf, Kroll e Lamb, Schwinger e Feynman, os quais podem ser classificados, sem muita dificuldade, em ordem decrescente de influência com relação ao pensamento de Dirac. A segunda mudança, também profundamente relacionada com o período de guerra, está no aumento *quantitativo* das pesquisas em física entre 1939 e 1945; isto é, o aporte de recursos para a elaboração de projetos em ciência, ao longo desses anos, cresceu de maneira vertiginosa; no entanto, além de todo esse desenvolvimento mais intenso e veloz ter sido quase por completo conduzido na área experimental e com fins extremamente específicos, ele, é claro, foi realizado sob grande sigilo. De qualquer maneira, a influência dessas atividades na física seria enorme, sobre isso é suficiente citarmos a melhoria, sob todos os aspectos possíveis, das técnicas de medições energéticas¹⁶, gerando, assim, um volume de dados experimentais muito significativo para aquele momento da história da física. Do ponto de vista histórico, fora a habilidade e interesse

16. “A física experimental depois da guerra se beneficiou grandemente dos avanços feitos no Rad Lab no MIT e em instalações similares em Harvard e Columbia. O primeiro e mais óbvio benefício foi a grande habilidade técnica dada aos experimentalistas na manipulação de microondas: Bloch, Hansen, Purcell, Pound, Lamb, Dicke [Feynman], Rabe todos fizeram uso de técnicas de microondas, aprendidas durante a guerra, em experimentos clássicos realizados após a segunda guerra mundial. Incidentalmente, foi o Rad Lab que foi responsável por fazer dos osciloscópios o elemento padrão nos equipamentos de qualquer laboratório de física” (Schweber, 1994, p. 139).

individuais dos pesquisadores que ajudaram no desenvolvimento formal da TQC nesse período, são esses dois elementos, a nosso ver, os principais responsáveis pelo desfecho de um impasse que se prolongava há algum tempo no campo teórico com relação ao alcance efetivo do projeto de pesquisa construído e defendido por Paul Dirac. Ou seja, a mudança de postura e, porque não dizer, de compromisso acerca dos seus trabalhos, aliada ao aumento na intensidade das pesquisas experimentais, através de investimentos humano e financeiro, terão como principal resultado a formação de um novo perfil de pesquisadores e, com eles, de um prisma de olhares com relação ao significado das dificuldades às quais a TQC havia chegado. Portanto, seja Tomonaga no Japão ou Schwinger e Feynman nos Estados Unidos, propostas e interesses diversos se combinavam, como em talvez poucos momentos antes disso, com o objetivo de superar os grandes obstáculos na construção de um formalismo para a TQC; e como deve estar claro, o ponto de partida de todos esses eventos encontra-se justamente nos trabalhos experimentais que mostravam a existência de variações não previstas pela teoria de Dirac nas órbitas eletrônicas, isto é, na demonstração do chamado Desvio Lamb, tema da parte final do capítulo.

Até agora, abordamos unicamente aspectos gerais dos estudos científicos no pós-guerra; todavia, somente através da análise dos artigos publicados nessa época iremos compreender como esses fatores históricos tiveram reflexo nas opções metodológicas de cada cientista. Nesse sentido, Willis Lamb foi, sem dúvida, quem melhor compreendeu como seria preciso articular todos esses elementos à disposição e, assim, conquistou um lugar insubstituível entre os cientistas que contribuíram à sequência de desenvolvimentos ocorrida na TQC depois de 1940. O físico estadunidense Willis Eugene Lamb nasceu na cidade de Los Angeles, em 12 de julho de 1913 — por coincidência, mesmo ano em que Bohr apresentaria pela primeira vez sua fórmula matemática a fim de descrever as linhas espectrais de Balmer — e sua trajetória ilustra muito bem a relação entre tradição

e inovação, estabelecida na mente dos cientistas que estavam iniciando suas carreiras acadêmicas. Com efeito, não obstante sua pesquisa tenha exibido, de maneira inédita e inequívoca, quais eram os limites da equação relativística do elétron, a forma como conduziu estes estudos, bem como sua motivação e as reflexões expostas nas publicações feitas naquele momento, mostram que sua abordagem era capaz de assimilar as principais dificuldades existentes nos trabalhos de Dirac, mas sem deixar, com isso, de reconhecer todas as explicações obtidas com a teoria do mar de elétrons. De fato, ele tinha consciência de que estava conduzindo um estudo com o qual o futuro das pesquisas em física se modificaria e, nesse sentido, se questionava, pertinentemente, por qual razão não se reconheceu anteriormente a centralidade dessa investigação: “Muitos estudos espectroscópicos da estrutura fina do hidrogênio foram realizados para testar a teoria de Dirac, mas por volta de 1940 falharam em estabelecer claramente uma decisão, embora houvesse evidências fortemente dando suporte à teoria. (Agora sabemos que os trabalhos de Houston e Williams indicavam uma discrepância que deveria ter sido seriamente considerada)”¹⁷ (Lamb, 1955, p. 287). A crítica suscitada nesta e em outras passagens de seus trabalhos, com respeito aos estudos anteriores em TQC, é fundamental à medida em que destaca com precisão onde e como a investigação deveria ter se encaminhado a fim de interpretar a equação do elétron. Considerando o fato de se tratar, é claro, de uma leitura retrospectiva dos eventos, Lamb observa, afinal, que esta discussão, com relação à possibilidade de a equação do elétron *não* descrever níveis de energia cada vez mais refinados, poderia (ou deveria) ter sido melhor compreendida há algum tempo, na realidade, quase uma década antes! A pergunta imediatamente provocada com isso, seria, então, como os pesquisadores não haviam dado atenção a esse ponto? De certo

17. Lamb se refere aos trabalhos (Houston, 1937) e (Williams, 1938), ambos publicados na *Physical Review*, respectivamente, pelos físicos estadunidenses William Vermillion Houston (1900-1968) e Robley Cook Williams (1908-1995); o último destes pesquisadores, após 1945, iria se dedicar à biofísica e à virologia.

modo, o descompasso surge porque tais questionamentos subentendiam o descrédito da teoria como um todo; porém, os demais resultados apoiavam “fortemente” a visão geral oferecida com os desenvolvimentos da equação relativística, vista por muitos como um dos corpos teóricos mais abrangentes construídos nos últimos dez anos. Com efeito, assim como logo ficaria evidente, nem mesmo o artigo de Lamb e Retherford, no qual eles demonstram a existência de desvios muito menores além de todos os encontrados teoricamente, será capaz de refutar a teoria completamente. No entanto, o que talvez seja ainda mais importante é o fato de que esta experiência de Lamb e Retherford não exigia um formalismo mais complexo do que o oferecido com a própria equação relativística, a despeito de se concentrar em um aspecto seu extremamente específico; logo, essa discussão não encontrava, por assim dizer, obstáculos teóricos. A propósito, seria até mesmo plausível acrescer às observações feitas por Lamb, o fato de igualmente existir na década de 1930 um conjunto robusto e sofisticado de novas ferramentas teóricas, dentre as quais rapidamente ganhariam enorme destaque, justamente com a intenção de explicar o trabalho de Lamb e Retherford, as ideias germinais da teoria de renormalização. Por outras palavras, experiência e teoria não apenas existiam mas concorriam para a descoberta do Desvio Lamb.

Por certo, era evidente à maior parte dos pesquisadores que este problema em particular, desde que foi anunciado por Pasternak em 1938, teria consequências profundas a toda a física. Todavia, sua resolução não era uma tarefa simples, uma vez que muitos níveis energéticos obtidos com a equação de Dirac eram confirmados à medida dos avanços técnicos das medições. A indefinição com respeito à equação do elétron estava justamente em uma região na qual ela mesma não se pronunciava, ou melhor, na qual a análise poderia facilmente se tornar ambígua. O Desvio Lamb, como veremos, só poderá ser percebido em situações muito específicas, pois envolve efeitos exclusivos do elétron

sobre si mesmo. Desse modo, o artigo de 1947 escrito por Lamb e Retherford descrevia uma situação curiosa: dentre três níveis de energia conhecidos, dois eram confirmados pela equação de Dirac — mesmo dentro de erros experimentais ainda menores —, enquanto apenas o terceiro era diferente dos demais, como Pasternack afirmava. Esta circunstância possivelmente foi a grande responsável pelo fato de a discussão ter pouco avançado antes de 1940; no entanto, a confirmação do Desvio Lamb trazia um grau elevado de incertezas à física, primeiro, porque a equação relativística do elétron não era tão completa quanto se acreditava; segundo, pois se esse desvio não era sequer sugerido pela teoria de Dirac, de onde seria possível obter respostas para este caso? Em certa medida, esse ponto se relacionava com a própria discretização da energia, uma vez que o trabalho de Lamb mostrava a quebra da degenerescência (coincidência) das órbitas sem, no entanto, reduzir a precisão daquelas já conhecidas: a quantização se tornava mais complexa à proporção que mais detalhes eram descobertos sobre a relação elétron-átomo. A situação exigia uma abordagem original, e o ponto de vista escolhido por Lamb era realmente diferente de muitas maneiras se comparado com todos os que foram adotados pelos pesquisadores até então, fossem teóricos, fossem experimentais. Lamb, sem dúvida, foi capaz de manter certo distanciamento entre a possibilidade de a equação do elétron ser efetivamente correta ou não, concentrando-se apenas nas dificuldades em encontrar uma maneira de chegar a uma solução acerca disso ou, em outras palavras, ele reconheceu a importância capital dessa questão, para além de quais fossem suas consequências. O primeiro e mais decisivo reflexo dessa perspectiva está na *forma* como decidiu realizar sua pesquisa, isto é, não obstante conhecesse profundamente as principais articulações teóricas envolvidas¹⁸ e, ademais, soubesse como estas descreviam características muito

18. “No outono de 1934 Lamb se inscreveu como um estudante de pós-graduação de física em Berkeley. Ele realizou um curso de Oppenheimer de mecânica quântica e ao final do semestre já tinha sido exposto à equação de Dirac e tinha recebido uma introdução em eletrodinâmica quântica. Ele se tornou um membro

precisas do elétron, especialmente os fenômenos obtidos exclusivamente com a teoria do mar de elétrons, ele não procurava por inconsistências no interior da teoria, ao menos de início. Em vez disso, ele acreditava na via experimental como sendo a única maneira capaz de trazer respostas adequadas. A observação feita por Schweber, com relação à grande capacidade simultaneamente teórica e experimental de Lamb, não seria, portanto, gratuita, na medida em que parte considerável dessa contribuição à física só se tornou possível em razão de Willis Lamb possuir uma desenvoltura excepcional nas duas áreas e com a qual transitava muito bem entre ambas; porém, o diferencial em seus trabalhos está no uso que faz dessa habilidade, aplicando-a para um propósito muito bem definido: descobrir se os desvios orbitais não identificados pela teoria de Dirac existem. Com efeito, Willis Lamb descreve sua própria trajetória acadêmica, situada entre um extremo teórico e outro experimental, entre os quais encontra-se a segunda guerra, da seguinte maneira (Lamb, 1955, p. 287):

Após o treinamento de graduação como químico, eu estudei física teórica com o professor J. R. Oppenheimer na Universidade da Califórnia de 1934 a 1938. Minha tese lidava com teorias dos campos dos núcleons, as quais prediziam uma pequena discrepância das leis de Coulomb acerca do próton. Na Universidade de Colúmbia, depois de 1938, comecei a ter contato com o professor I. I. Rabi e membros do laboratório de feixes moleculares. Minha atenção se dirigiu brevemente aos átomos metaestáveis em conexão com uma proposta de experimento de feixes atômicos. Durante a guerra, no Laboratório de Radiação da Colúmbia, eu recebi algum conhecimento sobre os radares de microondas e técnicas de construção de tubos a vácuo. Um dos projetos do tempo de guerra no Laboratório era a determinação dos coeficientes de absorção de ondas centímetros em vapor de água atmosférico, e meu interesse encontrava-se no que começava a se tornar o campo mais ativo de espectroscopia de microondas do pós-guerra.

do grupo teórico de Oppenheimer, recebendo uma cadeira na Sala LeConte 219, e migrava com ele cada verão ao CalTech. Em 1935, em sua primeira visita lá, Lamb fez o curso de P. S. Epstein em mecânica quântica avançada, o qual o introduziu ao artigo de Fermi da *Reviews of Modern Physics* sobre eletrodinâmica quântica [...] Naquele mesmo verão, ele frequentou o Simpósio de Verão de Michigan e tomou aulas com Fermi (sobre espalhamento de nêutrons), Bloch (sobre conduções de elétrons em estruturas de cristais [*crystal lattices*]), Uhlenbeck (sobre decaimento β) e Goudsmit (sobre teoria do espectro eletrônico)” (Schweber, 1994, p. 213).

A sequência de fatos exposta por Willis Lamb nessa passagem completa o nosso quadro geral descrito anteriormente, quando começamos esta seção, relativo à nova percepção da ciência construída no pós-guerra, isto é, apesar de sua formação estar em sintonia com os principais desenvolvimentos feitos na década de 1930, o período de guerra tem impactos decisivos em suas pesquisas e, por conseguinte, na maneira como ele vê e faz ciência. Com efeito, podemos, inclusive, com mínimas alterações, estender esta mesma trajetória acadêmica a Julian Schwinger e a Richard Feynman, por exemplo, uma vez que ambos deram contribuições importantes durante a guerra e parte substancial de suas inovações seguintes a isso, igualmente, teria influência direta da visão compartilhada entre todos os pesquisadores ao longo daqueles anos. Ainda com respeito às motivações do físico Willis Lamb, é interessante perceber que seus estudos, desde o início, buscam por uma abordagem diferente acerca dos problemas em TQC ou, como ele mesmo chega a destacar, se concentram em determinar a acurácia da lei de Coulomb — e não da equação de Dirac — no sentido de explicar os desvios encontrados nas interações atômicas do tipo elétron-núcleo, como bem observa Schweber (1994, p. 214):

Em retrospectiva, os problemas nos quais Lamb estava interessado eram importantes, mas eles eram também muito difíceis de trabalhar dado o estado da física naquele tempo. Portanto, Lamb concentrou uma grande quantidade de esforço em calcular as forças nucleares previstas por vários teóricos de campos. Sua primeira investigação consistiu em explorar as forças nucleares geradas pela interação de Fermi, isto é, aquela produzida pela troca de pares de elétrons e neutrinos entre núcleons. Os potenciais resultantes núcleon-núcleon eram altamente singulares [...] Após o aparecimento dos artigos de Yukawa [...] Lamb trabalhou com forças nucleares geradas pelo méson de Yukawa, e em particular com os desvios da lei de Coulomb devido aos efeitos mesônicos. A questão da validade da lei de Coulomb se tornava um tema recorrente nas pesquisas de Lamb.

Nenhuma inconsistência acerca da lei de Coulomb foi comprovada, é claro, mas o interesse em si estava de acordo com duas expectativas dos teóricos naquele momento.

A primeira delas, como vimos aqui em nosso trabalho, havia sido apontada em passagens dos trabalhos de Dirac e, antes destas, em outras realizadas por Bohr, qual seja, era o fato de as dificuldades na construção de uma quântica relativística indicarem a existência de alguma alteração no interior da física clássica, especialmente no eletromagnetismo. Desse modo, a perspectiva de Lamb, quando se volta para a lei de Coulomb, adequa-se com uma linha de pesquisa então predominante, segundo a qual os limites da teoria clássica estariam em discussão, e não a mecânica quântica e/ou a relatividade diretamente. A segunda característica de sua abordagem, por consequência, era a de buscar compreender as indeterminações existentes na equação do elétron fazendo uso de todos os resultados oferecidos por esta mesma equação. A análise puramente teórica se mostraria, na prática, não muito proveitosa; todavia, essa maneira de construir o impasse relativo à TQC, sem dúvida, tornaria-se um ponto de partida bastante útil para Lamb, pois a compreensão geral obtida a partir disso, acerca da teoria do elétron, resultaria em dois passos fundamentais para que ele chegasse rapidamente a um ponto decisivo na história dessa teoria, a saber, primeiro, aos poucos ele reconduziu suas pesquisas à questão central dos níveis energéticos e, segundo, enxergou no método experimental o único caminho para solucionar essa questão:

Levei quase um ano inteiro antes de um esquema de trabalho estar claro em minha mente. Eu considerei fazer uso da possível metaestabilidade do estado $2^2S_{1/2}$ do hidrogênio. Em termos mais simples, este estado deveria ter um tempo de vida mais longo em favor da transição radioativa para os estados fundamentais porque uma carga e corrente de distribuição esféricamente simétricas não podem irradiar de acordo com a teoria eletromagnética. No entanto, muito poucos artigos entre 1924 e 1933 se dedicavam à discussão e aos experimentos para determinar se os estados $2^2S_{1/2}$ eram ou não de fato metaestáveis. Em 1933, Bethe mostrou serem metaestáveis somente para o átomo em uma região suficientemente livre de campos elétricos. Entretanto, não era de nenhum modo claro que a excitação do estado $2^2S_{1/2}$ poderia ser efetuada sem destruir a metaestabilidade do estado. Era ainda necessário detectar toda interação de microondas com os estados atômicos exci-

tados e, como já mencionei, um método direto de absorção aplicado à descarga parecia fora de questão. Eu decidi tentar formar um feixe de átomos de hidrogênio metaestáveis. Se a transição de induzida para $2^2P_{1/2}$ ou $2^2P_{3/2}$ acontecesse, o átomo perderia sua metaestabilidade indo em aproximadamente 10^{-9} segundos ao estado fundamental sem emissão de radiação. O feixe de átomos metaestáveis portanto diminuiria (Lamb, 1955, p. 288).

A ideia, de maneira geral, parecia simples, qual seja, se uma radiação *variável* fosse aplicada sobre um feixe de estados metaestáveis $2S$ e, desse modo, para alguma faixa de radiação em particular, estes elétrons fossem transferidos para estados $2P$, a corrente gerada ao final diminuiria, pois os estados $2P$ já teriam decaído para o estado fundamental e este não produz corrente no detector. Com isso, seria possível determinar qual deve ser a energia (radiação) necessária para fazer um elétron saltar do estado $2S$ para algum dos estados $2P$, antes de chegar até o fundamental, uma sequência necessária pois o decaimento direto é uma transição teoricamente proibida. Contudo, as dificuldades, de fato, eram diversas, de início, era preciso gerar o feixe de estados metaestáveis, e isso implicava encontrar uma região com influência mínima de campos elétricos; depois, seria necessário variar a energia incidente, na região do rádio, com o objetivo de perceber quando e se a corrente diminuiria; e, por fim, a partir desses valores, considerar se existe alguma diferença com relação àqueles esperados pela teoria. A superação de quase todas essas dificuldades seria alcançada com a construção do aparelho representado na Figura 2.1. Com relação às diferenças entre os valores medidos e esperados, Lamb fez um uso perspicaz do efeito Zeeman, a saber, pequenas diferenças energéticas nas órbitas eletrônicas podem ser provocadas com a aplicação de um campo magnético, e tais variações de energia são proporcionais à intensidade deste campo. Assim, Lamb foi capaz de comparar uma série de resultados em função da variação de um campo magnético conhecido, acrescentando, portanto, um grau de liberdade às suas medições. Além disso,

o efeito Zeeman acaba por subdividir os valores de energia da órbita em função de um número quântico adicional relacionado com o acoplamento *spin*-órbita, dado através dos seguintes valores $m_j = -j, -j+1, \dots, j-1, +j$; desse modo, as diferentes órbitas eram conhecidas em intervalos de energia bastante precisos.

Antes de prosseguir em nossa análise do experimento, chamamos a atenção, ainda com relação à última passagem citada por nós, retirada da leitura ao recebimento do Prêmio Nobel, para a reconstrução histórica feita por Lamb, na qual foram indicados os pontos decisivos para que fosse possível concluir se o desvio energético, inesperado segundo a teoria de Dirac, existia ou não. Nessa descrição seria mostrado que, não obstante todas as suas especificidades, a incerteza se prolongava não tanto por uma dificuldade teórica de se compreender quais eram as interpretações fenomenológicas envolvidas, e por conseguinte, quais deveriam ser os procedimentos experimentais para solucioná-la; mas, ao contrário disso, a dificuldade era simplesmente em razão de a própria física experimental ter sido, aparentemente, colocada em segundo plano no interior dessas mesmas discussões. Não se deve, é claro, desconsiderar as dificuldades técnicas; todavia, estas só poderiam ser superadas com habilidade e criatividade, ambas características, sem dúvida, há muito presentes na atividade experimental, sobretudo quando constatamos as diversas contribuições dadas pela espectroscopia através dos trabalhos de Balmer ou de Michelson e Morley, como vimos há pouco. Mas não apenas isso, pois a descoberta de Lamb e Retherford teve como seu elemento central uma articulação em torno dos estados metaestáveis e, novamente, o primeiro destes autores lembra que tais pesquisas poderiam ter sido exploradas desde 1924, antes mesmo de a mecânica quântica ter surgido, e que, apenas em 1933, Hans Bethe traria contribuições mais significativas relativas a esse desenvolvimento. Evidentemente, Willis Lamb faz uma análise retrospectiva, assim, apenas reconhecer a existência de um determinado caminho depois de percorrê-lo

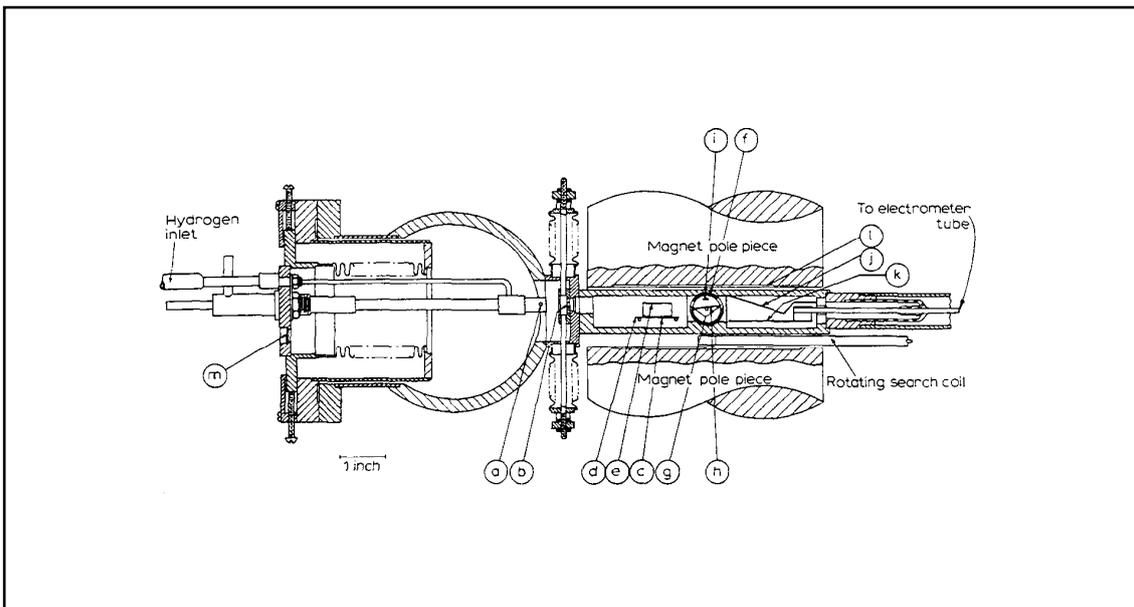


Figura 2.1 Na legenda original: “Seção de corte do segundo aparato: (a) forno de tungstênio do dissociador de hidrogênio, (b) fendas flexíveis, (c) catodo bombardeador de elétrons, (d) rede, (e) anodo, (f) linha de transmissão, (g) fendas para passagem dos átomos metaestáveis através do espaço de interação, (h) placa atachada ao centro condutor da linha de transmissão r-f, (i) d.c. eletrodo de esfriamento, (j) alvo para os átomos metaestáveis, (k) coletor de elétrons ejetados do alvo, (l) face do polo magnético, (m) janela de observação da temperatura do forno de tungstênio” (1955, p. 298).

talvez diga muito pouco; contudo, frente ao grande avanço obtido com suas pesquisas na TQC, tais avaliações revelam bem mais do que apenas uma lembrança, na verdade, passagens como a anterior mostram qual era sua visão relativa à pesquisa científica na física. Nesse sentido, não se trata, como foi dito, de transformar a pesquisa experimental em campo privilegiado na tomada de decisões — apesar de muitas vezes sê-lo —, antes de tudo, porém, deve-se colocar em uma balança, de um lado, o papel dado às questões de caráter experimental e, de outro lado, às próprias teorias. Ou seja, embora Lamb tenha efetivamente se tornado um físico experimental por excelência, seria difícil classificá-lo como experimental ou teórico, uma vez que ele se destacou justamente por ter direcionado esse conhecimento a fim de compreender uma questão específica no campo teórico. Não por outra razão, seria ele mesmo o primeiro cientista a publicar uma

teoria com o objetivo de compreender os resultados obtidos em seu trabalho experimental. Ao reconhecer a importância de uma única questão entre diversas que confirmavam ou colocavam em dúvida a equação do elétron e, simultaneamente, ao acreditar ser mais apropriado conduzir pela via experimental uma tal solução, Willis Lamb promove, sem dúvida, um intenso diálogo entre teoria e fenomenologia; mesmo à vista de grande parte das pesquisas realizadas em toda a primeira metade do século xx. Confirma a importância dessa aproximação entre teoria/experiência no pensamento de Willis Lamb, o parágrafo inicial de seu artigo publicado na *Physical Review*, em agosto de 1947, no qual seriam apresentados pela primeira vez os resultados acerca do refinamento energético dos estados eletrônicos $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$:

O espectro do átomo mais simples, o hidrogênio, possui uma estrutura fina que, de acordo com a equação de onda de Dirac para um elétron se movendo em um campo coulombiano, se deve a efeitos combinados da variação relativística da massa com a velocidade e o acoplamento *spin-órbita*. Considera-se um dos grandes triunfos da teoria de Dirac que ela tenha fornecido os níveis energéticos “corretos” da estrutura fina. Entretanto, as tentativas experimentais para se obter uma confirmação realmente detalhada através de um estudo das linhas de Balmer têm sido frustradas por um efeito Doppler largo das linhas em comparação às divisões das mais baixas ou estados $n = 2$. Os vários trabalhadores [*workers*] de espectroscopia alternaram entre encontrar confirmações¹⁹ e discrepâncias²⁰ da teoria tão grandes quanto oito por cento. Mais informações acuradas claramente providenciariam um teste delicado da forma correta da equação de onda relativística, assim como informação sobre a possibilidade dos desvios de linhas devidos ao acoplamento do átomo com o campo de radiação e dicas da natureza do átomo para interações não-coulombianas entre as partículas elementares: elétron e próton (Lamb & Retherford, 1947, p. 241).

Difícilmente encontraremos em textos anteriores a esse de Lamb e Retherford uma apresentação tão nítida do problema e, sobretudo, de como seria possível resolvê-lo.

19. Lamb cita o artigo (Drinkwater, Richardson & Williams, 1940).

20. Neste caso são citados os artigos: (Houston, 1937), (Williams, 1938) e (Pasternack, 1938), sobre este último Lamb ainda comenta que ele “analisou estes resultados em termos de desvio superior [*upward*] do nível *S* por aproximadamente $0,03 \text{ cm}^{-1}$ ” (Lamb & Retherford, 1947, p. 241).

Além do mencionado interesse em analisar a validade da lei Coulomb, a conexão entre teoria e experimento é, sem dúvida, o ponto mais importante. Considerando outras análises feitas por nós até aqui, a respeito dos desenvolvimentos teóricos em momentos fundamentais da TQC, especialmente acerca do papel dos experimentos e de suas descobertas, seja no pensamento de Niels Bohr, seja no de Paul Dirac, uma tal movimentação entre teoria e experiência, realizada por um único pesquisador, pode-se dizer, é inédita; mesmo se comparada, por exemplo, com a descoberta do pósitron, feita por Anderson em 1930, uma vez que, apesar de ter sido sugerida por Dirac, foi realizada de maneira bastante independente deste. A exposição detalhada de como pretendia encontrar o desvio energético seria feita em um segundo parágrafo desse mesmo artigo de 1947; e, sobre esta outra passagem, as questões aí presentes são essencialmente as mesmas que farão parte, mais tarde, de seu discurso ao Prêmio Nobel, reforçando, por isso mesmo, qual era desde o começo sua avaliação histórica relativa ao surgimento das principais técnicas necessárias para este trabalho ter sido concluído, bem como qual foi, por último, sua motivação central, a saber, compreender experimentalmente o alcance da equação relativística do elétron, em vez de refutá-la (Lamb & Retherford, 1947, p. 241):

A separação calculada entre os níveis $2^2P_{1/2}$ e $2^2P_{3/2}$ é $0,365 \text{ cm}^{-1}$ e corresponde ao comprimento de onda de $2,74 \text{ cm}$. Os grandes avanços do período de guerra na vizinhança dos comprimentos de onda de três centímetros tornaram possível o uso de novas ferramentas físicas para o estudo da estrutura fina dos estados $n = 2$ do átomo de hidrogênio. Uma pequena consideração mostra que seria excessivamente difícil a absorção direta da radiação de radiofrequência por átomos H excitados em uma descarga de gás por causa de sua pequena população e da alta absorção de fundo devido aos elétrons. Em vez disso, encontramos um método dependente de uma nova propriedade do nível $2^2S_{1/2}$. De acordo com a teoria de Dirac, este estado coincide exatamente em energia com o estado $2^2P_{1/2}$, o qual é o menor dos dois estados P . O estado S na ausência de campos elétricos é metaestável. A transição radiativa para o estado fundamental $1^2S_{1/2}$ é proibida pela regra de seleção $\Delta L = \pm 1$. Cálculos de Breit e Teller mostraram que o mecanismo de decaimento mais provável será uma emissão quântica

dupla com um tempo de vida de $1/7$ segundo. Este contrasta-se com o tempo de vida de somente 1.6×10^{-9} segundo para os estados metaestáveis 2^2P . A metaestabilidade é bastante reduzida na presença de campos elétricos externos devido ao efeito Stark que mescla os níveis S e P resultando em um rápido decaimento do estado combinado. Se, por qualquer razão, o nível $2^2S_{1/2}$ não coincidir exatamente com o nível $2^2P_{1/2}$, a vulnerabilidade do estado aos campos externos será reduzida. Uma tal remoção da degenerescência accidental pode surgir de algum defeito na teoria ou pode ser causada pela divisão Zeeman dos níveis em um campo magnético externo.

Caso todos os desvios orbitais provocados pelo efeito Zeeman fossem identificados, a explicação para *outros* desvios, além destes, só poderia ser encontrada no fato de a teoria não ser precisa [*defect*], uma análise cautelosa que dará o tom do artigo até o seu final, especialmente quanto à discussão dos resultados. De fato, o artigo não ultrapassa mais do que três páginas, uma exposição relativamente curta se considerarmos todo o tempo e a dedicação empregados para que fosse concretizado. Logo após essas considerações, porém, com a apresentação de dois gráficos, o artigo forneceria quase toda informação acerca das medições que foram obtidas. Reproduzimos ambos os gráficos nas Figuras 2.2 e 2.3, e também as explicações encontradas nas respectivas legendas. Assim como seria discutido mais tarde, com detalhes, em seu texto de 1955, seu método consistiu na detecção dos estados metaestáveis $2S_{1/2}$ e, simultaneamente, na indução de transições para o estado próximo $2P_{3/2}$ ou $2P_{1/2}$, neste último caso apenas *se não fosse degenerado com relação ao $2S_{1/2}$* . A corrente elétrica produzida pelos estados metaestáveis sofrerá uma alteração sensível com tais processos intermediários, pois estes são responsáveis pela transição dos estados metaestáveis a outros níveis *antes* que passem pelo detector de corrente localizado no final do aparelho. Ou seja, quanto menor o número de átomos metaestáveis, menor a corrente gerada por esse átomos; contudo, um detalhe mais específico acerca desse procedimento de indução foi discutido somente neste primeiro artigo escrito em 1947, a saber:

Uma tal transição pode ser induzida pela aplicação de um feixe de campo elétrico estático em algum lugar entre a fonte e o detector. Transições podem também ser induzidas por radiação de radiofrequência para a qual $h\nu$ corresponda à diferença de energia entre um dos componentes Zeeman de $2^2S_{1/2}$ e qualquer componente ou de $2^2P_{1/2}$ ou de $2^2P_{3/2}$. Tais medições fornecem um método preciso para a localização do estado $2^2S_{1/2}$ relativo aos estados de P , assim como a distância entre os últimos estados (Lamb & Retherford, 1947, p. 242).

O controle de radiação na frequência do rádio seria o principal, até mesmo o único, elemento da pesquisa que seria obtido após o período de guerra, provavelmente o maior refinamento energético encontrado então. Não por outro motivo, este é um dos pontos importantes de toda a pesquisa, isto é, controlar níveis de radiação cada vez maiores; todavia, curiosamente, esse fato receberá pouca atenção nas discussões feitas em seus textos seguintes. Com isso, podemos discutir as conclusões obtidas por Lamb e Retherford nesta experiência, começando por sua primeira parte (1947, p. 243):

Nós também observamos a diminuição no feixe de átomos metaestáveis causada por microondas no intervalo 2,4 a 18,5 cm de comprimento de onda em vários campos magnéticos. Nas medições, a frequência da r-f está fixa, e a mudança da corrente no galvanômetro devida à interrupção da r-f é determinada como uma função da força do campo magnético. Uma curva típica do amortecimento *versus* o campo magnético é mostrada na Fig. 2.2. Apresentamos [*plotted*] na Fig. 2.3 a ressonância dos campos magnéticos para várias frequências na vizinhança de 10.000 Mc/sec. As curvas calculadas teoricamente para o efeito Zeeman são desenhadas como curvas sólidas, enquanto para comparação com os pontos observados, as curvas calculadas foram deslocadas abaixo por 1000 Mc/sec (curvas descontínuas). O resultado indica claramente que, ao contrário da teoria, mas em essencial acordo com a hipótese de Pasternack, o estado $2^2S_{1/2}$ é maior do que $2^2P_{1/2}$ por aproximadamente 1000 Mc/sec. ($0,033 \text{ cm}^{-1}$ ou aproximadamente 9 por cento do dubleto de separação relativística do *spin*). A frequência mais baixa de transições $2^2S_{1/2}(m = \frac{1}{2}) \rightarrow 2^2P_{1/2}(m = \pm\frac{1}{2})$ também foi observada e concorda bem com um tal desvio do nível $2^2S_{1/2}$.

O artigo chegaria, assim, até o seu resultado principal, isto é, os níveis $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$ não são degenerados; no entanto, como havíamos frisado, a discussão é mais complexa em razão de a teoria não ser, nesse momento, refutada por completo, na medida em que

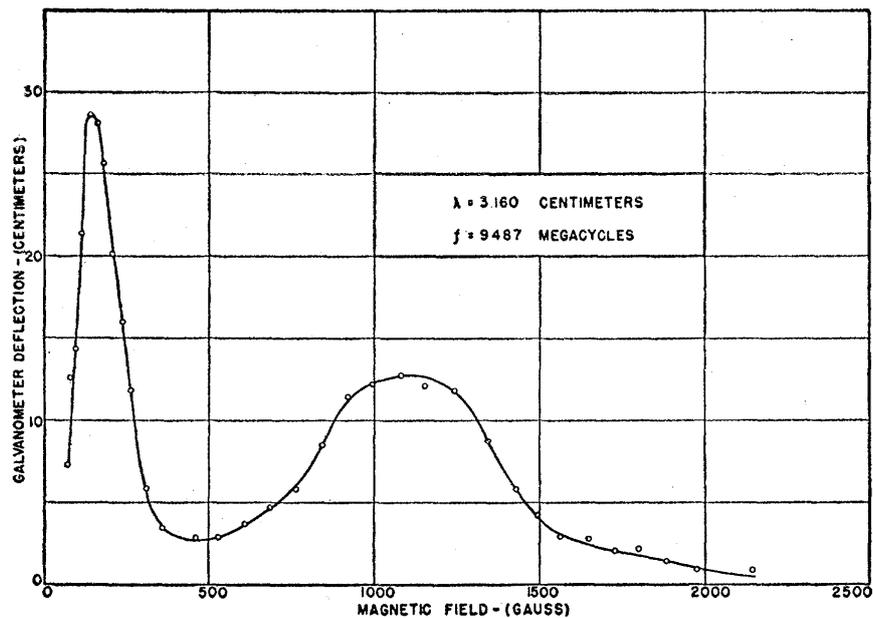


Figura 2.2 Na legenda original: “Um gráfico típico da deflexão do galvanômetro devido à interrupção da radiação de microondas como uma função do campo magnético. O campo magnético foi calibrado com uma bobina giratória e pode estar sujeito a algum erro que pode ser largamente eliminado em um aparato mais refinado. A largura das curvas é provavelmente devido às seguintes causas: (1) a largura da linha radioativa de aproximadamente 100 Mc/seg. dos estados 2P , (2) separação hiperfina do estado 2S que vale aproximadamente 88 Mc/seg., (3) o uso de uma intensidade excessiva de radiação que aumenta a absorção nas asas [*wings*] de linhas, e (4) inhomogeneidade do campo magnético. Nenhuma transição do estado $^2S_{1/2}(m = \frac{1}{2})$ foi observada, mas átomos neste estado podem ser esfriados pela dispersão dos campos elétricos por causa da degenerescência exatamente mais próxima com o padrão do efeito Zeeman dos estados 2P ” (Lamb & Retherford, 1947, p. 242).

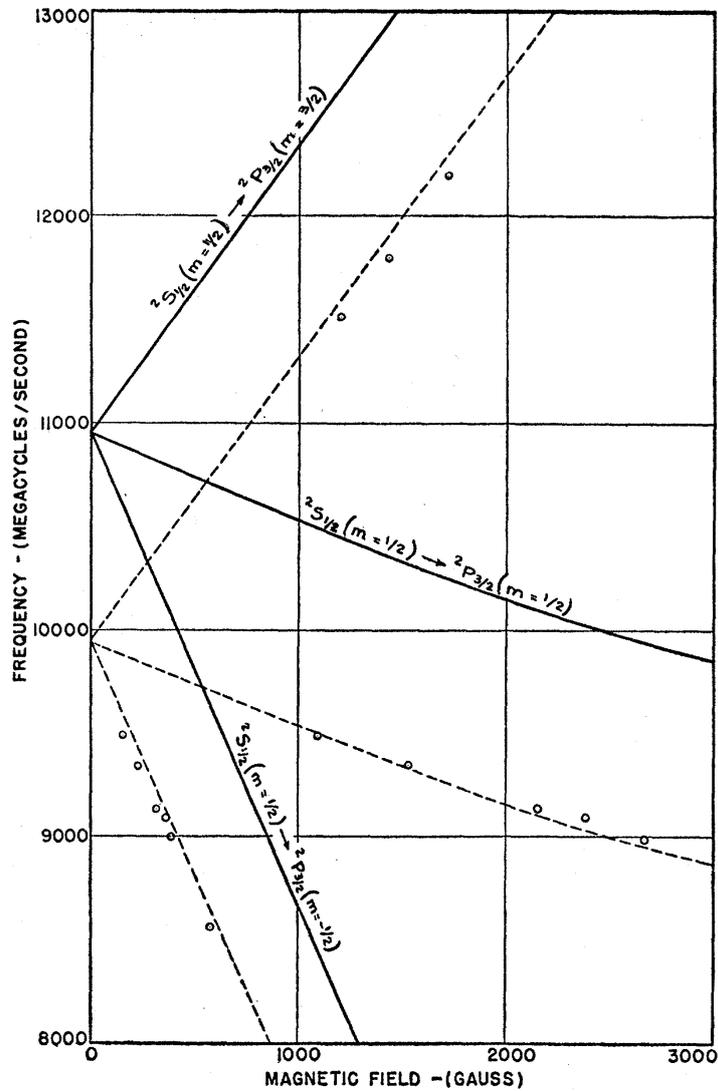


Figura 2.3 Na legenda original: “Valores experimentais para a ressonância de campos magnéticos de várias frequências são mostrados por ciclos. As curvas sólidas mostram três das variações teoricamente esperadas, e as linhas descontinuas são obtidas afastando-se para baixo por 1000 Mc/seg. Isto é feito meramente para efeito de comparação, e não implica que isto representaria um ‘melhor ajuste’. As curvas apresentadas cobrem apenas uma pequena faixa da frequência e escala do campo magnético coberta por nossos dados, mas um ajuste completo não seria mostrado claramente em uma pequena escala, e o desvio indicado pelos dados restantes é bastante compatível com um desvio de 1000 Mc” (Lamb & Retherford, 1947, p. 242).

discordava “especificamente” com relação a um único desses dois níveis, enquanto valores obtidos a diversos outros dubletos não apenas pareciam estar corretos como, pelo emprego de técnicas semelhantes, em trabalhos nos quais o próprio Willis Lamb participou, mostrariam-se tão precisos quanto os cálculos da equação de Dirac indicavam. Este é um aspecto importante para nosso trabalho e, por isso, a segunda parte da discussão requer ainda muito mais atenção (Lamb & Retherford, 1947, p. 243):

Com a presente precisão, nós não detectamos ainda qualquer discrepância entre a teoria de Dirac e os dubletos de separação dos níveis P . (De acordo com as mais imagináveis explicações teóricas [*imaginable theoretical explanations*] do desvio, o dubleto de separação não seria afetado tanto quanto a localização relativa dos estados S e P).

A medição dos níveis de energia dos estados $P_{1/2}$ e $P_{3/2}$, simultaneamente, era uma preocupação quase inevitável, em razão de a pesquisa estar buscando confirmar justamente a adequação da teoria; no entanto, a precisão dos demais níveis — com exceção do $S_{1/2}$ — torna evidente a enorme complexidade envolvida em toda a informação gerada a partir da confirmação do Desvio Lamb. Portanto, a omissão desta última passagem poderia sugerir uma ideia bastante simplificada, e talvez mais atraente, segundo a qual a partir desse momento a equação relativística do elétron teria perdido sua influência. Mas isso não é verdade, isto é, pesem a favor da teoria ou contra esta, todas as diferentes etapas de interpretação da equação do elétron e da teoria do buraco, especialmente aquelas que se seguem à descoberta do Desvio Lamb, ainda precisam ser compreendidas com rigor, pois, certamente, nos ajudarão a perceber uma série de elementos que fazem parte de uma transição típica entre teorias; sobretudo, com respeito às ocorridas a partir da segunda metade do século xx na quântica relativística. De fato, o experimento de Lamb e Retherford foi uma das mais decisivas transformações ocorridas na

física do último século, e grande parte da atividade científica nas décadas seguintes será influenciada pelas decisões tomadas nesse momento. A física chegaria a um conjunto de medições experimentais e, por conseguinte, de especulações teóricas, extremamente volumoso e complexo para ser compreendido por um único pesquisador, outra conclusão indireta que podemos extrair da análise de Schweber sobre os trabalhos de Willis Lamb. Desse modo, a mesma história simplificada — a qual gostaríamos de evitar nesta pesquisa — certamente apagaria alguns elos de toda a sequência de discussões teóricas, tais como os pontos abordados nos artigos de Weisskopf, seja por economia de tempo, seja por considerá-los retrospectivamente incorretos; em vez disso, o nosso trabalho, embora dentro de certos limites, busca exatamente confrontar as diferentes visões adotadas com relação ao Desvio Lamb. Por enquanto, caracterizamos o enfoque dado à teoria de Dirac no interior do artigo de Lamb e Retherford, isto é, de um lado, a equação relativística conquistou, desde sua publicação em 1928, grande influência entre os cientistas e, apesar desse prestígio ter perdido um pouco de força no final da década de 1930, como vemos na descrição feita nessa conclusão das análises de Retherford/Lamb, a teoria — como um todo — ainda tem papel mais do que relevante na compreensão da física atômica. De algum modo, a equação do elétron, assim como todos os demais desenvolvimentos elaborados por Dirac ao redor desta, só poderia ser comparada, em termos de importância, com a teoria da transformação da mecânica quântica. Com efeito, além de apresentar um formalismo de mesmo patamar, ou talvez superior, uma vez que conduzia suas explicações para o interior da teoria da relatividade especial, somente após o Desvio Lamb ter sido confirmado que, efetivamente, a validade dessa equação deverá ser questionada. A dimensão do que estava em jogo não era algo ignorado por Lamb e Retherford, porém, tratava-se de um limite profundo não apenas da teoria, mas da própria compreensão da física atômica. Sobre o quão significativo era este experimento, Schweber comenta

que, antes mesmo de acabar de redigir seu artigo, Willis Lamb sabia estar diante de um trabalho merecedor do Prêmio Nobel (Schweber, 1994, p. 281):

Quando o experimento teve sucesso, Lamb sentiu que era do calibre do Nobel. “Acordei na manhã seguinte com a percepção de que um muito satisfatório experimento funcionou. Isso me fez ter bons sentimentos. Percebi que a pesquisa tinha a qualidade para merecer um Prêmio Nobel” [...] De fato, muitos poucos experimentalistas poderiam realizar o experimento. Seu sucesso exigia a confluência do domínio teórico e o brilhantismo nas técnicas experimentais. Quando foi mencionado a Lamb que sua descoberta não era fortuita mas a convergência de uma série de atividades que ele tinha iniciado e levado adiante — sua crítica ao artigo de Heitler-Frölich-Kahn, seu estudo da interação dos átomos metaestáveis com superfícies metálicas, sua análise e desenho dos magnetrons, sua investigação extensiva do bloqueio Stark dos átomos metaestáveis dos átomos $2S$ do hidrogênio, sua análise do tempo de meia vida e dos padrões Zeeman dos estados $2S$ e $2P$ etc. — ele comentou, “Alguém estava tentando me dizer alguma coisa” [As citações têm suas respectivas fontes no texto original].

Portanto, confirmava-se a existência de um refinamento das órbitas eletrônicas completamente inesperado de acordo com os trabalhos de Dirac e, desse modo, tinha início uma corrida dos teóricos a fim de “compreender” ou “corrigir” essa dificuldade. Admitir a necessidade de um novo fundamento teórico da TQC, nesse momento, ainda deve ser visto apenas como uma das opções colocadas, jamais um caminho necessário. De fato, as primeiras tentativas de justificar o Desvio Lamb adotam posições matemática e conceitualmente variadas com relação ao método que deveria ser empregado, resultando, por conseguinte, em considerações igualmente diferentes acerca da confiança na teoria de Dirac. Por outras palavras, a correção da equação ainda permanecia como um problema em aberto, e a disputa que agora se acirrava, em torno de uma explicação ao refinamento energético mostrado por Lamb e Retherford, não descartava absolutamente a teoria relativística de Dirac, inclusive a teoria do mar de elétrons, como estrutura válida e suficiente à determinação de respostas adequadas ao desvio energético, não obstante

possivelmente fosse necessária a introdução de modificações ou talvez de pressupostos adicionais. Como veremos, a teoria do mar de elétrons só encontraria uma alternativa amplamente aceita entre os físicos quando os desenvolvimentos de Richard Feynman se tornassem capazes de elaborar uma eletrodinâmica quântica completa, não antes disso; porém, a quantidade de fatos confirmando a teoria do elétron, dentre os quais estavam incluídos agora, mesmo que parcialmente, os trabalhos de Lamb e Retherford, encorajavam apenas a introdução de uma modificação localizada na teoria geral, opondo-se a uma reconstrução completa dos fundamentos. Embora, aparentemente, a questão mais central seja esse “desacordo” entre, de um lado, os resultados experimentais de Lamb e, de outro lado, as previsões de Dirac — por isso também a passagem mais lembrada por físicos e historiadores da ciência —; a exposição feita por Lamb no artigo de 1947, como acabamos de ver, apenas faz a apresentação dos resultados obtidos acerca das características dos orbitais eletrônicos, mas, de maneira correta a nosso ver, considera o debate ainda em aberto. A discussão, assim apresentada por Willis Lamb, seria alimentada por não menos do que quatro extraordinariamente complexos trabalhos, dos quais faremos, nas próximas seções, uma análise detalhada de dois deles, os mais antagônicos entre si. A discussão, de fato, estava sendo divulgada entre os principais cientistas, ao menos nos Estados Unidos, assim como seria destacado no artigo de 1947 por seus autores: “Os experimentos descritos aqui foram discutidos na Conferência sobre os Fundamentos da Mecânica Quântica ocorrida na Ilha de Shelter em 1-3 de junho, 1947, com o suporte da Academia Nacional de Ciências” (Lamb & Retherford, 1947, p. 243).

Mais uma vez, cabe lembrar que os dubletos *encontrados* pela teoria de Dirac eram confirmados com o mesmo grau de precisão dos resultados *não* previstos por essa teoria. De outro modo, se a teoria poderia ser acusada de ser inconsistente em razão daquilo sobre o que ela não se pronunciava, suas demais afirmações continuavam a valer exata-

mente com o mesmo grau de confiança obtido pelo Desvio Lamb. Além disso, a própria descrição da estrutura fina do elétron havia sido obtida por outros importantes pesquisadores, dentre eles Gordon e Darwin, e, nesse sentido, a discussão estendia-se igualmente a todos estes trabalhos muito consagrados, lançando os melhores pesquisadores teóricos à tarefa de conciliar os dados com a teoria, algo que deverá acontecer, mas não de modo único. Contudo, a nosso ver, é essencial perceber a influência direta da própria teoria de Dirac à descoberta do Desvio Lamb, pois foi somente a partir desta teoria que *novos* dubletos nas órbitas eletrônicas foram previstos pela primeira vez e, por conseguinte, procurados em laboratório. De fato, a equação de Dirac havia incorporado de tal modo as características conhecidas do elétron a ponto de surgirem múltiplas maneiras capazes de contradizê-la, mas esta dúvida só se estabelece entre os físicos após o Desvio Lamb. A rigor, se os experimentos pudessem mostrar inconsistências mais profundas em outros lugares da teoria, a tendência seria desconsiderá-la; contudo, o fato de apenas um único nível energético não corresponder ao esperado acabou por transformar essa questão, como é evidente hoje, em um problema de enormes proporções. Com isso, se todos os elementos conceituais à disposição estavam subsumidos na teoria de Dirac, fossem eles com origem na mecânica quântica, fossem com origem na teoria da relatividade, isso apontava, sem dúvida, para duas soluções, no mínimo: ou tratava-se de encontrar apenas uma reformulação parcial desse trabalho ou todo esse conhecimento — bastante detalhado do átomo — era insuficiente. Os trabalhos posteriores de Lamb, como dissemos, serão os primeiros a aprofundar as consequências teóricas de seus próprios resultados experimentais, mas, infelizmente, não faremos uma discussão mais detalhada acerca disso. Cabe destacar, somente, o fato de que estes artigos seguintes encontram-se em um caminho intermediário entre a apresentação de uma teoria completamente covariante e a proposta de um afastamento mais forte da teoria de Dirac. Mas não só, pois

em cooperação com outros colegas cientistas, Willis Lamb continuaria a investigar — em laboratório — os demais níveis energéticos das órbitas eletrônicas:

Estudos de outros estados de estrutura fina têm sido feitos por métodos de microondas. Para o estado $n = 2$ do hélio simples ionizado, as separações são 13 a 16 vezes maiores do que para o hidrogênio. No trabalho de Lamb e Skinner, nenhum feixe de ions metaestáveis foi formado, mas, em vez disso, radiação ultravioleta emitida no decaimento de $2P - 1S$ foi usada para detectar as transições $2P - 2S$ induzidas por microondas. Um método similar foi usado mais tarde em experiências de Deutsch no positrônio, no qual uma transição dos estados de tripleto ao singleto muda a taxa de emissão da radiação de aniquilação. Recentemente a estrutura fina para o estado $n = 3$ do hidrogênio foi estudada por Lamb e Sanders usando métodos de microondas análogos, e a estrutura fina do estado 3^3P do hélio foi determinada por Lamb, Maiman e Wider (Lamb, 1955, p. 290).

Assim, antes de discutirmos as diversas respostas construídas com o objetivo de explicar a origem do Desvio Lamb, é interessante apresentar uma síntese, talvez um pouco técnica mas nítida, do que estaria em jogo, de fato, em todos esses casos:

Deixe-me agora dizer brevemente sobre a explicação que tem sido dada aos desvios do padrão esperado à estrutura fina para o hidrogênio. Para ir direto ao assunto [*at once to the heart of the matter*]: o elétron não se comporta como uma carga pontual como a equação de Dirac implica. Se o tempo me permitir, eu gostaria de traçar uma longa história das tentativas de se fazer uma teoria da estrutura interna do elétron. Isto começou por J. J. Thomson com seu cálculo da massa eletromagnética e se desenvolveu com Lorentz usando a teoria eletromagnética clássica (Lamb, 1955 p. 291).

O leitor interessado pode, é claro, acompanhar a “longa história” de Lamb diretamente nas páginas finais de sua exposição ao Prêmio Nobel, uma apresentação que coincide em muitas passagens com aquela analisada aqui por nós, mas quando narrada por Willis Lamb transforma-se, para além disso, em um excelente registro histórico da TQC.

2.3.2 O Peso da Tradição

Quem primeiro compreendeu as consequências do Desvio Lamb foi o físico teórico Hans Bethe, e sua participação, nesse sentido, compara-se com às de Born e de Schrödinger para o surgimento da mecânica quântica, por duas razões ao menos. A primeira está no fato de ser um pesquisador mais experiente; ele nasceu e teve sua formação acadêmica na Alemanha, onde trabalhou com Arnold Sommerfeld, saindo de lá por volta de 1933. Desse modo, já nos Estados Unidos, e após assumir uma cadeira de professor na Universidade de Cornell, ele se tornaria, desde então, uma referência em física teórica. Com efeito, quando Willis Lamb publica seu artigo em 1947, Hans Bethe está com quarenta anos, enquanto aquele, trinta e quatro e, apesar de ambos conhecerem, sem dúvida, os mais recentes desenvolvimentos da física, Hans Bethe teve a oportunidade de acompanhar diversos avanços ocorridos na teoria quântica, especialmente os trabalhos feitos por Dirac; este último nasceu em 1902, Bethe em 1906. Desse modo, ele não apenas tinha consciência das dificuldades envolvidas no formalismo da TQC mas sabia quais foram os posicionamentos adotados sobre esse tema antes da guerra e depois desta, nenhum dos quais com grande êxito agora no meio da década de 1940. A segunda razão a ser destacada está na abordagem escolhida com o propósito de discutir o Desvio Lamb, isto é, assim como Max Born — mas especialmente assim como Schrödinger —, Hans Bethe soube, de maneira muito habilidosa, restringir sua pesquisa ao campo não relativístico, avançando o necessário a fim de estabelecer uma sólida descrição do problema, uma decisão com a qual exibia as principais ferramentas teóricas que ajudariam na discussão mais ampla, ainda por fazer. De fato, a maneira como articulou os resultados obtidos por Lamb fazia uso de desenvolvimentos que, em grande medida, eram conhecidos, sobretudo as ideias ainda espalhadas da renormalização; este será o ponto de partida de todos

os teóricos que buscavam compreender o Desvio Lamb, não obstante as grandes diferenças entre essas abordagens. Ainda com respeito ao seu papel na condução das pesquisas — além de ter apresentado detalhadamente, tanto em artigos quanto em congressos, o problema do Desvio Lamb aos demais cientistas com interesse potencial nesse tema — Hans Bethe incentivará pessoalmente muitos deles a fim de dedicarem algum tempo a essa questão especificamente, como foi o caso de Richard Feynman:

[A conferência de] Shelter Island foi, de fato, o estímulo que fez Feynman se dirigir uma vez mais aos problemas de eletrodinâmica quântica. Mas, mais precisamente, foi Bethe quem levou Feynman a trabalhar nesses problemas novamente. Após Bethe completar seu famoso cálculo no trem [*trainride*] do desvio do nível, ele chamou Feynman “animadamente” de Schenectady [cidade de Nova York] para dizer a ele que havia entendido o Desvio Lamb [...] Quando Bethe retornou a Cornell no começo de julho, deu uma aula explicando seu cálculo não relativístico. Ele indicou que tinha encontrado uma divergência logarítmica para o Desvio Lamb — porque nesta teoria não relativística a autoenergia do elétron é linearmente divergente — mas ele argumentou que no cálculo relativístico o Desvio Lamb seria finito, porque a autoenergia de um elétron na teoria do buraco é somente logaritmicamente divergente. Concluindo sua aula, Bethe enfatizou que se houvesse um modo de fazer a eletrodinâmica finita com um procedimento de corte [*cutoff*], então seria muito mais simples desenvolver uma teoria do campo quântico relativístico do Desvio Lamb [...] Após a aula de Bethe, Feynman foi até ele e disse, “Eu posso fazer isso para você. Eu trago para você amanhã” (Schweber, 1994, p. 412), a citação foi retirada de (Feynman, 1966, p. 705).

De fato, Richard Feynman não apenas acompanhava os trabalhos de Hans Bethe como chegava a ter grande admiração pelo modo como eram feitos, desde a época da guerra²¹, e, assim como para Feynman, a influência de Hans Bethe para a maior parte dos pesquisadores teóricos não se limitaria a apresentar suas ideias acerca do Desvio Lamb, uma vez que, muito além disso, ele dava suporte a múltiplas linhas de pesquisa

21. “Foi em Los Alamos que Feynman primeiro encontrou Bethe. A infalível intuição física de Bethe, seu impressionante poder analítico, sua sagacidade, energia e erudição, seu correto e inabalável comportamento, sua ‘imperturbabilidade’, sua colegialidade direta e, acima de tudo, sua integridade, impressionaram Feynman profundamente” (Schweber, 1994, p. 401).

relacionadas com essa discussão²². Desse modo, nos dois anos seguintes, as ideias desenvolvidas ainda em 1947 motivariam formulações teóricas extremamente sofisticadas, nas mãos de físicos como Weisskopf, Lamb ou Feynman, para citar alguns, e, apesar de se tratar de um intervalo de tempo relativamente curto, algumas das elaborações construídas nesse período iriam definir os rumos da TQC por muitos anos e até mesmo décadas. Nesta fase inicial das pesquisas, pois, afora o próprio Willis Lamb, Hans Bethe deve ser considerado como aquele que mais contribuiu para que tais análises progredissem intensa e rapidamente, como de fato aconteceu. A propósito, sobre a importância desses dois pesquisadores aos estudos do Desvio Lamb, é interessante destacarmos algumas semelhanças. De tudo o que foi discutido até aqui, está bastante claro o quanto ambos haviam se dedicado a compreender os desenvolvimentos teóricos em TQC, especialmente com respeito à equação do elétron. No caso de Willis Lamb, vimos que parte essencial de suas pesquisas inovaria justamente por estabelecer uma articulação mais abrangente entre teoria e experimento, e esta conexão, por sua vez, diretamente ou não, só se tornou possível após uma análise mais geral da teoria de Dirac, isto é, através de uma revisão crítica de todas as tentativas (teóricas e experimentais) antecessoras de se determinar a estrutura fina das órbitas eletrônicas. Embora tenha se limitado ao campo teórico, Bethe fará um semelhante rearranjo das principais ferramentas matemáticas e conceituais disponíveis na física até esse momento; ou seja, mediante uma tal seleção, ele reconsidera de modo pertinente a contribuição de alguns dos estudos existentes, com a intenção de aplicá-los efetivamente à compreensão dos dados experimentais obtidos, dessa vez, por Lamb. Desse modo, problemas antes em segundo plano em razão de dificuldades matemáticas intrínsecas, dentre as quais a presença de valores infinitos, ou simplesmente

22. Já em dezembro de 1947, as propostas de Weisskopf e de Schwinger receberiam atenção e apoio de Bethe, cf. Schweber (1994, pp. 236-237).

por estarem, de certa maneira, fora do círculo mais interno de questões envolvendo a descrição do átomo, encontrarão lugar estratégico no pensamento de Hans Bethe. Com efeito, seu prestígio entre os físicos para o avanço das discussões deve-se, sobretudo, ao fato de ter reconhecido quais trabalhos deveriam ser imediatamente empregados e *como* isso poderia ser feito; e não obstante seja, em certa medida, uma nova perspectiva com relação aos próprios estudos de Dirac, em momento algum, como veremos, ele pretende abandonar a teoria do mar de elétrons. Todavia, é difícil não enxergar na confirmação do Desvio Lamb uma dificuldade com a equação relativística do elétron, e essa visão, minoritária ao longo de toda a década de 1930, agora se tornava mais influente. Como nossa análise geral procurou mostrar, além de a retomada das questões teóricas ter oferecido oportunidade para o surgimento de novas abordagens, essa mudança contribuiu para que pesquisadores como Hans Bethe, mas também o próprio Willis Lamb, evitassem fazer críticas mais fortes à equação relativística, ao menos inicialmente, apoiados, inclusive, em toda a complexidade do formalismo com o qual apresentavam suas conclusões, especialmente o matemático. Nesse sentido, até mesmo a opção de Hans Bethe em delimitar sua teoria no domínio não relativístico apenas reforça sua consciência desses obstáculos; e antes que as propostas teóricas mais abrangentes pudessem avançar, refutar a teoria de Dirac, ainda que parcialmente, tornava-se uma tarefa bem mais difícil do que possa talvez nos parecer hoje. A diversidade de técnicas construídas neste trabalho de Bethe mostra, porém, que sua cautela em evitar o tratamento relativístico não reduz a ousadia de suas escolhas teóricas, sobretudo se considerarmos a maneira como ele reintroduz o processo de renormalização nessa análise, um elemento central na TQC a partir de então. Ademais, como veremos a seguir, não apenas sua abordagem do Desvio Lamb seria transformada *ipsis litteris* em introdução de todos os artigos escritos sobre o tema, mas logo em seu primeiro artigo (Bethe, 1947) seria mostrado como e onde

os estudos relativísticos deveriam ser feitos ou poderiam ser úteis. Realmente, é quase certo que Bethe já tivesse em vista uma solução à questão dos desvios orbitais quando Lamb publicou seu artigo, e os trabalhos imediatamente anteriores, de modo geral, dão suporte a uma tal perspectiva²³. Contudo, o intervalo de tempo separando as datas das publicações do artigo de Lamb e da resposta de Bethe parece não deixar dúvidas acerca disso: o primeiro foi recebido em 18 de junho de 1947 e o segundo em 27 de junho de 1947; apenas nove dias de diferença! Uma resposta rápida, mas nem por isso provisória. Em seu artigo, Bethe expõe a situação das pesquisas da seguinte maneira (1947, p. 330):

Através de belos [*beautiful*] experimentos, Lamb e Retherford mostraram que a estrutura fina do segundo estado quântico do hidrogênio não concorda com a predição da teoria de Dirac. O nível $2s$, que de acordo com a teoria de Dirac deveria coincidir com o nível $2p_{1/2}$, é de fato maior do que o último por uma quantidade de aproximadamente $0,033 \text{ cm}^{-1}$ ou 1000 megaciclos. Esta discrepância tem estado há muito sob suspeita das medidas espectroscópicas²⁴. Entretanto, até agora nenhuma explicação teórica satisfatória tem sido dada. Kemble e Present, e Pasternack²⁵ mostraram que o desvio do nível $2s$ não pode ser explicado por uma interação nuclear de magnitude razoável, e Uehling investigou o efeito de “polarização do vácuo” na teoria de Dirac do buraco, e encontrou que este efeito também é extremamente pequeno [*much too small*] e tem, além disso, o sinal errado.

Hans Bethe inicia seu artigo com um inevitável ataque à equação do elétron, referindo-se à “teoria de Dirac”, mas não faz qualquer distinção específica entre esta equação relativística e a teoria do mar de elétrons, uma separação fundamental nas análises posteriores, especialmente nas que serão feitas mais tarde por Richard Feynman. Por outro lado,

23. “Bethe certamente estava preparado para realizar o cálculo do desvio no nível. Na primavera de 1946, ele havia colaborado com Oppenheimer em um artigo que investigava o problema do infravermelho dentro da teoria de Heitler do amortecimento de radiação (Bethe & Oppenheimer, 1946). No processo ele havia novamente estudado o artigo clássico de Pauli e Fierz (1938) sobre o problema do infravermelho. Durante o semestre de inverno do ano acadêmico 1946/47, Bethe lecionou um curso sobre mecânica quântica avançada. As notas para o curso são extensas e indicam que seu ‘programa’ incluía: Teoria Relativística (8 aulas); Teoria de Radiação, AutoEnergia e Heisenberg? O último presumivelmente se referia à recente matriz S de Heisenberg” (Schweber, 1994, p. 228).

24. São citados os artigos de Houston (1937) e Williams (1938).

25. Nesse caso, Bethe cita o artigo Pasternack (1938).

não obstante fosse bastante evidente a dificuldade em conciliar teoria e experimento, ao reconhecer a inexistência de alternativa “satisfatória”, ele expõe a complexidade em refutar as explicações de Dirac, talvez porque — nesse momento — não seria possível localizar qual região da teoria deveria ser modificada ou se tal alteração precisava ser feita em conjunto ou parcialmente, e este é um dos aspectos mais importantes para o nosso trabalho. Com efeito, destaca-se, nesta última passagem, sua avaliação acerca do grande avanço experimental, sobretudo, em vista de não se saber ao certo como uma explicação consistente poderia ser encontrada com base nos fundamentos teóricos e, assim como Lamb e Retherford haviam chamado a atenção, Bethe lembra que existe uma literatura anterior discutindo todos esses pontos. Nesse sentido, ele adota a mesma perspectiva intermediária de Lamb, reconhecendo o papel central das medições de Houston e de Williams, um posicionamento com consequências práticas, porque se a equação do elétron e/ou a teoria do buraco não eram suficientes para explicar o Desvio Lamb, isso não significava que este mesmo conjunto não pudesse ou não devesse ser utilizado a fim de prosseguir nos desenvolvimentos teóricos, outro ponto igualmente relevante acerca dos passos escolhidos *imediatamente após* a descoberta de Lamb e Retherford, como será visto na próxima passagem do artigo de Bethe. De fato, observe como ele pretende levar adiante sua discussão e, ademais, com quais outros teóricos ele está dialogando, pois todos tinham posicionamentos bastante próximos nesse momento:

Schwinger e Weisskopf, e Oppenheimer sugeriram que a possível explicação pode ser o desvio dos níveis energéticos pela interação do elétron com o campo de radiação. Este desvio leva a infinitos em todas as teorias existentes, e tem sido portanto ignorado. Entretanto, é possível identificar o termo divergente (linearmente) mais forte no desvio do nível com um efeito de *massa* eletromagnética, o qual deve existir tanto para um elétron livre quanto um ligado. Este efeito deve propriamente ser reconhecido como já incluído na massa observada do elétron, e deve portanto ser subtraído da expressão teórica, a expressão correspondente para um elétron livre de mesma energia cinética

média. O resultado então diverge apenas logaritmicamente (em vez de linearmente) na teoria não relativística: de fato, espera-se que na teoria do buraco, na qual o termo *principal* (autoenergia do elétron) diverge somente logaritmicamente, o resultado será *convergente* após a subtração da expressão do elétron livre (Bethe, 1947, p. 339).

A ideia geral consiste, desse modo, em considerar a interação do elétron com sua própria radiação no caso do elétron livre, cujo efeito é originar uma “massa” adicional, e que, portanto, deve ser removida no caso ligado, isto é, quando o elétron estiver preso ao átomo. Abordagens semelhantes com relação à autorradiação não são inéditas; todavia, assim como Hans Bethe conclui, em razão da presença dos infinitos, tais pesquisas não receberam a atenção necessária. Nessa mesma direção, como discutimos em outro momento, Weisskopf chega a fazer uma análise minuciosa da autorradiação, ainda na década de 1930, e, mesmo antes deste, o próprio Dirac igualmente havia realizado tentativas de considerar aquelas situações nas quais os cálculos conduziam até infinitos. A todos esses procedimentos era comum, porém, a remoção desses infinitos por meio de algum processo semelhante ao de renormalização, mas sem lançar mão de uma justificativa conceitual além da própria intenção de obter soluções finitas. No entanto, o que Hans Bethe faz neste artigo é historicamente decisivo pois traz ao primeiro plano, por assim dizer, uma aplicação dessa divergência, que surge nos cálculos, com o objetivo de compreender um resultado *finito* (o Desvio Lamb), cuja análise parecia fugir de quaisquer outros arranjos teóricos conhecidos; em outras palavras, não é a remoção, mas a presença do infinito que define um resultado numericamente finito. Desse modo, Bethe estabelece uma nova e bastante geral interpretação no campo teórico, com relação ao significado dos cálculos com divergência e, por conseguinte, do processo de renormalização, uma de suas principais contribuições com este trabalho e que deve se consolidar em todas as propostas seguintes, sobretudo nas de Schwinger e de Feynman. Ainda,

um segundo aspecto historicamente relevante pode ser identificado em seu texto, a saber, o fato de a discussão se delinear, pouco a pouco, para o interior da teoria do mar de elétrons, maneira pela qual Hans Bethe acreditava que a divergência seria eliminada por completo quando o tratamento relativístico fosse realizado. Com efeito, embora sua visão buscasse explorar uma articulação ampla dos trabalhos de Dirac, são, de fato, as sugestões de Schwinger, Weisskopf e Oppenheimer que levam Bethe a considerar a possibilidade de se realizar modificações na teoria do buraco, possivelmente adaptações desta com o processo de renormalização, a fim de encontrar uma resposta mais precisa ao Desvio Lamb. A cisão entre a equação do elétron e a teoria do mar de elétrons — como costumamos chamá-la aqui — não é imediata, pois ambas haviam se originado diretamente da interpretação feita por Dirac acerca da equação relativística de Klein-Gordon. Com isso, a conexão intrínseca entre esses dois desenvolvimentos maiores de Dirac nos ajuda a compreender a dificuldade em se apresentar uma análise geral, isto é, uma vez que as críticas se voltavam a questões específicas nesses trabalhos, a tendência inicial foi a de procurar superar tais pontos sem abandonar a visão que se cristalizara dessas explicações como sendo um conjunto completo, utilizado na caracterização da TQC como um todo, incluindo uma parte muito bem sucedida de seu formalismo matemático. Assim, a discussão, agora em 1947, com respeito à percepção dos trabalhos de Dirac, não obstante sofresse grandes mudanças com a descoberta do Desvio Lamb, não poderia se transformar em uma crítica direta dessa teoria sem passar por uma reavaliação dos seus fundamentos, e o primeiro passo nessa direção seria justamente considerar as diferenças no interior desse corpo teórico.

É interessante notar que a situação antes da guerra era bastante diferente, uma vez que, apesar de a exposição feita por Dirac, em 1928, se apoiar em suas fortes críticas à equação de Klein-Gordon, sendo a teoria do buraco posteriormente elaborada

com o objetivo de responder tão somente àqueles pontos ainda sem solução através da equação relativística — já que esta última era, no fundo, a primeira abordagem dessas questões que Dirac mesmo havia proposto —, jamais houve consenso nem mesmo acerca da importância desses questionamentos²⁶; agora todos eles eram aceitos como corretos. Análises bastante rigorosas, como as realizadas por Weisskopf, ao final da década de 1930, chegam a indicar a dissociação entre a equação relativística e a teoria do buraco, explorando o caráter mais conceitual desta última, mas não deverão, igualmente, colocar em discussão os fundamentos²⁷. Desse modo, chamamos a atenção para o fato de que, ainda nessa época mais avançada do pós-guerra e para essencialmente todos os pesquisadores, ambas teorias construídas por Dirac eram vistas como um conjunto coeso e bastante geral ou, de outro modo, a teoria da relatividade, a mecânica quântica e todas as descrições isoladas acerca da dinâmica do átomo se encontravam profundamente correlacionadas na teoria do mar de elétrons e na equação relativística. Lembramos, ademais, que ajudavam a acentuar essa mesma percepção geral desses corpos teóricos algumas das explicações *quantitativas* encontradas em função da teoria do mar de elétrons, como a polarização do vácuo. Portanto, apenas está em seu início, mesmo no trabalho de Hans Bethe, uma tendência que procura colocar em dúvida as explicações oferecidas através do conceito do mar de elétrons, a melhor alternativa ainda para se compreender as características específicas do elétron, porém, só ao longo dos anos seguintes esta discussão se aprofundaria, levando os principais físicos da época a se concentrarem, de um lado, nas dificuldades em correlacionar o Desvio Lamb e a teoria do buraco e, por conseguinte,

26. De acordo com Schweber (1994, p. 68), quando a descoberta do pósitron já era dada como certa, Bohr disse o seguinte: “Mesmo que tudo isto se torne verdadeiro, de uma coisa eu tenho certeza: isso não tem nada a ver [*nothing to do*] com a teoria de Dirac dos buracos!”

27. Por conseguinte, apesar de não ser um tema discutido por nós, a própria interpretação da equação de Klein-Gordon não deixa de estar relacionada de modo direto com a análise que estamos fazendo nesta seção. Paradoxalmente, as críticas antes dirigidas à equação de Klein-Gordon — e que serviram de motivação à equação de Dirac — serão atenuadas com as críticas que serão feitas sobre a teoria de Dirac.

nos postulados utilizados em seu fundamento, enquanto, de outro lado, os muito precisos resultados obtidos com a equação relativística, mesmo que continuassem a ocupar lugar central, precisavam ser reinterpretados independentemente; observe que, com base em toda nossa análise dos artigos feita até esse momento, apenas a equação não se adequaria, por assim dizer, com os resultados de Lamb e Retherford. No entanto, antes de as pesquisas se voltarem às dificuldades com a teoria do buraco, aqueles cientistas que mais tarde deverão assumir o protagonismo em polos opostos com relação à defesa dessa teoria, não por acaso, farão uso extensivo desses mesmos princípios: “Foi primeiro sugerido por Schwinger e Weisskopf que a teoria do buraco deveria ser usada para obter convergência neste problema” (Bethe, 1947, p. 340, em nota). Desse modo, não obstante, até o final da década de 1950, a teoria do buraco deva se tornar a elaboração mais seriamente desacreditada, até mesmo recusada, como foi na prática a alternativa escolhida por Richard Feynman, parte considerável das ferramentas empregadas por todos os físicos, *sem exceção*, quando estes discutiam o Desvio Lamb nesse mesmo período — e até muito mais tarde como no caso de Freeman Dyson — era, por sua vez, herança direta das formulações e da linguagem construídas por Dirac ao longo das décadas anteriores. Dentre as diversas técnicas assim desenvolvidas e que fazem parte da rotina das análises na TQC até os dias atuais, encontra-se a teoria de perturbação, com a qual tornava-se possível obter resultados com certo grau de acurácia mesmo sem o conhecimento de uma solução analítica das equações diferenciais. É justamente desse modo que Hans Bethe inicia seu artigo de 1947, concentrando-se nas possíveis correções de segunda ordem encontradas pela introdução de um termo de interação à hamiltoniana original do sistema *sem* perturbação (Bethe, 1947, p. 340):

A teoria usual [*ordinary*] da radiação fornece o seguinte resultado para a autoenergia de um elétron no estado quântico m , devido à sua inte-

ração com as ondas eletromagnéticas transversais

$$W = -(2e^2/2\pi\hbar c^3) \int_0^K k dk \sum_n |\mathbf{v}_{mn}|^2 / (E_n - E_m + k), \quad (2.45)$$

onde $k = \hbar\omega$ é a energia do *quantum* e \mathbf{v} é a velocidade do elétron que, na teoria não relativística, é dada por

$$\mathbf{v} = \mathbf{p}/m = (\hbar/im)\nabla.$$

Relativisticamente, \mathbf{v} deveria ser substituído por $c\alpha$ onde α é o operador de Dirac. O retardamento tem sido negligenciado e pode de fato ser mostrado não fazer diferença substancial. A soma em (2.45) vai sobre todos os estados atômicos n , a integral sobre todas as energias quânticas k até algum máximo K será discutida mais tarde.

A primeira remoção a ser feita diz respeito à energia encontrada para o caso de um elétron livre, mas como neste caso “ \mathbf{v} possui somente elementos diagonais” ($n = m$), a correção anterior será dada por (Bethe, 1947, p. 340) :

$$W_0 = -(2e^2/3\pi\hbar c^3) \int k dk \mathbf{v}^2/k. \quad (2.46)$$

Como vemos, essa integral diverge linearmente no momento k , pois $\int dk \rightarrow \infty$; no entanto, a mesma variação energética em razão da interação do elétron com seu campo eletromagnético deve ser encontrada quando o elétron estiver em estados quânticos ligados, por isso, conclui Bethe (1947, p. 340): “Esta expressão representa a mudança da energia cinética do elétron para momento fixo, devido ao fato de que a massa eletromagnética é adicionada à massa do elétron. Esta massa eletromagnética já está contida na massa experimental do elétron; a contribuição (2.46) à energia deve portanto ser desconsiderada”. Ou seja, a primeira divergência no caso do elétron livre deve ser removida da divergência com relação aos estados ligados, fornecendo então (Bethe, 1947, p. 340):

$$W' = W - W_0 = + \frac{2e^2}{3\pi\hbar c^3} \int_0^K dk \sum_n \frac{|\mathbf{v}_{mn}|^2 (E_n - E_m)}{E_n - E_m + k},$$

onde se faz uso da seguinte relação $\sum_n |\mathbf{v}_{mn}|^2 = (\mathbf{v}^2)_{mn}$. Com isso, Bethe propõe uma alteração fundamental que consiste em obter uma energia limite ou uma frequência de corte à integral anterior, possibilitando chegar a um valor possivelmente finito para W' . Não obstante a energia encontrada dessa maneira ainda possa assumir valores numéricos bastante elevados, a divergência, nesse caso, se tornaria logarítmica, um dos resultados anunciados na introdução do artigo. A integral, portanto, para algum K finito seria (Bethe, 1947, p. 340):

$$W' = \frac{2e^2}{3\pi\hbar c^3} \sum_n |\mathbf{v}_{mn}|^2 (E_n - E_m) \ln \frac{K}{|E_n - E_m|}.$$

A ideia é, portanto, obter uma energia limite ou uma frequência de corte para K , evitando, assim, a divergência no logaritmo de W' . Para o caso não relativístico a energia seria, de fato, ilimitada, já que a velocidade não possui limite superior. No entanto, a energia máxima de uma partícula corresponderia, de acordo com a teoria da relatividade especial, à transformação de toda sua massa em energia, mas isso só aconteceria quando ela se encontrasse próximo à velocidade da luz, de onde $K \approx mc^2$. Bethe, de fato, retoma o processo de renormalização elaborado antes por Kramers, contudo, neste artigo, ele mostra que esse processo pode ser aplicado, com algumas considerações adicionais, a fim de explicar o Desvio Lamb, ou como ele mesmo calcula logo a seguir para o caso do átomo de hidrogênio (Bethe, 1947, p. 341):

Usando estas considerações e $K = mc^2$, o logaritmo tem valor 7,63, e encontramos

$$W'_{ns} = 136 \ln[K/(E_n - E_m)] = 1040 \text{ megaciclos.}$$

Este valor está em excelente concordância com o valor esperado de 1000 megaciclos. Um cálculo relativístico para estabelecer o limite K está em progresso. Mesmo sem o conhecimento exato de K , entretanto, o acordo é suficientemente bom para fornecer confiança na base teó-

rica. Isto mostra:

- (1) que o nível deslocado devido à interação com a radiação é um efeito real e é de magnitude finita,
- (2) que o efeito infinito da massa eletromagnética de um elétron pontual pode ser eliminado pela identificação apropriada dos termos na teoria da radiação de Dirac,
- (3) que a acurada investigação experimental e teórica do nível deslocado podem estabelecer efeitos relativísticos (*e.g.*, a teoria de Dirac do buraco). Estes efeitos serão da ordem da unidade em comparação com a logarítmica [...]

Apesar de este resultado ainda não estar completamente de acordo com os obtidos experimentalmente por Lamb e Retherford, sua ordem de grandeza é bastante razoável (~ 1000 megaciclos). De fato, como os desenvolvimentos mais tardios da própria TQC mostrarão, a parte mais substancial responsável pelo Desvio Lamb pode ser efetivamente compreendida com base nessa abordagem não relativística, desde que a frequência de corte possa ser definida através de considerações relativísticas. Será justamente esta proposta que Bethe terá em mente quando sugere o prosseguimento das pesquisas; nesse momento apoiado, em grande medida, apenas em sua intuição. A exposição de Hans Bethe, como dissemos anteriormente, será fundamental no entendimento de todos os demais trabalhos com respeito ao Desvio Lamb, apesar de um grau de complexidade crescente acompanhar todos esses desenvolvimentos seguintes. Não por outra razão, as técnicas desenvolvidas por Feynman se tornariam bastante conhecidas na física, a exemplo de seus diagramas, uma vez que trouxeram uma capacidade de síntese e organização dos cálculos sem os quais as contas poderiam levar meses ou até anos para serem finalizadas²⁸. Com isso, a pesquisa em torno do Desvio Lamb acabaria por atrair algumas

28. “Como Schwinger, Feynman trabalhou novamente toda a eletrodinâmica quântica e obteve uma formulação que permitia superar as dificuldades da divergência usando os procedimentos de renormalização, obtendo respostas a problemas que não poderiam ser considerados previamente. Mas, mais importante, as técnicas computacionais relativisticamente invariantes que ele desenvolveu eram tão efetivas que em poucas horas ele poderia fazer cálculos que poderiam levar (ou levaram) meses, e em alguns casos anos, usando técnicas convencionais” (Schweber, 1994, p. 414)

das melhores mentes da física em exercício no final da primeira metade do século xx, e, nesse sentido, ainda que mais de uma explicação tenha sido encontrada, revelando todas algum aspecto importante no desenvolvimento da TQC, será suficiente para o nosso trabalho discutir pormenorizadamente duas destas: a de French e Weisskopf, de um lado, e a de Richard Feynman, por outro. Ambas são decisivas pois estarão situadas em lados opostos de um espectro de respostas raras vezes visto na história da física. Desse modo, French e Weisskopf, como veremos a seguir, procuram levar adiante as modificações necessárias à compreensão do Desvio Lamb sem, no entanto, romper de maneira profunda com a teoria construída por Dirac. Com relação aos trabalhos de Feynman, sua opção foi a de lançar mão de um conjunto de ideias e métodos matemáticos não apenas originais mas bastante incomuns, talvez por conta do seu espírito “contestador”, adjetivo utilizado por Schweber quando descreve a postura muito incentivada pelo pai de Feynman, desde quando este era criança, tal como quando seu pai havia “ênfatizado que fatos *per se* não eram importantes; o que importava era o processo de encontrar as coisas. Ceticismo e desrespeito [*disrespect*] pela autoridade eram outras características que seu pai inculcou nele”, ainda segundo Schweber (1994, p. 373).

* * *

Como vimos há pouco, Schwinger e Weisskopf sugerem a Hans Bethe que o desenvolvimento seguinte se concentrasse na teoria do mar de elétrons; todavia, apesar de terem adotado o mesmo ponto de partida, seus caminhos se afastariam cada vez mais a partir de então. A tarefa deixada, por assim dizer, por Hans Bethe, seria levada adiante por Victor Weisskopf em colaboração com o físico canadense James Bruce French (1921-2002),

seu ex-aluno, e juntos eles seriam efetivamente os primeiros a concluir os cálculos e, por conseguinte, a apresentar uma explicação completa sobre o Desvio Lamb em termos relativísticos. Contudo, a discussão estabelecida na época com os demais pesquisadores, entre os quais encontrava-se o próprio Schwinger, mas também Feynman, acabou por levá-los a atrasar a publicação²⁹, sendo feita apenas quando Lamb e Kroll (1949) já haviam entregue outra proposta de análise. Esse fato histórico, em grande medida, revela as diferenças quanto às abordagens realizadas naquele momento, assim como nos fornece indícios importantes de quais eram as perspectivas que se abriam com relação à teoria de Dirac. Weisskopf, em particular, havia anteriormente em (Weisskopf, 1939) considerado a reinterpretação da autoenergia do elétron e, apesar de não desenvolver um processo de renormalização, as técnicas lá empregadas tinham justamente a finalidade de transformar uma divergência linear em logarítmica; portanto, seja do ponto de vista da compreensão da teoria do elétron, seja com relação à proposta de Bethe, ele era, sem dúvida, um dos pesquisadores mais à frente nesse instante. O seu esforço com o objetivo de conseguir um resultado apenas mais fracamente divergente talvez não tenha sido o suficiente para mostrar, na década de 1930, como seria possível, além disso, fornecer valores finitos de energia, especialmente considerando a dificuldade generalizada acerca da presença desses mesmos infinitos nos cálculos da TQC. Nesse sentido, será apenas com o artigo de Hans Bethe que se tornaria evidente como essa redução das divergências poderia ser associada com um processo de renormalização da massa do elétron, fornecendo um real caminho para se confrontarem dados teóricos e experimentais, não obstante fosse necessária a suposição de uma energia de corte. Weisskopf e French, porém, conseguem acrescentar, com o seu trabalho, mais um resultado àquele obtido por Bethe, uma

29. Exatamente o mesmo erro nos cálculos seria cometido por Feynman e Schwinger, tornando seus resultados, por isso, diferentes daquele obtido por French e Weisskopf, o que levaria estes últimos a revisarem suas contas em vão, cf. Schweber (1994, pp. 243-245).

vez que afora a renormalização com respeito à massa do elétron, a da carga elétrica igualmente poderia ser interpretada com base no procedimento metodológico construído por eles, neste último caso, considerando o efeito provocado pela polarização do vácuo; esses dois processos terão papel importante no artigo (French & Weisskopf, 1948), cuja ideia principal consistia na introdução de um “operador de massa” M . Observe que, a essa altura, as grandezas físicas “momento” e “energia” haviam sido aceitas, igualmente entre físicos e matemáticos, como sendo operadores atuando no espaço de Hilbert, aliás, este é um dos resultados mais importantes do formalismo mais tardio adotado na teoria da transformação; logo, a proposta de Weisskopf e French, nessa direção, retoma elementos bastante centrais da mecânica quântica e, por conseguinte, da teoria da transformação. O trabalho desses autores, com efeito, levaria até o seu limite algumas das principais ideias desenvolvidas por Dirac, especialmente com relação à teoria do elétron: “Um aspecto em separado do problema se deve ao fato de que a teoria de Dirac de um elétron é incapaz de explicar o fenômeno do pósitron e, além disso, está prejudicada [*plagued*] por soluções de energia negativa. A teoria de Dirac do buraco soluciona [*disposes of*] essas dificuldades e será com base na teoria do buraco que os presentes cálculos serão feitos” (French & Weisskopf, 1948, p. 1240). Novamente, chamamos a atenção à delimitação entre a equação relativística do elétron, chamada simplesmente de “teoria de um elétron”, e a teoria do buraco. A última, de fato, surge em decorrência das dificuldades encontradas na análise da equação matricial de Dirac, sendo, na prática, a única explicação aceita, de algum modo, nessa época. Além de adotar uma posição claramente favorável aos trabalhos de Dirac, essa passagem demonstra um conhecimento detalhado de suas teorias, sobretudo com relação às motivações envolvidas em casos muito específicos e às regiões de atuação conceitual e analítica. Apesar de a teoria do mar de elétrons ter um caráter conceitual, e até especulativo, bastante elevado, o enfoque conceitual/computacional em si não reduz

sua tarefa de fornecer respostas a problemas quantitativos da equação do elétron, dentre os quais um dos mais importantes seria discutido exatamente nesse artigo:

Sabe-se bem que a introdução da teoria do buraco reduz o grau das divergências que foram encontradas. No lugar de divergências lineares que foram encontradas na teoria de um elétron, obtemos apenas divergências logarítmicas. Isso tem a importante consequência de que quando carregamos a renormalização de massa e de carga do elétron, a ser discutida adiante, obtemos efeitos observáveis finitos devido ao acoplamento radiativo. Isto não seria verdadeiro na teoria de um elétron (French & Weisskopf, 1948, p. 1240).

Nesse sentido, se comparadas, de um lado, a visão de Weisskopf/French e, de outro lado, a de Hans Bethe, destaca-se nesta última o seu posicionamento mais geral e menos detalhado com relação aos trabalhos de Dirac, especialmente por não ter sido uma iniciativa de Bethe fazer essa discussão se concentrar em torno da teoria do mar de elétrons. Contudo, isso talvez sugira, a nosso ver, certa disposição de Bethe para levar essa crítica a outras regiões da teoria ou, no mínimo, certa prudência em delimitar exatamente qual seria o impacto efetivo dos resultados experimentais obtidos por Lamb. O momento é, sem dúvida, um dos mais importantes na história da TQC, especialmente se considerarmos a verdadeira avalanche teórica que ocorreria poucos meses depois, proporcionada pelos artigos de Tomonoga, Schwinger e Feynman. Não obstante as profundas diferenças entre as abordagens de cada um desses cientistas, é preciso destacar, novamente, o intenso diálogo estabelecido, nesse momento, entre os principais físicos cujo interesse era o de explicar o Desvio Lamb: Bethe, Lamb, Weisskopf, Schwinger e, mais tarde, Feynman. Apesar de existir em todos estes uma inquestionável vontade individual de chegar a um resultado compatível com a experiência, e o mais rápido possível, a discussão dos cálculos e de quais seriam os caminhos mais adequados para se realizá-los foi conduzida abertamente, assim como nos revelam as cartas e, evidentemente, os encontros científi-

cos³⁰. Nas publicações, inclusive, a comparação direta das propostas desenvolvidas por diferentes autores tem o objetivo de enfatizar quais são as vantagens e as desvantagens em cada uma delas, como veremos particularmente em nossa análise acerca do artigo de Weisskopf e French. Mas antes disso, ainda será preciso discutirmos com um pouco mais de atenção qual foi a articulação de ideias feita por esses dois autores a fim de justificar o valor experimental obtido por Lamb.

Como dissemos antes, os artigos de Lamb e Kroll, assim como os de Schwinger, são outra fonte importante para se compreender as mudanças em jogo com relação aos trabalhos de Dirac; no entanto, a comparação mais específica que será feita no final desta seção, entre a abordagem de Weisskopf/French com a de Richard Feynman, jogará luz nos extremos aos quais as interpretações chegariam e, por conseguinte, nos ajudará a perceber qual era a adesão — permanente ou provisória — dos físicos às ideias do teórico inglês. De fato, Weisskopf e French, de um lado, devem ser considerados como os principais pesquisadores teóricos que assumem a tarefa de levar adiante a herança do pensamento de Dirac, enquanto Feynman, de outro lado, será responsável pela introdução de um conjunto de ideias cuja consequência imediata será uma crítica aguda da teoria do mar de elétrons, até que estas finalmente se transformem em proposta alternativa à descrição feita por Dirac acerca do pósitron. Contudo, não obstante essas diferenças com relação ao pensamento do físico inglês, serão os pontos de convergência que primeiramente darão o tom de todos os trabalhos. Isso porque, nesse momento bastante inicial das pesquisas, a teoria de perturbação será o denominador comum a todas e, ainda mais tarde, será o elemento articulador da síntese mais importante feita da TQC

30. Em nosso trabalho temos nos concentrado nas discussões apontadas textualmente nos artigos; todavia, as conferências tiveram papel fundamental na troca de informações entre os cientistas nessa época. A Conferência de Shelter Island, em especial, foi realizada quase simultaneamente com o surgimento dos resultados de Lamb e Retherford, e, além de Lamb, contou com a presença de Bethe, Weisskopf, Schwinger, Feynman e Oppenheimer.

até os dias atuais, obtida, em larga medida, com os trabalhos de Freeman Dyson³¹. Não por outro motivo, Weisskopf e French começam seu artigo apresentando as razões pelas quais se justifica o uso do que chamam de “forma convencional da teoria de perturbação” e, para tal, lembram que o processo de renormalização da energia de radiação do elétron (feita por Hans Bethe) conseguiu mostrar, essencialmente, que a remoção dos infinitos leva à existência de no máximo pequenas variações nos níveis energéticos (French & Weisskopf, 1948, p. 1240):

Portanto, cada energia é infinita e além disso a diferença de energia entre dois níveis será, em geral, também infinita. É por esta razão, é claro, que a interação é omitida nos cálculos usuais. É, entretanto, significativo que os níveis energéticos calculados com a omissão desta interação sejam somente muito fracamente [*slightly*] diferentes daqueles observados experimentalmente. Portanto, embora o acoplamento radiativo forneça desvios infinitos nos níveis, ainda em um senso muito real ele se comporta como uma pequena perturbação.

Anteriormente, a principal dificuldade responsável por impedir a verificação de que os estados $2s_{1/2}$ e $2p_{1/2}$ não eram degenerados, ao contrário do que foi sugerido pela equação do elétron, era justamente em razão dessa diferença energética ser extremamente pequena — especialmente se comparada com os intervalos usuais de energia de outros estados bem conhecidos, inclusive os relativos à estrutura fina — e, portanto, isso era o suficiente para gerar dúvidas, como realmente aconteceu durante anos. No entanto, mesmo após as medições de Lamb e Retherford, o fato de a ordem de grandeza envolvida nessas medições ser bastante reduzida, defendem Weisskopf e French, ainda deve ser considerada “em um senso muito real” somente como “uma pequena perturbação”. A primeira consequência desse ponto de vista seria a de expor a vantagem de

31. “A prova da equivalência das teorias de Feynman e Schwinger era um importante avanço. Ela tinha tornado claro, para Dyson e outros, que o formalismo de Schwinger era muito confuso para permitir cálculos de ordens maiores fossem feitos rotineiramente, e portanto impedia a possibilidade de responder rigorosamente à questão de se a teoria poderia ser finita para toda ordem de perturbação. Dyson reconheceu o que era mais valioso nas aproximações de Schwinger e de Feynman e sua síntese mantém a vantagem dos respectivos métodos” (Schweber, 1994, p. 508).

uma importante ferramenta incorporada pelos trabalhos de Dirac, a saber, a teoria de perturbação; todavia, uma segunda interpretação associada a esse tratamento estaria no fato de que uma tal modificação com relação aos dados “observados experimentalmente” poderia ser compreendida, de algum modo, apenas como “pequenos desvios” dos valores principais considerados pela teoria de Dirac, ainda que uma tal diferença certamente fosse provocada por fenômenos não explicados por esta última. Por conclusão, é claro, a teoria do mar de elétrons não perderia sua validade. Da mesma maneira, como discutimos com relação ao trabalho de Lamb e Retherford, a confirmação com mais acurácia dos demais valores obtidos pela equação do elétron deixava em aberto uma perspectiva bastante semelhante. Com isso, sem abandonar essa linha argumentativa, Weisskopf e French fazem da teoria do buraco a estrutura conceitual com a qual seria possível mostrar a necessidade de se empregar tal análise aproximativa, inicialmente, com relação ao fenômeno de polarização do vácuo, interação que, por sua vez, gerava um segundo desvio mínimo entre os valores teórico e observado, mas com relação à carga elétrica:

O outro principal resultado da introdução da teoria do buraco é o fenômeno de polarização do vácuo na presença de um campo externo, o qual também leva a expressões logaritmicamente divergentes. Há muito se tem reconhecido que o principal efeito da polarização do vácuo é efetivamente aumentar a carga do elétron de e_0 para e onde

$$e = e_0(1 + \delta), \quad \delta \approx (e^2/\hbar c)K.$$

Aqui K é uma integral logaritmicamente divergente. Argumentamos que quando a teoria toda é eventualmente modificada para uma mudança de momento muito alta, um resultado será tornar K convergente e da ordem da unidade ou menor. Sem essa suposição [*belief*], de fato, a aplicação da teoria da perturbação seria desprovida de sentido [*senseless*] (Weisskopf & French, 1948, p. 1240).

A teoria de perturbação é um cálculo aproximativo, útil sobretudo na ausência de um resultado exato; contudo, indiretamente, deve-se assumir que este último exista e

seja finito e, portanto, que a aproximação deverá convergir para esse valor conforme mais termos forem sendo adicionados. São hipóteses essenciais, mas dificilmente provadas. No entanto, fazendo uso desse procedimento, a própria teoria do mar de elétrons havia indicado com sucesso a existência de uma diferença muito pequena acerca da carga do elétron medida/teórica, mas que não poderia ser determinada somente com base na equação relativística. Desse modo, a ideia dos autores é aplicar, *por analogia*, esse mesmo desenvolvimento teórico com o objetivo de compreender, agora, o próprio Desvio Lamb. Nos dois casos, entretanto, apenas com o método de renormalização seria possível a remoção dos respectivos infinitos que surgem na hamiltoniana utilizada para descrever o sistema físico. Desse modo, a discussão em torno do processo de *renormalização da carga elétrica* ocupa dois lugares essenciais na estratégia teórica adotada nesse artigo, a saber, o primeiro é o de ser um elemento com o qual se contorna a dificuldade com relação ao fato de a teoria não ser, de imediato, covariante; e o segundo é o de ser um exemplo de como o procedimento de renormalização deveria se estender ao caso da massa:

Mas agora com o argumento de que a carga medida e inclui a carga adicional “induzida”, vemos que na hamiltoniana do sistema o termo correspondente a esta renormalização deve ser omitido. O resíduo será então interpretado como a parte fisicamente observável da interação que produz a polarização do vácuo (French & Weisskopf, 1948, p. 1240).

A partir disso, os autores justificam: “Precisamente da mesma maneira será argumentado que a energia infinita que surge quando consideramos o acoplamento radiativo (sem os termos de polarização) é devida principalmente ao termo que representa um aumento na massa efetiva eletrônica” (French & Weisskopf, 1948, p. 1240). O processo de renormalização, se considerado desde quando foi realizado pela primeira vez no *Drei-Männer-Arbeit*, poderia ser descrito, *grosso modo*, como uma técnica de remo-

ção de infinitos em vista de justificar soluções finitas. Depois do artigo de Hans Bethe e de todas essas interpretações seguintes, ainda temos uma remoção de infinitos aparentemente semelhante, mas com uma diferença sutil, qual seja, a operação de renormalização gera, dessa vez, pequenas discrepâncias numéricas possíveis de serem medidas em laboratório. Assim, esta técnica ocuparia um papel, sem dúvida, central dentro da τ QC, especialmente no decorrer da segunda metade do século XX. Logo, é a partir desse momento que perderia força uma interpretação simplificada acerca desse processo, segundo a qual esta remoção seria apenas um artifício matemático sem implicações físicas, pois, como vemos agora, o método simultaneamente remove infinitos, por assim dizer, e indica valores numéricos que podem ser confirmados através de uma série de refinamentos experimentais, estreitamente ligados com a constituição da matéria, especialmente do átomo, oferecendo, pois, uma nova maneira de se considerar tais resultados no interior da própria teoria física. Por outras palavras, em vez de uma recusa imediata dos infinitos por não conterem significado mais profundo ou, eventualmente, pelo fato de não estarem correlacionados com os dados experimentais, esse mecanismo se torna parte constitutiva da teoria, sugerindo novas abordagens relativas ao comportamento do elétron. De fato, estas interpretações, ao longo dos anos seguintes, forneceriam valores com adequações crescentes com os dados experimentais, alcançando graus de precisão impressionantemente elevados. Por todas essas razões, a discussão conceitual em torno da existência desses infinitos — a partir desse instante — se tornaria decisiva em diversas abordagens da τ QC, das quais a feita por Weisskopf e French, neste artigo de 1948, deve ser vista como exemplo típico. Contudo, apesar de o artigo começar explorando as semelhanças da renormalização entre os casos da carga elétrica e da massa, são as diferenças que acabam delimitando a exposição em dois momentos, os quais, não obstante ocupem espaço desigual no trabalho, separam os fundamentos usados na teoria em dois pilares.

O primeiro destes se constitui na interpretação relativística do processo de renormalização da massa. Com isso, a análise levará até uma teoria possivelmente não covariante; por conseguinte, originando uma outra dificuldade, mas que será deixada para ser resolvida justamente no segundo momento do artigo, no qual os autores mostram como seria possível “exigir” esta última característica (covariância) a fim de escolher, dentre todas as possíveis soluções, apenas aquela que esteja de acordo com a teoria da relatividade, *resultado justificado com base na renormalização da carga elétrica*.

Dessa maneira, com relação à primeira e maior parte do artigo, todo o seu desenvolvimento se concentra em fornecer uma descrição da massa do elétron por meio da introdução do operador M , e desde o início os autores reconhecem (French & Weisskopf, 1948, p. 1241) que a “separação do termo de renormalização da massa é, entretanto, mais difícil do que a separação do termo da carga”, entre outras razões, exatamente por não fornecer inicialmente uma teoria invariante, mas não apenas isso:

Nós iremos considerar a autoenergia de um elétron livre (que deverá, é claro, ser exclusivamente um termo de renormalização) e iremos ser guiados com isso a encontrar o operador de renormalização (o operador “massa”) no caso de um campo externo. O fato de que a autoenergia de um elétron livre diverge, introduz ambiguidades na determinação do operador de massa. A escolha é determinada neste artigo exigindo [*by requiring*] que os resultados sejam invariantes de Lorentz (French & Weisskopf, 1948, p. 1241).

O principal obstáculo encontrado através do procedimento teórico escolhido por esses dois autores será a questão mais decisiva com respeito às diferenças deste trabalho com relação a todos os demais, especialmente com os de Schwinger e os de Feynman. Com efeito, ainda que estes últimos encontrem resultados tão adequados quanto os de Weisskopf e French, eles defendem que, além disso, a construção da teoria deverá ser covariante desde o início. De outro ponto de vista, porém, a teoria de Weisskopf e French

poderia ser considerada apenas mais geral e, portanto, a escolha de soluções covariantes é apenas uma especificação dessa análise mais ampla do problema. São algumas maneiras de se avaliar tais diferenças. Considerando, nessa direção, todos os elementos discutidos por nós até aqui, é interessante trazer o resumo do próprio artigo (French & Weisskopf, 1948, p. 1240), pois encontraremos nele um quadro geral do que será desenvolvido ao longo de todos os cálculos:

O efeito da interação com o campo de radiação na mudança dos níveis energéticos de um elétron em um campo externo é calculado usando a forma convencional da teoria da perturbação. A autoenergia infinita do elétron, que ocorre na mesma aproximação, é removida subtraindo-se da hamiltoniana um “operador de massa” M . Os critérios usados ao derivar M são que ele deverá fornecer corretamente a autoenergia para um elétron livre na ausência de um campo externo e que a hamiltoniana suavizada deverá fornecer uma forma covariante para os desvios dos níveis em um campo externo. Destaca-se que M é unicamente determinado por estes requerimentos.

Ainda no resumo, mas em um parágrafo à parte, os autores assinalam que o valor preciso do Desvio Lamb foi encontrado: “O resultado fornece 1051 mc/seg. para a separação $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ no hidrogênio e também mostra o momento magnético adicional do elétron como $\alpha/2\pi$ magnetons, como encontrado por Schwinger” e, além disso, os autores expressam sua expectativa de que a “hamiltoniana amenizada possa ser utilizada para determinar as correções radiativas de outros processos”. No final da introdução (French & Weisskopf, 1948, p. 1241), um último parágrafo resume as ideias que estão, de fato, em jogo, não apenas em seu desenvolvimento, mas também nos de todos os demais que estão na trilha das ideias deixadas por Bethe:

No presente trabalho iremos considerar um elétron em um campo eletromagnético externo independente do tempo. Nós iremos calcular até a primeira ordem não nula a perturbação energética que resulta quando adicionamos o acoplamento radiativo da hamiltoniana do sistema. Nós então removeremos [*separate out*] a parte que pode ser reconhecida

como uma energia devida à massa eletromagnética e também os termos correspondentes à carga de renormalização. O resíduo que será finito será reconhecido como um verdadeiro desvio do nível.

O artigo se divide em seis seções, das quais a primeira — que serviu de base para todos os nossos comentários feitos até aqui — é uma introdução; enquanto na última encontra-se uma conclusão a respeito dos dados obtidos, além da comparação desse desenvolvimento com o realizado em outros trabalhos, especialmente com os de Schwinger e de Feynman, publicados logo depois: “Os autores gostariam de agradecer ao Dr. J. Schwinger e ao Dr. R. P. Feynman pelas muito valiosas discussões com relação a este problema e pela comunicação de seus resultados antes da publicação” (French & Weisskopf, 1948, p. 1248). Na segunda seção, os autores desenvolvem a teoria de perturbação e, justamente em razão da generalidade dessa abordagem, será nesta parte do artigo que todas as dificuldades serão expostas em conjunto para serem, nas demais seções, tratadas individualmente. Com efeito, como anunciado por eles, a teoria do mar de elétrons ocupará lugar central:

Nós consideramos um elétron em um estado estacionário ψ_0 de um campo eletromagnético externo independente do tempo. O estado de vácuo será aquele onde todos os estados de energia negativa estarão preenchidos; a situação física na qual nós estamos interessados terá todos os estados de energia negativa e um estado de energia positiva ψ_0 preenchidos” (French & Weisskopf, 1948, p. 1241).

A exposição e a interpretação da teoria do mar de elétrons são bastante próximas daquelas feitas diretamente por Dirac, inclusive textualmente, e, do mesmo modo, ambas haviam sido utilizadas por Weisskopf em seus trabalhos de fins da década de 1930. Nesse artigo, tais ideias serão apresentadas como sendo a base de todo o desenvolvimento formal, que consiste em analisar a diferença de energia entre o vácuo com um elétron (de energia positiva) $W_{\text{vac}+1}$ e apenas o vácuo W_{vac} , ou seja, $W = W_{\text{vac}+1} - W_{\text{vac}}$, onde

“Chamaremos W a energia de perturbação” (French & Weisskopf, 1948, p. 1241). Além disso, será importante nessa análise a diferenciação entre os campos eletromagnéticos transversais e longitudinais com relação ao movimento do elétron: “Primeiro vamos considerar separadamente, da maneira usual, as partes transversal (eletrodinâmica) e longitudinal (eletrostática) da energia de perturbação” (French & Weisskopf, 1948, p. 1241). As notações empregadas pelos autores desempenham papel fundamental para a simplificação das equações, mas, sobretudo, ajudam a delimitar o problema em partes que poderão ser discutidas individualmente. De fato, a energia originada em razão da presença dos campos longitudinais (dinâmica do problema) será indicada por W^D , e com relação aos campos transversais (estática do problema), por W^S . Neste último caso, apenas a interação entre fótons e elétron (um único, de fato) deverá ser considerada, resultando na introdução do seguinte termo de interação à hamiltoniana:

Para os estados físicos onde nenhum fóton está presente nós então encontramos que $H_{\text{int}} = -e \sum_{\text{elétrons}} \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A}$ se transforma como segue

$$H_{\text{int}} \longrightarrow e\hbar(2\pi c)^{\frac{1}{2}} \sum_{\substack{r,s,\mathbf{k} \\ \lambda=1,2}} \frac{1}{(k)^{\frac{1}{2}}} \langle \psi_r^* \boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_\lambda \exp(\pm i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}/\hbar) \psi_s \rangle a_r^* a_s,$$

onde a^* , a são os usuais operadores de criação e destruição de elétrons e $\langle \quad \rangle$ denota o elemento de matriz. Tomamos o sinal $+$ ou $-$ na exponencial para transições envolvendo, respectivamente, absorção ou emissão de um fóton. $\boldsymbol{\varepsilon}_\lambda$ é um vetor unitário de polarização e $\boldsymbol{\varepsilon}_1 \cdot \mathbf{k} = \boldsymbol{\varepsilon}_2 \cdot \mathbf{k} = \boldsymbol{\varepsilon}_1 \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_2 = 0$. Iremos escrever frequentemente $\boldsymbol{\alpha} \cdot \boldsymbol{\varepsilon}_\lambda = \alpha_\lambda$ (French & Weisskopf, 1948, p. 1241).

Observe, na passagem anterior, como diversas das notações criadas por Dirac são utilizadas, dentre as quais a de “bra-ket”, com a qual se indica uma operação de multiplicação entre um vetor e o seu dual, além dos operadores a^* e a de construção e destruição. Com efeito, essa notação se tornaria bastante usual até os dias atuais. Dessa maneira, a introdução do termo de interação H_{int} à hamiltoniana gera parcelas perturbativas, sendo as

de segunda ordem dadas por (French & Weisskopf, 1948, p. 1241):

$$W = \frac{\alpha c^2}{4\pi^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{k} \sum_{\substack{rs \\ \lambda=1,2}} \left\{ \frac{A_{srrs}^\lambda N_s(1 - N_r)}{E_s - E_r - ck} - \frac{A_{rrss}^\lambda N_s N_r}{ck} \right\},$$

onde N_s são os números de ocupação dos elétrons e A_{klmn}^λ é uma notação compacta para o seguinte termo:

$$A_{klmn}^\lambda = \langle \psi_k^* \alpha_\lambda \exp(-i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}/\hbar) \psi_l \rangle \langle \psi_m^* \alpha_\lambda \exp(+i \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}/\hbar) \psi_n \rangle.$$

A notação anterior será essencial para que os autores possam exibir com mais precisão uma série de simetrias entre as equações e, assim, delimitar as discussões em regiões mais específicas, a começar pela seguinte (French & Weisskopf, 1948, p. 1241):

Nós podemos obter:

$$\begin{aligned} W^D &= W^{DX} + W^{DN}, \\ W^{DX} &= \frac{\alpha c^2}{4\pi^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{k} \sum_{\substack{J \\ \lambda=1,2}} \frac{A_{0JJ0}^\lambda}{E_0 - E_J - ck\delta_j}, \\ W^{DN} &= \frac{-\alpha c}{2\pi^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{k^2} \sum_{\substack{J^- \\ \lambda=1,2}} A_{00JJ}^\lambda, \end{aligned}$$

onde \sum_{J^-} significa uma soma sobre os estados de energia negativa e $\delta_j = E_j/|E_j| = \pm 1$. Chamamos W^{DX} a energia eletrodinâmica trocada e W^{DN} a energia não trocada. A razão desta separação e nomenclatura se tornará óbvia mais tarde.

Procedimento bastante semelhante será feito com respeito à parte estática, mas considerando apenas a interação coulombiana:

$$\frac{1}{2} e^2 \int \{ \chi^*(\mathbf{r}) \chi(\mathbf{r}) \} \{ \chi^*(\mathbf{r}') \chi(\mathbf{r}') \} \frac{d\mathbf{r} d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|},$$

“onde $\chi = \sum a_s \psi_s$ e como antes os a_s e ψ_s são os operadores e autofunções do elétron.

O produto $\{ \}$ é o produto escalar de *spin*, e com notações semelhantes às anteriores é possível exibir a parte estática do problema (French & Weisskopf, 1948, p. 1241):

Podemos encontrar, como antes, que W^S pode ser dividido em partes de troca e sem-troca.

$$\begin{aligned} W^S &= W^{SX} + W^{SN}, \\ W^{SX} &= \frac{\alpha c}{4\pi^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{k^2} \sum A_{0JJ_0}^4 \delta_J, \\ W^{SN} &= \frac{\alpha c}{2\pi^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{k^2} \sum_{J^-} A_{0JJ_0}^4. \end{aligned}$$

onde A_{klmn}^4 é definido como antes, subentendendo-se que $\alpha_4 = 1$.

A primeira simetria entre as equações para W^D e W^S , respectivamente para o caso dinâmico e estático, permite a separação, de um lado, de uma solução na qual apenas será tratada a situação de troca de energia, portanto, com os valores W^{DX} e W^{SX} e, de outro lado, uma na qual não existe troca energética, ou seja, W^{DN} e W^{SN} , com isso:

$$W^X = W^{SX} + W^{DX} = \frac{\alpha c^2}{4\pi^2} \int \frac{d\mathbf{k}}{k} \sum_{\lambda J} \frac{A_{0JJ_0}^\lambda}{(E_0 - E_j - ck\delta_J)}, \quad (2.47)$$

e de modo semelhante:

$$W^N = \int [\rho_0(\mathbf{r})\rho_{\text{neg}}(\mathbf{r}') - (1/c^2)\mathbf{J}_0(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{J}_{\text{neg}}(\mathbf{r}')] \frac{d\mathbf{r}d\mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}. \quad (2.48)$$

Com efeito, essa parte inicial do artigo tem a intenção de mostrar como o desenvolvimento pode ser feito exatamente em duas etapas: “para resumir o que temos até agora, a energia de perturbação total será $W^X + W^N$, dadas por (2.47) e (2.48). Agora vamos examinar cada uma dessas separadamente” (French & Weisskopf, 1948, p. 1243). Segue-se, a partir disso, uma análise bastante detalhada das duas soluções, e, adentrando na terceira seção, os autores apresentam o “operador de massa” do campo eletromagnético.

Contudo, antes de começarem a discussão dos resultados obtidos para essas equações, eles apontam quais serão as principais dificuldades associadas com cada uma dessas duas etapas é a seguinte:

Procederemos como segue; vamos encontrar um operador R tal que para um elétron livre no estado ϕ a autoenergia seja $\langle \phi^* R \phi \rangle$. Nós gostaríamos então de argumentar que R é o operador de massa M desejado. Há entretanto ambiguidades. A autoenergia de um operador (em termos das soluções do elétron livre) e, portanto, para elementos não diagonais, não pode ser determinada. Portanto, M é determinado pelo procedimento acima exceto para um operador com elementos não diagonais (French & Weisskopf, 1948, p. 1243).

Ou seja, o método apresentado somente permite que sejam obtidos, com relação ao operador M , seus elementos de matriz pertencentes à diagonal principal. Deve-se lembrar que um operador, no formalismo da mecânica quântica, sempre poderá receber uma representação matricial, não necessariamente diagonal. Como, então, contornar essa dificuldade? Talvez este seja o passo mais fundamental de todo o artigo:

A ambiguidade pode ser removida escolhendo-se definitivamente M tal que ele seja um múltiplo de $\beta\mu$. Encontramos aqui o fato de que M seja divergente e encontramos todas as dificuldades envolvidas em lidar com quantidades infinitas de uma maneira desambígua [*unambiguous*]. (Por exemplo, o cálculo usual para a autoenergia do elétron livre fornece para a parte divergente um termo em $\beta\mu_{AV}$, mas existem termos finitos que não são dessa forma.) (1948, p. 1244).

Um ponto interessante acerca desse momento da análise é a comparação feita por Weisskopf/French entre o método aqui exposto com relação ao de Feynman. Abordaremos este último autor na parte final desta seção, porém, como nós adiantamos, ele e Schwinger mantêm a invariância de Lorentz desde o início, um resultado conhecido por Weisskopf e French, especialmente com respeito aos cálculos de Feynman:

Um método de tratamento do problema é proceder o “corte” [*cut-off*] relativístico introduzido por Feynman. Este método evita a ambiguidade ao modificar a interação eletromagnética tal que as integrais divergentes se tornam finitas. Não discutiremos o procedimento neste ponto embora na parte v daremos uma simples aplicação a ele (French & Weisskopf, 1948, p. 1244).

Portanto, o caminho escolhido por Weisskopf/French, como anunciado em sua introdução, deverá ser o seguinte: “alternativamente usaremos como um critério a exigência de que o resultado para o desvio do nível em um campo externo esteja em uma forma relativisticamente invariante” (French & Weisskopf, 1948, p. 1244). Essa “exigência” precisa diretamente da renormalização da carga elétrica, e como essa análise divide-se em uma parte magnética e outra parte elétrica, por conseguinte, as renormalizações da massa e da carga também se dividem, respectivamente, no primeiro e segundo casos. Entretanto, uma correlação mais geral desse tratamento precisa ser justificada pelo fato de que a invariância de Lorentz, não encontrada na primeira parte do artigo, dependerá exclusivamente da segunda. Contudo, as variações energéticas decorrentes da renormalização da carga elétrica não serão apreciáveis, portanto, uma teoria covariante desde o início poderia dispensar a segunda etapa do desenvolvimento de Weisskopf/French, ideia que conduz os trabalhos de Schwinger e de Feynman. Outro ponto importante ao compararmos essas abordagens está na maneira como os autores escolhem introduzir a proposta central de Hans Bethe, a saber, a energia de corte, como veremos à frente. De fato, a primeira dupla de autores adianta a equação à qual devem chegar após uma análise bastante complexa, mas apresentada em detalhes, feita nas próximas seções do artigo, porém, eles expõem desde já quais são as exigências impostas para se obter uma teoria covariante (French & Weisskopf, 1948, p. 1244):

Especificamente, calcularemos o desvio do nível simultaneamente nos campos elétrico e magnético e combinaremos os resultados para for-

necer o desvio do nível em um campo e.m. geral. Encontraremos que isto pode ser escrito como um valor médio do seguinte operador

$$c_1 e\phi - c_2 e\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A} + c_3 (1/2) (\hbar/mc)^2 SV + c_4 (e\hbar/2mc) \beta \boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{H} \\ + (\hbar/mc)^2 \nabla^2 (c_5 \phi - c_6 e\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A}),$$

onde SV é um operador que entra na interação do momento magnético com o campo eletrostático [...]. Os c 's são constantes numéricas da ordem de α . Para um resultado invariante devemos ter $c_1 = c_2$, $c_3 = c_4$ (também $c_5 = c_6$, mas não calcularemos, entretanto, c_6). Iremos exigir que M seja então escolhido para estas condições serem satisfeitas. Deverá ser notado que quando $c_1 = c_2$ os dois primeiros termos simplesmente formam o termo de renormalização da carga sem significado. A identidade de c_3 e c_4 garante que a correção do momento magnético será idêntico se medido pela interação com um campo eletrostático ou com um campo magnético.³²

As seções quatro e cinco abordam, respectivamente, os casos eletrostático e magnético; no entanto, os desenvolvimentos são bastante técnicos e específicos, por isso iremos apresentar aqui os seus resultados, sugerindo ao leitor interessado que consulte ambas seções diretamente no artigo. Ainda assim, sobre os cálculos, cabe salientar que possuem um objetivo comum, a saber, obter um operador cujos elementos de matriz não nulos encontram-se *apenas* na diagonal principal. Ademais, o desenvolvimento da parte eletrostática é suficiente para que os autores encontrem — sem a exigência da invariância de Lorentz — os valores corretos para o Desvio Lamb:

Então para os estados $n = 2$ do hidrogênio usamos os valores para $\int k_0^\mu dk/k$ dados por Bethe³³ (=7.6876) e encontramos os seguintes desvios de nível, os quais podem ser escritos em termos da frequência correspondente

$$\nu(2s_{1/2}) = +1034 \text{ mc/seg.} \\ \nu(2p_{1/2}) = -17 \text{ mc/seg.} \\ \nu(2p_{3/2}) = +8 \text{ mc/seg.}$$

32. Os coeficientes c_5 e c_6 não chegam a ser calculados, possivelmente em razão de serem simétricos aos dois primeiros termos e como será mostrado que $c_1 = c_2 = 0$, igualmente teremos $c_5 = c_6 = 0$.

33. Em nota: "H. A. Bethe, Solvay Report, 1948".

Portanto o estado $2s_{1/2}$, que pela teoria de Dirac é degenerado com o estado $2p_{1/2}$, será na presente teoria maior por uma energia correspondente a 1051 mc/seg. Isto está de acordo com as medidas de Lamb e Retherford (French & Weisskopf, 1948, p. 1246).

Quase todos os valores anteriores foram calculados através de uma análise do seguinte termo: $(\hbar/mc)^2 \langle SV \rangle_{AV}$. Ainda em sua discussão com relação ao campo magnético, será mostrado que $c_3 = c_4$, mas o segundo resultado importante, isto é, $c_1 = c_2$, exigirá que se considere a renormalização da carga elétrica, de onde os autores concluem:

Obtemos, portanto

$$\Delta W^X = \alpha/2\pi[-(e/\hbar/2mc)\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{H}]_{AV}$$

fornecendo [...] $c_2 = 0 = c_1$ e eliminando [clearing up] a dificuldade com a não invariância. Pode ser notado que os termos divergentes que entram nos cálculos envolvem somente operadores $U = V$ ou $-e\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A}$ e, portanto, qualquer erro devido a manipulações impróprias das integrais divergentes resultarão somente na violação da condição $c_1 = c_2$. Um erro desse tipo pode ser corrigido simplesmente omitindo qualquer termo V ou $e\boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{A}$ no resultado (1948, p. 1248).

Como os autores haviam chamado a atenção no início do artigo, a questão mais delicada seria determinar um operador de massa M que fosse invariante de Lorentz. Apesar de não termos discutido aqui mais detalhes desses cálculos, apenas essa ideia geral de qual foi o procedimento, exposta por nós, torna possível compará-lo com as principais teorias alternativas. Aliás, serão os próprios autores a considerar (French & Weisskopf, 1948, p. 1248), na conclusão, os pontos centrais acerca de tais diferenças, inicialmente com respeito ao trabalho de Lamb e Kroll:

Os resultados derivados aqui estão em acordo com aqueles de Kroll e Lamb. O procedimento de perturbação foi usado em ambos artigos. Kroll e Lamb não introduzem o operador de massa entretanto, mas calculam em vez disso os valores de perturbação de energia e omitem, em seguida, todos os termos independentes do campo eletrostático externo. Seu tratamento das ambiguidades difere do nosso somente no

fato de que eles não usam seu próprio método para calcular o desvio energético em um campo magnético, mas usam o critério de que o momento magnético adicional em um campo eletrostático seja igual ao previamente medido por Kusch e Foley e calculado por Schwinger,

em seguida, eles discutem as diferenças com o tratamento feito por Feynman:

Uma expressão para o desvio do nível também acabou de ser derivado por Feynman. Seu procedimento difere do que usamos aqui pois as ambiguidades em lidar com quantidades divergentes que normalmente aparecem são removidas pela introdução de um corte [*cut-off*] relativístico. Para processos nos quais o valor atual do corte de Feynman não é importante (*e.g.*, o desvio de nível), seus resultados deveriam concordar com os nossos. Fora, entretanto, do desvio de nível, quando não há troca ΔW^N [...], o que Feynman deliberadamente omite, há uma discrepância, do valor $\frac{1}{6}(\alpha/3\pi)(\hbar/mc)^2[\nabla^2 V]_{AV}$, entre os dois valores acima e os de Feynman. Isto é devido a uma correlação [*joining*] do resultado de Feynman com o resultado não relativístico de Bethe. No sentido de fixar o momento k_0 , Feynman introduz um pequeno *quantum* de luz massivo λ e então integra em $k = 0$. A correspondência entre λ e k_0 é dada como $\ln \lambda = \ln 2k_0 - 1$. O exame de ΔW^X mostra que a transformação correta é $\ln 2k_0 - \frac{5}{6}$ e quando isto é aplicado à equação de Feynman o resultado concorda com a mudança de nível dada acima,

e ainda, com os de Schwinger:

O formalismo introduzido por J. Schwinger, no sentido de expressar a eletrodinâmica quântica em uma mais obviamente forma relativística, leva a resultados idênticos aos nossos para o desvio de nível eletromagnético (French & Weisskopf, 1948, p. 1248).

A diferença citada com respeito ao trabalho de Feynman originou também o desacordo numérico com relação à solução obtida por este, o que “desmotivou” Weisskopf e French a publicarem seu artigo de imediato. Não obstante toda essa variedade de opções encontradas acerca dos procedimentos, ainda não é possível, nesse momento, considerar qual deles seria a melhor alternativa com respeito à dificuldade em conciliar a equação do elétron com o Desvio Lamb. Contudo, a aparente complexidade encontrada no decorrer do desenvolvimento de Weisskopf e French, e que estará presente, em maior ou

menor medida, na apresentação de todos os outros autores, indica, no mínimo, que a expectativa de construir uma teoria compacta, e até mesmo elegante, como Dirac parecia buscar com a equação relativística do elétron, era frustrada cada vez mais. Além disso, apesar de todo o formalismo empregado nesse artigo ter se apoiado, efetivamente, em diversos procedimentos matemáticos desenvolvidos ou aperfeiçoados diretamente por Dirac, a importância dada ao processo de renormalização a partir de agora, sobretudo pela mudança conceitual relacionada com a presença dos infinitos, é outro inegável aspecto que deve ser contraposto aos desenvolvimentos feitos pelo teórico inglês. O fato mais importante, nesse sentido, é o de que, após a ideia de Hans Bethe ter sido lançada, um conjunto bastante complexo formado por diferentes propostas teóricas surgiu com base nela, como fica evidente a partir da conclusão apresentada no próprio artigo de Weisskopf e French. Com efeito, apenas quando as críticas se aprofundarem com relação aos fundamentos dos trabalhos de Dirac, então uma alternativa mais direta será encontrada, não apenas com relação ao Desvio Lamb, mas sobretudo com respeito à teoria do pósitron, discussão para a qual nos voltamos agora.

2.3.3 Uma Resposta pouco Convencional

Richard Phillips Feynman nasceu no dia 11 de maio de 1918, em Nova York, e cresceu no bairro chamado Far Rockaway, onde concluiu as primeiras etapas de sua formação educacional³⁴, ingressando, após isso, no MIT, o famoso Instituto de Tecnologia de Massachusetts. Assim como Willis Lamb, ele se dedicaria em tempo integral aos esforços de guerra, logo chamando a atenção pela maneira como trabalhava³⁵. Como veremos, algumas escolhas bastante pessoais com relação às suas abordagens teóricas na física não o

34. Cf. Schweber (1994, pp. 373-380) para mais acerca da biografia e dos trabalhos iniciais de Richard Feynman.

35. “Feynman veio a Los Alamos como um membro regular da equipe e foi rapidamente reconhecido por Bethe e Oppenheimer como um dos mais valiosos membros da divisão teórica” (Schweber, 1994, p. 398).

levariam diretamente ao problema do Desvio Lamb, diferente do que ocorreu com Lamb e Retherford e, especialmente, como havia sido o caso de Weisskopf e French; em certa medida, seus estudos até o impediram de perceber como poderia ele mesmo contribuir para a solução desse problema tão importante da TQC. Com efeito, seu primeiro artigo científico seria publicado na *Physical Review* em 1938, antes mesmo de concluir o seu doutorado, entregue em 1942, na Universidade de Princeton; e a questão dos infinitos já por essa época despertava sua curiosidade³⁶. Chamada de *O Princípio da Mínima Ação na Mecânica Quântica*, sua tese apresenta um completo e inovador formalismo da mecânica quântica, o terceiro, se considerarmos os feitos no *Drei-Männer-Arbeit* e por Schrödinger como os dois primeiros, ou então o quarto, caso aceitemos a teoria da transformação de Dirac/Jordan como sendo, de fato, o terceiro. No entanto, e apesar de todo o cenário formado na ciência com relação à TQC se refletir em seu texto de doutorado, posteriormente transformado em artigo (Feynman, 1948a), em vez de ser mais uma complexa e profunda descrição da teoria quântica, esse trabalho procurava não se apresentar exatamente assim. De fato, ao menos clareza e simplicidade são duas grandes marcas dessa exposição, na qual se aproximavam de modo direto alguns muito conhecidos elementos da física clássica e as ideias mais centrais da mecânica quântica. Com isso, e sobretudo por não envolver quaisquer aspectos acerca da quântica relativística, uma vez que “o trabalho é totalmente não relativístico” (Feynman, 1942, p. 1), estariam igualmente afastados os intrincados desenvolvimentos concebidos por Dirac em sua fase mais tardia. Tratava-se, desse modo, de uma teoria que dialogava com temas estabelecidos no início da teoria

36. “Enquanto trabalhava nesses problemas [indicados por Wheeler, seu orientador em Princeton], Feynman continuou a dedicar tempo em uma ideia pela qual ele tinha ‘se apaixonado profundamente’ enquanto graduando no MIT, uma ideia sobre como resolver as dificuldades praguejando [*plaguing*] a eletrodinâmica quântica (QED) [...] Em sua leitura ao Prêmio Nobel, ele se lembrou de que seu entendimento do problema em teoria quântica era muito confuso. Parecia que ele acreditava que a divergência surgia do fato de que se estava lidando com um sistema de *campo* com um número infinito de graus de liberdade, cada grau tendo uma energia de ponto zero” (Schweber, 1994, p. 379).

quântica, ou como chegaria a afirmar em seu artigo: “A formulação é matematicamente equivalente às mais usuais formulações. Não existem, portanto, fundamentalmente novos resultados. Entretanto, há um prazer [*pleasure*] em se reconhecer velhas coisas de um novo ponto de vista. Também existem problemas para os quais um novo ponto de vista oferece uma vantagem diferente” (Feynman, 1948, p. 367). Melhor seria dizer que Feynman estava mais interessado, nesse momento, nos primeiros desenvolvimentos feitos por Dirac, porque, não obstante as dificuldades em se encontrar uma descrição relativística fosse a grande preocupação da maior parte dos cientistas, seu interesse, por agora, era o de compreender quais ideias haviam dado origem *apenas* à mecânica quântica. Assim, ele pretendia descobrir o que estava escondido por detrás da proposta defendida por Dirac quando este considerou uma descrição apoiada no formalismo lagrangiano, para, só então, seguir em direção à TQC. Sem dúvida, em sua tese, Feynman declara textualmente que o ponto de partida daquele trabalho encontra-se precisamente em algumas passagens bem específicas do livro *Principles of Quantum Mechanics* de Dirac, as quais “expressam [*bear on*] tão diretamente o que se segue e são tão necessárias para o entendimento disso, que penso ser melhor citá-las na totalidade, embora resulte em uma citação bem mais longa” (Feynman, 1942, p. 26). As referidas passagens são, de fato, um excerto — com mínimas modificações — retirado do artigo “A Lagrangiana na Mecânica Quântica”, escrito³⁷ por Dirac em 1933. Se uma tal escolha não o colocava no interior do turbilhão de discussões da época, paradoxalmente, foi isso que lhe conferiu mais tarde uma visão bastante ampla da física, mas nem por isso menos densa. Realmente, sua postura com relação aos trabalhos de Dirac se diferenciava, em grande

37. “A seção [...] ‘A Lagrangiana na Mecânica Quântica’ [do livro *Principles of Quantum Mechanics*] tem o mesmo título de um artigo de Dirac, publicado em 1933. Dirac lá apresenta uma versão alternativa à mecânica quântica baseada na hamiltoniana clássica, a qual é uma função das coordenadas q e momento p do sistema. Ele enfatiza que a lagrangiana, como uma função das coordenadas e velocidades, é mais fundamental porque a ação definida por ela é um invariante relativístico e também admite um princípio de mínima ação” (Feynman, 1942, ed. 2005, intr. Laurie Brown, 2005, p. xvii).

medida, da usualmente adotada, especialmente se comparada com a de Weisskopf, visto que este último, além de conhecer detalhadamente os textos do físico inglês, buscava explorar suas diversas interconexões, assim como também faziam os principais físicos de sua época. De fato, não se limitou apenas ao “prazer em reconhecer velhas coisas” a relevância dessas primeiras discussões no pensamento de Richard Feynman, pois foram tais construções que abriram as portas certas para que ele pudesse compreender e analisar alguns dos processos mais complexos já surgidos na TQC, trazendo uma abordagem visual extremamente eficaz com os seus diagramas³⁸, a fim de contornar, desse modo, os excessivos cálculos teóricos que faziam parte da rotina dos físicos. Além de seu interesse com respeito ao surgimento da mecânica quântica, fato com o qual se destaca a grande relevância dos artigos de Paul Dirac para sua formação intelectual, ao menos dois outros cientistas influenciariam de modo direto os rumos de suas construções teóricas, inclusive com relação às suas decisões acadêmicas³⁹. O primeiro deles, como indicamos em outra oportunidade, foi o físico Hans Bethe, mas além deste, e de modo tão decisivo quanto, encontra-se o seu orientador em Princeton, o físico estadunidense John Archibald Wheeler (1911-2008). Com efeito, será especialmente a partir de uma frutífera colaboração com este último que algumas das principais ideias aceitas hoje acerca das interações atômicas na TQC ganharão forma, obtidas através de uma descrição muito original feita

38. “Sua nova aproximação à teoria quântica fez uso do princípio da mínima ação e o levou a métodos para cálculos de muita acurácia dos processos da eletrodinâmica quântica, como amplamente confirmados pela experiência. Estes métodos se apoiam nos famosos ‘diagramas de Feynman’ derivados originalmente dos caminhos de integrais, os quais preenchem as páginas de muitos artigos e livros-texto” (Feynman, 1942, ed. 2005, intr. Laurie Brown, 2005, p. vii).

39. “Feynman aceitou a oferta de Bethe para uma vaga por três anos como professor assistente em Cornell. Isto significava que ele estava formalmente indo para a Universidade de Cornell recebendo 11/9 do seu salário anual de \$3.000 de Los Alamos [~\$3.700], como firmado pelo contrato de Cornell. Em julho de 1945, por insistência de Oppenheimer, foi finalmente oferecido a Feynman uma vaga como professor assistente em Berkeley com um então considerável salário de \$3.900 por ano [...] Mas Feynman recusou. Seu sentimento, respeito e estima por Bethe foram os fatores decisivos; além disso, por insistência de Bethe, Cornell imediatamente fez uma contrapartida da oferta de Berkeley e definiu seu ‘potencial’ salário em \$4.000 por ano. Ao recomendar este aumento de salário, Bethe indicava que sua já alta opinião acerca de Feynman tinha crescido ainda mais ao curso do ano” (Schweber, 1994, p. 404).

pelas mãos de Feynman. Sobre isso, três artigos publicados por Feynman (1948b; 1948c; 1949a) apresentariam uma sequência crucial com o que se mostrava, primeiro, como obter uma teoria capaz de incorporar a invariância de Lorentz desde o início; e, segundo, como seria possível construir uma interpretação alternativa à teoria do pósitron, de fato, uma substituição desta última e, por conseguinte, da teoria do mar de elétrons. Ao nosso trabalho, será fundamental compreender de modo preciso como ocorreu essa mudança de perspectiva e de que maneira, conforme os artigos de Feynman foram sendo publicados, ela impactou nas análises feitas até então acerca das teorias de Dirac. Através desses artigos, seu autor lançaria mão de um aparato teórico que avançaria até a reconsideração de conceitos fundamentais da física — especialmente o de tempo —, uma proposta bastante ousada se levarmos em consideração todos os entendimentos da TQC aceitos até aquele momento, e, exatamente por isso, deverá nos fornecer o melhor exemplo de qual foi, nessa época, o alcance do embate científico ocorrido no interior da física, do qual emergirá, por fim, a visão predominante das correntes teóricas posteriores e que seguem até o presente. Como seria enfatizado ainda em sua tese de doutorado, suas ideias só poderiam ser apreciadas quando tivessem passado pelo crivo da experiência: “O teste final de qualquer teoria física reside, é claro, no experimento. Nenhuma comparação com experimento foi realizada neste artigo. O autor espera aplicar estes métodos à quântica eletrodinâmica. É somente através de uma tal aplicação direta que uma comparação experimental poderá ser feita” (Feynman, 1942, p. 74); observe que esse texto foi publicado anos antes de Lamb e Retherford finalizarem seu experimento e, nesse sentido, nos mostra que sua principal motivação era retomar os problemas da TQC assim que possível. De fato, dois conjuntos de ideias precisavam ser melhor compreendidos antes de uma teoria completa e robusta ser encontrada, dos quais o primeiro surge como um desdobramento direto de sua tese de doutorado, cuja consequência mais importante foi a de permitir

uma abordagem apoiada na descrição lagrangiana e, por isso, *invariante desde o início*. O segundo conjunto, por sua vez, se dirige às relações entre eletrodinâmica e relatividade especial, e terá seu começo quase no mesmo período, a partir de discussões feitas com Wheeler, quando este ainda era seu orientador: “Wheeler e Feynman trabalharam os detalhes de sua teoria da ação à distância no outono de 1940 [...] Feynman deu um colóquio sobre o seu trabalho que foi acompanhado por Einstein, Pauli, Wigner e Henri Norris Russell, entre outros” (Schweber, 1994, p. 382). Os primeiros resultados obtidos nesse momento, bastante promissores, levariam à publicação de dois artigos, ainda no ano de 1948 (Feynman, 1948b; 1948c), os quais se completam como etapas de um mecanismo mais geral de explicação. Isto é, no primeiro destes, “Um Corte [*Cut-off*] Relativístico para a Eletrodinâmica Clássica”, Feynman concentra toda a discussão no interior do chamado domínio clássico (apenas por oposição ao quântico), sugerindo modificações bastante específicas da eletrodinâmica; com isso, somente no artigo seguinte, chamado “Corte Relativístico para a Eletrodinâmica Quântica”, seria mostrado efetivamente como essa análise se estenderia à teoria quântica e, por fim, ao Desvio Lamb. Desse modo, tendo em vista que seu real interesse estava concentrado nos desenvolvimentos mais gerais da TQC, Feynman enxerga nos cálculos do Desvio Lamb não mais do que uma excelente oportunidade para testar suas considerações relativísticas. Destaca-se, entre outros, o fato de sua explicação estar muito próxima daquela inicialmente sugerida por Hans Bethe, segundo a qual seria preciso determinar uma frequência de corte para evitar uma solução de outro modo divergente; antes disso, porém, Feynman recua para uma discussão em torno apenas da eletrodinâmica clássica e, nesta direção, igualmente, vai de encontro às propostas de Bohr e Dirac, uma vez que ambos apostavam justamente em mudanças nesta segunda região teórica como caminho alternativo para superar os impasses nos quais a quântica relativística havia chegado.

Com efeito, de acordo com Richard Feynman, uma pequena alteração na concepção relativística do campo eletromagnético poderia ajudar muito na solução de algumas dificuldades com o eletromagnetismo clássico (sem qualquer processo de quantização) e, do mesmo modo, a simples adaptação dessa ideia ao domínio quântico poderia descrever o comportamento energético do elétron através de equações que são imediatamente invariantes relativísticos. Os desenvolvimentos gerais desses dois artigos nos quais considera o corte relativístico, como observa Silvan Schweber⁴⁰, foram quase por completo discutidos por Feynman e Wheeler entre o verão e outono de 1947, e estabelecem uma profunda conexão entre relatividade e eletrodinâmica, através de uma reinterpretação do chamado cone de luz relativístico, envolvendo, portanto, reconsiderações acerca da simultaneidade de eventos, como será visto a seguir. O primeiro desses artigos, concentrado no caso não quântico, começa justificando por que a autoenergia infinita deve ser aceita como um problema que pertence ao domínio clássico da eletrodinâmica, e não uma dificuldade exclusiva de sua interpretação quântica. Assim, após uma breve revisão dos principais tratamentos já realizados acerca da autoenergia infinita, ele passa então aos detalhes de como pretende conduzir sua pesquisa:

O potencial em um ponto no espaço, para um tempo dado, depende da carga à distância r desse ponto em um tempo prévio $t = r$ (tomando a velocidade da luz como unidade). Relativisticamente falando, uma interação ocorre entre eventos cujo intervalo quadridimensional, s , definido por $s^2 = t^2 - r^2$, se anula. Disso resulta, entretanto, uma ação infinita de um elétron pontual sobre ele mesmo. A presente teoria modifica

40. “Notas e cartas de Feynman do verão ao outono de 1947 nos permitem reconstruir a gênese dessa versão da eletrodinâmica quântica. Seu ponto de partida foi a proposição Wheeler-Feynman da eletrodinâmica clássica (Wheeler & Feynman, 1945). Feynman adotou a formulação que Wheeler tinha dado em sua versão expandida do manuscrito de 1941 sobre o assunto. A seguinte exposição é tomada das notas de Feynman escritas durante o verão de 1947 intituladas ‘Breve Descrição da Eletrodinâmica de Wheeler-Feynman’. Estas notas mais tarde formaram a base para seu artigo ‘Um Corte Relativístico para A Eletrodinâmica Clássica’” (Schweber, 1994, p. 414). A primeira metade da seção 8 do livro de Schweber consegue até mesmo reproduzir quase toda a discussão presente neste último artigo com base apenas nessas anotações, acrescentando algumas dificuldades específicas daquele momento, cf. Schweber (1994, pp. 414-428).

REVIEWS OF MODERN PHYSICS

VOLUME 20, NUMBER 2

APRIL, 1948

Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics

R. P. FEYNMAN

Cornell University, Ithaca, New York

Non-relativistic quantum mechanics is formulated here in a different way. It is, however, mathematically equivalent to the familiar formulation. In quantum mechanics the probability of an event which can happen in several different ways is the absolute square of a sum of complex contributions, one from each alternative way. The probability that a particle will be found to have a path $x(t)$ lying somewhere within a region of space time is the square of a sum of contributions, one from each path in the region. The contribution from a single path is postulated to be an exponential whose (imaginary) phase is the classical action (in units of \hbar) for the path in question. The total contribution from all paths reaching x, t from the past is the wave function $\psi(x, t)$. This is shown to satisfy Schroedinger's equation. The relation to matrix and operator algebra is discussed. Applications are indicated, in particular to eliminate the coordinates of the field oscillators from the equations of quantum electrodynamics.

1. INTRODUCTION

IT is a curious historical fact that modern quantum mechanics began with two quite different mathematical formulations: the differential equation of Schroedinger, and the matrix algebra of Heisenberg. The two, apparently dissimilar approaches, were proved to be mathematically equivalent. These two points of view were destined to complement one another and to be ultimately synthesized in Dirac's transformation theory.

This paper will describe what is essentially a third formulation of non-relativistic quantum theory. This formulation was suggested by some of Dirac's^{1,2} remarks concerning the relation of

classical action³ to quantum mechanics. A probability amplitude is associated with an entire motion of a particle as a function of time, rather than simply with a position of the particle at a particular time.

The formulation is mathematically equivalent to the more usual formulations. There are, therefore, no fundamentally new results. However, there is a pleasure in recognizing old things from a new point of view. Also, there are problems for which the new point of view offers a distinct advantage. For example, if two systems A and B interact, the coordinates of one of the systems, say B , may be eliminated from the equations describing the motion of A . The inter-

¹ P. A. M. Dirac, *The Principles of Quantum Mechanics* (The Clarendon Press, Oxford, 1935), second edition, Section 33; also, *Physik. Zeits. Sowjetunion* **3**, 64 (1933).

² P. A. M. Dirac, *Rev. Mod. Phys.* **17**, 195 (1945).

³ Throughout this paper the term "action" will be used for the time integral of the Lagrangian along a path. When this path is the one actually taken by a particle, moving classically, the integral should more properly be called Hamilton's first principle function.

Figura 2.4 Página de abertura do artigo "Aproximação Espaço-Temporal à Mecânica Quântica não Relativística", publicado por Feynman (1948b) na *Physical Review*, no qual desenvolve algumas das ideias apresentadas em sua tese de doutorado.

esta ideia assumindo que existem interações substanciais desde que o intervalo s seja do tipo-tempo e menor do que algum tamanho a , da ordem do raio do elétron. Quando t é maior do que $\Delta(s^2) = 2t \cdot \Delta t$ isto significa um espalhamento no tempo de chegada do sinal de quantidade da ordem de $a^2/2t$. Para cargas separadas por muitos raios eletrônicos não há, entretanto, de fato, essencialmente qualquer modificação. Para a ação de um elétron sobre si mesmo, entretanto há considerável modificação. O resultado será reduzir a autoenergia infinita para um valor finito. Para acelerações que não sejam extremas, a ação de um elétron em si mesmo aparece simplesmente como uma massa eletromagnética. Se desejado, na teoria clássica toda a massa do elétron pode ser representada como a eletromagnética. (Na teoria quântica isso não pode ser feito de uma maneira razoável pois a massa eletromagnética torna-se muito pequena sob proposições razoáveis de a). Nós temos, portanto, uma consistente teoria clássica que não discorda com a experiência clássica (Feynman, 1948b, p. 939).

Talvez a principal característica dessa abordagem esteja no fato de ser aproximativa, isto é, as mudanças sugeridas por Feynman só possuem efeito apreciável quando limitadas a distâncias comparáveis ao tamanho de alguns poucos raios atômicos; contudo, essa alteração é suficiente para se obterem valores compatíveis com os esperados à massa do elétron, uma forte proposição para além de somente evitar a presença de infinitos nos cálculos. As implicações envolvidas nessa proposta, todavia, representam um grande salto conceitual com relação à interpretação estabelecida pela teoria da relatividade, sobretudo quando se leva em conta o papel central que o conceito de simultaneidade possui no interior desta última. Um segundo ponto interessante é, ademais, sua distinção entre as análises clássica e quântica, porque, é claro, Feynman desde o começo tinha em mente apresentar um resultado neste segundo caso, mas essas ideias têm por base uma elaboração clássica com muitas consequências novas, logo, seria preciso, antes de avançar, que estas ideias fossem aceitas para só então serem aplicadas ao caso quântico; sobre isso, deve-se reconhecer a importância dada à descrição clássica dos fenômenos físicos, um traço marcante em sua tese de doutorado. Ainda assim, e apesar de estar construindo uma teoria combinada entre os casos clássico/quântico ou, pelo menos, não conflitantes

entre si, na passagem para os fenômenos quânticos — uma descrição mais geral —, sabe-se que devem surgir resultados inesperados classicamente, fornecendo, portanto, novos obstáculos a serem considerados por uma teoria com escopo maior. Em outras palavras, o sucesso no domínio clássico, evidentemente, não assegura a ampliação dessa mesma capacidade explicativa para situações mais abrangentes, portanto, essa apresentação não poderia ser vista de outro modo a não ser como um passo intermediário em direção ao problema dos infinitos da TQC, um caminho, de certo modo, pouco usual. De qualquer maneira, a intenção de evitar fazer dessa discussão um problema predominantemente quântico, e trazer, assim, um certo equilíbrio entre as duas situações, expressa-se, sobretudo, no fato de Feynman decidir fazer esta publicação isoladamente, não obstante esteja concentrada na física clássica (não quântica), e antes mesmo de ter chegado aos cálculos mais importantes relativos ao Desvio Lamb: “Algumas das ideias físicas da forma clássica da teoria são suficientemente interessantes em si mesmas para garantir sua discussão primeiro em um artigo em separado” (Feynman, 1948b, p. 939). Após esta apresentação bastante clara de quais serão as modificações gerais de sua teoria, ele prossegue: “No restante do artigo formulamos esta ideia matematicamente e apontamos uma ou duas consequências simples” (Feynman 1948b, p. 940). Curiosamente, chama nossa atenção o fato de Feynman ter se concentrado no caso não relativístico da mecânica quântica em sua tese, pois, agora no caso relativístico de um processo clássico, sua abordagem ainda assim deve retomar um elemento em comum que a torna muito próxima daquela primeira, a saber, o fato de apoiar-se mais uma vez no princípio da mínima ação: “É mais conveniente (mas não necessário) formular estas ideias na linguagem da ação à distância” (Feynman 1948b, p. 940). Nesse sentido, seria até possível antever a futura conexão com sua mais recente interpretação da mecânica quântica, porém, exceto em razão dos resultados aos quais chega, este artigo, por enquanto, não poderia fazer o uso de uma tal

correlação, sendo, nesse caso, apenas uma proposta. De fato, somente bem mais tarde as integrais de trajetória obtidas em sua tese tornariam-se centrais na TQC, em vista de sua enorme capacidade analítica.

Desse modo, as equações do movimento na formulação relativística, assim como foram encontradas em sua versão clássica, podem ser obtidas pelo extremo (mínimo/máximo) da grandeza “ação” (Feynman, 1948b, p. 940):

$$S = \sum_a m_a \int (da_\mu da_\mu)^{\frac{1}{2}} + \sum_{a,b}' e_a e_b \int \int \delta(s_{ab}^2) da_\mu db_\mu, \quad (2.49)$$

onde deve-se notar que a notação empregada $\sum_{a,b}'$ significa a soma sobre todos os pares (a, b) tais que $a \neq b$. Todas essas primeiras considerações são comuns à teoria da relatividade, a não ser pela presença da função δ introduzida por Dirac, mas que, a essa altura, tornara-se usual em toda a física, e não apenas na mecânica quântica, de onde inicialmente ganhou importância. Igualmente, a derivada da função δ será empregada nesse artigo ao longo das demonstrações, sem qualquer restrição adicional acerca do rigor matemático, mas antes de prosseguir em sua análise, a seguinte notação é introduzida por Feynman (1948b, p. 940):

$$A_\mu^{(b)}(x) = e_b \int \delta(s_{xb}^2) db_\mu,$$

a qual se refere, como logo adiante ficará claro, aos potenciais eletromagnéticos. A partir desse momento, Feynman poderá escrever, em analogia com a mecânica clássica, as equações do movimento de Euler-Lagrange:

O resultado de procurar um extremo desta [ação (2.49)] é conduzir no bem conhecido caminho às equações do movimento,

$$m_a \frac{d}{d\tau_a} \left(\frac{da_\nu}{d\tau_a} \right) = e_a \frac{da_\mu}{d\tau_a} \sum_{b \neq a} F_{\mu\nu}^{(b)}(a),$$

onde podemos chamar $F_{\mu\nu}^{(b)}(x)$ o campo em x causado pela partícula b (Feynman, 1948b, p. 940).

Os valores $F_{\mu\nu}^{(b)}(x)$ relacionam os $A_\mu^{(b)}(x)$ e satisfazem as equações de Maxwell, isso permite interpretar estes últimos como os usuais campos eletromagnéticos. Além disso, as equações do movimento podem ser escritas da seguinte maneira (1948b, p. 940):

$$m_a \ddot{a}_\nu = e_a \dot{a}_\mu \sum_{b \neq a} \left(\frac{1}{2} F_{\mu\nu}^{(b)} \text{ret} + \frac{1}{2} F_{\mu\nu}^{(b)} \text{adv} \right),$$

onde a notação de \dot{a} se refere à derivada temporal. O texto prossegue a fim de mostrar que essa última equação representa adequadamente a teoria eletromagnética clássica, especialmente pelo fato de o movimento de uma partícula depender somente de sua interação com os campos gerados por outras partículas e que, portanto, “Não existe autoenergia” (Feynman 1948b, p. 941). De modo inverso, essa discussão inicial serve para demonstrar que a ação S apresentada inicialmente na equação (2.49) pode fornecer as equações de movimento eletromagnéticas corretas e, desse modo, ela é suficiente para a construção do problema físico em todos os detalhes. O passo importante vem logo a seguir, quando Feynman sugere, então, como seria possível modificar a ação S de modo a considerar a interação entre partícula e campo eletromagnético da maneira mais geral possível, isto é, “Não há *necessidade* para se fazer isso, mas é uma interessante questão tentar reintroduzir a ideia de um campo universal. Isso exige que seja permitido a uma partícula agir sobre si mesma e o termo $a = b$ seja incluído na soma da ação. Isto leva imediatamente a uma autoforça infinita” (Feynman, 1948b, p. 941). A origem desse infinito deve-se à presença da função $\delta(s_{ab}^2)$ que, na solução original, apenas considerava cargas localizadas em pontos diferentes de a . A maneira encontrada por Feynman para superar essa dificuldade consiste em introduzir uma nova função chamada de $f(s_{ab}^2)$ que se comporta como $\delta(s_{ab}^2)$ para longas distâncias, mas não produz valores infinitos

em dimensões do tamanho do raio atômico. Há implicações mais específicas com respeito às interpretações usuais da teoria da relatividade especial nessa análise, e que nos interessam diretamente, porém, elas não são apontadas no artigo ou ficam apenas subentendidas. Todavia, Schweber (1994, p. 417), ao comentar as notas e textos que deram origem a esse artigo, traz alguns esclarecimentos acerca dessas questões, primeiramente, com relação às possíveis escolhas de $f(s_{ab}^2)$:

Feynman assume que $f(s^2)$ é tal que as interações existem para s do tipo-tempo e menor do que para algum pequeno tamanho a da ordem do raio eletrônico clássico $r_0 = \frac{e^2}{mc^2}$, isto é, para $s^2 \leq a^2$, $a^2 > 0$, por exemplo,

$$f(s) = \begin{cases} \frac{1}{a^2} e^{-|s|/a} & \text{para } s^2 > 0 \\ = 0 & \text{para } s^2 < 0. \end{cases}$$

Note que em vista de f ser uma função do intervalo s_{12} somente, a covariância teórica é mantida. A forma

$$f(s^2) = \int d^4k e^{-ik \cdot (x-y)} \tilde{f}(k^2),$$

com $\tilde{f}(k^2)$ sendo uma função de $k_\mu k^\mu$ somente, é mais geral do que seria tomar f uma função de s^2 apenas; $\tilde{f}(k_\mu k^\mu) = \delta(k^2)$ fornece a teoria original com interações ao longo do cone de luz somente.

A função citada no início dessa passagem é a mesma utilizada por Feynman em seu artigo, e com relação às implicações diretas dessas análises, Schweber (1994, p. 417) prossegue:

A ação (2.49) com a função $\delta(s_{xy}^2)$ implicava que a interação ocorria entre os eventos x e y cujo intervalo 4-dimensional se anula, isto é, entre aqueles pontos y que estão no passado e futuro do cone de luz de x . As consequências de uma f que seja diferente de 0 [...] para a qual $s^2 = t^2 - r^2 \leq a^2$, podem ser inferidas como segue: $(t-r)(t+r) \leq a^2$ implica que quando $r \gg a$, $t - r \approx a^2/2r$. Portanto, a velocidade de propagação para grandes distâncias se torna mais e mais próxima à velocidade da luz c . Similarmente, quanto t é grande, uma vez que $\Delta s^2 = 2t\Delta t$, há uma dispersão no tempo de chegada de um sinal eletromagnético de uma quantidade da ordem $a^2/2t$. Portanto, a interação entre cargas separadas por uma grande distância permanece essencialmente sem modificação; há uma pequena alteração das interações

quando partículas estão mais próximas umas das outras (*i.e.* quando $r_{ij} \sim a$). Há, entretanto, consideráveis modificações para a ação da carga de uma partícula sobre si mesma: o infinito da autoenergia se reduz a um valor finito.

Portanto, a função $f(s^2)$ cumpre dois papéis essenciais na teoria: 1) torna as equações invariantes de Lorentz; 2) elimina o infinito da autoenergia (na teoria clássica). As duas características por si mostram o alcance da proposta de Feynman, ainda que não se tenha efetivamente mostrado como ela deverá ser aplicada ao caso quântico. Contudo, o artigo extrai mais uma série de consequências com relação ao elétron, dentre as quais a interpretação de sua massa em termos da radiação e a mais surpreendente delas acerca da interação elétron/pósitron. O primeiro passo em direção a esses resultados consiste em fazer a substituição de $f(s^2)$ na ação S e, a partir disso, refazer a sequência pela qual as equações de Euler-Lagrange foram encontradas. A começar pela ação, tem-se:

$$S = \sum_a m_a \int (da_\mu da_\mu)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{2} \sum_a \sum_b e_a e_b \int f(s_{ab}^2) da_\mu db_\mu, \quad (2.50)$$

com um novo potencial:

$$\bar{A}_\mu^{(b)}(x) = e_b \int f(s_{ab}^2) db_\mu, \quad (2.51)$$

onde o sinal de barra em $\bar{A}_\mu^{(b)}$ apenas indica que se deve trocar nos cálculos $\delta(s_{xb}^2)$ por $f(s_{xb}^2)$, e a análise das “novas” equações do movimento mostra o seguinte (1948b, p. 941):

Esta teoria difere da usual em dois aspectos. *A.* Há uma força extra $h_\nu = e_a \dot{a}_\mu \bar{F}_{\mu\nu}^{(a)}(a)$ sobre a partícula a dependendo somente do movimento de a . Isso será estudado em um momento e mostrado que ela representa inércia. *B.* Os campos de outras partículas são dados pelo divergente de um potencial, mas o potencial (2.51) não mais resolve as equações de Maxwell. Entretanto, já que $f(s^2)$ está perto de $\delta(s^2)$ isto significa que exceto para partículas muito proximamente juntas nada se altera profundamente [*very much*]. Portanto, $f(t^2 - r^2)$ é largo somente quando $t = r$ é praticamente satisfeito, mas para grande t pró-

ximo de $+r$, digamos, $f(t^2 - r^2) \cong f(2t(t - r))$ tal que a função cuja dispersão é a^2 em seu argumento s^2 possui dispersão $a^2/2t$ em $t - r$. Portanto, para distâncias crescentes da fonte os potenciais satisfazem as equações de Maxwell com cada vez mais acurácia.

Observe que, ao final da passagem anterior, a análise da função $f(t^2 - r^2)$ hipotética pode ser compreendida nos termos apresentados por Schweber, como destacamos há pouco; não obstante simplificada e concentrada apenas no comportamento analítico de uma possível função $f(s^2)$, ela esclarece quais são as ideias envolvidas no procedimento geral. Contudo, as equações originadas através da ação S não se limitam a esse exemplo particular, e ainda serão discutidas na sequência do artigo levando-se em consideração uma série de detalhes técnicos, incluindo o emprego das derivadas da função δ , da transformada de Fourier e das séries de Bessel; o leitor interessado deve, como sempre, consultar os textos originais, aqui nós iremos omitir esses pontos mais específicos e discutir os resultados do desenvolvimento, começando pela seguinte interpretação da massa do elétron (Feynman, 1948b, p. 942):

$$\mu_a = \frac{1}{2} e_a^2 \int_{-\infty}^{\infty} f(\eta^2) d\eta,$$

obtida, a menos da introdução da variável η , a partir da nova ação S para um campo interpretado da maneira mais geral possível, acerca disso Feynman (1948b, p. 942) fará as seguintes considerações:

Ou seja, o termo da autoação para esta aproximação representa massa eletrodinâmica pura. O termo prontamente combinado com $m_a \int d\tau_a$ para a massa é corretamente invariante. Podemos ir além e assumir que originalmente m_a é zero e toda a massa dos elétrons é eletrodinâmica, mas para os prótons isto então não poderia ser assim.

O segundo resultado será a própria descrição do campo eletrostático, obtido como sendo exatamente a quarta componente (A_4) de um potencial quadrivetorial (1948b, p. 943):

O potencial eletrostático a uma distância r de uma carga estacionária, será de acordo com (2.51),

$$\bar{A}_4(r) = e \int_{-\infty}^{\infty} f(t^2 - r^2) dt. \quad (2.52)$$

Para r largo [...] isto é prontamente visto ser e/r . Na origem $r = 0$, entretanto, ele é finito, sendo $e \int_{-\infty}^{\infty} f(t^2) dt$ ou $2\mu/e$. Isso tem uma simples interpretação se toda a massa for eletromagnética. A energia liberada em se trazer uma carga de pósitron e elétron juntas e então cancelando todos os campos externos juntos é apenas 2μ , a massa de repouso que essas partículas têm em virtude dos seus campos. Ou, colocando de outro modo, a massa de repouso que as partículas possuem é simplesmente o trabalho feito ao separá-las contra sua atração mútua após elas terem sido criadas. Nenhuma energia é necessária para criar um par de partículas no mesmo lugar. (Estas ideias não têm uma contrapartida quântica já que na teoria quântica toda massa não parece ter autoenergia eletromagnética, ao menos da mesma maneira simples.) Pode haver um campo máximo de atração entre as duas cargas para alguma separação, já que, para algumas funções f a força surgindo de (2.52) se anula na origem e, é claro, novamente no infinito.

As conclusões anteriores são bastante surpreendentes, sobretudo com respeito à energia necessária para o surgimento de um par elétron-pósitron e sua massa mecânica. No entanto, mais uma vez cabe ressaltar o fato de se tratar, aqui, de uma análise que pertence à descrição clássica, ou não quântica, portanto, essa discussão, ainda que traga a questão dos infinitos e das dificuldades associadas à renormalização em geral, não tem o objetivo de solucionar os problemas com infinitos da TQC. Ainda, todos estes resultados poderiam ser considerados apenas uma consequência da limitação do próprio tratamento clássico, pois este último não seria o mais completo possível. Mas Feynman ignora momentaneamente esta última crítica, o que demonstra o quanto era importante o caso clássico em seu pensamento, e prossegue em sua análise: se dos pontos de vista relativístico e energético é possível a formação do par pósitron-elétron, como esse fenômeno ocorreria, de fato, no tempo? Uma maneira direta de se obter uma resposta a essa questão pode ser obtida interpretando as condições de extremo da nova ação S , já que

isso, afinal, deve gerar as equações do movimento. Sua discussão considera uma partícula movendo-se em apenas uma dimensão, a qual caminha em direção a uma barreira potencial eletrostática “causada por outras cargas” (Feynman, 1948b, p. 943). Esse caso típico apresentaria duas soluções possíveis, as quais são melhor compreendidas a partir do gráfico apresentado no artigo (Feynman, 1948b, p. 943) e reproduzido em nossa Figura 2.5 a seguir. Como é possível observar nesse gráfico, existem dois caminhos relacionados ao extremo de S , o primeiro representado por uma linha contínua e o segundo por uma linha segmentada. O eixo vertical (das coordenadas) representa a variação no tempo, e o eixo horizontal (das ordenadas), a variação no espaço. Por isso, quanto *menor* a inclinação de uma reta com respeito ao eixo horizontal, mais *veloz* sua partícula, o contrário sendo verdade se a inclinação for *maior*. Com relação ao caminho de linha contínua, a partícula, ao passar pela barreira potencial deverá diminuir sua velocidade (aumento da inclinação) e depois sua velocidade volta a aumentar (diminui a inclinação). A segunda possibilidade aceita de acordo com a nova ação S , descrita em (2.50), e, portanto, mais geral com respeito à interação entre os campos eletromagnéticos, será dada pela curva de linha descontínua; ou seja, esta última, com relação à situação anterior, possui velocidade *menor*, mas após entrar na barreira de potencial, passa a percorrer um caminho na “direção contrária” ao sentido crescente do tempo (observe no gráfico o eixo do tempo e o caminho entre 1PQ2), ou nas palavras de Feynman (1948b, p. 944):

Como poderia um tal caminho aparecer a alguém cujo futuro gradualmente se torna passado através de um movimento presente? Ele poderia primeiro ver uma simples partícula em 1, quando em Q duas novas partículas repentinamente apareceriam, uma movendo-se dentro do potencial para a esquerda, e outra saindo à direita. Mais tarde em P aquela movendo-se à esquerda combina-se com a partícula original em 1, e ambas desaparecem, deixando o membro direito do movimento do par original chegar em 2. Nós, portanto, temos uma descrição clássica do par produção e aniquilação. A partícula cuja trajetória tem seu tempo próprio oposto em sinal ao tempo verdadeiro t (seção PQ), se

comportaria como uma partícula de sinal oposto, pois mudar o sinal de db_μ em (2.50) é equivalente a mudar o sinal de e_b . Esta ideia de que os pósitrons podem ser elétrons com o tempo próprio reverso foi sugerida a mim pelo Professor J. A. Wheeler em 1941.

A passagem anterior é bastante direta, mas nos deixa atônitos: partículas caminhando para o passado? Trata-se de uma grande mudança conceitual e, certamente, não foi realizada tendo em vista unicamente buscar uma resposta ao problema do Desvio Lamb, pelo contrário, como Feynman faz questão de reconhecer, todas estas ideias fazem parte de um conjunto discutido com Wheeler há algum tempo. Com efeito, esta última não seria uma reinterpretação pequena e, na verdade, não estava restrita ao domínio da teoria eletromagnética ou relativística, mas seu alcance deveria ser muito maior, como o autor comenta no final de sua análise:

Há muitos problemas interessantes presentes nestas ideias. Por exemplo, pares serão produzidos *ad infinitum* pelo campo, ou somente para alguma medida tal que possamos garantir que os pósitrons serão aniquilados por elétrons no futuro? Novamente, em um campo fraco um número grande de pares pode ser criado tais que estejam muito pouco separados no campo (o qual é insuficiente para separar os dois) e, portanto, produz uma grande polarização daquele campo? Espera-se que uma aplicação dessas ideias ao estudo do pósitron da teoria do buraco apareça em um artigo futuro (Feynman, 1984b, p. 944).

O arcabouço conceitual elaborado em seu doutorado e neste artigo (Feynman, 1948b) levariam respectivamente até às integrais de trajetória e à compreensão do processo de renormalização, sendo que ambos resultados foram o motivo de sua escolha ao Prêmio Nobel; porém, em sua leitura de recebimento, Richard Feynman dedicou quase todo o seu discurso para refazer o caminho pelo qual havia chegado a essas discussões iniciais: “Então, o que eu gostaria de falar a vocês hoje é sobre a sequência de eventos, a sequência de ideias que ocorreu realmente, e pela qual eu finalmente fui levado a um problema não resolvido, pelo qual eu acabei recebendo um prêmio” (Feynman, 1966,

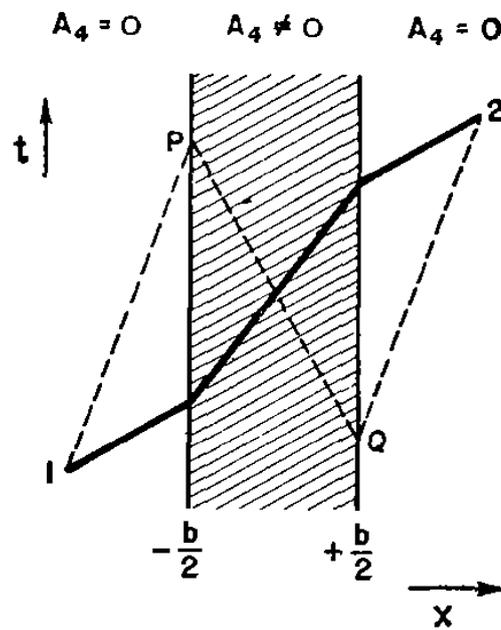


Figura 2.5 Na legenda original: “Se dois pontos 1,2 estão separados por uma barreira de alto potencial, há dois caminhos que podem fazer a ação um extremo. Um (linha sólida) representa a passagem de um elétron rápido. A outra (linha descontínua) tem uma seção reversa no tempo e será interpretada como uma penetração efetiva da barreira por um elétron devagar por meio de uma produção de par em Q e aniquilação em P , a seção PQ representando o movimento do pósitron” (Feynman, 1948b, p. 943).

p. 699). Nesta mesma leitura, além de enfatizar um percurso de “quase oito anos até a publicação final de 1947” (Feynman, 1966, p. 670), ele reconhece que, exceto por suas consequências, todas essas ideias não tiveram papel tão decisivo na construção de uma nova teoria quanto era sua expectativa inicial (Feynman, 1966, p. 680):

Eu me pergunto se algo pode ser aprendido a partir disso. Eu duvido. É mais notável que muitas das ideias desenvolvidas no curso desta pesquisa não foram ultimamente usadas no resultado final. Por exemplo, os potenciais metade avançados e metade retardados não foram finalmente usados, a ideia de que cargas não agem sobre si mesmas foi abandonada. A formulação da integral de trajetórias da mecânica quântica foi útil para sugerir ao final expressões e para formular a teoria geral da eletrodinâmica de novas maneiras — embora, estritamente não foi absolutamente necessária. O mesmo segue para a ideia de pósitron sendo um elétron voltando no tempo, era muito conveniente, mas não estritamente necessária para o elétron porque ela é exatamente equivalente ao ponto de vista do mar de energia negativa.

Parte de seu pessimismo vinha por conta das dificuldades nas quais a própria eletrodinâmica quântica se encontrava nessa época, mas essas reflexões revelam que sua abordagem havia ido muito além das considerações mais usuais da física. Embora tenham sido úteis como sugestões de novos caminhos, essas discussões em si não puderam efetivamente ser confirmadas, o que nos leva a questionar qual foi então o seu significado de fato nas próprias teorias. Retornando, por enquanto, aos seus próximos artigos, um considerável conjunto de ferramentas analíticas ainda estaria por vir, e, desse modo, a primeira ocasião na qual Feynman imediatamente começaria a testá-las seria a demonstração do Desvio Lamb. No entanto, quando ele publica seu primeiro artigo acerca do corte relativístico (1948b), quase um ano havia se passado desde a publicação de Lamb e Retherford, e as discussões teóricas com relação a este experimento haviam avançado bastante. Ao menos duas respostas à proposta de Hans Bethe foram publicadas, a primeira de Lamb e Kroll, e a segunda de Weisskopf e French; todavia, nenhuma destas

garantia a invariância de Lorentz por completo. Apenas Schwinger se dedicaria a uma tal abordagem, mas ainda neste caso algumas dificuldades deveriam ser melhor compreendidas, especialmente com relação ao processo de renormalização. A percepção de Feynman acerca desse momento é descrita no comentário introdutório de seu próximo artigo (Feynman, 1948c, p. 1430):

Os principais problemas da eletrodinâmica têm sido essencialmente resolvidos pelas observações de Bethe e Weisskopf de que os termos divergentes no problema do desvio da linha [*line shift problem*] podem ser pensados estarem contidos em uma renormalização de massa de um elétron livre. [...] Ambiguidades que permanecem no procedimento de subtração foram eliminadas por Schwinger. Ele formulou, de um modo geral, quais termos serão identificados em uma teoria correta futura com a massa de repouso, e, portanto, deveriam ser omitidos dos cálculos nos quais a massa não está renormalizada. Estes resultados são notáveis, porque eles resolvem o problema sem a adição de qualquer comprimento ou dimensão fundamentais.

Contudo, sua teoria anterior poderia se mostrar útil nessa abordagem (1948c, p. 1430):

A solução dada por Schwinger, entretanto, assume que em alguma teoria futura os termos divergentes de autoenergia serão finitos. Portanto, é de interesse apontar que existe um modelo, uma modificação da eletrodinâmica usual, para a qual todas as quantidades automaticamente se tornam finitas. Com este modelo, as ideias de Bethe, Oppenheimer, e Lewis e Schwinger podem ser diretamente confirmadas. O modelo resulta da quantização de uma teoria clássica descrita em um artigo prévio. Neste artigo descrevemos somente os resultados para processos nos quais somente *quanta* virtuais são emitidos e absorvidos. Os problemas da emissão permanente e a posição da teoria do pósitron devem ser mais completamente estudadas. Espera-se que uma teoria física completa possa ser publicada em um futuro próximo.

Nesse artigo, Feynman apenas realiza as modificações necessárias a fim de aplicar toda a discussão feita em seu trabalho anterior, no qual foram obtidos, como vimos:

i) uma teoria invariante desde o início; ii) a eliminação do infinito em razão da carga pontual. De fato, assim como naquele artigo, será com a introdução de uma nova função

de densidade que ele começará suas análises:

$$g(\omega^2 - k^2) = \int_0^\infty [\delta(\omega^2 - k^2) - \delta(\omega^2 - k^2 - \lambda^2)]G(\lambda)d\lambda, \quad (2.53)$$

sobre a qual ainda considera: “Aqui $\delta(x)$ é a função delta de Dirac e $G(\lambda)$ é alguma função suave tal que $\int_0^\infty G(\lambda)d\lambda = 1$ e para a qual os valores médios de λ são importantes quando da ordem da frequência $137 mc^2/\hbar$, ou maiores. A eletrodinâmica quântica comum substitui a função $g(\omega^2 - k^2)$ por $\delta(\omega^2 - k^2)$ ”, e assim como Bethe, Weisskopf, Lamb etc., seu trabalho começa a partir da “teoria de perturbação de segunda ordem, usando a teoria de um elétron de Dirac” (Feynman, 1948c, p. 1431):

$$\Delta E = -\frac{e^2}{4\pi^2} \sum_i \int \frac{d\mathbf{k}}{k} \left\{ \sum_+ \frac{(0|\alpha_i|f)(f|\alpha_i|0)}{E_f - E_0 + k} + \sum_- \frac{(0|\alpha_i|f)(f|\alpha_i|0)}{-E_f - E_0 + k} \right\}, \quad (2.54)$$

e após algumas considerações matemáticas e a introdução de uma notação específica, a expressão pode ser escrita como:

$$\Delta E = -\frac{e^2}{2\pi^2} \sum_i \int d\omega d\mathbf{k} \delta(\omega^2 - k^2) \left\{ \frac{(0|\alpha_i \Lambda_f^+ \alpha_i|0)}{E_f - E_0 + \omega} + \frac{(0|\alpha_i \Lambda_f^- \alpha_i|0)}{E_f + E_0 + \omega} \right\}, \quad (2.55)$$

onde:

$$\Lambda_f^\pm = (E_f \pm H_f)/2E_f = (E_f \pm \boldsymbol{\alpha} \cdot \mathbf{P}_f \pm \beta\mu)/2E_f.$$

A diferença essencial, com relação aos demais trabalhos publicados sobre o Desvio Lamb, é a de que em vez de considerar a separação dos campos entre as contribuições longitudinal e transversal, Feynman realiza sua discussão introduzindo esses dois casos indistintamente. Sobre esse ponto, convém trazer o seguinte comentário feito no artigo, pois nele

encontra-se, em certa medida, uma avaliação dos trabalhos anteriores, especialmente o de Weisskopf/French, como deve ficar claro (Feynman, 1948c, p. 1431):

O tratamento longitudinal da autoenergia é usualmente diferente, pois os osciladores longitudinais são primeiro eliminados da hamiltoniana, seu efeito sendo o termo e^2/r_{00} onde r_{00} é a distância sem significado [*meaningless*] do elétron de si mesmo. Estes termos devem ser expressos como integrais sobre osciladores e combinados com (2.55) antes de a mudança sugerida por (2.53) ter sido feita. Um ponto adicional de confusão é o de que a eliminação assume os estados intermediários para formar um conjunto completo como feito em (2.54), mas a situação em (2.55) não é tão clara. Felizmente, todos esses pontos podem ser muito facilmente ultrapassados simplesmente não se eliminando os osciladores longitudinais da hamiltoniana em absoluto.

Não obstante desconsidere a separação do campo eletromagnético em suas componentes longitudinal e transversal, o desenvolvimento leva, como em todos os outros trabalhos, a uma grandeza integral $\Delta\mu_0$ infinita, interpretada como a massa *não* mecânica do elétron. Feynman, então, é bastante direto acerca de como pretende eliminar as dificuldades nesse caso: “A integral diverge logaritmicamente e a $\Delta\mu_0$ definida aqui é sem significado. Se o $\delta(\omega^2 - k^2)$ é substituído por $g(\omega^2 - k^2)$ definido em (2.53), o resultado se torna finito e invariante (*i.e.*, não depende do momento \mathbf{P}_0 do elétron)” (Feynman, 1948c, p. 1432). A análise que se segue é mais demorada e bastante técnica. Aqui nos limitaremos a dizer que, ao contrário do trabalho de French/Weisskopf, no qual era preciso obter o operador M através de uma representação matricial com elementos de matriz não nulos apenas em sua diagonal principal, de acordo com o método agora apresentado, “A emissão e subsequente absorção de um *quantum* atua similarmente ao efeito de uma mudança de massa não apenas sobre os elementos de matriz diagonais, os quais acabamos de calcular, mas sobre elementos não diagonais também” (Feynman, 1948c, p. 1433), e será exatamente isto que deverá ser demonstrado logo a seguir. Com efeito, este artigo, ao ser contraposto com o de Weisskopf e French, explora vantagens analíticas muito pre-

cisas, as quais evitam alguns dos caminhos mais longos e complexos desenvolvidos por aqueles dois autores; desse modo, a “ambiguidade”, como chamaram o fato de a teoria não ser um invariante, é contornada muito eficazmente pela abordagem de Feynman, a qual, como acabamos de ver há pouco, encontra-se atrelada à aceitação de interpretações conceituais muito originais. Entretanto, quando este artigo foi publicado, todas as vantagens teóricas citadas poderiam ser reduzidas, sem muito esforço, a uma questão de escolha de formalismo, pois os valores numéricos obtidos são exatamente os mesmos, como ele próprio admite já mais próximo do final de sua discussão em torno do Desvio Lamb, o que não ultrapassaria uma única seção do artigo: “Podemos usar este resultado para mostrar que o desvio no nível, para um elétron em um estado ligado, dado na presente teoria será essencialmente aquele dado por Weisskopf e Bethe de acordo com o seu assim chamado método do pacote de onda. A mudança na energia de nosso elétron em um estado ligado pode ser calculado de uma maneira direta [*straightforward*] de acordo com a presente formulação” (Feynman, 1948b, p. 1434). Desse modo, são apresentadas as expressões numéricas com as quais Feynman calcula o Desvio Lamb e a frequência de corte necessária para tornar os cálculos finitos. Sobre esses dois resultados — e como juntos levam ao valor correto do Desvio Lamb —, Feynman se limita ao seguinte comentário em nota: “O professor Bethe encontrou 1050 megaciclos para a separação entre $2p_{3/2}$ e $2p_{1/2}$ no hidrogênio (Solvay Report.)”. Além disso, ao final dessa análise, a correção citada por French e Weisskopf, que contribuiu para o atraso na publicação do artigo destes dois, acerca da relação entre λ e k dada por $\ln \lambda_{\min} = \ln(2k_{\min}) - 1$, será introduzida na última equação dessa exposição de Feynman. O ponto mais importante, e que não podemos deixar de chamar a atenção, entretanto, é o fato de que toda uma seção foi dedicada ao problema da radiação, tema com o qual, assim como fizera em seu artigo anterior, Feynman voltaria a explorar sua ideia de tempo reverso: “Podemos

estudar o problema de espalhamento por radiação de maneira similar. Este problema é a correção para o espalhamento por um potencial de primeira ordem devido à possibilidade de emissão e absorção de um *quantum* virtual. Por exemplo, esta emissão e absorção pode ocorrer em qualquer tempo prévio ao espalhamento” (Feynman, 1948c, p. 1434). Nesse sentido, deve-se observar primeiro que, apesar de chegar a uma formulação bastante adequada com relação ao Desvio Lamb, sua discussão não se restringe a essa questão e, segundo, é possível perceber como o seu interesse, ainda que de modo mais especulativo, encaminha-se para compreender a teoria do mar de elétrons, sob certa medida, um objetivo mais relevante para Feynman, especialmente se comparado ao Desvio Lamb. A última seção do artigo, desse modo, e dentro de uma perspectiva futura de estudos, especula acerca de uma rediscussão da polarização do vácuo em vista deste seu desenvolvimento mais recente:

É provável que este problema terá sua resposta em uma mudança de ponto de vista na física. Entretanto, há um procedimento alternativo simples para produzir autoenergias finitas pelo qual também se tornam convergentes as integrais aparecendo no tratamento de Serber do problema da polarização. (Uma vez que, entretanto, este tratamento de Serber já pressupõe um procedimento de subtração parcial de Heisenberg e Dirac, a situação não está tão clara aqui como no problema da autoenergia.) (Feynman, 1948c, p. 1438).

Por conseguinte, Feynman demonstra um pouco de indecisão acerca dos resultados sobre a polarização: “Entretanto, a real existência de tais correções de polarização é, na visão do autor, incerta. Esses assuntos serão discutidos em muito mais detalhes em publicações futuras. Também reservada a uma futura publicação está a mais completa física teórica da qual os resultados reportados aqui podem ser diretamente deduzidos” (Feynman, 1948c, p. 1438). De fato, ainda seria preciso mais de um ano de pesquisas até que Feynman conseguisse apresentar, com suas ideias, uma descrição detalhada acerca do fenômeno

da polarização; lembramos, novamente, que esta era uma das mais importantes *predições* diretas feitas pela e com a teoria do mar de elétrons. Com efeito, esse passo dado por Feynman levaria, pela primeira vez, a uma teoria alternativa, na qual seu autor realmente tem em vista substituir os fundamentos do mar de elétrons, cujo resultado será o artigo (Feynman, 1949b), um dos mais importantes na história da TQC. Não por outra razão, será após a publicação deste último artigo que as ideias de Richard Feynman deverão ganhar um enorme destaque entre os demais cientistas, colocando-o na linha de frente das pesquisas em TQC, sobretudo, por sua elegante explicação do Desvio Lamb: uma teoria covariante e, em certa medida, bem mais simples se comparada com a de Schwinger⁴¹. Desse modo, as consequências fundamentais desses trabalhos seriam rapidamente assimiladas, mudando, assim, os rumos da quântica relativística, especialmente da eletrodinâmica quântica, área na qual Paul Dirac havia fornecido algumas de suas principais contribuições. Com efeito, após a equação relativística do elétron ter sido apresentada em 1928, parte considerável dos artigos seguintes de Dirac se concentraria essencialmente em aprimorar questões ainda sem resposta de acordo com esta equação, não muitas — visto sua teoria ter sido capaz de incorporar um grande número de conceitos dispersos na época —, mas difíceis de serem compreendidas, sem dúvida, seja em razão de uma interpretação incompleta de sua própria teoria, seja por falta de suporte experimental a fim de esclarecer pontos importantes. Assim, a finalização dessa estrutura explicativa incluiria, evidentemente, a teoria do mar de elétrons, de onde seguiu-se, além disso, a previsão da existência do pósitron. Todos esses elementos ganhariam refinamentos matemáticos e conceituais ao longo dos anos seguintes, acentuadamente no

41. “De fato, a formulação de Feynman poderia lidar com situações onde o conceito comum de função de onda era inadequado. Portanto, para um sistema de partículas que interaja com um tempo defasado, o conceito de função de onda não é um caminho conveniente de expressar informação sobre o sistema. Feynman formulou sua teoria em termos de transições de amplitudes (ir de uma condição a outra) e nisto ele foi claramente influenciado pelo ponto de vista da matriz S que Wheeler expôs a ele” (Schweber, 1994, p. 393).

ano de 1934, quando todas suas publicações se voltaram à discussão do pósitron em vista da teoria do buraco, textos, em grande medida, de divulgação da própria teoria, como nos revelam os artigos (Dirac 1934a; 1934b; 1934c), respectivamente “Théorie du positron”; “Teoriya Pozitrona” e “Theory of Electrons and Positrons”, escritos respectivamente nas línguas francesa, russa e inglesa. Richard Feynman, por sua vez, no final de 1949, apresentaria uma reformulação completa da eletrodinâmica quântica em (Feynman, 1949b), um longo artigo chamado “Aproximação Espaço-Temporal à Eletrodinâmica Quântica”, no qual pretende atingir dois objetivos: “(1) Mostrar que uma considerável simplificação pode ser obtida escrevendo-se os elementos de matriz para processos complexos na eletrodinâmica” e, além disso, “(2) A eletrodinâmica é modificada alterando-se a interação dos elétrons a curtas distâncias” (1949b, p. 769). De fato, com esse artigo Feynman supera em muito as expectativas de encontrar uma teoria cujo objetivo se concentraria na explicação do Desvio Lamb. Através da introdução dos seus diagramas e da análise das equações do movimento por desvios infinitesimais realizados no plano complexo, toda a dinâmica conhecida da TQC será discutida. Sobre isso, é interessante apresentarmos os títulos das dez seções que compõem esse artigo: 1) Comparação com o Método Hamiltoniano; 2) A Interação entre Cargas; 3) O Problema da Autoenergia; 4) Expressões no Momento e Energia-Espaço; 5) A Convergência dos Processos com *Quanta* Virtuais; 6) Correções Radiativas dos Espalhamentos; 7) O Problema da Polarização do Vácuo; 8) Ondas Longitudinais; 9) Equação de Klein Gordon; 10) Aplicações às Teorias do Méson. Além de fazer, nos itens 1 ao 8, uma releitura exaustiva de todas as questões centrais da eletrodinâmica, no item 9 Feynman reinterpreta até mesmo a equação de Klein-Gordon, ao passo que no item 10 mostra como outras mais recentes concepções da época, com relação à presença dos mésons, poderiam ser compreendidas. De fato, podemos afirmar que se trata de um programa de pesquisa bastante amplo, no qual Feynman lançava as

The Theory of Positrons

R. P. FEYNMAN

Department of Physics, Cornell University, Ithaca, New York

(Received April 8, 1949)

The problem of the behavior of positrons and electrons in given external potentials, neglecting their mutual interaction, is analyzed by replacing the theory of holes by a reinterpretation of the solutions of the Dirac equation. It is possible to write down a complete solution of the problem in terms of boundary conditions on the wave function, and this solution contains automatically all the possibilities of virtual (and real) pair formation and annihilation together with the ordinary scattering processes, including the correct relative signs of the various terms.

In this solution, the "negative energy states" appear in a form which may be pictured (as by Stückelberg) in space-time as waves traveling away from the external potential backwards in time. Experimentally, such a wave corresponds to a positron approaching the potential and annihilating the electron. A particle moving forward in time (electron) in a potential may be scattered forward in time (ordinary scattering) or backward (pair annihilation). When moving backward (positron) it may be scattered backward

in time (positron scattering) or forward (pair production). For such a particle the amplitude for transition from an initial to a final state is analyzed to any order in the potential by considering it to undergo a sequence of such scatterings.

The amplitude for a process involving many such particles is the product of the transition amplitudes for each particle. The exclusion principle requires that antisymmetric combinations of amplitudes be chosen for those complete processes which differ only by exchange of particles. It seems that a consistent interpretation is only possible if the exclusion principle is adopted. The exclusion principle need not be taken into account in intermediate states. Vacuum problems do not arise for charges which do not interact with one another, but these are analyzed nevertheless in anticipation of application to quantum electrodynamics.

The results are also expressed in momentum-energy variables. Equivalence to the second quantization theory of holes is proved in an appendix.

1. INTRODUCTION

THIS is the first of a set of papers dealing with the solution of problems in quantum electrodynamics. The main principle is to deal directly with the solutions to the Hamiltonian differential equations rather than with these equations themselves. Here we treat simply the motion of electrons and positrons in given external potentials. In a second paper we consider the interactions of these particles, that is, quantum electrodynamics.

The problem of charges in a fixed potential is usually treated by the method of second quantization of the electron field, using the ideas of the theory of holes. Instead we show that by a suitable choice and interpretation of the solutions of Dirac's equation the problem may be equally well treated in a manner which is fundamentally no more complicated than Schrödinger's method of dealing with one or more particles. The various creation and annihilation operators in the conventional electron field view are required because the number of particles is not conserved, i.e., pairs may be created or destroyed. On the other hand charge is conserved which suggests that if we follow the charge, not the particle, the results can be simplified.

In the approximation of classical relativistic theory the creation of an electron pair (electron *A*, positron *B*) might be represented by the start of two world lines from the point of creation, 1. The world lines of the positron will then continue until it annihilates another electron, *C*, at a world point 2. Between the times t_1 and t_2 there are then three world lines, before and after only one. However, the world lines of *C*, *B*, and *A* together form one continuous line albeit the "positron part" *B* of this continuous line is directed backwards in time. Following the charge rather than the particles corresponds to considering this continuous world line

as a whole rather than breaking it up into its pieces. It is as though a bombardier flying low over a road suddenly sees three roads and it is only when two of them come together and disappear again that he realizes that he has simply passed over a long switchback in a single road.

This over-all space-time point of view leads to considerable simplification in many problems. One can take into account at the same time processes which ordinarily would have to be considered separately. For example, when considering the scattering of an electron by a potential one automatically takes into account the effects of virtual pair productions. The same equation, Dirac's, which describes the deflection of the world line of an electron in a field, can also describe the deflection (and in just as simple a manner) when it is large enough to reverse the time-sense of the world line, and thereby correspond to pair annihilation. Quantum mechanically the direction of the world lines is replaced by the direction of propagation of waves.

This view is quite different from that of the Hamiltonian method which considers the future as developing continuously from out of the past. Here we imagine the entire space-time history laid out, and that we just become aware of increasing portions of it successively. In a scattering problem this over-all view of the complete scattering process is similar to the *S*-matrix viewpoint of Heisenberg. The temporal order of events during the scattering, which is analyzed in such detail by the Hamiltonian differential equation, is irrelevant. The relation of these viewpoints will be discussed much more fully in the introduction to the second paper, in which the more complicated interactions are analyzed.

The development stemmed from the idea that in non-relativistic quantum mechanics the amplitude for a given process can be considered as the sum of an ampli-

Figura 2.6 Página de abertura do artigo "A Teoria dos Pósitrons", Richard Feynman (1949a), publicado pela *Physical Review*, no qual seu autor apresentaria uma interpretação alternativa à teoria do buraco.

Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics

R. P. FEYNMAN

Department of Physics, Cornell University, Ithaca, New York

(Received May 9, 1949)

In this paper two things are done. (1) It is shown that a considerable simplification can be attained in writing down matrix elements for complex processes in electrodynamics. Further, a physical point of view is available which permits them to be written down directly for any specific problem. Being simply a restatement of conventional electrodynamics, however, the matrix elements diverge for complex processes. (2) Electrodynamics is modified by altering the interaction of electrons at short distances. All matrix elements are now finite, with the exception of those relating to problems of vacuum polarization. The latter are evaluated in a manner suggested by Pauli and Bethe, which gives finite results for these matrices also. The only effects sensitive to the modification are changes in mass and charge of the electrons. Such changes could not be directly observed. Phenomena directly observable, are insensitive to the details of the modification used (except at extreme energies). For such phenomena, a limit can be taken as the range of the modification goes to zero. The results then agree with those of Schwinger. A complete, unambiguous,

and presumably consistent, method is therefore available for the calculation of all processes involving electrons and photons.

The simplification in writing the expressions results from an emphasis on the over-all space-time view resulting from a study of the solution of the equations of electrodynamics. The relation of this to the more conventional Hamiltonian point of view is discussed. It would be very difficult to make the modification which is proposed if one insisted on having the equations in Hamiltonian form.

The methods apply as well to charges obeying the Klein-Gordon equation, and to the various meson theories of nuclear forces. Illustrative examples are given. Although a modification like that used in electrodynamics can make all matrices finite for all of the meson theories, for some of the theories it is no longer true that all directly observable phenomena are insensitive to the details of the modification used.

The actual evaluation of integrals appearing in the matrix elements may be facilitated, in the simpler cases, by methods described in the appendix.

THIS paper should be considered as a direct continuation of a preceding one¹ (I) in which the motion of electrons, neglecting interaction, was analyzed, by dealing directly with the solution of the Hamiltonian differential equations. Here the same technique is applied to include interactions and in that way to express in simple terms the solution of problems in quantum electrodynamics.

For most practical calculations in quantum electrodynamics the solution is ordinarily expressed in terms of a matrix element. The matrix is worked out as an expansion in powers of $e^2/\hbar c$, the successive terms corresponding to the inclusion of an increasing number of virtual quanta. It appears that a considerable simplification can be achieved in writing down these matrix elements for complex processes. Furthermore, each term in the expansion can be written down and understood directly from a physical point of view, similar to the space-time view in I. It is the purpose of this paper to describe how this may be done. We shall also discuss methods of handling the divergent integrals which appear in these matrix elements.

The simplification in the formulae results mainly from the fact that previous methods unnecessarily separated into individual terms processes that were closely related physically. For example, in the exchange of a quantum between two electrons there were two terms depending on which electron emitted and which absorbed the quantum. Yet, in the virtual states considered, timing relations are not significant. Only the order of operators in the matrix must be maintained. We have seen (I), that in addition, processes in which virtual pairs are produced can be combined with others in which only

positive energy electrons are involved. Further, the effects of longitudinal and transverse waves can be combined together. The separations previously made were on an unrelativistic basis (reflected in the circumstance that apparently momentum but not energy is conserved in intermediate states). When the terms are combined and simplified, the relativistic invariance of the result is self-evident.

We begin by discussing the solution in space and time of the Schrödinger equation for particles interacting instantaneously. The results are immediately generalizable to delayed interactions of relativistic electrons and we represent in that way the laws of quantum electrodynamics. We can then see how the matrix element for any process can be written down directly. In particular, the self-energy expression is written down.

So far, nothing has been done other than a restatement of conventional electrodynamics in other terms. Therefore, the self-energy diverges. A modification² in interaction between charges is next made, and it is shown that the self-energy is made convergent and corresponds to a correction to the electron mass. After the mass correction is made, other real processes are finite and insensitive to the "width" of the cut-off in the interaction.³

Unfortunately, the modification proposed is not completely satisfactory theoretically (it leads to some difficulties of conservation of energy). It does, however, seem consistent and satisfactory to define the matrix

¹ For a discussion of this modification in classical physics see R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **74**, 939 (1948), hereafter referred to as A.

² A brief summary of the methods and results will be found in R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **74**, 1430 (1948), hereafter referred to as B.

¹ R. P. Feynman, *Phys. Rev.* **76**, 749 (1949), hereafter called I.

Figura 2.7 Página de abertura do artigo "Aproximação Espaço-Temporal à Eletrodinâmica Quântica", publicado por Feynman (1949b) na *Physical Review*, no qual Feynman apresentaria uma revisão completa de toda a eletrodinâmica quântica.

principais ferramentas de análise que atingiria não apenas a eletrodinâmica quântica, mas a física de partículas, de modo geral, e, por conseguinte, parte considerável de toda a física. Contudo, esta construção apenas seria possível em vista das ideias apresentadas em seu artigo imediatamente anterior, (Feynman, 1949a), no qual reavaliou um dos dois pilares da teoria de Dirac, a saber, a teoria do mar de elétrons; este artigo é, pois, o que mais interessa ao nosso trabalho.

De fato, vimos que algumas ideias bastante inovadoras haviam sido lançadas em seus textos anteriores, acerca da renormalização da massa do elétron e de sua autoenergia. A possibilidade de considerar um intervalo temporal ampliado, por assim dizer, com relação ao passado e futuro, não traria apenas uma maneira eficaz de se determinar o Desvio Lamb, mas indicava o caminho escolhido por Feynman a fim de, realmente, lançar um novo olhar com respeito à produção do par elétron-pósitron; portanto, essa teoria, em algum momento, deveria voltar-se à interpretação do pósitron e ser comparada com a teoria do mar de elétrons. No entanto, levou quase um ano até que Feynman mostrasse que não apenas sua proposição era tão compatível quanto a de Dirac, mas seria uma alternativa conceitual a esta. O artigo (Feynman, 1949a), não por acaso, chamaria-se justamente “A Teoria dos Pósitrons”, no qual dois dos mais importantes desenvolvimentos centrais no pensamento de Feynman seriam apresentados: i) a integral de trajetórias; ii) sua inovadora maneira de considerar o tempo ao longo das interações. Novamente, Feynman será bastante direto sobre o que pretende com esse artigo: “O problema do comportamento dos pósitrons e elétrons em dados potenciais externos, negligenciando sua interação mútua, é analisado substituindo-se [by replacing] a teoria dos buracos por uma reinterpretação das soluções da equação de Dirac” (1949a, p. 749). O primeiro passo, nesse sentido, será o de retomar a análise feita para o domínio clássico, realizada anteriormente em (Feynman, 1948a):

Na aproximação da teoria relativística clássica, a criação de um par de elétrons (elétron A , pósitron B) pode ser representado pelo começo de duas linhas mundo do ponto de criação, 1. As linhas de mundo do pósitron então continuarão até ele aniquilar outro elétron, C , em um ponto do mundo 2. Entre os tempos t_1 e t_2 há, então, três linhas mundo antes, e depois somente uma. Entretanto, as linhas de mundo de C , B e A juntas formam uma linha contínua embora a “parte positrônica” B dessa linha contínua esteja direcionada no sentido contrário no tempo [*directed backwards in time*] (Feynman, 1949a, p. 749).

mas, dessa vez, acompanhada de uma interessante imagem⁴² (Feynman, 1949a, p. 749):

Seguir a carga em vez das partículas corresponde a considerar esta linha de mundo contínua como um todo, em vez de quebrá-la em dois pedaços. Será como se um bombardeiro voando baixo sobre uma estrada visse três estradas e é somente quando duas delas se juntam e desaparecem novamente que se reconhece que ele tinha passado através de um longo zigzague [switchback] em uma estrada simples.

A primeira etapa do artigo consiste em reescrever as soluções da equação de Schrödinger em termos das chamadas funções de Green e, com isso, mostrar a existência de um novo operador, hoje bastante conhecido atualmente na TQC, chamado de propagador (Feynman, 1949a, p. 750):

$$K(2, 1) = \sum_n \phi_n(\mathbf{x}_2) \phi_n^*(\mathbf{x}_1) \exp(iE_n(t_2 - t_1)), \quad (2.56)$$

o qual será interpretado como sendo “a amplitude total para chegar em \mathbf{x}_2, t_2 começando de \mathbf{x}_1, t_1 ” (Feynman, 1949a, p. 750) e onde $K(2, 1) \equiv K(\mathbf{x}_2, t_2; \mathbf{x}_1, t_1)$. A existência deste operador é central no desenvolvimento de todo o artigo, pois através dele será possível contornar as dificuldades originadas em razão das interpretações estarem associadas diretamente com uma hamiltoniana (em vez de uma lagrangiana), ou seja: “Um sistema

42. “O gênio de Feynman combinava grande habilidade analítica, poder agudo de visualização e impressionante intuição física com uma energia quase sem limites e a habilidade de se concentrar intensamente em atividades de qualquer tarefa. Ele tinha uma profunda necessidade de entender as coisas de seu próprio modo e trabalhava os problemas à sua maneira” (Schweber, 1994, p. 465).

quântico mecânico pode ser descrito igualmente bem especificando-se a função K ou especificando-se a hamiltoniana H da qual ele resulta. Para alguns propósitos a especificação em termos de K é mais fácil de usar e visualizar. Nós desejamos eventualmente discutir a eletrodinâmica quântica deste ponto de vista” (Feynman, 1949a, p. 750). Talvez o momento mais importante desse artigo seja quando se demonstra como, através dessa notação, é possível reformular a própria teoria da perturbação, a qual, como vimos, ainda continuava sendo empregada considerando pequenas variações na hamiltoniana, mas agora esse desenvolvimento poderia ser escrito da seguinte maneira (1949a, p. 749):

Para ganhar maior familiaridade com a função K e o ponto de vista sugerido, vamos considerar um simples problema de perturbação. Imagine que temos uma partícula em um potencial fraco $U(\mathbf{x}, t)$, uma função da posição e tempo. Nós desejamos calcular $K(2, 1)$ se U difere de zero somente para t entre t_1 e t_2 . Podemos expandir K em potências crescentes de U

$$K(2, 1) = K_0(2, 1) + K^{(1)}(2, 1) + K^{(2)}(2, 1) + \dots \quad (2.57)$$

A análise direta das soluções exponenciais das funções de onda, considerando as propriedades da função de Green, leva até as seguintes correções do propagador na presença do potencial $U(\mathbf{x}_i, t_i) = U(i)$ e $t_3, t_4 \dots \in (t_1, t_2)$, para primeira ordem:

$$K^{(1)}(2, 1) = -i \int K_0(2, 3)U(3)K_0(3, 1)d\tau_3, \quad (2.58)$$

com as respectivas interpretações físicas (Feynman, 1949a, p. 749):

Podemos entender os resultados (2.57) e (2.58) desta maneira. Podemos imaginar que uma partícula viaja como uma partícula livre de ponto a ponto, mas é espalhada pelo potencial U . Portanto, a amplitude total para chegar em 2 de 1 pode ser considerada como a soma das amplitudes das várias rotas alternativas. Pode-se ir diretamente de 1 a 2 (amplitude $K_0(2, 1)$), fornecendo o termo de ordem zero em (2.57). Ou

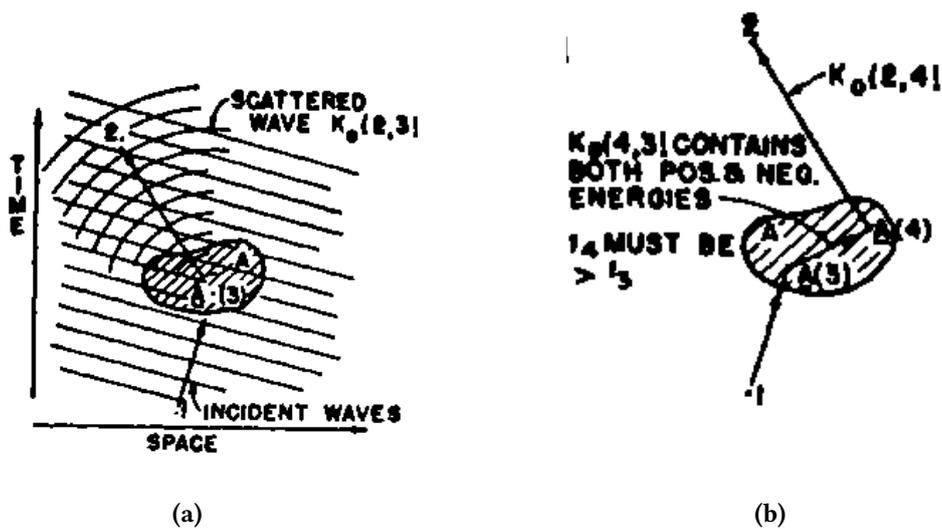


Figura 2.8 Na legenda original: “A equação de Schrödinger (e Dirac) pode ser visualizada como descrevendo o fato de que as ondas planas são espalhadas sucessivamente por um potencial. A Figura 2.8 (a) ilustra a situação na primeira ordem. $K_0(2, 3)$ é a amplitude para uma partícula livre começando no ponto 3 para chegar em 2. A região hachurada indica a presença do potencial A que espalha em 3 com amplitude $-iA(3)$ por cm^3seg (Eq. 2.58). Em (b) é ilustrado o processo de segunda ordem (Eq. 2.59), as ondas espalhadas em 3 são espalhadas novamente em 4. Entretanto, na teoria de um elétron de Dirac $K_0(4, 3)$ seria representado ambos por elétrons de energias negativa e positiva procedendo de 3 a 4. Isto é resolvido pela escolha de uma núcleo de espalhamento $K_+(4, 4)$ ” (Feynman, 1949a, p. 751).

(veja Fig. 2.8 (a)) pode-se ir de 1 a 3 (amplitude $K_0(3, 1)$), lá sendo espalhada pelo potencial (amplitude de espalhamento $-iU(3)$ por unidade de volume e tempo) e então ir de 3 a 2 (amplitude $K_0(2, 3)$). Isto pode ocorrer para qualquer ponto 3 tal que a soma sobre todas essas alternativas forneça (2.58),

e de modo semelhante, é possível determinar os termos de ordem maior (1949a, p. 749):

Novamente, ela pode ser espalhada duas vezes pelo potencial (Fig. 2.8 (b)). Ela vai de 1 a 3 ($K_0(3, 1)$), é espalhada lá ($-iU(4)$) e então procede para algum outro ponto, 4, no espaço tempo (amplitude $K_0(4, 3)$) é espalhada novamente ($-iU(4)$) e então procede para 2 ($K_0(2, 4)$). Somando-se sobre todos os lugares e tempos para 3, 4 encontramos que a perturbação de segunda ordem da amplitude total $K^{(2)}(2, 1)$ será

$$K^{(2)}(2, 1) = (-i)^2 \int \int K_0(2, 4)U(4)K_0(4, 3)U(3)K_0(3, 1)d\tau_3d\tau_4 \quad (2.59)$$

[...] Pode-se desse modo escrever obviamente qualquer dos termos da expansão (2.57),

este processo resume, em essência, a introdução da integral de trajetórias aplicada à TQC.

A segunda etapa do artigo consiste em aplicar as mesmas considerações feitas com relação às soluções da equação de Schrödinger, mas com o objetivo de reinterpretar a própria equação de Dirac $(i\nabla - m)\psi = \mathbf{A}\psi$, onde $\mathbf{A} = A_\mu\gamma_\mu$, cujas soluções em função do propagador serão dadas exatamente por:

$$(i\nabla_2 - m)K_+(2, 1) = i\delta(2, 1) \quad (2.60)$$

onde as propriedades das funções de Green e o índice em ∇_2 apenas indicam que as diferenciais são com respeito a (\mathbf{x}_2, t_2) . Acerca desses resultados, Feynman considera que, de modo análogo às soluções encontradas com relação à equação de Schrödinger, podemos esperar as seguintes propriedades (Feynman, 1948a, p. 752): “Nós esperaríamos agora escolher, para a solução especial de (2.60), $K_+ = K_0$ onde $K_0(2, 1)$ se anula para

$t_2 < t_1$ e para $t_2 > t_1$ será dado por (2.56) onde ϕ_n e E_n são as autofunções e valores de energia de uma partícula satisfazendo a equação de Dirac, e ϕ_n^* será substituído por $\bar{\phi}_n$. Exatamente duas análises são possíveis com base nessas equações, a primeira de acordo com as soluções usuais $K_+ = K_0$:

As fórmulas surgidas desta escolha, entretanto, sofrem da desvantagem [*drawback*] de que elas se aplicam à teoria de um elétron de Dirac em vez do pósitron da teoria do buraco. Por exemplo, considere como na Fig. 1 (a) um elétron após ser espalhado pelo potencial em uma pequena região 3 do espaço-tempo. A teoria de um elétron diz (como faz (2.56) com $K_+ = K_0$) que a amplitude de espalhamento em outro ponto 2 procederá em direção a tempos positivos com ambas energias positiva e negativa, ou seja, com ambas taxas positiva e negativa de mudanças de fase. Nenhuma onda é espalhada para tempos prévios ao tempo de espalhamento. Estas são exatamente as propriedades de $K_0(2, 3)$ (Feynman 1949a, p. 752),

e a segunda em função das soluções que satisfazem as propriedades do pósitron:

Por outro lado, de acordo com a teoria do pósitron, estados de energia negativa não estão à disposição do elétron após o espalhamento. Portanto a escolha $K_+ = K_0$ é insatisfatória. Mas há outras soluções de (2.60). Nós iremos escolher a solução definindo $K_+(2, 1)$ tal que $K_+(2, 1)$ para $t_2 > t_1$ é a soma de (2.56) sobre estados de energia positiva somente. Agora esta nova solução deve satisfazer (2.60) para todos os tempos no sentido de que a representação seja completa. Ela deve, portanto, diferir da antiga solução K_0 por uma solução da equação homogênea de Dirac. É claro da definição que a diferença $K_0 - K_+$ é a soma de (2.56) sobre todos os estados de energia negativa, enquanto $t_2 > t_1$. Mas esta diferença deve ser uma solução da equação homogênea de Dirac para todos os tempos e deve portanto ser representada pela mesma soma sobre estados de energia negativa também para $t_2 < t_1$. Já que $K_0 = 0$ neste caso, segue que nosso novo núcleo, $K_2(2, 1)$, para $t_2 < t_1$ é o negativo da soma (2.56) sobre estados de energia negativa. Isto é,

$$\begin{aligned} K_+(2, 1) &= \sum_{\text{POS } E_n} \phi_n(2)\bar{\phi}_n(1) \exp(-iE_n(t_2 - t_1)), \text{ para } t_2 > t_1 \\ &= - \sum_{\text{NEG } E_n} \phi_n(2)\bar{\phi}_n(1) \exp(-iE_n(t_2 - t_1)), \text{ para } t_2 < t_1. \end{aligned}$$

Com esta escolha de K_+ nossas equações [...] fornecerão resultados equivalentes àqueles do pósitron da teoria do buraco (1949a, p. 752).

O artigo prossegue mostrando como essa nova maneira de compreender as energias e o tempo se adequa a diversos fenômenos de interação entre partículas, sobretudo a criação e aniquilação dos pares elétron-pósitron. Com efeito, uma vez que as energias negativas estão restritas a tempos no passado, uma das propostas seguintes é a interpretação do pósitron: “Isto, portanto, sugere que os componentes de energia negativa criados pelo espalhamento em um potencial sejam considerados como ondas propagando-se de pontos de espalhamento em direção ao passado, e que tais ondas representam a propagação de um pósitron aniquilando o elétron no potencial” e ainda: “A ideia de que pósitrons podem ser representados como elétrons com tempo próprio reverso relativo ao tempo verdadeiro tem sido discutida pelo autor e outros [...] O fato de que classicamente a ação (tempo próprio) cresce continuamente enquanto segue uma trajetória reflete-se na mecânica quântica no fato de que a fase, que é $|E_n||t_2 - t_1|$, sempre cresce enquanto a partícula procede de um ponto de espalhamento ao próximo” (Feynman, 1949a, p. 753). Outras partes dessa discussão realizada no artigo são fundamentais para se compreender como todas essas escolhas eliminam analiticamente as dificuldades não apenas com os infinitos, mas sobretudo com a própria teoria do mar de elétrons. A polarização do vácuo é um dos exemplos que a nova teoria de Feynman precisa evidentemente responder sem lançar mão da existência da ideia de um buraco no mar de elétrons com energia negativa. Contudo, para o nosso trabalho, isso expõe de modo muito claro a mudança conceitual proposta por Feynman e, sobretudo, quais são especificamente as regiões da teoria de Dirac que devem, a partir disso, ser reformuladas. Cabe frisar, entretanto, o fato de que, ainda nesse artigo, a equação de Klein-Gordon começará a ser completamente reinterpretada, um passo fundamental na TQC, uma vez que a equação do elétron de Dirac se origina em contraposição direta àquela. Em linhas gerais, é possível compreender bastante bem quais são as bases com as quais se ergue o novo projeto de pesquisa da TQC. A

comparação entre esses dois pontos de vista nos ajudará a perceber quais foram os compromissos de cada autor com a ciência em geral e com a construção das suas próprias teorias. Não há dúvidas de que tais mudanças são extremamente significativas, e marcam momentos decisivos na história da física; portanto, compreendê-las é essencial para determinarmos as articulações posteriores na ciência dos dias atuais. Com isso, até aqui, tivemos a oportunidade de discutir algumas das ideias mais fundamentais que surgiram na física ao longo da primeira metade do século xx, mas sempre mantendo no horizonte a tarefa de elucidar as dificuldades para o surgimento de uma quântica relativística e, sobretudo, como esta se efetivou em direção aos desenvolvimentos contemporâneos. No capítulo a seguir, veremos como todos esses elementos se combinam em nossa análise a fim de caracterizar com mais detalhes todas essas transformações no interior da proposta apresentada pelo filósofo e historiador da ciência Thomas Kuhn.

3

A TENSÃO ESSENCIAL

Por um lado, essa profissionalização leva a uma imensa restrição da visão do cientista e a uma resistência considerável à mudança de paradigma. A ciência torna-se sempre mais rígida. Por outro lado, dentro das áreas para as quais o paradigma chama a atenção do grupo, a ciência normal conduz a uma informação detalhada e a uma precisão da integração entre a observação e a teoria que não poderia ser atingida de outra maneira. Além disso, esse detalhamento e precisão da integração possuem um valor que transcende seu interesse intrínseco, nem sempre muito grande. Sem os instrumentos especiais, construídos sobretudo para fins previamente estabelecidos, os resultados que conduzem às novidades poderiam não ocorrer. Mesmo quando os instrumentos especializados existem, a novidade normalmente emerge apenas para aquele que, sabendo com precisão o que deveria esperar, é capaz de reconhecer que algo saiu errado.

A Estrutura das Revoluções Científicas, 1970.
Thomas Kuhn

Os desenvolvimentos de Paul Dirac com respeito à TQC alcançaram todos os requisitos indispensáveis para estabelecerem, em seu conjunto, uma teoria científica bem sucedida e, de fato, se mantiveram assim até quase o final da década de 1940. Sem dúvida alguma, não seria possível, empregando-se qualquer critério à disposição hoje para avaliar as teorias, afirmar que os trabalhos de Dirac *não* foram científicos. Não apenas se ligavam de maneira muito consistente com as descrições exibidas tanto pela teoria da relatividade especial quanto pela mecânica quântica, como respondiam algumas das perguntas há muito procuradas pela comunidade científica. Todavia, como vimos ao final do capítulo anterior, acabaram por ceder lugar a um novo ponto de vista elaborado em grande parte com as contribuições de Schwinger, Feynman e Tomonaga, os quais seriam reconhecidos simultaneamente com o Prêmio Nobel exatamente em razão da grande influência desses trabalhos para o redirecionamento da TQC. Ainda que diversas ferramentas lógico-matemáticas construídas por Dirac continuem a ser amplamente utilizadas em versões atuais da teoria, proposições centrais de seus trabalhos sofreram alterações profundas, especialmente as que se apoiavam na teoria do mar de elétrons. A teoria do pósitron, por exemplo, foi reformulada por Richard Feynman não com o objetivo de chegar até alguma conciliação entre, de um lado, a descrição então aceita ao comportamento e à origem dessa partícula e, de outro lado, as descobertas exibidas inequivocamente nos experimentos de Willis Lamb — não por coincidência, outro ganhador do Prêmio Nobel em física —, isto é, não obstante a própria equação relativística do elétron ainda tenha lugar central, como vimos ao discutir os artigos de Feynman, sua intenção era a de apresentar uma alternativa a toda essa compreensão formal da teoria do pósitron, um dos primeiros e ainda maiores resultados obtidos com os trabalhos de Dirac. No entanto, apesar de todos esses indícios de transformação, e mesmo após nossa detalhada exposição acerca das atividades desenvolvidas nas décadas de 1930 e 1940, a percepção de

que houve uma grande mudança nesse período é difusa, seja de uma perspectiva científica, seja histórica. A releitura feita por Willis Lamb, por exemplo, com respeito à pouca atenção dada pelos físicos a certos experimentos realizados quase uma década antes e, por conseguinte, de como isso poderia ter acelerado, por assim dizer, os eventos que estavam agora ocorrendo às portas da década de 1950, certamente nos mostra a enorme complexidade envolvida nas tentativas de compreender o que aconteceu nesse período da física, uma vez que o próprio Willis Lamb não deverá propor ideias tão inovadoras quanto às de Schwinger ou de Feynman. Nossa tarefa, no presente capítulo, será a de mostrar que, por um lado, essa compreensão da comunidade científica com respeito à enorme importância desse momento histórico é apropriada; mas que, por outro lado, trata-se efetivamente de um resultado cuja origem faz parte da dinâmica científica e que, portanto, não obstante surpreenda pelo fato de ser bastante raro, deverá acontecer.

Com efeito, por enquanto, nos afastaremos um pouco das análises particulares relacionadas com a TQC e nos voltaremos a questões gerais acerca do desenvolvimento científico, algumas das quais têm se aprofundado talvez há décadas e que, em certa medida, começaram com as discussões realizadas em torno da perspectiva defendida pelo físico, historiador e filósofo da ciência Thomas Kuhn, cujas considerações de maior impacto na teoria do conhecimento foram apresentadas em sua obra bastante famosa *A Estrutura das Revoluções Científicas*, de agora em diante apenas *A Estrutura*. Nas próximas seções, esta última será predominante na maior parte de nossa argumentação, à qual deverão ser acrescentadas algumas questões específicas elaboradas também por Thomas Kuhn mas em artigos escritos em anos próximos à publicação de seu ensaio. É interessante destacar algumas das razões pelas quais decidimos escolher esse conjunto de textos como referência principal de nossa análise acerca do conhecimento científico. A primeira, sem dúvida, é a grande força de suas ideias para a área de filosofia da ciência, capazes de gerar até hoje

fortes e vivos debates nas mais diversas áreas da ciência, certamente um dos motivos pelos quais *A Estrutura* foi traduzida para muitas línguas. Algumas das teses assumidas nesse livro provocaram reações de diferentes campos do conhecimento, tais como o da epistemologia e o da sociologia, muitas delas opostas ao pensamento de Kuhn, mas que acabaram por trazer ao centro da filosofia da ciência aspectos fundamentais sobre as múltiplas etapas do desenvolvimento científico, em especial, quando se pretende descrever aquelas situações nas quais ocorre uma nítida e profunda transformação dos cânones de alguma área da ciência. Todavia, outro aspecto dessa obra nos interessa diretamente, qual seja, o fato evidente de sua filosofia ter consequências imediatas sobre nosso entendimento das ciências da natureza ou exatas, como a química e a física. Até mesmo em função de sua formação acadêmica — fato empregado para justificar algumas partes importantes de seu texto —, a história da física terá papel privilegiado no pensamento de Thomas Kuhn. Desse modo, passagens centrais da física de Newton, desdobramentos do eletromagnetismo com Franklin e com Maxwell, mudanças conceituais originadas a partir da relatividade e da quântica com Einstein, por exemplo, são pontos decisivos em sua análise e fornecem exemplos da história da ciência com os quais ele busca não ilustrar um ou outro momento específico, mas sobretudo delinear quais são os movimentos globais do procedimento científico. Com isso, nosso trabalho, concentrado em teorias mais recentes da física, pode se beneficiar dessas interpretações escolhidas na própria história da física, já que a proposta de *A Estrutura* é trazer a história da ciência para um lugar no qual esta possa ser vista como algo bem mais importante do que apenas um relato dos grandes feitos científicos concretizados pelos pesquisadores do passado. Certamente, por essa razão, o ensaio de Thomas Kuhn se apoia expressamente nos trabalhos de diversos historiadores da ciência, dos quais obtém o conteúdo de praticamente todos os seus capítulos; enquanto, ao mesmo tempo, o autor reduz menções diretas aos

colegas da epistemologia ou da própria filosofia. Não obstante esse cuidado, sabemos que as escolhas de Thomas Kuhn têm por objetivo estabelecer um diálogo direto com estes últimos, algo evidente quando observamos atentamente algumas de suas propostas. Dentre os autores em vista para esse diálogo, Karl Popper talvez seja o principal, uma vez que, de acordo com Thomas Kuhn, seria preciso, antes, refutar qualquer possibilidade de se obter uma lógica para as transformações científicas, para então, depois, ser possível a desconstrução de uma visão consolidada com respeito à nossa imagem da ciência. Com efeito, a leitura proposta em *A Estrutura* nos permitiria, ao menos, problematizar algumas das concepções mais comuns acerca da ciência. A primeira é a ideia de progresso fortemente associada a ela: uma vez que toda teoria passada sempre pode ser vista, retrospectivamente, como aproximadamente adequada, ao comparar as teorias mais recentes com suas antecessoras, conclui-se, com isso, que tal aproximação simplesmente se torna cada vez melhor. Outra concepção, consequência direta dessa primeira, é a de se considerar o fracasso da teoria anterior apenas como um erro, superado com a sucessora. De acordo com *A Estrutura*, nem o fracasso significa critério para julgarmos qualquer teoria, nem ele pode ser completamente secundário para o empreendimento científico. Com isso, nosso principal objetivo, agora, é o de interpretar o movimento realizado pela comunidade científica com respeito ao desenvolvimento da TQC, em particular, compreender a influência das decisões tomadas ao longo das décadas de 1930 e 1940. A participação do teórico Paul Dirac, como deve estar claro, foi fundamental; no entanto, antes de apresentar nossas ideias principais, iremos reconstituir, nas próximas seções, alguns dos argumentos elaborados por Thomas Kuhn em *A Estrutura*, a partir dos quais deveremos reinterpretar o significado das diferentes passagens que foram apresentadas em nossos capítulos anteriores. Destacaremos dois termos específicos empregados ao longo de *A Estrutura*: o de paradigma e o de anomalia. Com relação ao primeiro, como

foi bem discutido no trabalho da linguista inglesa Margaret (Masterman, 1964), poderiam ser atribuídas mais de vinte concepções distintas à palavra paradigma. De fato, apesar de central, esse termo é demasiadamente abrangente e flexível. Tal elaboração indeterminada, por assim dizer, da ideia de um paradigma científico, estaria relacionada ao fato de não existir, como defende Thomas Kuhn, uma lógica no sentido popperiano para o empreendimento científico. Desse modo, com a intenção de compreender, dessa vez por uma via negativa, o que seria um paradigma, iremos discutir algumas intersecções do emprego da palavra paradigma com outros termos essenciais à descrição da ciência, a fim de colocar em evidência o que, a nosso ver, deve ser visto como uma das propostas inovadoras da filosofia kuhniana. Queremos responder três perguntas: 1) Uma teoria científica pode ser um paradigma? 2) Um conjunto de métodos de pesquisa pode ser um paradigma? 3) Uma visão de mundo pode ser um paradigma? Apesar de envolver cada um desses elementos, a impossibilidade de reduzir um paradigma *strictu sensu* a qualquer um deles, produziria uma resposta negativa às três perguntas. Com relação à ideia de anomalia na ciência, veremos que no empreendimento científico, ainda de acordo com Thomas Kuhn, se estabelecem interpretações muito específicas e bastante diversas entre si com respeito às respostas obtidas a partir das próprias teorias e, por vezes, tais interpretações são muito diferentes de todas aquelas inicialmente previstas. Com isso, eventualmente, algumas dessas dificuldades em conseguir as soluções esperadas podem gerar a consciência de que não seria possível confiar no paradigma vigente e, desse modo, mudanças profundas no interior da ciência teriam lugar. Assim, cabe frisar que nas partes seguintes de nosso trabalho, direta ou indiretamente, nos concentraremos especialmente nesses dois aspectos da proposta kuhniana e, portanto, questões tais como o processo de formação do pesquisador dentro de um período paradigmático ou a reconfiguração de uma comunidade científica em torno de um paradigma, por exemplo,

apesar de sua importância, não serão abordadas. Por outro lado, pretendemos analisar detalhadamente se uma teoria pode ser pensada, e sob que medida, como um paradigma; do mesmo modo, pretendemos discutir qual é o papel dos compromissos metodológicos, assim como das regras científicas, para o estabelecimento paradigmático; e, ainda, queremos compreender qual é a influência dos compromissos adotados entre os cientistas quanto à visão de ciência e à de mundo para o desenvolvimento de suas teorias.

3.1 As Revoluções Científicas

3.1.1 O Que um Paradigma não é?

A palavra paradigma desempenha função central ao longo de toda *A Estrutura*, e aparece desde o primeiro capítulo. Contudo, assim como o próprio autor reconhece no posfácio da obra, escrito em 1969, ela se tornara a origem da maior parte das críticas dirigidas contra o livro. Ainda no posfácio, ao discutir os diferentes usos citados por Masterman, Thomas Kuhn considera que parte dessa multiplicidade interpretativa decorre apenas do uso de recursos textuais: “Atualmente penso que a maioria dessas diferenças é devida a incongruências estilísticas (por exemplo: algumas vezes as leis de Newton são um paradigma, em outras, partes de um paradigma, ou, em ainda outras, paradigmáticas) e podem ser eliminadas com relativa facilidade” (Kuhn, 1970, p. 228). Mas, logo em seguida, destaca dois empregos mais específicos utilizados em seu ensaio. Seguindo, portanto, essas observações, sabemos que seus usos podem ser colocados em duas categorias: uma global e outra mais específica. No primeiro caso, questões relativas à caracterização da comunidade científica e de seus compromissos ajudariam a compreender um dos significados implícitos desse termo. Já em seu segundo emprego, mais restrito, Kuhn (1970, p. 234) descreve: “O paradigma enquanto exemplo compartilhado é o elemento central

daquilo que atualmente me parece ser o aspecto mais novo e menos compreendido deste livro”. Com efeito, em vez de buscar estabelecer alguma teoria da verdade às teorias científicas, sua ideia é alcançar a compreensão dos diferentes momentos do empreendimento científico considerando diretamente os exemplos históricos. Como ele mesmo observa, a palavra “verdade” aparece uma única vez, não por acaso, no interior de uma citação de Francis Bacon, enquanto, por outro lado, “paradigma” e suas variações ocorrem em praticamente todos os capítulos. Apesar disso, ao menos na prática comum dos cientistas, e para estes, a ideia de paradigma não desempenha um significado tão profundo. Neste outro caso, se fosse possível destacar um termo central em todas as pesquisas científicas modernas, então “teoria” seria a melhor escolha. De fato, como é possível verificar a partir das citações selecionadas em nossos capítulos anteriores, retiradas de diversos artigos científicos, a palavra teoria é certamente uma das mais utilizadas, desde Boltzmann com a “teoria cinética do gás” [*Kinetische Gastheorie*] até Dirac com a “teoria da transformação” [*Transformation Theory*]. Geralmente, a ideia de “teoria” reúne um conjunto bastante amplo de princípios e enunciados ao qual toda a comunidade de cientistas passa a se referir com o objetivo de apresentar críticas, contribuições ou apenas comentários. De modo semelhante, quando trata dos desenvolvimentos científicos, Kuhn destaca a relevância das teorias, mas quase sempre as correlaciona com características muito próximas ao termo paradigma. A seguinte passagem (Kuhn, 1970, p. 47), por exemplo, é bastante característica desse tipo de movimento ao longo de *A Estrutura*:

Telescópios especiais para demonstrar a paralaxe anual predita por Copérnico; a máquina de Atwood, inventada pela primeira vez quase um século depois dos *Principia* para fornecer a primeira demonstração inequívoca da segunda lei de Newton; o aparelho de Foucault para mostrar que a velocidade da luz é maior no ar do que na água; ou o gigantesco medidor de cintilações, projetado para a existência do neutrino – esses aparelhos especiais e muitos outros semelhantes ilustram o esforço e a engenhosidade imensos que foram necessários para esta-

belecer um acordo cada vez mais estreito entre a natureza e a teoria. Esta tentativa de demonstrar esse acordo representa um segundo tipo de trabalho experimental normal que depende do paradigma de uma maneira ainda mais óbvia do que o primeiro tipo mencionado. A existência de um paradigma coloca o problema a ser resolvido.

Nesse caso, a ideia de paradigma parece ir além daquela associada com o termo teoria, e até mesmo o conceito de natureza — o qual precisaria ser melhor compreendido — é visto de modo quase autônomo em relação à teoria, enquanto o objetivo desta é se adequar, se ajustar a fim de explicar aquela. De qualquer modo, teoria e paradigma não são o mesmo, aliás, o segundo envolve elementos quase externos à ciência e que se relacionam com o compromisso e com a confiança do cientista acerca da teoria. Em outros momentos, parece existir uma correlação mais forte entre teoria e paradigma, uma vez que os cientistas devem primeiro entrar em acordo a respeito de um conjunto de hipóteses, no sentido de que estas, de fato, sejam traduções, por assim dizer, dos fenômenos observados, do contrário tais descrições seriam vistas meramente como especulações:

A investigação histórica cuidadosa de uma determinada especialidade num determinado momento revela um conjunto de ilustrações recorrentes e quase padronizadas de diferentes teorias nas suas aplicações conceituais, instrumentais e na observação. Essas são os paradigmas da comunidade, revelados nos seus manuais, conferências e exercícios de laboratório. [...] Apesar das ambiguidades ocasionais, os paradigmas de uma comunidade científica amadurecida podem ser determinados com relativa facilidade (Kuhn, 1970, p. 67).

Ainda outras vezes, Thomas Kuhn sugere uma diferenciação muito grande entre ambos, especialmente quando ocorre uma transição de paradigmas. Com isso, paradigma se torna uma característica, um adjetivo que poderia ou não ser atribuído a uma teoria:

Mas nem todas as teorias são teorias paradigmáticas. Tanto nos períodos pré-paradigmáticos, como durante as crises que conduzem a mudanças em grande escala do paradigma, os cientistas costumam desenvolver muitas teorias especulativas e desarticuladas, capazes de indicar o caminho para novas descobertas. Muitas vezes, entretanto, essa

descoberta não é exatamente a antecipada pela hipótese especulativa e experimental. Somente depois de articularmos estreitamente a experiência e a teoria experimental pode surgir a descoberta e a teoria converter-se em paradigma (1970, p. 88).

De fato, existe uma circularidade entre as duas ideias, já que o paradigma pressupõe uma forte correspondência entre experimento e teoria; isso nos levaria a considerar a existência de uma teoria cuja descrição das experiências não seria muito evidente, mas que nem por essa razão deixaria de ser denominada de teoria. Todavia, por outro lado, se não existe essa mesma correlação, logo não se trata de uma teoria, pois um conjunto de enunciados a respeito das experiências que não é capaz de explicá-las não pode ser considerada uma teoria, portanto, toda teoria deve, em alguma medida, ser paradigmática. A circularidade se desfaz apenas se compreendermos a motivação de Thomas Kuhn para a introdução do termo paradigma (Kuhn, 1977b, p. 336):

Ele apareceu em *A Estrutura das Revoluções Científicas* porque eu, historiador e autor do livro, quando examinei as condições de pertencimento às comunidades científicas, não pude recuperar um número suficiente de leis compartilhadas para explicar o caráter não problemático da conduta de pesquisa do grupo. Concluí em seguida que os exemplos compartilhados de práticas bem-sucedidas poderiam fornecer o que o grupo não possuía com as regras. Esses exemplos eram seus paradigmas e, como tais, eram essenciais à continuidade de sua pesquisa.

Somos levados a concluir que todo paradigma pressupõe a existência de uma teoria associada. No entanto, esta última, ao descrever os fenômenos cuja explicação é procurada, possui, em geral, uma série de exemplos de sucesso, e os cientistas, responsáveis por avaliar tais aplicações, se convenceram de que esta é a melhor dentre aquelas surgidas no período de crise, anterior ao estabelecimento do paradigma vigente. Reside aqui o ponto de contato entre o paradigma e a teoria: os exemplos são responsáveis por persuadir a maior parte dos cientistas, e, com isso, por alcançar uma grande quantidade

de adeptos entre aqueles que se ocupam de um determinado escopo da teoria. De outro modo, toda teoria deve possuir um conjunto de bem sucedidas explicações, mas isso pode não ser o bastante para que elas atinjam o grau de paradigma. Com efeito, nenhuma teoria responde todas as perguntas às quais se destina, mas nem mesmo um grande número de tais respostas bem sucedidas é suficiente para obter a confiança da maioria dos cientistas¹. Observe que não se trata de uma opinião puramente subjetiva de cada cientista, pois como vimos nas passagens citadas agora há pouco, é preciso uma adequação cada vez mais refinada da teoria com respeito aos experimentos ou à própria natureza. O fato surpreendente, pelo contrário, é o de que os cientistas entram em acordo sobre qual seria a melhor, apesar de existir mais de uma elaboração teórica disponível ao longo dos períodos revolucionários. A fim de compreender porque isso acontece, será preciso analisar como os próprios cientistas avaliam as respostas dadas pelas teorias. De fato, estas últimas sintetizam grandes estruturas e procuram explicar a maior quantidade de exemplos e de fenômenos para os quais foram elaboradas e, por essa mesma razão, suas descrições sugerem novas situações às quais, de outra maneira, não seriam dedicados atenção e estudo, isto é, a teoria (ou paradigma) é responsável pelo direcionamento da maior parte dos procedimentos de pesquisa de uma área, quando esta última encontra-se no período de ciência normal.

De acordo com Thomas Kuhn, seria possível classificar praticamente todas as respostas que são dadas através de uma teoria, em três grupos: no primeiro encontram-se aquelas explicações de fenômenos com os quais a teoria parece ter revelado aos cientistas algum aspecto novo da própria natureza, muitas vezes relacionadas com o surgimento da teoria; no segundo, encontram-se aquelas perguntas cujas respostas envolvem a compa-

1. Até mesmo o contrário pode acontecer, isto é, uma teoria ter um número muito reduzido de experimentos, e, ainda assim, ser considerada a melhor: “Até agora não mais do que três áreas são acessíveis à teoria geral da relatividade de Einstein” (Kuhn, 1970, p. 17).

ração mais estreita entre o que está expresso nos enunciados da teoria e os resultados dos experimentos em laboratório, e chegam a possuir como interesse único a confirmação dessas predições; e existiria, ainda, um grupo de experiências cujo objetivo é o de articular a própria teoria. Quanto ao primeiro conjunto de respostas, estas cumprem um papel fundamental para o estabelecimento da teoria, pois, em geral, foram comparadas com as explicações de outras teorias durante o período de crise, e isso possibilitou sua transformação em paradigma. Com respeito ao segundo conjunto, elas buscam encontrar áreas nas quais a teoria possa ser testada, “um desafio constante à habilidade e à imaginação do observador” (Kuhn, 1970, p. 47). De fato, tais experiências só ganham sentido por causa de sua própria relação com a teoria, e buscam descrever aspectos bastante minuciosos descritos por esta, dos quais são exemplos a máquina de Atwood, o aparelho de Foucault e o medidor de cintilações para detectar o neutrino, citados no início desta seção. No terceiro grupo de classificação, estão reunidas aquelas perguntas que buscam articular a própria teoria, no sentido de eliminar ambiguidades não resolvidas, mesmo após o período de crise e seu estabelecimento enquanto paradigma. Tais experiências podem ser medições mais precisas de constantes específicas ou, em outros casos, elas podem chegar a se constituir na elaboração de novas leis quantitativas, como “a lei de Coulomb sobre a atração elétrica, e a fórmula de Joule, que relaciona o calor produzido à resistência e à corrente — todas estão nessa categoria” (Kuhn, 1970, p. 49). Outro exemplo de experimentos que visam a articulação do paradigma são aqueles mais qualitativos, pelos quais são discutidos a própria interpretação da regularidade da natureza. Um caso citado em *A Estrutura*, e que possui paralelo com parte de nossa discussão realizada no capítulo anterior, é a concepção do vácuo. Quando a teoria calorífica se transformou em paradigma, uma questão passou a ter relevância: o vácuo seria capaz de absorver alguma quantidade de calor? “Por exemplo, se o vácuo tivesse uma capacidade térmica, o aquecimento por

compressão poderia ser explicado como sendo o resultado da mistura do gás com o vácuo” (Kuhn, 1970, p. 50). De modo geral, a articulação das teorias procura torná-las mais consistentes e, diferente do segundo grupo de perguntas que são geralmente respondidas com bastante precisão pela teoria, neste terceiro grupo, pelo contrário, interessam questões ambíguas e que geralmente tratam de fenômenos para os quais a teoria não foi diretamente construída, apesar de estar estreitamente correlacionada a eles. Observe que essa classificação não é rígida, algumas perguntas podem participar de mais de um grupo, e nem mesmo abrange todos os tipos de problemas que podem surgir na ciência:

Essas três classes de problemas — determinação do fato significativo, harmonização dos fatos com a teoria e articulação da teoria — esgotam, creio, a literatura da ciência normal, tanto teórica como empírica. Certamente não esgotam toda a literatura da ciência. Existem também problemas extraordinários e bem pode ser que sua resolução seja o que torna o empreendimento científico como um todo tão particularmente valioso. Mas os problemas extraordinários não surgem gratuitamente. Emergem apenas em ocasiões especiais, geradas pelo avanço da ciência normal (Kuhn, 1970, p. 54).

A classificação feita agora nos ajuda, portanto, a descrever o quadro no qual se encontram as perguntas a serem respondidas por uma teoria, quando ela se torna um paradigma. Dissemos antes que nenhuma teoria é capaz de responder todas as perguntas para as quais foi construída, mas, apesar disso, ao longo de um período de ciência normal, existe a confiança de que com dedicação aos problemas e com esforço dos cientistas, elas poderão ser resolvidas, aplicando-se para esse fim os pressupostos da teoria. De modo inverso, podemos definir a ciência normal como sendo esse momento no qual existe a crença na possibilidade de encontrar com ajuda da teoria todas as respostas que se queira. Sem nos estender mais sobre a classificação, cujo estudo mais detalhado talvez seja a melhor maneira de se compreender o que é a ciência normal, a nossa última citação de *A Estrutura* revela como pode surgir a ruptura desse processo. Ou seja, ao ter

sucesso na resolução das questões anteriores, uma teoria pode aumentar o grau de confiança depositado pelos pesquisadores, ou, por outro lado, quando estas perguntas geram algum tipo de resistência quanto à adequação entre resultados previstos e medidos experimentalmente, então, nesse caso, a atenção dos cientistas poderá, eventualmente, ser despertada. A existência de uma classificação como essa, além de servir para caracterizar a ciência normal, é importante pois aponta para uma das motivações relacionadas com a crença na teoria. Isto é, todos os questionamentos podem se organizar, de um modo ou de outro, em função da teoria, e isso determina qual é o escopo teórico, quais problemas podem ser resolvidos e, por fim, permite saber se as soluções são válidas ou não. Além de facilitar o empreendimento científico, uma vez que delimita o conjunto de questões às quais o cientista irá se dedicar, esse desenvolvimento aponta em quais regiões a teoria deverá ser bem sucedida.

Apesar dessa precisão com respeito aos problemas, mesmo quando a teoria não consegue responder algumas, ou até muitas, das questões às quais se propõe, a comunidade científica não costuma simplesmente abandoná-la. Com efeito, diversas razões podem levar os pesquisadores a adiar uma decisão tão definitiva como esta: o cientista pode ter se enganado em suas medições; os instrumentos não são capazes de determinar inequivocamente se a descrição teórica está errada; a própria teoria ainda não foi compreendida adequadamente etc. Queremos dizer com isso apenas o seguinte: “A ciência normal não se propõe a descobrir novidades no terreno dos fatos ou da teoria; quando é bem sucedida, não as encontra” (Kuhn, 1970, p. 77). Portanto, a tendência predominante da ciência normal é adequar teoria e experiência, e dessa maneira antever resultados, uma vez que a maior parte de seus questionamentos são elaborados pela teoria. Longos períodos de ciência normal podem surgir dessa conjuntura. Por outro lado, a história da ciência sugere a existência de mudanças revolucionárias, e se o fracasso em responder

as perguntas não pode determinar necessariamente o fim de uma teoria, então o que poderia abalar essa estabilidade? Da análise feita até aqui, talvez possamos concluir que o paradigma se mantém nos períodos de ciência normal em razão do acordo alcançado entre os cientistas quanto às regras no procedimento de pesquisa, e chegamos assim à nossa segunda questão: *um paradigma se estabelece em função de um conjunto de regras e procedimentos compartilhados pela comunidade científica?* Modificando um pouco este enunciado: se o paradigma é capaz de decidir sobre a legitimidade das respostas às perguntas, ao fazê-lo, seria ele, implicitamente, capaz de determinar quais são as regras e os procedimentos aceitos? Do mesmo modo, será que o acordo maior com respeito às regras de pesquisa seria um critério adequado para julgarmos se existe ou não um paradigma? Segundo Thomas Kuhn, é preciso cuidado com essa identificação entre regras e paradigma. A estratégia utilizada, a fim de mostrar as dificuldades envolvidas neste outro caso, será parecida com aquela já vista ao discutirmos a relação entre problemas e teoria: obter uma classificação. Com isso, será possível determinar como as regras ganham forma quando o paradigma surge. Encontraremos, em *A Estrutura*, ao menos três grupos de importantes regras assumidas pelos cientistas nos períodos de ciência normal. Como exemplo delas, está a expectativa de encontrar o acordo entre os dados obtidos em laboratório (medições quantitativas, numéricas) com as previsões teóricas, também quantitativas. Ou seja, após obter suas respostas experimentais, além de ter sido guiado pela teoria, no sentido de delimitar quais experiências serão feitas, o pesquisador deverá comparar os resultados obtidos com os da teoria. Dessa maneira, todo o procedimento experimental só ganha sentido quando teoria e experimento podem ser confrontados: “Se alguma indeterminação residual da teoria ou algum componente não-analisado de seu equipamento impedi-lo de completar sua demonstração, seus colegas poderão perfeitamente concluir que ele não mediu absolutamente nada” (Kuhn, 1970,

p. 62). Esse acordo tácito é o ponto de partida de toda ciência normal, e grande parte da aprendizagem do cientista consiste em mostrá-lo a quem irá se dedicar às pesquisas de laboratório, caso queira fazer ciência. A relação entre regra e experimento pode até mesmo levar os pesquisadores a deixarem de lado medições cuja predição não havia sido considerada pela teoria, como exemplifica Thomas Kuhn:

[...] os índices máximos de dispersão de elétrons que mais tarde seriam vistos como índices do comprimento de onda dos elétrons não possuíam nenhuma significação aparente quando foram observados e registrados pela primeira vez. Antes de se tornarem medida de alguma coisa foi necessário relacioná-los a uma teoria que predissesse o comportamento ondulatório da matéria em movimento. E mesmo depois de essa relação ter sido estabelecida, o equipamento teve que ser reorganizado para que os resultados experimentais pudessem ser correlacionados sem equívocos com a teoria. Enquanto essas condições não foram satisfeitas, nenhum problema foi resolvido (1970, p. 62).

O exemplo anterior pode até mesmo servir de fonte para a construção de um procedimento ainda mais geral: dedução e interpretação (teórica ou não) não devem contradizer o conteúdo descrito pela teoria paradigmática. De acordo com Thomas Kuhn, esta constitui a “mais evidente e provavelmente a mais coercitiva” categoria de regras, ou seja, “tais enunciados auxiliam na formulação de quebra-cabeças e na limitação das soluções aceitáveis” (Kuhn, 1970, p. 63). Observe que uma teoria, ao se estabelecer, deve ser capaz de responder questões consideradas relevantes pela comunidade científica, mas, por outro lado, isso não implica na construção de um conjunto de enunciados cujo conteúdo deva ser facilmente correlacionado com aquele encontrado nas experiências disponíveis. Portanto, suas leis e postulados não precisam de demonstrações diretas, muitas vezes isso jamais acontecerá. Tal fato origina parte considerável dos problemas estudados pelos cientistas, como foi o caso da física newtoniana, nos séculos XVIII e XIX: “a quantidade de matéria foi uma categoria ontológica fundamental para os físicos e as

forças que atuam entre pedaços de matéria constituíram-se num dos tópicos dominantes para a pesquisa” (Kuhn, 1970, p. 63). Quando uma teoria se encontra em um período de ciência normal, a mudança de seus enunciados nucleares não será aceita como solução válida na resolução de um problema, sendo este deixado em aberto para ser resolvido posteriormente, caso não se encontre uma resposta alternativa, mas dentro das regras. Esse compromisso, assumido pelos cientistas, é, sem dúvida alguma, bastante restritivo; no entanto, ao mesmo tempo, permite que as pesquisas possam ser levadas adiante sem retomar a discussão sobre as questões mais fundamentais a respeito da natureza. De fato, podemos encontrar, de acordo com Thomas Kuhn, níveis diferentes de compromissos com respeito às regras disponíveis à ciência normal, cuja profundidade pode se tornar cada vez mais acentuada. Num estágio mais superficial, se encontram os compromissos tomados quanto às preferências dos cientistas por um determinado instrumento ou procedimento, quando realizam suas pesquisas. Já em um nível mais elevado estão aqueles pelos quais se caracterizam aspectos praticamente inacessíveis sobre a natureza, “de caráter quase metafísico”, dos quais são exemplo os assumidos por Descartes:

[...] depois de 1630 e especialmente após o aparecimento dos trabalhos imensamente influentes de Descartes, a maioria dos físicos começou a partir do pressuposto de que o Universo era composto por corpúsculos microscópicos e que todos os fenômenos naturais poderiam ser explicados em termos da forma, do tamanho, do movimento e da interação corpusculares. Esse conjunto de compromissos revelou possuir tanto dimensões metafísicas como metodológicas. No plano metafísico, indicava aos cientistas que espécies de entidades o Universo continha ou não continha — não havia nada além de matéria dotada de forma e em movimento. No plano metodológico, indicava como deveriam ser as leis definitivas e as explicações fundamentais: leis devem especificar o movimento e a interação corpusculares; a explicação deve reduzir qualquer fenômeno natural a uma ação corpuscular regida por essas leis (Kuhn, 1970, p. 65).

Quanto ao último exemplo citado por Kuhn, não deixa de surpreender o fato de que os cientistas possam chegar a algum acordo sobre questões tão profundas. Podemos

argumentar que, na época de Descartes, existiam propostas metafísicas alternativas, as quais encontravam outros adeptos e, portanto, originavam procedimentos metodológicos muito diferentes. Sem dúvida, mas, de modo inverso, o importante é perceber como a existência de tais compromissos é imprescindível para o empreendimento científico. De fato, quando, no capítulo anterior, discutimos a descrição sugerida por Dirac ao vácuo, percebemos como ela se tornou necessária aos pesquisadores — concordassem ou não com essa explicação — para determinar quais experiências demonstrariam seus aspectos mais minuciosos. Discussões a respeito de quais entidades compõem o universo são, na atualidade, questões especialmente significativas para todas as teorias da física, bem como para a TQC. Voltaremos a discutir esse tema mais a frente. Por fim, seria possível considerar um último conjunto, de nível ainda mais elevado, de compromissos, “sem os quais nenhum homem pode ser chamado de cientista” (Kuhn, 1970, p. 65): o de que existe uma ordem no mundo, e esta poderá ser descoberta através do escrutínio da ciência. Certamente, se o mundo se caracterizasse por uma desordem impossível de ser compreendida, a ciência seria uma busca vã.

A classificação dos diferentes compromissos adotados pelos cientistas, em suas rotinas de pesquisa, poderia ainda ser subdividida de muitas maneiras. Contudo, ainda que não ofereça uma descrição minuciosa, apenas o esboço dos grupos maiores é capaz de abarcar todas as regras encontradas no desenvolvimento científico. Da mesma maneira como Kuhn argumentara com respeito aos problemas determinados pelas teorias, não seria possível escolher nenhum desses compromissos como critério para explicar o sucesso da ciência normal. Com efeito, a história da ciência parece oferecer exemplos do abandono de praticamente todas as regras em favor de novas. Apesar de raros, esses momentos podem ser identificados, nos diz Thomas Kuhn, e por isso que, como chamamos a atenção antes, a discussão de exemplos históricos é parte fundamental da argumentação

kuhniana. De fato, apenas historicamente seria possível compreender todos os detalhes envolvidos nos mecanismos de mudança paradigmática, uma análise que se torna a tarefa principal de *A Estrutura*. Ainda, saber qual é o papel desempenhado pelas regras com respeito ao paradigma deve ser visto como um dos passos mais importantes nessa obra, a fim de apresentar toda a extensão do conceito de paradigma. Portanto, se não existe um conjunto de regras, com o qual podemos identificar os paradigmas, então os paradigmas possuem algum tipo de prioridade. Vejamos como o capítulo a respeito dos compromissos científicos se encerra:

Embora obviamente existam regras às quais todos os praticantes de uma especialidade científica aderem em um determinado momento, essas regras não podem por si mesmas especificar tudo aquilo que a prática desses especialistas tem em comum. A ciência normal é uma atividade altamente determinada, mas não precisa ser inteiramente determinada por regras. É por isso que, no início deste ensaio, introduzi a noção de paradigmas compartilhados, em vez das noções de regras, pressupostos e pontos de vistas compartilhados como sendo a fonte da coerência para as tradições da pesquisa normal. As regras, segundo minha sugestão, derivam de paradigmas, mas os paradigmas podem dirigir a pesquisa mesmo na ausência de regras (Kuhn, 1970, p. 66).

Uma vez que nem as teorias nem as regras caracterizam a ciência normal, e existem momentos nos quais toda esta estrutura pode simplesmente se desmanchar, então por qual razão os cientistas se dedicam às suas pesquisas? Além disso, de onde vem a confiança colocada por eles nas teorias e nas regras, as quais determinam, de fato e de modo detalhado, todo o período de ciência normal? Chegamos, assim, à nossa terceira questão: *uma visão de mundo seria um critério mais adequado para identificarmos um paradigma?*

Revoluções paradigmáticas transformam com elas os enunciados dos problemas pesquisados, os métodos a serem aplicados em sua resolução e os compromissos adotados a respeito do mundo, até em seus aspectos metafísicos. Logo, poderíamos concluir, sem mais, “quando mudam os paradigmas, muda com eles o próprio mundo” ou, então,

“É como se a comunidade profissional tivesse sido subitamente transportada para um novo planeta, onde objetos familiares são vistos sob uma luz diferente e a eles se apegam objetos desconhecidos” (Kuhn, 1970, p. 147). Nestas passagens é possível perceber a defesa que Thomas Kuhn precisará fazer, já no posfácio de 1969, com respeito à acusação de ser relativista a proposta de *A Estrutura*, ou seja, “Os defensores de teorias diferentes são como membros de comunidades de culturas e linguagens diferentes”, portanto, “Reconhecer esse paralelismo sugere, em certo sentido, que ambos os grupos podem estar certos. Essa posição é relativista, quando aplicada à cultura e seu desenvolvimento” (Kuhn, 1970, p. 254). O leitor interessado pode acompanhar diretamente no posfácio os argumentos apresentados contra essa acusação. Aqui, será suficiente considerar que tais conclusões não podem ser levadas adiante, isto é, o mundo, espera-se, deve continuar exatamente o mesmo, antes e depois das transformações de paradigma, e isso nos levaria a pensar um pouco diferente: são as nossas interpretações sobre os dados oferecidos pela natureza que mudaram, e apenas elas, enquanto os últimos permaneceram sempre os mesmos. Perspectiva muito parecida com aquela encontrada com as mudanças de *gestalt*: antes via-se um pato, após, um coelho. De fato, as descobertas obtidas com os estudos sobre mudanças de *gestalt* na psicologia foram valiosas para algumas passagens de *A Estrutura*. No entanto, encontraremos dificuldades caso queiramos estabelecer uma analogia completa. A primeira está no fato de que na mudança de *gestalt* é sempre possível retornar à figura vista anteriormente, isto é, pode-se alternar entre pato e coelho, após um pouco de treino, enquanto nas mudanças científicas isso não pode acontecer. Quando muda suas crenças sobre qual teoria descreve o mundo (e a palavra crença, nesse contexto, possui um peso muito grande), o cientista não o faz de maneira *reversível*:

O cientista não pode apelar para algo que esteja aquém ou além do que ele vê com seus olhos e instrumentos. Se houvesse alguma autoridade

superior recorrendo à qual se pudesse mostrar que sua visão se alterara, tal autoridade torna-se-ia a fonte de seus dados e nesse caso o comportamento de sua visão tornaria uma fonte de problemas (Kuhn, 1970, p. 151).

Logo, ao cientista resta acreditar na capacidade de sua nova teoria em representar mais adequadamente aquilo que vê e interpreta em suas pesquisas. Há, de fato, um julgamento do pesquisador a respeito das diferenças entre as teorias antiga e nova, e, caso venha a acreditar nesta última, ele passará a se referir à sua crença anterior como “engano” (Kuhn, 1970, p. 151). Portanto, uma analogia forte entre mudança de *gestalt* e mudança de paradigmas nos levaria a acreditar que, assim como a linha sobre o papel, cuja forma ora se parece com um pato, ora com um coelho; os dados encontrados através dos experimentos científicos permaneceriam fixos. Com efeito, de acordo com Thomas Kuhn, não se pode fazer tal analogia. Para compreender por qual razão, se faz necessário perceber o significado dos dados experimentais para os cientistas. Isto é, como vimos, o paradigma é responsável por delimitar os problemas legítimos de uma área científica, excluindo para outras áreas da ciência, ou até para fora dela (não científicos), todos aqueles cuja adequação aos critérios não pode ser determinada com precisão paradigmática. Contudo, esta relação entre a escolha dos problemas a serem pesquisados e as respostas válidas é bem mais complexa do que pode parecer à primeira vista. O cientista, partindo exclusivamente das orientações encontradas em sua teoria, é capaz inclusive de propor experimentos a fim de determinar certas regularidades “que, de fato, não são precisamente exemplificadas pela natureza em nenhum lugar” (Kuhn, 1970, p. 162). Com isso, ele poderá ultrapassar qualquer sugestão dos dados aparentes, descobrindo, desta maneira, respostas para questões antes sequer imaginadas. O cientista realiza, nesse sentido, uma operação cuja característica vai além da simples interpretação dos dados. Ao comparar, por exemplo, as percepções de Aristóteles e Galileu, quando ambos enxergam

o movimento de uma pedra amarrada por uma corda: o primeiro conclui ver uma pedra cair, mas com dificuldades para seguir sua trajetória natural; enquanto o segundo, justamente pelo fato de a pedra estar amarrada, vê um pêndulo. Antes de enxergarem qualquer coisa, este é o ponto central, destaca Thomas Kuhn, ambos precisam ter à disposição alguma concepção do que é o movimento próprio da pedra, para, somente a partir disso, apresentar algum tipo de explicação dos fatos. “Ao contemplar a queda de uma pedra, Aristóteles via uma mudança de estado, mais do que um processo” (Kuhn, 1970, p. 162). Um caso tão simples como este revela o alcance de um paradigma com respeito à contextualização dos dados. Ou seja, as perguntas realizadas por Aristóteles e Galileu eram diferentes, assim como as respostas esperadas, portanto, “o conteúdo imediato da experiência de Galileu com a queda de pedras não foi o mesmo da experiência realizada por Aristóteles” (Kuhn, 1970, p. 163). Ainda com respeito à conclusão de Galileu, em particular, ela foi construída a partir de uma rearticulação da própria concepção original de Aristóteles, ao fim da Idade Média, por meio do chamado conceito de “*impetus*”. Além disso, com seu novo paradigma, ele compreendeu questões que jamais foram propostas pelo de Aristóteles. Ainda que pudéssemos dizer o contrário, com respeito, dessa vez, à visão de Aristóteles, isto é, este perguntou e respondeu perguntas não imaginadas por Galileu, o paralelo não é jamais completo, pois apenas “Galileu ainda poderia, quando quisesse, explicar por que Aristóteles vira o que viu” (Kuhn, 1970, p. 163). As diferenças entre os paradigmas de Galileu e Aristóteles não são casuais, uma vez que somente a crise de um paradigma será capaz de originar novos paradigmas, por isso as concepções de Aristóteles e de Galileu devem ser analisadas considerando, sobretudo, as suas histórias. Compreender a história e a relação entre paradigmas sucessivos é, de fato, um dos aspectos centrais em *A Estrutura*. Da mesma maneira, ao dispor dos dois paradigmas, Galileu pôde determinar qual seria o mais importante, isto é, decidiu qual deles

responderia as perguntas que julgava serem mais relevantes. Observe que muitas respostas obtidas pelos gregos com a teoria aristotélica se perdem, especialmente aquelas de caráter qualitativo. De modo geral, toda observação implica na existência de alguma construção conceitual prévia e, portanto, em um determinado recorte:

A não ser quando todas as categorias conceituais e de manipulação estão preparadas — por exemplo, para a descoberta de um elemento transurânico adicional ou para captar a imagem de uma nova casa, tanto os cientistas como os leigos deixam de lado áreas inteiras do fluxo das experiências (Kuhn, 1970, p. 166).

Com isso, parece não resistir uma ideia bastante comum a respeito de como a ciência e o conhecimento progridem, isto é, a de “que o que muda com o paradigma é apenas a interpretação que os cientistas dão às observações que estão, elas mesmas, fixadas de uma vez por todas pela natureza do meio ambiente e pelo aparato perceptivo” (Kuhn, 1970, p. 158). De fato, uma parte da argumentação de Thomas Kuhn tem origem em seu outro trabalho sobre história da ciência, *A Revolução Copernicana*, (Kuhn, 1957), no qual busca compreender quais motivos levaram Aristóteles a ter construído uma teoria física tão diferente e, de certa maneira, tão grosseira quando comparada com aquela pensada séculos depois por Galileu, Kepler, Newton e outros tantos cientistas modernos. As perguntas importantes para Aristóteles, cujo interesse maior estava em saber qual é a finalidade das coisas, conclui Thomas Kuhn, eram diferentes daquelas formuladas por estes últimos, mas isso não as deve tornar ilegítimas. Ao contrário, eram parte essencial da cosmovisão grega. Já em *A Estrutura*, Thomas Kuhn pretende desfazer essa imagem da ciência, mas, dessa vez, visto a prioridade do paradigma, as interpretações mesmas têm uma relação mais forte com este do que com os dados da experiência. As interpretações distintas de Aristóteles e Galileu, de certo, foram construídas em razão de seus autores pertencerem cada um a mundos específicos, mas não podem ser vistas me-

ramente como concepções distintas de um conjunto de dados idênticos, pelo contrário, argumenta Thomas Kuhn, “estou convencido de que devemos aprender a compreender o sentido de proposições semelhantes a essa. O que ocorre durante uma revolução científica não é totalmente redutível a uma reinterpretação de dados estáveis e individuais” (Kuhn, 1970, p. 159).

A maior dificuldade envolvida com as considerações de Thomas Kuhn, talvez seja a de abrir perspectiva para o relativismo da ciência, isto é, diferentes teorias podem ser igualmente boas e, com isso, cabe apenas ao sujeito decidir qual delas acredita ser a melhor. Alguns pontos certamente não colaboram com essa tese, a nosso ver. A primeira é o fato de uma parte significativa de *A Estrutura* ser dedicada a explicar a fase de ciência normal, na qual existe uma teoria predominante, e não várias. Do mesmo modo, mais de uma vez Kuhn destaca o fato de as revoluções serem, historicamente, muito pouco frequentes, e como as mudanças e propostas teóricas inovadoras apenas acontecem nestes momentos, também seria rara, na ciência, a convivência simultânea de mais de uma teoria. Ainda, de acordo com *A Estrutura*, a força e a prioridade do paradigma são suficientes para fazerem do empreendimento científico, ao menos durante o período de ciência normal, uma atividade de poucas discordâncias e muita certeza. Com efeito, como apontamos antes, é justamente a capacidade de os cientistas chegarem a um grau de harmonia bastante elevado o aspecto que mais chama a atenção. Desse modo, quando detalha os movimentos que levam a uma revolução, bem como o que ela significa, sobressaem-se os momentos de crise, presentes no *interior* de um paradigma, como fonte especialmente importante para a própria revolução. Todavia, a predominância do paradigma coloca outras dificuldades para se compreender a atividade científica, pois não seria possível, e esta é outra questão relevante em *A Estrutura*, encontrar critérios capazes de justificar a amplitude dessa força sobre praticamente todos os mais diferentes aspectos da pesquisa;

passando pelas formulações teóricas até os detalhes dos experimentos em laboratório. Kuhn reconhece, tanto no posfácio de *A Estrutura*, quanto em *A Tensão Essencial*, a existência dessa circularidade² nos seus argumentos. Contudo, se formos capazes de trazer novamente para o centro da discussão as motivações pelas quais Kuhn adotou o termo “paradigma”, então não será preciso “desligá-lo” (Kuhn, 1970, p. 220) a fim de avaliar as consequências de seu uso.

Nossa intenção, até aqui, foi a de chamar a atenção para alguns usos da palavra “paradigma” realizados ao longo de *A Estrutura*. Como vimos, ela certamente se relaciona com os tipos de problemas com os quais a comunidade se ocupa e que as teorias procuram responder, além de envolver a visão de mundo na qual os cientistas, enquanto sujeitos individuais, se encontram imersos. Todavia, nenhum desses elementos, quando identificado de maneira completa com um paradigma, apresenta critérios suficientes com os quais seja possível responder de onde surge a predominância deste último. Alguns pontos importantes para nossa pesquisa ficam assim delineados. O primeiro envolve a compreensão de momentos bastante relevantes e pouco evidentes, sobretudo na ciência normal, para o acordo e o avanço com respeito às pesquisas de todo nível na rotina dos cientistas. Isto é, problemas resolvidos por uma teoria podem gerar um grau de confiança muito elevado no conteúdo de seus enunciados, e, com isso, fortalecer a expectativa de que com ela será possível resolver outros problemas no horizonte de pesquisa da comunidade científica. No entanto, ao delimitá-los, estes últimos exigem, das teorias, acordo e precisão elevados. Além disso, e não menos importante, se estabelecem regras para decidir sobre a validade das respostas, as quais não podem, em princípio, serem de um

2. “O termo ‘paradigma’ aparece nas primeiras páginas do livro e a sua forma de aparecimento é intrinsecamente circular. Um paradigma é aquilo que os membros de uma comunidade partilham e, inversamente, uma comunidade consiste em homens que partilham um paradigma. Nem todas as circularidades são viciosas [...] mas esta circularidade é uma fonte de dificuldades reais” (Kuhn, 1970, p. 221).

modo arbitrário distintas das previstas pelas teorias. Apesar disso, nem todos os problemas são resolvidos, nem existem critérios com os quais se possa, dessa vez, classificar a importância deles; e como a teoria não é capaz de respondê-los todos, de uma vez, uma situação bastante prolongada pode ter origem, na qual se acredita na teoria paradigmática, sem com isso encontrar muitas das respostas procuradas, ou, ainda, estas se tornam bastante complexas e até mesmo confusas. Sem um método para decidir sobre a relevância dos experimentos, não existe aquele para decidir sobre a das próprias teorias. Logo, as teorias, isoladamente, não são a origem dos paradigmas, em outras palavras, precisamos considerar regiões externas a elas. Assim, o acordo com respeito às regras talvez pudesse nos ajudar a compreender o período de estabilidade da ciência normal. No entanto, ao realizarmos sua classificação, ficou claro a inexistência de qualquer elemento capaz de se colocar como critério de seleção de um paradigma, e fomos levados a pensar que o paradigma se apoia em um conjunto de crenças compartilhado por uma parte considerável da comunidade científica (na ciência normal), e este é quem mudaria nas revoluções. Mais uma vez, não se pode estabelecer tal analogia de modo forte. Quando muda de paradigma, nos períodos de crise, um cientista não é capaz de apresentar justificativas com as quais os demais colegas devam se convencer, de modo indubitável, da necessidade dessa mudança. Esta acontece, de fato, individualmente e de modo bastante repentino, de uma vez, segundo Thomas Kuhn. Trata-se de algo semelhante a uma “conversão” e não uma escolha, o que sugere uma mudança de *gestalt*; mas como não seria possível, no caso da ciência, o retorno à visão de mundo anterior, então o paralelismo precisa ser tratado com cuidado. Ao mesmo tempo que ultrapassa teorias, regras, métodos e visões de mundo, o paradigma se torna cada vez mais central nos desenvolvimentos elaborados em *A Estrutura*. Mas, apesar disso, ele se estabelece por uma via negativa, como foi nossa intenção discutir e, com efeito, não podemos compreendê-lo sem algum elemento

de indeterminação, fazendo do próprio paradigma fonte de diversas objeções. Sem dúvida, acreditamos existir, ao longo de todo esse processo examinado, um elemento de arbitrariedade, mas não essencialmente psicológico (Kuhn, 1970, p. 23):

A observação e a experiência podem e devem restringir drasticamente a extensão das crenças admissíveis, porque de outro modo não haveria ciência. Mas não podem, por si só, determinar um conjunto específico de semelhantes crenças. Um elemento aparentemente arbitrário, composto de acidentes pessoais e históricos, é sempre um ingrediente formador de crenças esposadas por uma comunidade científica específica numa determinada época.

Contudo, esse elemento de arbitrariedade não indica que algum grupo possa praticar seu ofício sem um conjunto dado de crenças recebidas. E nem torna menos cheia de consequências a constelação particular com a qual o grupo está realmente comprometido num dado momento.

Ao examinarmos a construção dos termos “teoria”, “regras” e “visão de mundo”, no interior da obra *A Estrutura*, tivemos em vista, o tempo todo, a nossa própria interpretação histórica com respeito ao período inicial da TQC, mas, ainda, na próxima parte desta seção, precisaremos discutir mais uma classe de questões necessárias à caracterização desse momento.

3.1.2 A Crise Científica

A maior parte da discussão que fizemos na seção anterior diz respeito ao período chamado por Thomas Kuhn de ciência normal. Nesta última, as perguntas e as respostas (válidas) parecem estar bem estabelecidas pela comunidade científica. Com efeito, dentre algumas analogias feitas por Kuhn a fim de descrever esse momento, está a de que a ciência normal se parece com um jogo, no qual as regras devem ser previamente conhecidas, ou seja, ela guardaria semelhanças com um quebra-cabeças, exemplo citado em *A Estrutura*, para o qual não basta espalhar suas peças aleatoriamente: pelo contrário, a cada peça existe um lado que deverá ficar para cima; elas devem se encaixar umas nas

outras de modo específico, quase único; ao final, espera-se reconhecer uma imagem determinada etc. Antes da realização de qualquer trabalho de encaixe das peças, as regras *precisam* estar claras e devem ser conhecidas por quem deseja jogar. Além disso, tanto quem joga, quanto quem apenas observa o jogo, sabe se os movimentos realizados pelo jogador são válidos, isto é, se os encaixes não foram forçados, se a figura está mostrando os primeiros contornos etc. A ciência, diz Thomas Kuhn, atua na maior parte do tempo de modo bastante análogo. Regras, métodos e resultados são, quase sempre, conhecidos previamente, ou seja, “Resolver um problema de pesquisa normal é alcançar o antecipado de uma nova maneira. Isso requer a solução de todo o tipo de complexos quebra-cabeças instrumentais, conceituais e matemáticos” (Kuhn, 1970, p. 59). Todavia, ainda que esta maneira de conduzir os estudos seja a predominante, o fato relevante é o de que, às vezes, não obstante raras, não se forma consenso no interior da comunidade científica; nem quanto às regras, nem quanto às teorias; e, no sentido de destacar aspectos pertinentes à nossa própria análise, é interessante compreender o surgimento de tais situações de indeterminação a partir de um exame da própria ciência normal. De fato, será ainda neste período que alguns dos problemas não respondidos pelos cientistas poderão se tornar centrais, mas nem isso será capaz de evitar que a pesquisa prossiga ou a série de compromissos assumidos pelos cientistas, em razão do paradigma, seja questionada. De um lado, conseguir responder problemas desse tipo sem quebrar as regras trará ainda mais confiança no paradigma, ou então, de outro lado, caso persistam em aberto, poderão colocá-lo em descrédito. Apenas neste último caso, a saber, quando as múltiplas tentativas de encontrar determinadas soluções apontam inconsistências no interior do próprio paradigma, é que as transformações mais profundas na ciência eventualmente têm alguma chance de acontecer. Contudo, a fim de percebermos o caminho para tais mudanças, ainda será preciso reconhecermos algumas características fundamentais da ciência nor-

mal, e a primeira delas é o fato de não ser sua intenção procurar por fatos novos. Quando em sua fase de maior estabilidade, ela não o faz, então o quê pesquisa o cientista? Isto é, se as respostas dos problemas que foram delimitados pelo paradigma são, de algum modo, antevistas, o que leva os pesquisadores a se dedicarem continuamente aos seus estudos? Com efeito, nenhum paradigma científico pode responder, diferente de um quebra-cabeças, todas as perguntas que ele mesmo propõe, porém, na ciência, muitas vezes são de real interesse apenas as soluções daquelas perguntas julgadas pelos cientistas como as mais relevantes, e por isso a confiança atribuída ao paradigma origina-se justamente do sucesso em resolver *alguns* desses problemas centrais, sendo o suficiente para fazer com que a busca pelas demais respostas seja, de fato, uma tarefa muito semelhante à esperada na resolução de um quebra-cabeças. É desse modo, portanto, que as escolhas dos cientistas sobre o andamento das pesquisas sofrem uma grande influência do paradigma; contudo, ao encontrar respostas inadequadas, um cientista individualmente poderá, sim, questionar os enunciados desse paradigma, mas sua argumentação dificilmente ganhará adeptos num período de ciência normal:

Durante todo o século XVIII, os cientistas que tentaram deduzir o movimento observado da Lua partindo das leis de Newton de movimento e gravitação fracassaram sistematicamente. Em vista disso, alguns deles sugeriram a substituição da lei do quadrado das distâncias por uma lei que se afastasse dessa quando se tratasse de pequenas distâncias. Contudo, fazer isso seria modificar o paradigma, definir um novo quebra-cabeças e deixar sem solução o antigo. Nessa situação, os cientistas preferiram manter as regras até que, em 1750, um deles descobriu como se poderia utilizá-las com sucesso. Somente uma modificação nas regras do jogo poderia ter oferecido uma outra alternativa (1970, p. 63).

A busca de algumas respostas, no caminho inverso da mudança, pode ser adiada por tempo considerável; logo, como um experimento ou um problema científico é capaz de se transformar em fonte de questionamento do paradigma a ponto de colocá-lo em dú-

vida? Assim como discutimos na seção anterior, até mesmo questões mais profundas a respeito da constituição da natureza parecem ter encontrado resposta, e, com isso, deixam de interferir na pesquisa cotidiana dos cientistas. Tais soluções, apesar de não serem definitivas, certamente são consenso entre a maior parte dos pesquisadores ligados a uma pesquisa orientada por meio de um paradigma. Com efeito, quando, na ciência normal, intensificam seus estudos e relatórios científicos, os pesquisadores estabelecem uma acurácia cada vez mais refinada com respeito ao acordo entre o que diz o paradigma e as respostas experimentais. Assim, forma-se, com o tempo, um conjunto bastante grande de dados a partir de experiências que foram sugeridas diretamente pelo paradigma, os quais são imediatamente confrontados com as respostas teóricas. No entanto, apesar de a expectativa dos pesquisadores se guiar sempre no sentido de teoria e experimento corresponderem, e com uma precisão cada vez maior, tal correspondência pode começar a divergir. Ainda nessas situações, quando começa a ficar evidente algum desacordo com respeito à teoria, a postura do cientista pode variar bastante de um para outro. Inicialmente, muitos podem ver nesse desacordo apenas um “erro” do próprio pesquisador, o qual, por algum cálculo mal executado ou imprecisão na aplicação da teoria, não conseguiu obter o resultado esperado. Caso não encontrem, após algum tempo, uma solução dentro das regras paradigmáticas, esses problemas podem despertar o interesse dos pesquisadores mais experientes da área, os quais também irão procurar equacioná-los e, com isso, encontrar uma resposta ou, então, poderão igualmente deixá-los em aberto.

Seja qualquer dos casos, nem quando em seu início, com um ou mais cientistas, ou, posteriormente, com a abordagem realizada pelos melhores destes, um problema sem solução necessariamente conseguirá diminuir a confiança em um paradigma. Algumas vezes, pode até mesmo acontecer de um desses problemas passar todo o período de ciência normal sem resposta, para só encontrar solução com uma nova teoria cuja

origem não possui qualquer relação com este problema. Como exemplo, podemos citar a precessão do periélio de Mercúrio, que, apesar de conhecida, não era, de modo algum, explicada pela teoria de Newton, mas cuja descrição seria obtida de modo bastante satisfatório com a relatividade de Einstein (cf. Kuhn, 1970, p. 47). Todavia, como sabemos, apesar de colaborar muito para o sucesso da teoria da relatividade especial, este não foi o problema central que mais incomodou os adeptos da teoria newtoniana, nem foi ele responsável por motivar Einstein a buscar uma teoria diferente da clássica. As diversas significações dadas aos problemas sem resposta no interior da articulação geral do paradigma é um dos aspectos mais importantes na maneira como Thomas Kuhn apresenta a relação da ciência normal com a existência dos momentos de crise, porém, um segundo aspecto, com o qual procura descrever simultaneamente as dificuldades e o alcance envolvidos nessa “tentativa de forçar a natureza a encaixar-se dentro dos limites preestabelecidos e relativamente inflexíveis fornecidos pelo paradigma” (Kuhn, 1970, p. 44) é justamente a delimitação entre as “descobertas (ou novidades relativas a fatos)” e as “invenções (ou novidades concernentes à teoria)” (Kuhn, 1970, p. 78). De acordo com suas observações históricas, tal separação é bastante tênue e, com isso, argumenta Thomas Kuhn, é possível encontrarmos indícios, de um lado, da força do paradigma quando este responde perguntas importantes para os cientistas e, de outro lado, da razão pela qual sempre é necessário reestruturar um paradigma antes de ser possível fazer qualquer afirmação sobre a existência de algo novo na própria natureza. Com efeito, novidades não são decorrentes da ciência normal, pois ela, em princípio, antecipa as respostas. Contudo, novidades surgem, a todo instante, então, como lida o cientista frente a essa tensão? Como em outros momentos de *A Estrutura*, são exemplos retirados da história da ciência a fonte principal da exposição kuhniana: a descoberta do oxigênio na química e a dos raios x e a da garrafa de Leyden na física. Ao discutir as razões pelas quais, em

cada um desses casos, não é possível determinar com exatidão nem quem ou quando foram feitas tais descobertas, Kuhn enxerga um movimento característico da ciência, com o qual os pesquisadores são levados à percepção de uma novidade no mundo que, simultaneamente, exige alguma rearticulação do paradigma. No entanto, esta última forma de “descoberta científica” é um evento cujo início depende diretamente do auxílio de um paradigma, contrariando a visão segundo a qual existe uma separação *strictu sensu* entre o mundo e as teorias:

A descoberta começa com a consciência da anomalia, isto é, com o reconhecimento de que, de alguma maneira, a natureza violou as expectativas paradigmáticas que governam a ciência normal. Segue-se então uma exploração mais ou menos ampla da área onde ocorreu a anomalia. Esse trabalho somente se encerra quando a teoria do paradigma for ajustada, de tal forma que o anômalo se tenha convertido no esperado. A assimilação de um novo tipo de fato exige mais do que um ajustamento aditivo da teoria. Até que tal ajustamento tenha sido completado — até que o cientista tenha aprendido a ver a natureza de um modo diferente o novo fato não será considerado completamente científico (Kuhn, 1970, p. 78).

Desse modo, ao identificar as descobertas científicas como sendo um dos momentos centrais no empreendimento científico, no qual podemos descrever como acontece a reestruturação de um paradigma, algumas consequências parecem ter lugar. A primeira é o abandono da interpretação da descoberta como uma simples relação entre algo fixo na natureza e a capacidade do indivíduo enxergá-lo. Ao contrário disso, a percepção da existência de algo novo no mundo depende agora de maneira forte de um paradigma. Somente quando surge em desacordo completo com as previsões, pode algum fenômeno ser identificado como sendo novo. Além disso, ainda será necessária uma rearticulação do paradigma, capaz de absorver tal fenômeno, para que uma descoberta possa se completar. Nesse sentido, devemos perceber a razão pela qual não são as dificuldades em responder as questões apresentadas pelo paradigma o principal elemento de crise na

ciência, isto é, ainda que a rearticulação do paradigma seja uma possibilidade de solução de problemas, quando estes últimos são desenvolvidos pelo próprio paradigma, a crença em se obter a resposta também através dele acaba sendo predominante. Por outro lado, uma novidade não prevista pela teoria e cuja explicação não pode ser alcançada por meio desta é capaz de favorecer a construção de uma nova explicação. Logo, são fenômenos externos e inesperados — uma anomalia [*anomaly*] no interior da ciência normal — os responsáveis pela percepção de alguns cientistas acerca da necessidade de uma rearticulação do paradigma, ou, nos casos mais profundos, de sua troca. Na ciência, apesar de uma “descoberta” como esta provocar a sensação de que o paradigma não foi capaz de descrever a própria natureza, e de que esta resiste, por sua vez, de modo externo e independente daquele, por conseguinte, apontando a necessidade de se realizar alguma mudança teórica; essa descrição é “um sintoma de que existe algo errado na imagem da ciência que concede à descoberta um papel tão fundamental” (Kuhn, 1970, p. 80). De modo inverso, tanto maior será o *contraste* desse fenômeno e, portanto, seu aspecto de novidade, quanto mais intensos forem o refinamento e os testes sucessivos de uma teoria, ocorridos quase por completo ao longo do período de ciência normal, e só quando esse cenário alcança, entre os cientistas, a capacidade de fazê-los pôr em dúvida o paradigma vigente, poderão se originar mudanças com relação aos procedimentos da ciência normal. Outra consequência refletida nessa distinção “artificial”, apontada por Kuhn, entre descoberta e invenção, ou entre fatos e teorias, será a possibilidade de existirem desacordos mais fortes entre os cientistas acerca do caráter *anômalo* desses problemas, isto é, até os mais experientes pesquisadores de uma área podem ter opiniões diferentes com respeito a uma modificação da teoria e sobre a existência de um aspecto novo percebido nas experiências. Com efeito, na ciência normal, um pesquisador certamente terá menos influência caso venha a discordar de uma teoria com muito prestígio na vi-

são de seus demais colegas, e não por outra razão vê-se o lugar absolutamente central de um problema de caráter anômalo quando resiste ao ataque dos cientistas mais importantes, uma vez que este é um forte argumento a favor dos que discordam do paradigma, e isso poderá ajudá-los a concluir que alguma modificação do paradigma é necessária. Ainda assim, essa maneira de proceder não ocorre simultaneamente entre todos os cientistas. No início, ocorrem apenas alguns casos isolados, em geral, cada um deles percebe repentinamente a necessidade de fazer modificações no paradigma, lembrando-nos a mudança de *gestalt* discutida antes, mas quando consideramos toda a comunidade científica, alguns podem aderir rapidamente, outros levar algum tempo e, o mais importante, outros podem nunca acreditar nas modificações e continuarem suas pesquisas a partir do paradigma anterior, sem modificações. O próprio sucesso de uma nova explicação é interpretado de maneiras diferentes pelos pesquisadores: por aqueles adeptos das modificações, ele é visto como a descoberta de algo totalmente desconhecido e essencial da natureza; por aqueles ainda presos ao paradigma antigo, como algo originado do acaso, ou até mesmo como se tais problemas não existissem, no fundo, uma incapacidade momentânea em articular o paradigma original. Portanto, alguns pesquisadores poderão atuar em uma região de indeterminação, de *crise*; outros, continuar no interior de um regime de ciência normal. Os primeiros acusam os segundos de não perceberem a descoberta de algo; e os segundos aos primeiros, inversamente, de estarem começando a abandonar as regras e de serem não-científicos.

Com isso, uma das teses de *A Estrutura* é a de que a modificação de um paradigma, seja parcial ou total, seria acompanhada, na maioria das vezes, por uma *anomalia*. Se o paradigma vigente foi *incapaz* de absorver essa novidade, mesmo após muitos esforços aplicados por aqueles pesquisadores formados no interior da ciência normal, a perspectiva de alteração da teoria poderá, com o tempo, ganhar mais e mais adeptos. Caso essa

dificuldade permaneça sem solução até que uma parte significativa de toda a comunidade científica tenha transferido sua visão para a nova teoria, estaremos diante *grosso modo* de uma mudança de paradigma: continuar preso ao antigo modelo torna-se não-científico. O processo de transformação paradigmática envolve, portanto, dois momentos fundamentais: primeiro, a natureza foi compreendida em algum aspecto anteriormente desconhecido; segundo, não é possível caracterizar essa descoberta sem ao mesmo tempo operar alguma modificação no paradigma. Três exemplos históricos, como citamos, foram discutidos em *A Estrutura*. Em nenhum deles seria possível encontrarmos consenso de quando ocorreu ou de quem foi o principal responsável por tais descobertas, e isto mostra, de acordo com Thomas Kuhn, a relação intrínseca entre descoberta e inovação, isto é, entre o reconhecimento tanto da anomalia quanto das alterações necessárias no paradigma. Dos casos apresentados em *A Estrutura*, a “descoberta” dos raios x será particularmente interessante para nossa análise (Kuhn, 1970, p. 83):

Sua história começa no dia em que o físico Roentgen interrompeu uma investigação normal sobre os raios catódicos, ao notar que uma tela de cianeto de platina e bário, colocada a certa distância de sua aparelhagem protetora, brilhava quando se produzia uma descarga. Investigações posteriores — que exigiram sete semanas febris, durante as quais Roentgen raramente deixou o laboratório — indicaram que a causa do brilho provinha do tubo de raios catódicos, que a radiação projetava sombras e que não poderia ser desviada por um ímã, além de muitas outras coisas. Antes de anunciar sua descoberta, Roentgen convencera a si próprio de que esse efeito não se devia aos raios catódicos, mas a um agente dotado de alguma semelhança com a luz.

Assim como nos dois outros exemplos discutidos por Thomas Kuhn, este processo ocorre ainda no período de ciência normal, e o pesquisador não tem consciência da natureza desse fato novo; em seguida, dessa vez pela percepção de que algo foge do esperado *segundo o paradigma*, o pesquisador é levado a explorar mais detalhadamente os aspectos ligados com sua descoberta; e, por fim, só após alguma rearticulação do paradigma,

considerada necessária pois aquilo que se vê ultrapassa qualquer teoria à disposição, e caso tenha obtido sucesso com essa nova explicação, então o cientista seria capaz de apresentar sua “descoberta”. As etapas têm como resultado uma nova postura frente ao paradigma vigente, pois este último passa a ser visto como incompleto ou insuficiente para explicar o fato encontrado. Contudo, o cientista ainda precisará convencer seus colegas da necessidade de tais mudanças, e toda série de argumentos pode ser empregada no sentido de explicar a eles qual é a relevância dessa novidade. De acordo com as exigências necessárias para adotar esse ponto de vista diferente, como, por exemplo, o quanto é preciso negar da teoria atual, quais aspectos particulares devem ser revistos etc., pode um pesquisador individualmente abandonar o paradigma atual em favor da modificação ou de um novo. Em certos casos, como parece ter sido o da descoberta do oxigênio, a nova explicação representava uma profunda alteração com respeito à confiança no paradigma, ou seja, tratava-se de aceitar ou rejeitar: “o fato de que era necessário uma revisão importante no paradigma para que se pudesse ver o que Lavoisier vira, deve ter sido a razão principal para Priestley ter permanecido, até o fim de sua vida, incapaz de vê-la” (Kuhn, 1970, p. 83). Contudo, nem sempre se exige do cientista o abandono do paradigma. Apesar de representar uma mudança profunda com respeito à confiança na solução dada pela teoria, a descoberta dos raios x, ainda que sem explicação enquanto um fato novo e inesperado, coexistiu por algum tempo sem afetar diretamente o paradigma do qual se originou. “Embora a existência dos raios x não estivesse interdita pela teoria estabelecida, ela violava expectativas profundamente arraigadas” (Kuhn, 1970, p. 85), e, com isso, e aos poucos, ela impôs a realização de mudanças quanto às medições experimentais, bem como até a necessidade de reconstrução dos instrumentos utilizados em laboratório: existia uma variável a mais a ser considerada. Este exemplo é relevante justamente porque mostra a dependência da descoberta com relação à explicação teórica:

Tanto nos períodos pré-paradigmáticos, como durante as crises que conduzem a mudanças em grande escala do paradigma, os cientistas costumam desenvolver muitas teorias especulativas e desarticuladas, capazes de indicar o caminho para novas descobertas. Muitas vezes, entretanto, essa descoberta não é exatamente a antecipada pela hipótese especulativa e experimental. Somente depois de articularmos estreitamente a experiência e a teoria experimental pode surgir a descoberta e a teoria converter-se em paradigma (Kuhn, 1970, p. 88).

Portanto, essa rearticulação se constitui em um método eficaz de conciliar a fixidez do paradigma com o surgimento de novidades no âmbito científico. A nosso ver, reside nesse aspecto um dos elementos centrais para compreendermos adequadamente a ideia de continuidade associada com o desenvolvimento científico. Como discutimos anteriormente, certas mudanças podem levar a visões de mundo antagônicas, mas nem isso torna os cientistas defensores do paradigma tradicional menos cientistas, ou faz dos que propõem as alterações uma vanguarda fora dos limites da ciência:

Os estudiosos da filosofia da ciência demonstram repetidamente que mais de uma construção teórica pode ser aplicada a um conjunto de dados determinado, qualquer que seja o caso considerado. A história da ciência indica que, sobretudo nos primeiros estágios de desenvolvimento de um novo paradigma, não é muito difícil inventar tais alternativas. Mas essa invenção de alternativas é precisamente o que os cientistas raro empreendem, exceto durante o período pré-paradigmático do desenvolvimento de sua ciência e em ocasiões muito especiais de sua evolução subsequente. Enquanto os instrumentos proporcionados por um paradigma continuam capazes de resolver os problemas que este define, a ciência move-se com maior rapidez e aprofunda-se ainda mais através da utilização confiante desses instrumentos. A razão é clara — a produção de novos instrumentos é uma extravagância reservada para as ocasiões que a exigem. O significado das crises consiste exatamente no fato de que indicam que é chegada a ocasião para renovar os instrumentos (Kuhn, 1970, p. 105).

Do ponto de vista prático, a ciência normal é um empreendimento bastante produtivo, mas se não existisse um mecanismo capaz de rearticular o paradigma com o qual este período é orientado, então suas teorias e explicações se transformariam em dogma. Por outro lado, se o empreendimento científico incorporasse novas e muito diferentes teorias

a todo instante, sua fragmentação seria inevitável, e poderíamos até mesmo acusar de não existir algo chamado ciência ou sequer uma comunidade coesa da qual ela se constitui, aliás, a própria existência dessa comunidade é uma premissa que pode ser empregada sem ambiguidade.

Com isso, encerramos nossa breve exposição de alguns argumentos centrais abordados em *A Estrutura*. A leitura de nossos capítulos anteriores sobre a história da TQC e das seções iniciais deste terceiro pode sugerir algumas indicações de como se relacionam ambas as partes, mas, é claro, ainda devemos caracterizar toda essa discussão no interior do contexto geral de nossa tese. De fato, as ideias originadas após o questionamento das teorias de Dirac farão surgir alguns dos elementos indispensáveis na abordagem da própria TQC, especialmente no período pós-guerra. Dentre algumas, encontram-se o tratamento dos infinitos pelo processo de renormalização, elaborado por Bethe, e a descrição de um sistema físico por meio do chamado operador de evolução temporal, desenvolvido especialmente por Feynman. Ao mesmo tempo com que cresce sua abrangência, sua complexidade avança para diversas áreas da matemática, e dessa maneira a TQC assimila e inventa novas técnicas em seu formalismo. Nosso objetivo é, portanto, caracterizar o início deste movimento, a partir do qual, mais tarde, a própria TQC seria utilizada com o objetivo de sintetizar diversos dos resultados teóricos. A discussão de filosofia da ciência envolvida na interpretação desse momento histórico não apenas nos ajudará a discutir pontos centrais do desenvolvimento da física do século xx, mas servirá de pano de fundo para compreendermos algumas diferenças com respeito à abordagem que passa a ser feita na TQC. A cooperação entre áreas da matemática e da física teórica, nos parece, é um elemento inovador, no sentido de não se constituir mais em um limite, ainda que possa ser encontrado, entre os trabalhos de ambas pesquisas. De fato, a síntese de teorias físicas se tornara um objetivo teórico evidente no século xx, como

vimos no caso da mecânica quântica, e, de certa maneira, com a TQC, se considerarmos a interpretação simultânea da teoria da relatividade e da mecânica quântica.

3.2 O Estilo de Paul Dirac

Durante toda nossa discussão anterior acerca da proposta elaborada por Thomas Kuhn, com a qual ele busca compreender a dinâmica interna do desenvolvimento científico, não nos concentramos em nenhuma das revoluções bem conhecidas da história da ciência, das quais uma das principais foi a realizada por Galileu Galilei junto com alguns de seus contemporâneos e, além desta, seria preciso lembrar, é claro, a que teve início com Albert Einstein e sua mecânica relativística. De fato, em *A Estrutura*, Thomas Kuhn não pretende fazer de nenhum desses famosos exemplos um caso privilegiado em seu livro, por um motivo bastante claro, a saber, a sua ideia é, antes de tudo, a de reconstruir a imagem que temos da ciência, formada em grande medida justamente pela importância que tais eventos e seus personagens centrais desempenham nos manuais de ciência, mas, em certa medida, também em muitas análises feitas na história da ciência e mesmo na teoria do conhecimento. Ainda que tais casos forneçam algumas das mais fortes evidências com as quais a proposta kuhniana se justifica, não podem, todavia, ser interpretados diretamente por esta última sem antes serem reconsiderados adequadamente com respeito à estrutura geral na qual a ciência é, de fato, conduzida (Kuhn, 1970, p. 25):

Cada um deles forçou a comunidade a rejeitar a teoria científica anteriormente aceita em favor de uma outra incompatível com aquela. Como consequência, cada um desses episódios produziu uma alteração nos problemas à disposição do escrutínio científico e nos padrões pelos quais a profissão determinava o que deveria ser considerado como um problema ou como uma solução de problema legítimo. Precisaremos descrever as maneiras pelas quais cada um desses episódios transformou a imaginação científica, apresentando-os como uma transforma-

ção do mundo no interior do qual era realizado o trabalho científico.
Tais mudanças, juntamente com as controvérsias que quase sempre as acompanham, são características das revoluções científicas.

Desse modo, nossa compreensão dos trabalhos feitos pelas gerações anteriores de cientistas, e até mesmo pelas civilizações anteriores, ganha um novo significado quando são vistos através desse amplo desenvolvimento da ciência. Será exatamente por essa razão que o papel da história da ciência, à medida que consiga repensar sua abordagem, torna-se relevante nesta análise, isto é, se o pensamento de Aristóteles acerca da física, por exemplo, puder ser visto menos como um conjunto equivocado de interpretações, fruto da idiosincrasia do povo grego da antiguidade, finalmente substituído pela visão correta obtida por Newton e, posteriormente, refinada por Einstein, e mais como uma elaboração científica tão legítima quanto todas as demais; essa mudança, na perspectiva de Thomas Kuhn, nos ajudará a perceber as etapas cruciais que separam os pensamentos de Newton e Einstein. Com isso, surge um outro horizonte de perguntas aos historiadores: “Em vez de procurar as contribuições permanentes de uma ciência mais antiga para nossa perspectiva privilegiada, eles procuram apresentar a integridade histórica daquela ciência, a partir de sua própria época. Por exemplo, perguntam não pela relação entre as concepções de Galileu e as da ciência moderna, mas antes pela relação entre as concepções de Galileu e aquelas partilhadas por seu grupo, isto é, seus professores, contemporâneos e sucessores imediatos na ciência” (Kuhn, 1979, p. 22). Além de readequar a interpretação dos eventos geralmente reconhecidos por todos como sendo indubitavelmente revolucionários, essa proposta destaca o lugar fundamental que os períodos de ciência normal ocupam com relação à mudança dos pressupostos básicos que regem um determinado campo científico. Portanto, ainda de acordo com Thomas Kuhn (1970, p. 21), “Teorias obsoletas não são em princípio acientíficas simplesmente porque foram

descartadas. Contudo, esta escolha torna difícil conceber o desenvolvimento científico como um processo de acréscimo”. Não obstante esta maneira de compreender a ciência traga, simultaneamente, uma série de obstáculos, pois exige uma espécie de imersão em ideias e conceitos que foram completamente esquecidos pelos cientistas, e muitas objeções; não se deve perder de vista o fato de que as teses kuhnianas buscam responder questões bastante concretas: Como se estabelecem acordos tão fortes e de grande amplitude entre os cientistas? Como, em razão desses acordos, as pesquisas são direcionadas? Ainda, como uma estrutura geralmente tão coesa consegue rearticular fenômenos inesperados pela teoria? Por outro lado, quando recusamos uma abordagem puramente lógica em favor da histórica, é claro que uma diversidade de aspectos adjacentes à atividade científica são considerados contribuir para o seu desenvolvimento, em particular, nos períodos que chamamos de crise científica, e isso nos leva imediatamente a dois pontos. O primeiro deles relativo à necessidade de reconsiderar, em alguma medida, a influência individual dos pesquisadores no interior de todo esse processo, uma questão praticamente eliminada quando se lança mão de uma imagem da ciência construída à semelhança de um processo lógico-matemático. O segundo ponto, por conseguinte, é o caráter conjuntural e, nesse sentido, histórico do desenvolvimento científico. Se Thomas Kuhn, porém, oferece uma proposta, por certo, mais complexa e detalhada da ciência, ainda se trata de uma epistemologia e, com isso, ela ainda precisa ter em vista explicações gerais ou, em outras palavras, os mecanismos de coordenação da atividade científica não apenas devem ser encontrados na história da ciência mas precisam ser analisados por uma teoria do conhecimento. Somos levados a procurar, assim, no sentido contrário àquele tomado por uma investigação concentrada somente no ponto de vista presente, por aqueles elementos essenciais que se encontram dentro de nosso agora muito maior conjunto de teorias. Adotando esta perspectiva, portanto, devemos refazer perguntas

tais como: em que medida a especialização e a diversificação dos problemas contribuem para o sucesso de uma teoria? A história, com isso, nos permite expor e contrapor as grandes teorias não para fazê-las de meros exemplos, mas para evitarmos leituras que, de outro modo, facilmente colocariam nossa avaliação do conhecimento científico sob uma única lente: a das teorias atuais. Dessa maneira, ainda que tenhamos nos limitado a apenas um ou dois autores ao longo de nossa discussão histórica, procuramos seguir desde o início a proposta sugerida por Thomas Kuhn, retratando, portanto, as diferentes visões que surgiram acerca dos resultados experimentais e teóricos na época em que estes foram encontrados. Direcionamo-nos, assim, à análise textual direta dos artigos científicos publicados e, por conseguinte, às discussões estabelecidas no confronto das ideias, tal como estas foram inicialmente apresentadas, e, numa tal comparação, vale lembrar que, a fim de compreender a influência das contribuições individuais dos pesquisadores no redirecionamento geral dos estudos de uma área, optamos por dar ênfase àquelas defendidas pelo físico teórico Paul Dirac, apesar da evidente relevância dos trabalhos de muitos outros cientistas nesse momento. Desse modo, ressaltamos, mais uma vez, o lugar central do conceito de paradigma no pensamento de Thomas Kuhn, mas que, assim como discutimos na seção anterior, não pode ser reduzido nem a uma teoria, nem a um conjunto de métodos, e até mesmo uma visão de mundo não seria capaz de delimitar o alcance de um paradigma na condução das pesquisas, especialmente no período de ciência normal, porém, o paradigma *compartilha* todos esses diferentes aspectos. De acordo com a trajetória que nos trouxe até aqui, pois, devemos aprofundar nossa pesquisa buscando compreender sobretudo a intersecção das velhas e novas teorias; de um lado, a partir das múltiplas percepções de Paul Dirac *não mais* com relação aos seus objetos de pesquisa, mas em suas análises direcionadas à própria ciência; e, de outro lado, com o objetivo de elucidar as motivações originais envolvidas em suas principais decisões metodológicas,

dentre as quais a de ter recusado a interpretação usual da equação de Klein-Gordon, uma escolha que exigiria, por fim, a elaboração de um novo conjunto teórico à TQC.

Uma vez expostas as ideias que nos serão fundamentais com relação a *A Estrutura* de Thomas Kuhn, podemos considerar, então, como todas elas nos ajudarão a organizar as diferentes etapas com as quais, primeiro, se estabelece o caráter paradigmático da TQC ao longo da década de 1930 e, segundo, como se instaura o processo de questionamento desta versão da teoria. De modo geral, começaremos mostrando quais fatores — e por qual razão — se tornaram decisivos para que a TQC se formasse por volta de 1927, e não antes disso; em seguida abordaremos as principais dificuldades, algumas bastante agudas, enfrentadas pelas interpretações feitas nas décadas seguintes; porém, será apenas com a confirmação do Desvio Lamb, quase no final da década de 1940, que uma destas seria capaz de levar a comunidade científica a se questionar seriamente acerca da validade das teorias de Dirac. Com efeito, entre outras conclusões às quais chegamos na seção anterior, está a de que existe uma correlação direta entre a força de um paradigma, alcançada no período de ciência normal, e sua adequação à visão de ciência compartilhada pelos pesquisadores ligados mais estreitamente com os estudos que são direcionados por esse paradigma; portanto, antes que novos conceitos possam efetivamente enfraquecê-lo é necessário um redirecionamento da atenção dos cientistas para algum conjunto específico de problemas nos quais a introdução de uma rearticulação seria indispensável ou, pelo menos, aceita como sendo razoável. Nesse sentido, ao considerarmos o percurso intelectual de Paul Dirac, devemos perceber um movimento com duas características, em certa medida, antagônicas, já que a princípio suas ideias representam uma grande mudança no interior das pesquisas; contudo, não muito mais tarde, essas mesmas ideias geram nos cientistas um grau elevado de confiança, em vista dos desenvolvimentos que são elaborados a partir delas, evitando, com isso, que novas ideias possam se estabele-

cer. A equação relativística do elétron, desse modo, é um caso importante não somente porque foi obtida independentemente por Dirac, como havia sido, antes dela, a teoria da transformação, mas porque foi encontrada *apenas* por Dirac. A introdução das matrizes quadridimensionais γ , não obstante tenham sido pensadas em analogia com as matrizes de Pauli, se constituem num passo extremamente inovador. Não pretendemos retomar as discussões específicas da teoria já apresentadas detalhadamente em nossos capítulos anteriores, uma vez que nossa preocupação, agora, é a de compreender aspectos mais singulares do pensamento de Paul Dirac que influenciaram em alguma medida suas propostas teóricas. Antes de iniciarmos nossa discussão, porém, chamamos a atenção para o uso da palavra “estilo” em nosso texto, feita inclusive em passagens anteriores. Não pretendemos utilizá-la nem de modo específico nem com base em autores da filosofia da ciência, ainda que algumas ideias elaboradas, por exemplo, por Ian Hacking (1983, 1985), sejam realmente muito úteis em alguns momentos de nossa abordagem; nas próximas seções, todavia, seremos levados a aproximá-la pouco do conceito de “estilo científico” e muito daquele relativo à visão de ciência ou até mesmo visão de mundo do cientista.

3.2.1 Matemática: Simplicidade e Beleza

Chegamos a comentar, em nossa discussão histórica, o fato de que algumas escolhas teóricas feitas por Dirac poderiam nos ajudar a perceber sua visão geral da ciência. Desse modo, analogias com conceitos físicos recém-descobertos, tais como os estados de vacância eletrônicos, ou, então, a introdução de elementos de simetria entre as equações quântica e relativística, por exemplo, deixavam de ser apenas um processo criativo específico do autor e tornavam-se método de construção das próprias teorias, seja pela frequência com que tais procedimentos foram realizados, seja pelas justificativas apresentadas acerca deles em seus artigos. Todavia, nos limitamos a indicar onde essas passagens são

mais evidentes em suas exposições teóricas, sem desenvolver essa discussão para além dos argumentos construídos nesses mesmos artigos. Dentro desse contexto, fomos capazes de mostrar o quão importante era a ressignificação de conceitos em seu pensamento e, por esse caminho, examinamos a coordenação de ideias bastante peculiar adotada por Dirac com o objetivo de manter questões fundamentais em aberto, a fim de que, só mais tarde, quando outros desenvolvimentos estivessem à disposição, elas fossem solucionadas. A nomenclatura dos q -números, nessa direção, talvez tenha sido um dos casos mais interessantes de como toda essa articulação se efetivava na prática, ou seja, à medida que essas discussões surgiam repetidamente no interior de seus artigos, tornavam-se quase análises paralelas, mas contínuas, em contraste, desse modo, com os resultados centrais que estavam sendo apresentados, estes, sim, de grande interesse imediato às pesquisas de teoria quântica. Com efeito, os q -números aparecem muito cedo em seus trabalhos, mas só passam a se encaixar de maneira decisiva quando reintroduzidos com o objetivo de elucidar pontos centrais da teoria da transformação; após isso, essa nomenclatura teria sua função bastante reduzida nos artigos seguintes. Não obstante todos esses pontos por si despertarem bastante interesse com relação aos desenvolvimentos teóricos de Dirac, especialmente histórico, ainda podem ser interpretados como sendo tão somente escolhas pessoais do autor. Assim foi que, na primeira parte de nossa investigação, buscamos trazer os diversos elementos fundamentais que contribuíram para o desenvolvimento da TQC, tanto os de caráter lógico-matemáticos/físico-conceituais, quanto os relativos às visões individuais dos cientistas em determinadas etapas de suas análises; portanto, sempre na perspectiva dos próprios pesquisadores e, por conseguinte, a partir dos diálogos que eles estabeleceram uns com os outros. Nesta parte de nosso trabalho, mudaremos um pouco este foco; com isso, partiremos em direção às considerações gerais adotadas pelos pesquisadores com respeito à própria ciência, o que envolve, especialmente, suas visões

acerca do mundo e até mesmo suas concepções filosóficas. Este redirecionamento é absolutamente central para que possamos entender precisamente como um paradigma pode conduzir o conjunto das pesquisas científicas sem, no entanto, fazer das teorias ou dos métodos empregados parâmetros exclusivos às escolhas dos cientistas. Como vimos em nossa discussão sobre *A Estrutura*, encontra-se justamente na relação entre, de um lado, a força de um paradigma e, de outro lado, a percepção geral dos pesquisadores, a possibilidade de se efetivar uma transformação com relação aos fundamentos teóricos e, nesse sentido, não se trata somente de uma escolha subjetiva do pesquisador, mas, pelo contrário, este é um processo que traduz uma decisão da comunidade científica no todo, ou em sua maioria, com o objetivo de aceitar um novo conjunto de ideias. Em outras palavras, devemos compreender agora, no interior dessa estrutura geral em que o pesquisador exhibe seus resultados, quais são os compromissos mais decisivos assumidos por este que contribuem para a força do paradigma. Veremos que grande parte das decisões tomadas por Dirac, por mais singulares que tenham sido, foram influenciadas diretamente pela maneira como ele mesmo enxergava a ciência; todavia, só devemos encontrar expressamente declarações nesse sentido em outros textos seus, ainda de caráter científico, mas nos quais ele expõe suas ideias gerais acerca do que é o conhecimento. Com efeito, sobre os trabalhos de Paul Dirac, dois certamente se destacam ao longo de sua trajetória acadêmica: primeiro, quando formula uma das versões da teoria da transformação e, segundo, com seus artigos nos quais apresenta a equação relativística do elétron, respectivamente nos anos de 1926 e 1928, um intervalo de tempo curto se considerada a importância de ambos para a física, mesmo nos dias atuais. Nos anos que se seguem à publicação da equação do elétron, o objetivo de seus artigos torna-se um pouco diferente; nestes, além de aprofundar pontos específicos desses dois desenvolvimentos, ele buscaria completar sua teoria como um todo, de onde a teoria do mar de elétrons se aperfeiçoaria a fim de

responder questões a princípio de interpretação, reconhecidas desde o início, mas que continuavam sem solução. Ao nosso trabalho, a equação do elétron e suas consequências imediatas são as elaborações que nos interessam mais de perto, especialmente por se constituírem no primeiro resultado promissor de uma TQC, construída ainda na primeira metade do século xx. Todavia, não há como distinguir as análises metodológicas feitas em sua equação relativística do elétron e na teoria da transformação, porque esta última é o grande modelo físico-matemático que influenciaria o pensamento de Dirac ao longo de sua carreira acadêmica, sendo o fio condutor de todas as suas demais pesquisas. Como veremos a seguir, em não pouca medida, a teoria da transformação reflete uma visão de ciência elaborada não apenas por Dirac mas por todos que defendiam a construção de uma mecânica quântica, por isso devemos considerar qual era essa percepção histórica compartilhada por essa nova geração de cientistas cuja intenção era a de superar a complexidade e a falta de unidade nos estudos em teoria quântica feitos até 1925.

Não há o que se discutir sobre o fato de que toda a obra de Dirac esteja concentrada na área de física teórica³; contudo, um dos argumentos utilizados por ele quando fez sua defesa da mecânica quântica era exatamente o de que a experiência deveria ter papel determinante no contexto geral das teorias. A relação entre experiência e teoria, com efeito, é um elemento central para percebermos quais eram as tendências da física quântica em cada um dos períodos que se sucederam até 1925, chamados por nós de Primeira Estatística Quântica do Oscilador Harmônico e de Teoria Quântica Tardia, e, sobretudo, na passagem entre ambas etapas. Ou seja, como vimos em nossa discussão acerca da his-

3. Além de Dirac se graduar em engenharia elétrica, o que o levaria a uma frustrada tentativa de exercício dessa profissão, ele teria uma interessante passagem pela física experimental, como revela em sua entrevista a Thomas Kuhn (Dirac, 1963): “Kuhn: Você teve algum trabalho experimental após fazer a transição à física? Dirac: Eu tive uma muito rápida uma vez. Kuhn: Eu li em uma carta, que eu acredito esteja no volume de Fermi, de Rutherford a Fermi, em resposta a algumas novidades acerca do recente trabalho em nêutron. Rutherford agradece Fermi sobre ter realizado o trabalho experimental e então diz que você também está fazendo algum trabalho experimental tal que há alguma expectativa para a física teórica. Dirac: Sim. Eu fiz um pequeno trabalho tentando separar isótopos por métodos centrífugos”.

tórica da quântica, esses dois períodos adotam posicionamentos bastante distintos com relação à física teórica *strictu sensu*. O primeiro destes, marcado sobretudo pela proposta de quantização elaborada por Max Planck, se caracteriza pelo predomínio dos estudos teóricos, cujos resultados mais significativos seriam justamente aqueles obtidos por Max Planck. Este, por sua vez, não obstante tenha considerado a quantização como solução a questões ligadas de modo geral à termodinâmica, incluindo, assim, as descrições experimentais, acabaria tendo sérias dificuldades em assimilar as muitas experiências na área de física quântica que começavam a se multiplicar desde o início do século xx, ou, numa palavra, podemos afirmar que a elaboração teórica de Planck não pôde traduzir a quantização como um fenômeno da natureza. Nem por isso as contribuições obtidas na Primeira Estatística Quântica se perderam ao longo deste ou do período seguinte, muitas das quais se tornariam essenciais ao desenvolvimento da mecânica quântica e estariam presentes em fases mais avançadas da TQC. Desse modo, a introdução do método estatístico e a determinação do estado de menor energia do átomo, por exemplo, seriam duas das várias descobertas puramente teóricas que se tornaram fundamentais para todas as pesquisas seguintes; este foi o primeiro resultado que encontramos em nossa análise histórica. No período da Teoria Quântica Tardia, são as pesquisas experimentais, muitas vezes surpreendentes, que acabaram delimitando o alcance das teorias. De modo geral, podemos dizer que grande parte dessas pesquisas chegam a resultados certamente relevantes, mas que são, ao mesmo tempo, bastante especializados, quase independentes uns dos outros. Dentre outras razões, contribuiu muito para esta nova configuração dos limites entre teoria e experiência o verdadeiro modelo de pesquisa que foram os trabalhos de Niels Bohr, teórico que apresentou um conjunto de proposições ou postulados com os quais alcançara uma excelente descrição das órbitas eletrônicas do átomo de hidrogênio. Simultaneamente, Bohr defendia no campo teórico os princípios da correspon-

dência e adiabático como fundamentos da teoria quântica e, apesar de uma certa carga de abstração envolvida nestes dois, ao final, eles levaram a uma certa acomodação, por assim dizer, entre teoria e experiência no interior da física quântica. Cabe não esquecer a influência da proposta elaborada por Bohr sobre os trabalhos em quântica relativística, os quais mais tarde levariam a um conjunto específico de perguntas relacionadas à TQC. De fato, esta última não se transformara em um campo particular de estudos, nesse momento, justamente em razão da perspectiva oferecida por Niels Bohr no decorrer da Teoria Quântica Tardia. Destacam-se, ainda assim, entre outros, os excelentes trabalhos de Sommerfeld, considerados, porém, como análises individuais a fim de responder questões que se adequavam às expectativas do pensamento de Bohr, em vez de serem efetivamente parte de um conjunto unificado de novas proposições teóricas. Observe que, apesar dessas diferenças, o papel da física teórica nos dois períodos foi muito relevante; se durante a Primeira Estatística Quântica surgem ferramentas matemáticas essenciais à quântica e para a física em geral, na Teoria Quântica Tardia, propostas extremamente originais acerca da estrutura da matéria, tais como a relação onda-partícula desenvolvida sobretudo por Louis de Broglie, formarão a base dos principais modelos teóricos da futura mecânica quântica. Contudo, se na Primeira Estatística Quântica buscava-se por uma compreensão geral dos fenômenos, trazendo para um ponto de vista comum diversas estruturas como o eletromagnetismo e a termodinâmica, tal proposta acabou por se afastar de uma explicação detalhada dos novos experimentos que envolviam as próprias considerações quânticas. Não por outra razão, essa abordagem perdeu força no interior da comunidade científica, especialmente após as decisivas contribuições de Einstein, obtidas, entre outras pesquisas, a partir de sua explicação do efeito fotoelétrico. O método de pesquisa ao longo da Teoria Quântica Tardia, por sua vez, pode ser visto como resposta a essa dificuldade da teoria em se adequar de modo coerente às experiências. Todavia,

não obstante tenha sido um período bastante profícuo de ideias, na prática esse método não se constituiu em uma teoria geral capaz de conduzir os experimentos e, simultaneamente, assimilar de um ponto de vista geral as diferentes consequências envolvidas em cada um destes, nem com relação às teorias clássicas, nem mesmo com relação à proposta de quantização. Têm-se, efetivamente, dois modelos diferentes de pesquisa com respeito aos limites entre experiência e teoria; no entanto, os pesquisadores adeptos a cada uma destas visões encontravam boas razões para defendê-las, mesmo quando em momentos de transição mais evidentes, como discutimos, no primeiro capítulo, acerca do lugar ocupado pelos trabalhos mais tardios de Max Planck.

A elaboração de uma teoria abrangente mas capaz de descrever as experiências detalhadamente seria alcançada apenas em um terceiro período, chamado por nós de Mecânica Quântica, cujo ponto de partida, como vimos, encontra-se na proposta de se utilizar uma álgebra não comutativa, feita em 1925 por Heisenberg. De fato, a ideia, dessa vez, seria a de lançar mão de uma nova estrutura formal-matemática a fim de conciliar experimento e teoria, uma decisão com profundas consequências à construção das teorias na física. Sobre isso, o mais importante ao nosso trabalho é perceber que uma tal proposta ganhava força porque se apoiava em um *compromisso* que não se restringia à física quântica mas falava sobre a própria ciência. Com efeito, a intenção de elaborar uma teoria abrangente, com alto poder explicativo e unificada é, antes de tudo, um princípio metodológico adotado por todo o grupo de cientistas que defendeu a elaboração de uma mecânica quântica, dentre os quais podemos citar Heisenberg, Born, Schrödinger e Dirac. Em resumo, deverão fazer parte do que se chamará uma teoria *adequada*, ambas premissas, a saber: i) a teoria deve ser abrangente mas unificada; ii) a teoria deve assimilar a descrição dos experimentos existentes e se adequar aos novos no contexto de seu surgimento, não apenas posteriormente. Um tal compromisso guiará sobremodo

os fundadores da mecânica quântica e continuará a ter reflexos em diversos trabalhos produzidos por todos eles mais tarde, de modo especial, perceberemos essa influência em algumas das decisões tomadas por Dirac com as quais ele chegaria até à teoria da transformação e à equação do elétron. Observe que tanto a experiência quanto as descrições teóricas precisam fazer parte desse conjunto teórico unificado; não por outra razão, o *Drei-Männer-Arbeit* dedicaria parte considerável de sua exposição à reapresentação de muitos resultados obtidos ainda na Primeira Estatística Quântica, a exemplo de sua nova dedução do valor da energia mínima de um sistema quantizado. Desse modo, ainda que os princípios gerais à construção de uma teoria física fossem assim compreendidos, nem por isso sua execução tornava-se uma tarefa fácil, aliás, não menos do que duas décadas de pesquisas haviam sido conduzidas sem que uma premissa similar estivesse efetivamente no horizonte dos cientistas, outro ponto com o qual se evidencia a expectativa dessa nova geração de pesquisadores e, portanto, qual era o conteúdo do compromisso assumido por eles nesse momento. Como vimos, Heisenberg é quem introduz a ideia fundamental de se empregar uma álgebra não comutativa, a partir da qual Max Born desenvolveria a mecânica matricial, inicialmente apenas com Jordan, aos quais, logo após, se juntaria o próprio Heisenberg, levando até o *Drei-Männer-Arbeit*. No entanto, antes de este último ser publicado, Dirac defenderia proposta muito semelhante: “Em um recente artigo, Heisenberg apresenta uma nova teoria, a qual sugere que não são as equações da mecânica clássica que são de algum modo culpadas, mas que as operações matemáticas pelas quais resultados físicos são deduzidos delas que requerem modificação” (Dirac, 1925c, p. 642). Este pequeno grupo de cientistas daria início, assim, a uma das mais significativas transformações ocorridas no entendimento da teoria quântica, levada a cabo por Schrödinger com uma sequência de artigos (Schrödinger, 1926) nos quais desenvolve a versão ondulatória da mecânica quântica. Todavia, outro

resultado obtido através de nosso estudo histórico foi o de mostrar que, apesar de Dirac rapidamente ter compreendido a proposta de Heisenberg, e tê-la apoiado até mesmo com entusiasmo, chegando a considerar, ainda nos primeiros momentos desse processo, que — não obstante todo sucesso da eletrodinâmica — assim como “há muito tem sido pensado” é possível que “exista alguma proposição básica da teoria clássica que seja falsa, e que se esta proposição for removida e substituída por algo mais geral, toda a teoria atômica seguiria naturalmente”, uma “dificuldade” que talvez estivesse na iminência de ser superada porque “Um recente artigo de Heisenberg fornece a pista [*clue*] para a solução desta questão e forma a base de uma nova teoria quântica” (Dirac, 1926a, p. 561); serão as *diferenças* nas recepções feitas por Dirac tanto da álgebra não comutativa quanto do *Drei-Männer-Arbeit*, ainda que mínimas, que levarão o físico inglês em direção à sua versão da teoria da transformação. Esta última, por sua vez, com seus dois formalismos, seria o ponto mais alto desta retomada da física teórica, ao menos no interior da quântica, um processo relativamente rápido e divisor de águas na história da física:

Embora a teoria da transformação quântica tenha se originado na tentativa de solucionar um problema específico, de alcance em certa medida limitado, logo se provou propício a tais generalizações de grande alcance que levaram eventualmente a uma síntese unificadora de todas as diversas aproximações e providenciou através de sua formulação abstrata dos princípios básicos um profundo entendimento acerca da natureza da teoria (Jammer, 1966, p. 293).

Paradoxalmente, as mesmas diferenças que ajudaram Dirac a apresentar uma segunda versão da teoria da transformação, versão quase sempre mencionada como sendo apenas um outro ponto de vista da mesma teoria e, nesse sentido, que corroborava ainda mais para o desfecho de todo esse processo de reinterpretação da física teórica, o levaria, mais tarde, a se afastar quase por completo das visões aceitas na época pelos cientistas acerca da quântica relativística, uma divergência que se expressava, sobretudo, com a

construção de sua equação relativística do elétron, mas que surgiu desde sua leitura do artigo de Heisenberg publicado em 1925 (Dirac, 1963):

Dirac: Eu não sei como foi muito com as pessoas em geral. Eu apenas sei a minha própria reação. A de que eu estava trabalhando duro por dois anos para resolver um certo problema, sem qualquer sucesso. Então, eu repentinamente vi que a ideia de Heisenberg providenciava uma chave para todo o mistério.

Kuhn: Qual era o problema?

Dirac: Obter uma teoria quântica melhor... Que significa ser capaz de explicar o átomo de hélio.

Logo, não foi apenas a confiança nos elementos lógico-conceituais da teoria da transformação que aprofundaram sua visão particular das teorias físicas, mas suas expectativas (ou frustrações) geradas em razão de todo o desenvolvimento da teoria quântica *antes* de a mecânica quântica ter sido obtida, um compromisso com o qual certamente se moldou nele uma percepção ainda maior do que deveria ser a própria ciência. Nessa direção, podemos apontar para uma segunda experiência pessoal talvez ainda mais determinante a Dirac, a saber, as discussões, dessa vez compartilhadas com toda a comunidade científica, acerca da teoria da relatividade *geral* de Einstein, ponto sobre o qual falaremos mais adiante. Retomando, por enquanto, o período da Mecânica Quântica, e com base na discussão que fizemos até esse momento, pode-se afirmar que a busca de uma apresentação teórica simultaneamente geral e capaz de considerar os experimentos em seus detalhes mais particulares, era uma expectativa individual de todos os teóricos associados diretamente com a construção da mecânica quântica, uma intenção expressada textualmente muitas vezes, como, por exemplo, ainda muito cedo no trabalho de Born e Jordan anterior ao *Drei-Männer-Arbeit* e, portanto, antes de qualquer elaboração feita por Dirac:

A aproximação teórica de Heisenberg recentemente publicada neste Jornal, que visa construir um novo formalismo cinemático e mecâ-

nico em conformidade com os requerimentos básicos da teoria quântica, nos parece de considerável significado potencial. Isto representa uma tentativa de fazer justiça aos novos fatos pela construção de um novo e realmente adequado sistema conceitual em vez de adaptar os conceitos de uma maneira mais ou menos artificial e forçada (Born & Jordan, 1925, p. 277).

Afora tais expectativas gerais, precisamos lembrar, dessa vez com relação a Dirac, o fato de que suas propostas teóricas satisfaziam algumas outras exigências nem um pouco secundárias como talvez possam surgir à primeira vista, dentre as quais a de buscar por equações matemáticas capazes de formalizar os conceitos físico-teóricos apresentando-os de maneira simplificada e, não menos importante, *elegante*. Observe que, assim como fica evidente da primeira parte de nossa análise, raríssimas vezes Dirac abriu mão destas últimas características, talvez apenas em (Dirac, 1927d) ele tenha realmente fracassado com respeito a essa estrutura de apresentação, mas antes de discutir mais a fundo todos esses pontos, cabe destacar que, de modo geral, são essas escolhas, destacadas em nossa análise histórica, que constituem aquilo que temos chamado, sem muito rigor, como seu *estilo* de fazer ciência. Do ponto de vista do formalismo teórico, portanto, foi com base apenas nessas observações que examinamos a recepção feita por Dirac acerca da proposta de uma álgebra não comutativa defendida por Heisenberg. Não obstante os desenvolvimentos realizados no *Drei-Männer-Arbeit* tenham se tornado, num primeiro momento, uma estrutura geral da mecânica quântica, assimilando as principais questões anteriormente dispersas, Dirac mantém em seu horizonte uma leitura particular de todos esses resultados. Diferentemente de Schrödinger, cujo ponto de partida é simplesmente outro daquele escolhido no *Drei-Männer-Arbeit*, Dirac discute intensamente os resultados obtidos neste último artigo, o qual terá influência crescente em seus textos; todavia, parte significativa do conteúdo dos seus trabalhos, nesse período, deve-se à sua preocupação em apresentar notações específicas aos conceitos mais abstratos da teoria

quântica; falamos, mais uma vez, dos q-números, um conceito sistematicamente discutido e rediscutido em praticamente todos os seus artigos até chegar à teoria da transformação, ainda que na maioria das vezes Dirac tenha apenas formulado questionamentos bastante gerais e muitas vezes imprecisos. Portanto, foi a partir da identificação dessas pequenas diferenças em sua abordagem que percebemos como Dirac enxergava os próprios trabalhos frente à produção teórica de seus contemporâneos, sobretudo, dos que almejavam pela construção da mecânica quântica, como o próprio Heisenberg⁴. Além dessas características estarem presentes muito cedo nos trabalhos de Dirac, antes dos artigos de Schrödinger, e mesmo antes do *Drei-Männer-Arbeit*, observe que a maior parte delas se estabeleceu muito rapidamente nos desenvolvimentos propostos por Dirac, mais precisamente no intervalo de tempo que separa suas primeiras contribuições à mecânica quântica, em novembro de 1925, e, mais tarde, quando publica a teoria da transformação, em dezembro de 1926. Nesse sentido, com relação às suas opções metodológicas, poucos são os elementos que já *não* fazem parte desta última teoria, talvez a mais bem sucedida de toda a sua carreira acadêmica e que servirá de parâmetro central para sua futura equação do elétron, um tema bem discutido em nossos capítulos anteriores. Outro aspecto especialmente relevante, porém, pouco discutido por nós até agora, diz respeito ao modo como Dirac incorpora os conceitos teóricos existentes na física, uma das características metodológicas mais decisivas dentre as que foram utilizadas no caminho em direção à

4. Sobre outras diferenças metodológicas entre Dirac e Heisenberg, a professora Alisa Bokulich da Universidade de Boston, em (Bokulich, 2004), classifica as visões desses dois cientistas com relação às teorias físicas, respectivamente, em “aberta” e “fechada”. Desse modo, para Dirac, uma teoria “deveria ser continuamente desenvolvida, modificada e estendida” (Bokulich, 2004, p. 378), enquanto, de acordo com Heisenberg, existem algumas teorias, como a mecânica clássica, tais que “exibem uma interconexão tão firme que nem um conceito isolado pode ser modificado sem destruir todo o sistema” (Bokulich, 2004, p. 384). Desse modo, a descrição de ciência elaborada por Heisenberg aproxima-se de um “pluralismo teórico”, enquanto a de Dirac, chamada neste artigo de “tese da estrutura contínua”, possibilitaria uma unificação teórica. Ainda sobre este artigo, Alisa Bokulich procura elucidar alguns pontos de sobreposição entre as perspectivas de Heisenberg e Thomas Kuhn com relação às revoluções científicas, especialmente porque ambos chegaram a discutir pessoalmente algumas passagens de *A Estrutura*, no ano de 1963.

teoria da transformação. Ou seja, não obstante, antes da publicação da versão ondulatória de Schrödinger, Dirac tenha assimilado a mecânica quântica através da estrutura elaborada com o *Drei-Männer-Arbeit*, ele continuaria a tentar compreender quais são as conexões existentes entre esta versão matricial e os hipotéticos postulados fundamentais da quântica, alguns dos quais serão apenas reapresentados, por mais de uma vez, em nova linguagem matemática. Em (Dirac, 1926c), por exemplo, sua proposta é deduzir com base na nova mecânica quântica, isto é, a matricial, os principais resultados conhecidos acerca da teoria atômica: “Pode também ser mostrado que o sistema tem frequências de transições relacionadas aos pares de estados como na teoria de Bohr”(Dirac, 1926c, p. 406), construção que segue de perto os trabalhos da mecânica matricial (1926c, p. 406):

Agora resta somente determinar que valores deverão assumir os κ 's, e isto pode exigir o recurso a considerações físicas. Para o caso do oscilador harmônico simples foi mostrado rigorosamente por Born e Jordan que a variável ação pode ter somente um certo conjunto discreto de valores, um dos quais fornece o estado de menor energia, e seu método parece ser capaz de extensão. Para o caso do espalhamento Compton por um elétron livre, considerado no presente artigo, não há restrição aos valores que a variável ação possa assumir. Os valores iniciais da variável ação são agora determinados pela velocidade inicial do elétron, que deve, é claro, ser fornecido de considerações físicas.

Reproduzir com outro formalismo os bem conhecidos estados de energia do átomo de Bohr ou então reapresentar as soluções do efeito Compton, sem dúvida alguma, são procedimentos característicos do período de ciência normal, assim como descritos por Thomas Kuhn em *A Estrutura*, algo que discutimos na primeira seção deste capítulo e que será duplamente importante: primeiro, no sentido de fortalecer o paradigma, neste caso, a própria mecânica quântica; segundo, porque, eventualmente, poderá levar até problemas de difícil solução e, com isso, a uma crise no paradigma. No caso destes tra-

balhos iniciais de Dirac, além de revelarem sua adesão à mecânica quântica, mostram o seu interesse em determinar com mais detalhes como se adequam, de um lado, a teoria, e, de outro, a introdução das “considerações físicas”, uma das evidentes expectativas dos pesquisadores naquele momento. Obviamente, isto é fruto de sua confiança no paradigma, já que tais “exercícios teóricos” de adequação dos resultados conhecidos com o novo formalismo permitem a Dirac perceber quais são os limites da própria teoria: não é por outra razão que ele muito rapidamente, acompanhado apenas por Jordan talvez, perceberia todas as vantagens da proposta de Schrödinger. De fato, a conexão estabelecida entre as mecânicas matricial e ondulatória através da teoria da transformação foi uma das articulações mais difíceis de se realizar na teoria quântica, uma vez que, no caso da versão elaborada por Dirac, por exemplo, ela envolveria suas ideias bastante iniciais acerca da álgebra não comutativa, bem como a introdução de um formalismo matemático inovador, ambos aspectos discutidos em detalhes em nosso primeiro capítulo. O que importa perceber agora é como esse movimento de assimilação dos conjuntos teóricos e adequação a experimentos torna-se efetivamente um forte compromisso com relação às teorias científicas. De fato, duas consequências seguem a partir do sucesso obtido com a teoria da transformação. A primeira delas é a expectativa de conciliar grandes estruturas teóricas, como eram, de um lado, as duas versões da mecânica quântica, e, de outro lado, mais tarde, a relatividade especial e a teoria da transformação. Desse modo, ao colocar em primeiro plano os elementos fundamentais de cada um desses dois conjuntos teóricos da mecânica quântica, Dirac operava uma síntese capaz de levar até uma nova teoria, simultaneamente, ainda mais abrangente e compacta. A segunda consequência, por sua vez, é justamente o que diferencia os trabalhos de Dirac e Jordan: *a simplicidade*. Esta é uma vantagem que Dirac não deixaria de expor com respeito à sua apresentação da teoria da transformação:

Jordan acaba de mostrar que as equações de transformação da teoria quântica podem também ser colocadas nesta forma desde que S seja escrito na forma

$$S = \sum f(\xi_r)g(\alpha_r),$$

i.e., todos os ξ 's nos produtos ocorrendo em S devem estar na frente de todos os α 's. (Está subentendido que esta ordem deve ser preservada quando se calcula as diferenciações parciais.) Este resultado segue muito facilmente da presente teoria [*very easily from the present theory*] (Dirac, 1927b, p. 636).

No entanto, apesar desta simplificação ter sido decisiva a fim de que sua versão da teoria fosse mais divulgada entre os físicos, neste caso e, sobretudo, na equação do elétron, tal característica *não* é um elemento ocasional, isto é, a simplicidade desde o início é parte dos objetivos teóricos que motivaram seus trabalhos.

De modo geral, quanto à origem, podemos dividir em dois grupos os compromissos assumidos por Dirac. O primeiro surge em razão da mudança no contexto histórico das pesquisas, consiste na busca de um conjunto unificado — não necessariamente simples — mas que responda as descrições experimentais relacionando-as com os princípios que fundam essa mesma teoria. O segundo deles é mais pessoal e se resume na busca de uma teoria o mais simples possível mas que seja o que chamaremos, por enquanto, apenas de elegante. Apesar de não serem incompatíveis, as exigências impostas em cada caso podem, sim, levar a concepções divergentes com relação à avaliação do que seja uma teoria adequada. Ainda sobre esse primeiro grupo de compromissos, podemos considerar seu início com a publicação feita por Heisenberg em 1925, na qual este propôs a introdução de uma álgebra não comutativa. Como sabemos, essa proposição é aceita por um número pequeno de cientistas no começo; contudo, rapidamente ela se tornaria a perspectiva dominante nos estudos em física quântica, especialmente em vista das inegáveis descrições teóricas obtidas por este viés. De fato, a confiança que conduziu as pesquisas,

ainda nas primeiras décadas do século xx, em torno de uma álgebra não comutativa, no fundo, uma tentativa de compreender os aspectos contínuos/discretos das grandezas físicas, estava longe de ser um consenso entre os cientistas no início, pois o que estava no centro das discussões não era apenas a utilização de um novo conceito matemático, mas a possibilidade de uma readequação das ferramentas matemáticas em si. Nesse sentido, as duas versões da mecânica quântica lançaram mão de estruturas inovadoras, seja a matemática de matrizes no primeiro caso, seja a interpretação probabilística, no segundo. Do mesmo modo, a introdução da função $\delta(x)$ feita por Dirac na teoria da transformação é, sem dúvida, outra postura coerente com essa nova visão de ciência. Todavia, é fundamental percebermos o que impulsionou e justificou todas essas mudanças, a saber, as dificuldades enfrentadas pela teoria quântica em seus dois estágios iniciais. No período da Primeira Estatística Quântica, Max Planck buscava por uma teoria unificada, até mesmo em etapas mais tardias de seus trabalhos, e ainda que procurasse assimilar muitos conceitos teóricos inovadores, como a própria estatística, distanciava-se cada vez mais das explicações relativas aos fenômenos. Já no período da Teoria Quântica Tardia, os fenômenos tinham explicações muito detalhadas e precisas, o efeito fotoelétrico pode ser considerado, nessa direção, um verdadeiro modelo de pesquisa neste momento, mas todas essas descrições estavam muito dispersas. Frente a essas dificuldades específicas da teoria quântica, Heisenberg pretende conciliar um conjunto teórico abrangente mas capaz de explicar detalhadamente os experimentos *modificando* a estrutura matemática da própria teoria. Como Max Jammer observa, a interpretação da mecânica quântica oferecida com os trabalhos de Heisenberg era da mesma magnitude à qual havia chegado, antes dessa, a teoria da relatividade:

Heisenberg comparou a situação na mecânica quântica com aquela que teria prevalecido na relatividade se o formalismo das transformações

de Lorentz tivessem sido combinados com a linguagem baseada nas noções de espaço e tempo em seus significados pré-relativísticos. De fato, a reinterpretação de Einstein dos conceitos de espaço e tempo, pelos quais as transformações de Lorentz forneciam um significado operacional consistente, serviram a Heisenberg como um exemplo de como superar as presentes dificuldades da mecânica quântica. Assim como Einstein, reverte a questão e — em vez de perguntar como a natureza pode ser descrita por um esquema matemático — postula que a natureza sempre funciona tal que o formalismo matemático pode ser aplicado sobre ela (Jammer, 1966, p. 324).

Desse modo, a teoria deve responder questões que podem ser elaboradas a partir dos chamados “observáveis”, exigir algo além disso, isto é, se perguntar por que as grandezas obtidas em experimentos *não* correspondem a um determinado esquema teórico, e vice-versa, seria, para Heisenberg, o mesmo que ter abandonado o escopo dessa teoria, por essa razão a quântica poderia (e deveria) construir sua própria mecânica. Dirac, desde o início, procura assimilar essas novas ideias, ainda que esteja concentrado principalmente no aspecto da não comutatividade algébrica. De fato, ele contribuiu muito para que a perspectiva da mecânica quântica ganhasse espaço, enfatizando a capacidade de explicação teórica dos fenômenos; nesse sentido, as experiências têm papel fundamental na concepção de teoria assumida por Dirac. Não por acaso, em seus artigos, ele considera que será a adequação da experiência com a teoria o critério final que deverá julgar a relevância desta última, assim como conclui em (Dirac, 1926b, p. 571): “O único modo de decidir quais dessas duas proposições é a correta é desenvolver as consequências de ambas e ver qual concorda com a experiência”. Por outro lado, não apenas os resultados experimentais, mas as próprias ideias teóricas podem ser rearticuladas no interior de uma única teoria abrangente. A teoria da transformação, claramente, é fruto de tais compromissos e, neste caso, contribuiu nessa mesma direção, a sua busca por uma apresentação simples, procedimento adotado em praticamente todos os seus desenvolvimentos futuros. Com efeito, a teoria do mar de elétrons, por exemplo, visa justamente a finalizar um projeto

completo à equação do elétron, na medida em que assimila conceitos teóricos dispersos, como era a ideia de vacância eletrônica elaborada na teoria atômica. Cabe destacar, portanto, esse duplo movimento de construção das teorias, que busca nos experimentos os seus critérios de validação mas que encontra nos conceitos teóricos existentes seus elementos estruturais, muitas vezes adaptando-os ou mesmo ressignificando-os. Em geral, as análises acerca do desenvolvimento teórico de Dirac chamam nossa atenção quanto à habilidade com a qual ele buscava soluções matemáticas originais para questões tão decisivas na física, como foi a própria equação relativística do elétron. Por certo, corroboram essas mesmas análises, em particular, alguns depoimentos de Dirac como os que podem ser encontrados na entrevista concedida a Thomas Kuhn em 1963, na qual ele chega a dizer, por exemplo, que “grande parte do meu trabalho é apenas jogar com equações [*is just playing with equations*] e ver o o que elas fornecem” (Dirac, 1963). No entanto, como percebemos de nossa discussão até aqui, fazendo uso da analogia construída por Thomas Kuhn em *A Estrutura* com respeito à ciência normal, vê-se que, de fato, o trabalho de Dirac era um refinado jogo de quebra-cabeças, mas no qual as peças vão muito além das equações matemáticas, pois envolvem, sobretudo, os conceitos físico-teóricos. Para além de todos os cuidados expostos em *A Estrutura* acerca de tais analogias, Dirac estabelece, sem dúvida, um robusto e complexo método de construção das teorias, uma vez que, aliada à sua exigência com respeito à clareza da exposição encontrava-se a grande capacidade de incorporar as descrições experimentais — um critério de avaliação e validação das teorias extremamente importante para toda a comunidade científica —; portanto, *todos* esses elementos compunham a visão geral construída por Dirac acerca de uma teoria científica, perspectiva muito evidente quando colocamos lado a lado a teoria da transformação e a equação relativística do elétron, pois ambas são os exemplos mais fortes de como todos esses compromissos se efetivaram na prática em seus trabalhos e de

qual era o alcance dessas escolhas. Com efeito, enquanto sua versão da teoria da transformação só havia encontrado vantagens relativas à exposição formal, sua análise acerca da equação de Klein-Gordon mostraria quais são as inconsistências desta em incorporar *os resultados teóricos existentes*, especialmente os obtidos com própria a teoria da transformação, razão pela qual Dirac decide rejeitá-la como sendo uma teoria inadequada; o que demonstra a aplicação de seu método, em muito superior à tarefa de encontrar um conjunto de equações matemáticas consistentes às teorias físicas, ainda que isso tenha sido a consequência direta mais visível dessa abordagem.

Nossa intenção com a análise anterior é a de compreender como os compromissos do cientista influenciam diretamente na construção das teorias, até mesmo com relação às justificativas que apresenta à comunidade científica acerca da adequação de um conjunto teórico; mas, além disso, percebemos como é bastante tênue a linha que separa as visões individual e geral dos cientistas. De fato, Dirac participa ativamente de uma reelaboração profunda das pesquisas em física quântica e, nesse sentido, seus trabalhos contribuem diretamente para todo esse contexto de mudança; todavia, vimos que sua visão particular — uma análise que poderia e deveria ser feita com respeito a outros pesquisadores — acaba se colocando, em certos momentos, no sentido contrário à visão adotada pelos demais cientistas. Isso nos levou até outro ponto igualmente relevante, uma vez que foi preciso separarmos, de um lado, a interpretação feita pelo grupo de cientistas que defendeu a construção de uma mecânica quântica e, de outro lado, a solução individual encontrada por cada um deles a fim de levar adiante este novo projeto. Ou seja, a possibilidade de modificar as estruturas matemáticas existentes é um elemento comum a todas as pesquisas, porém a maneira como cada cientista efetiva essa proposta, em geral, não foi a mesma. Portanto, somente após uma análise crítica e histórica com relação às características específicas de um autor que seremos capazes de dimensionar o

quanto seus artigos científicos contribuíram para fortalecer ou inaugurar uma determinada tendência nas pesquisas; todavia, não há efetivamente um critério universal, ainda menos lógico-formal, com o qual seja possível separar, por assim dizer, a atividade científica, de um lado, e as visões pessoais de seus autores, de outro. Nesse sentido, Dirac é um cientista muito interessante justamente porque, no caso de sua equação do elétron, o fato de suas considerações pessoais destoarem de todas as demais análises, inclusive das realizadas por Bohr, o levaria a recusar a equação de Klein-Gordon e, por conseguinte, a procurar e encontrar uma bem sucedida alternativa a esse caminho. Com efeito, o que nossa discussão mostrou até aqui, no caso de Dirac, foi que, além de muitas vezes ter lançado mão de estruturas matemáticas inovadoras, ele buscava incorporar e readaptar diversos conceitos físico-teóricos já conhecidos; o quanto desta estratégia era somente uma visão pessoal ou uma perspectiva de sua geração de pesquisadores é muito difícil determinar. Assim como aponta Mehra (2001c, p. 677), em uma interessante análise acerca dos primeiros artigos científicos escritos por Dirac, parece-nos que, antes mesmo de a proposta de Heisenberg ter chegado às suas mãos, seria possível encontrar, tanto na letra quanto no espírito, qual era o seu estilo, uma vez que todos esses trabalhos, “antes do advento da mecânica quântica, mostram sua tentativa desesperada de obter a nova teoria quântica da hipótese adiabática”: o jogo era novo, as peças ainda não.

3.2.2 Método Científico

Após examinar os aspectos compartilhados e/ou pessoais envolvidos nos compromissos assumidos por Dirac com respeito às teorias e, portanto, com os quais se constituiu sua visão de ciência, podemos, mais uma vez, voltar aos seus artigos e, desse modo, mostrar como essas ideias foram sendo elaboradas no pensamento do físico inglês. De fato, todas essas escolhas, mais tarde, serão decisivas em suas avaliações sobre a equação de

Klein-Gordon, mas a sequência desse processo como um todo, encontrada nas análises e observações feitas em seus artigos, mais do que quaisquer outras fontes, nos ajudará a reconstituir, ainda que parcialmente, a mudança no horizonte enxergado por Dirac ao longo do caminho que, por fim, o levaria até à teoria do mar de elétrons. Com isso, é interessante fazer a leitura de algumas passagens centrais desses textos, comparando-as com respeito às abordagens utilizadas antes e depois de o artigo de Heisenberg ter chegado até Dirac. Nessa direção, a fim de ilustrar mais exatamente quais são as características presentes em suas análises teóricas e quais surgem ou se aprofundam ainda nessa fase inicial de sua vida acadêmica, um tema específico deverá ser suficiente, a saber, o efeito Compton. Sem dúvida, neste último encontraremos outro exemplo muito bem sucedido do método utilizado na Teoria Quântica Tardia: “Este notável *acordo entre experimento e teoria* indica claramente que o espalhamento é um fenômeno quântico e pode ser explicado sem a introdução de qualquer nova hipótese como sobre o tamanho do elétron ou quaisquer novas constantes; também que a radiação quântica carrega com ela tanto momento quanto energia” (Compton, 1923, p. 484). Contudo, a teoria, como discutimos nos capítulos anteriores, é um conjunto disperso de teses: “A presente teoria apoia-se essencialmente na proposição de que cada elétron que participa do espalhamento efetivamente espalha um *quantum* completo. Envolve também a hipótese de que os *quanta* de radiação são recebidos de direções definidas e são espalhados em direções definidas. O suporte experimental a esta teoria indica muito convincentemente que o *quantum* de radiação carrega com ele diretamente tanto momento quanto energia” (Compton, 1923, p. 501). Dirac começou a se interessar por esse tema em junho de 1925, pouco antes de a proposta de uma álgebra não comutativa ter sido feita: “Quando radiação é espalhada por elétrons livres, de acordo com a teoria do espalhamento de Compton, há um aumento em seu comprimento de onda, a energia de cada *quantum* de luz sendo reduzida por uma

quantidade igual à energia de recuo do elétron espalhado”, no entanto, curiosamente, ele pretendia confirmar uma hipótese experimental: “Compton levou adiante a sugestão de que este efeito pode ser considerado para o deslocamento observado das linhas do espectro solar para o vermelho” (Dirac, 1925b, p. 825). É claro que Dirac não tinha a intenção de dar início a um trabalho na área de física experimental, sua ideia, porém, consistia em fazer uso de um conjunto de dados obtido por outro pesquisador (Milne, 1924), buscando assim confirmar a validade teórica dessa sugestão de Compton: “No presente artigo uma investigação matemática é feita desses efeitos. O princípio da relatividade é usado para conectar o processo de espalhamento por um elétron movendo-se com qualquer velocidade para aquela do espalhamento por um elétron inicialmente em repouso” (Dirac, 1925b, p. 826). Sua análise, todavia, gera um resultado negativo: “O efeito de tal espalhamento na atmosfera estelar é mostrar que a produção é de asas [*wings*] para as linhas, e não um desvio das linhas. O espalhamento Compton não pode portanto explicar o efeito de braço [*the limb effect*] no sol” (Dirac, 1925b, p. 832). Não obstante este seja, certamente, um exercício teórico bastante avançado, mesmo para um cientista que se encontra no começo de sua vida profissional, podemos aqui seguir Thomas Kuhn e interpretar este trabalho não apenas como um exemplo claro de quebra-cabeças conceitual mas que, além disso, não atinge seu objetivo, ou pelos menos mostra que a proposta inicial não se sustenta; contudo, vejamos agora um exemplo bem sucedido. De fato, Dirac logo retornaria a esse mesmo problema, dessa vez, com base na “nova mecânica quântica, introduzida por Heisenberg [...] que toma sua mais simples forma caso assumas-se meramente que as variáveis dinâmicas são números de um tipo especial (chamados de q-números para distingui-los dos usuais c-números) que obedecem as leis algébricas exceto a lei de comutação” (Dirac, 1926c, p. 405). Assim como em seu artigo anterior sobre o efeito Compton, ele pretende novamente contrapor essa teoria com os dados experi-

mentais, cujo desfecho será uma seção intitulada “Comparação com Experimento” na qual conclui (Dirac, 1926c, p. 421):

O resultado obtido na precedente seção de que a intensidade da radiação espalhada por um elétron livre em qualquer direção é $(\nu'/\nu)^3$ vezes seu valor de acordo com a teoria clássica, onde ν'/ν é a taxa do número de onda da radiação espalhada em qualquer direção pelo número de onda da radiação incidente, admite comparação com experimento. Este é o primeiro resultado físico obtido na nova mecânica quântica que não era conhecido previamente.

O desenvolvimento feito neste segundo artigo, através de uma aplicação direta da mecânica quântica, chegaria a um perceptível *refinamento*⁵ no ajuste dos dados experimentais conhecidos, na comparação com aquele obtido inicialmente por Compton em seu trabalho original. No final do ano de 1925, ainda, Dirac retoma novamente o efeito Compton, mas dessa vez acusando o método utilizado anteriormente por ele mesmo (da mecânica matricial) de ser “um pouco artificial; uma vez que particularmente na teoria quântica não há um único modo de escrever a equação hamiltoniana”, uma conclusão a que chega em vista da vantagem exibida pela recente formulação de Schrödinger: “Um mais natural e mais fácil método subentendido de obter as matrizes é oferecido pela mecânica ondulatória de Schrödinger” (Dirac, 1926g, p. 500). Uma análise semelhante desses mesmos textos nos mostraria como ele reinterpretava a própria teoria da relatividade especial; todavia, gostaríamos de chamar a atenção apenas para esse movimento incessante de *avaliação* das teorias, tanto com relação à capacidade explicativa dos fenômenos aos quais estas se destinam quanto acerca da clareza de suas exposições. De fato, ainda que discutam teorias recém-apresentadas, todos esses trabalhos, em não pouca medida, atuam dentro da perspectiva chamada por Thomas Kuhn de ciência normal, cujo objetivo é, sobretudo, o de ajustar teoria e experiência; portanto, era exatamente inten-

5. Cf. gráfico em (Dirac, 1926c, p. 422).

sificando cada vez mais esse caminho que suas abordagens mostravam quais eram os limites de cada uma dessas propostas teóricas. A teoria da transformação, nesse sentido, além de toda a discussão específica feita em nossos capítulos anteriores com respeito aos elementos lógico-conceituais utilizados diretamente em suas proposições, encontra-se originalmente relacionada com essa análise crítica, por assim dizer, empregada por Dirac em suas pesquisas precedentes, nas quais ele explorava constantemente o alcance das versões matricial e ondulatória da mecânica quântica. Com efeito, em (1926a) Dirac faz uma revisão detalhada dos resultados do átomo de hidrogênio com base na proposta de Heisenberg; em (Dirac, 1926b; c) examina, respectivamente, o movimento do elétron e o efeito Compton, nas duas abordagens considerando a perspectiva do *Drei-Männer-Arbeit*; e em (Dirac, 1926f; g) faz sua primeira tentativa de obter os coeficientes de emissão e absorção de Einstein e, novamente, rediscute o efeito Compton, estas duas outras abordagens considerando a perspectiva de Schrödinger. A articulação nesses textos, de modo geral, consiste em discutir: como os conceitos teóricos e fenomenológicos conhecidos se adequam com as novas propostas teóricas; quais são as vantagens do formalismo matemático nesses casos; e, por fim, o alcance que elas podem ter com relação a outros experimentos e conceitos. Todos esses passos metodológicos, portanto, fazem parte da maneira como Dirac constrói e, sobretudo, *avalia* as teorias; e nem sempre trata-se de obter resultados originais, aliás, como vimos, na maioria das vezes não deverá ser este o objetivo de suas investigações, mas somente o de exibir quais são os limites da *articulação* entre os conhecimentos teóricos e experimentais. Assim, podemos afirmar que o primeiro resultado evidente de seu método foi a própria teoria da transformação, porém, o mais importante para nós é o fato de que, ao observarmos atentamente todas essas características marcantes de suas análises, não deverá mais surpreender que Dirac tenha feito críticas tão severas à equação de Klein-Gordon, ou seja, sua equação relativística

do elétron é, por sua vez, o segundo resultado direto desse procedimento. Com efeito, exatamente a mesma abordagem utilizada no primeiro caso, com relação às versões matricial e ondulatória da mecânica quântica, seria empregada mais tarde no segundo, isto é, os artigos que antecederam a equação do elétron se constituíam em exercícios nos quais o objetivo de Dirac era sempre o de compreender os múltiplos aspectos relacionados simultaneamente com a teoria da transformação e com a relatividade especial, mas que, como seu autor admitiria, pouco avançavam em direção a uma quântica relativística: “quase nada tem sido feito até o presente na eletrodinâmica quântica” (Dirac, 1927c, p. 24). Observe que a nossa investigação, neste capítulo, enfatiza uma série de atividades que dependem quase exclusivamente das escolhas feitas pelos cientistas e refletem suas expectativas acerca das teorias; na discussão histórica, por outro lado, nossa intenção foi a de analisar a estrutura geral das teorias e, nesse sentido, nos interessava mais especificamente os conceitos essenciais à construção delas individualmente. Nesse sentido, seja com relação à teoria da transformação e a introdução da função $\delta(x)$, seja com respeito à equação relativística e as matrizes quadridimensionais, não há dúvidas de que estas foram articulações decisivas para o sucesso dessas teorias; todavia, é fundamental perceber que, além das prováveis contribuições diretas e particulares para que Dirac pudesse ter chegado a cada uma dessas ideias, é igualmente relevante o fato de que ele tenha sistematicamente — não de modo casual — buscado no interior das estruturas matemáticas e físicas *existentes* diversos elementos essenciais a fim de obter uma nova estrutura teórica cada vez mais geral. Portanto, assim como Max Born daria um passo decisivo ao reconhecer na matemática de matrizes o formalismo adequado para gerar uma álgebra não comutativa, Dirac lançaria mão de novos recursos (matemáticos e conceituais) sempre que necessário, com uma diferença: ele havia transformado esse procedimento em método. De fato, confirma essa perspectiva o simples exame dessas

articulações, as quais vão se tornando, com o tempo, escolhas cada vez mais conscientes dentro dos artigos escritos por Dirac; como podemos claramente observar, por exemplo, ao longo da seguinte análise (Dirac, 1926g, p. 663) bastante detalhada acerca do formalismo matemático utilizado por Schrödinger:

De acordo com o novo ponto de vista introduzido por Schrödinger, não mais deixamos inespecificada a natureza das variáveis dinâmicas que descrevem um sistema atômico, mas consideramos os q 's e t como variáveis matemáticas comuns (isto é permissível desde que elas comutem umas com as outras) e tomamos p 's e W sendo os operadores diferenciais

$$p_r = -ih \frac{\partial}{\partial q_r}, \quad -W = -ih \frac{\partial}{\partial t}.$$

Sempre que um p_r ou W ocorrer em um termo de uma equação, ele deve ser considerado como significando o operador diferencial correspondente operando em tudo que ocorre em seu lado direito no termo em questão. Portanto, desenvolvendo as operações, pode-se reduzir qualquer função de p 's, q 's, W e t para uma função de q 's e t somente.

Portanto, são descrições precisas e minuciosas como estas que explicam, mais tarde, sua preocupação em manter a coesão de todo esse conjunto teórico, e sua recusa, com isso, às modificações associadas com a equação de Klein-Gordon. Como vemos, sua abordagem busca determinar o alcance explicativo das teorias aos fatos científicos e, simultaneamente, encontrar e sintetizar os fundamentos teóricos e matemático-formais com os quais a teoria ganha unidade. Observe que, além disso, conforme a cada instante sua análise ressalta os pontos inovadores das teorias, ela igualmente reconsidera suas dificuldades, especialmente quando se trata de questões relacionadas a formalismo: “A nova mecânica do átomo introduzida por Heisenberg pode ser baseada na proposição de que as variáveis que descrevem um sistema dinâmico não obedecem a lei comutativa da multiplicação, mas satisfazem em vez disso condições quânticas [...] Pode ser mostrado, entretanto, que não há um conjunto de variáveis uniformes para um sistema contendo

mais do que um elétron, tal que a teoria não pode progredir muito longe nessas linhas” (Dirac, 1926g, p. 661). Neste último artigo, Dirac mostra quais são as vantagens da versão de Schrödinger comparando-as com aquelas obtidas pela de Heisenberg, só quando fizesse o caminho oposto, isto é, considerasse as dificuldades com respeito à própria versão ondulatória, então a teoria da transformação estaria a um passo de ser publicada. Esta reatualização do formalismo, assim como a investigação do poder explicativo das teorias e de suas perspectivas futuras, são parte de um movimento que não deverá cessar totalmente antes que Dirac tenha desenvolvido substancialmente a teoria do mar de elétrons, e nem mesmo a descoberta do pósitron deverá reduzir o seu esforço em obter um conjunto teórico harmônico envolvendo a teoria da relatividade especial e a teoria da transformação. Nesse sentido, podemos dizer que Dirac faz uso de um procedimento bastante típico de um período de ciência normal, quando correlaciona todas as peças antigas e novas, teóricas e experimentais, ainda que nenhuma teoria em particular se transformasse totalmente em um paradigma *para ele*, isto é, como vimos diretamente em seus artigos, nesse período Dirac se dispõe a fazer uso de um modelo teórico em detrimento de outro até que suas expectativas acerca do que *deve ser* uma teoria sejam cumpridas por alguma estrutura geral, eventualmente, uma proposta de sua autoria. Questionar as consequências relacionadas com a teoria logo após ela ter sido construída é um passo tão importante quanto o formalismo matemático e a adequação conceitual envolvidos em sua construção, este é, essencialmente, o caminho que levará Dirac a questionar a equação de Klein-Gordon, mas, antes de chegarmos até esse ponto, devemos considerar como se desenvolveu suas primeiras análises acerca da quântica relativística. Sobre isso, a teoria da transformação terá papel fundamental, uma vez que, além de sua versão desta última ter sido muito bem sucedida em aspectos centrais que formavam (e confirmavam) a sua visão de ciência, ela influenciou diretamente, como sabemos, o conjunto de críticas

feitas por Dirac com respeito à equação de Klein-Gordon, porém, uma tal confiança na teoria só surgiria em vista de todos os resultados que foram obtidos tão logo ele mesmo buscou confirmar as suas previsões e expectativas. Desse modo, *a teoria da transformação é o primeiro conjunto teórico que se torna paradigmático em seus desenvolvimentos*; contudo, assim como toda a mecânica quântica desde Heisenberg, ela não considerava o domínio relativístico, um fato que se revela cada vez mais problemático em seus artigos seguintes à publicação da teoria da transformação. Com efeito, a postura de Dirac com respeito a esta última continuaria sendo, assim como havia procedido com relação às demais propostas até esse momento (próprias ou de outros), de análise rigorosa da teoria, isto é, a teoria da transformação deveria ser aplicada a fim de descrever uma série de fenômenos conhecidos, bem como suas consequências precisavam ser compreendidas no seu limite. Tais desenvolvimentos foram realizados ao longo do ano de 1927, mas ficaram concentrados em apenas dois longos artigos. O primeiro deles (Dirac, 1927b) foi escrito em fevereiro desse ano e comunicado por Niels Bohr, a quem Dirac agradece “pela muito amigável discussão”; neste, faz uma discussão detalhada da estatística de Bose-Einstein e deduz, mais uma vez, os coeficientes de emissão e absorção previstos por Einstein. Logo após, em abril desse ano, ele propõe em (Dirac, 1927c) uma teoria da radiação eletromagnética “estabelecida em uma base mais definida”, tendo em vista as suas primeiras críticas à formulação defendida por Klein e Gordon. A sensação de confiança na teoria de transformação em ambos trabalhos é a mesma: a nova mecânica quântica “desenvolveu-se suficientemente para formar uma quase completa teoria da dinâmica” e assim poderá “tratar matematicamente o problema de qualquer sistema dinâmico composto de um número de partículas com forças instantâneas agindo entre elas” (Dirac, 1927b, p. 243); do mesmo modo conclui em (Dirac, 1927c, 711): “portanto existe uma completa reconciliação formal entre os pontos de vista ondulatório e do *quantum*

de luz”. Todavia, como vimos em nossos capítulos anteriores, ambas discussões levam, por fim, até a sua constatação (Dirac, 1927c, p. 24) de que pouco ou nada tem sido feito com relação à eletrodinâmica quântica.

Continuando nossa análise acerca das estratégias pessoais elaboradas por Dirac a fim de eliminar as inconsistências teóricas e, simultaneamente, encontrar novas construções conceituais, podemos destacar dois elementos que serão fundamentais tanto com relação à equação do elétron quanto para a teoria do buraco, dos quais o primeiro será o emprego de analogias. Sobre a equação do elétron, Schweber (1994, p. 59) diz o seguinte: “Ele [Dirac] tinha observado que as matrizes 2×2 de Pauli que satisfazem $\sigma_i \sigma_j + \sigma_j \sigma_i = 2\delta_{ij}$ implicam que $(\sigma \cdot p)^2 = (\sigma_1 p_1 + \sigma_2 p_2 + \sigma_3 p_3)^2 = p_1^2 + p_2^2 + p_3^2$ ”, e foi a partir desse ponto que Dirac insistiu em descobrir como seria possível manter essas considerações no caso da quântica relativística. Esta analogia, em geral, é bem compreendida e quase sempre lembrada nas análises acerca da equação relativística do elétron; e nós também, nos capítulos anteriores, discutimos as consequências matemático-formais da introdução das matrizes γ defendida por Dirac; até mesmo em seu próprio artigo deverão ser minuciosamente discutidas as razões que o levaram a considerar sua extensão para o caso quadridimensional. Entretanto, outra analogia tão fundamental para a teoria do buraco quanto haviam sido as matrizes de Pauli *não* parece ter ainda o mesmo destaque (Dirac, 1930a, p. 362):

Vamos examinar as propriedades dos estados vacantes ou “buracos” [holes]. O problema é análogo àquele dos níveis de raio x no átomo com muitos elétrons. De acordo com a teoria usual dos níveis de raio x, o buraco que é formado quando um dos elétrons mais internos do átomo é removido será descrito como uma órbita e será desenhado como a órbita do elétron perdido antes de ter sido removido. [...] Portanto, o buraco ou vacância na região que é de outro modo saturada com elétrons é praticamente a mesma coisa como [is much the same thing as] se fosse um elétron sozinho na região que é de outro modo ausente dele.

De fato, até mesmo na época em que apresentou sua teoria, este último passo parece ter sido muito ousado. Schweber (1994, p. 65), por exemplo, descreve a recepção feita por Heisenberg da seguinte maneira:

Em 7 de dezembro de 1929, Heisenberg escreveu a Dirac: “Eu acho que entendi a ideia de seu novo artigo; é certamente um grande progresso. Mas eu não posso ver ainda como a taxa das massas etc. deverão surgir. Parece-me muito duvidoso, se os termos do elétron (*i.e.* as fórmulas de Sommerfeld) não serão completamente mudadas pela interação com as células negativas. Pode-se esperar que todas estas dificuldades serão solucionadas pelos cálculos diretos da interação”.

Poucas semanas depois Heisenberg novamente escreve a Dirac depois de receber uma pré-publicação desse artigo: “Eu calculei um pouco acerca dos efeitos de interação dos elétrons em sua teoria... Pode-se provar que, elétron e próton possuem a *mesma* massa. Então, eu sinto que sua teoria [ao identificar buracos com prótons] vai muito longe [goes very far away] de qualquer correspondência com as leis clássicas e também de quaisquer fatos experimentais”.

A crítica de Heisenberg, por sua vez, levou Dirac a cogitar sobre uma nova partícula e, desse modo, a teoria do mar de elétrons seria capaz de prever a existência do pósitron, enfrentando, assim, esse ceticismo inicial; contudo, análises desfavoráveis contundentes, de pesquisadores influentes tais como Niels Bohr, jamais desaparecerão. De qualquer maneira, apesar de não haver um consenso — o qual nunca existe na prática — acerca da validade dessa teoria, o mais relevante ao nosso trabalho encontra-se no método em si utilizado para sua construção, uma vez que, neste caso em particular, em razão de toda essa repercussão da comunidade científica, vemos exposto o alcance dos compromissos pessoais do cientista, com os quais este conduz suas escolhas não obstante grandes adversidades, e assim chegamos ao segundo ponto de interesse. Com efeito, outro elemento metodológico com o qual suas mais importantes teorias tiveram origem, a saber, o processo de análise das consequências formais e conceituais das novas propostas teóricas, procedimento utilizado por Dirac, como vimos, ao longo de quase toda

a primeira metade de sua trajetória acadêmica, seria redirecionado a fim de *defender* o seu conjunto teórico, por outras palavras, as exigências que ele fez outrora à equação de Klein-Gordon não poderão ser cumpridas completamente por sua equação do elétron, mas apenas as soluções parcialmente obtidas por sua teoria serão razão suficiente para que ele continue a procurar pelas restantes com base apenas nesse conjunto teórico, fazendo, com isso, adaptações sucessivas. Deve-se, de um lado, perceber a relevância desse tipo de exercício às suas elaborações como um todo, e, de outro, compreender como essa tarefa foi aplicada especificamente com respeito à nova equação do elétron. Ou seja, ainda que esta última se mostrasse extremamente consistente pelo fato de incorporar múltiplos resultados anteriormente isolados dentro da mecânica quântica ou da relatividade especial, Dirac aprofundava cada vez mais essas mesmas análises acerca das consequências teóricas esperadas, tais como a presença de energia negativa etc., mas dessa vez elas recaíam sobre a *sua própria* equação. Assim, não obstante o grande número de demonstrações bem sucedidas encontradas com a nova equação do movimento do elétron, especialmente com relação à clareza da exposição, cujo melhor exemplo é sua assimilação dos trabalhos de Sommerfeld — uma demonstração obtida de maneira excepcional tanto por Gordon quanto por Darwin, mas que era, no fundo, um resultado completamente adicional, já que no cerne das motivações com as quais a construção de uma nova equação do elétron se justificava estavam somente as dificuldades da equação de Klein-Gordon porque contradiziam as proposições da teoria da transformação —, nem por isso Dirac deixará de reivindicar até o seu limite a coerência interna da teoria com respeito às interpretações e possíveis consequências. Realmente, de outro modo é difícil compreender sua preocupação em encontrar respostas *a todas* essas questões, a não ser pelo fato de que partindo desse procedimento ele havia obtido sua equação relativística, logo, um tal método havia se tornado uma maneira quase natural de con-

tinuar suas investigações. Com isso, a teoria do mar de elétrons decorre exatamente de uma análise detalhada, dessa vez, da equação relativística do elétron; todavia, logo após esta última ter sido encontrada, esse exercício, há muito desenvolvido por Dirac com respeito à quântica, seria empregado com o objetivo de articular internamente somente seus dois últimos desenvolvimentos. De fato, a partir de agora, *Dirac adotaria com relação ao conjunto teórico formado pela equação relativística e teoria do buraco uma visão paradigmática*, concentrando toda sua atenção às suas consequências, mesmo em fases mais avançadas de seus trabalhos, razão pela qual, em grande medida, ele se afastaria do debate central posteriormente estabelecido entre os demais cientistas, especialmente os da próxima geração.

Se, historicamente, foi apenas com a descoberta do pósitron que a comunidade científica encontrou razões para confiar nesse conjunto teórico, e mesmo Dirac só após esta confirmação experimental passaria a defender de maneira categórica mais a teoria do que o caminho que conduziu até ela; contudo, metodologicamente, sua preocupação com a interpretação global desse conjunto de estudos sempre foi o elemento motriz de sua pesquisa, mais complexa a partir de agora e com a qual se ocuparia quase por completo dentro dessa única perspectiva, o que incluía, portanto, suas análises acerca dos cálculos realizados com a própria equação relativística, muitos dos quais estavam mais relacionados com o formalismo teórico do que com a área experimental. De fato, ao compreender os métodos específicos utilizados por Dirac em seus trabalhos, descobrimos, simultaneamente, qual era sua visão geral das construções teóricas, como esta influenciou algumas das decisões mais importantes em seus estudos e, sobretudo, como suas expectativas se modificaram em cada uma dessas etapas. Desse modo, ele encontrou, por exemplo, um formalismo diferente daquele utilizado por Jordan com respeito à teoria da transformação; e, também por esse caminho, ele manteve em seu horizonte

todos os questionamentos acerca da equação relativística, cujo resultado foi a construção da teoria do mar de elétrons. Nos dois casos, a interpretação das soluções obtidas através das respectivas equações diferenciais em cada teoria foram revistas e suas inconsistências, ainda que não fossem importantes para a maioria dos cientistas, tornavam-se fundamentais em seus estudos. Assim, a teoria do mar de elétrons surge para finalizar uma estrutura global da quântica relativística, e o que melhor demonstra não apenas que ele achava essa construção factível, mas que parecia estar muito próximo dela, é sua enorme confiança na teoria do mar de elétrons *antes* de o pósitron ter sido descoberto:

A grande diferença entre as massas do próton e elétron forma uma dificuldade insolúvel na teoria existente. Esta grande diferença parece estar conectada com a interação entre elétrons, mas nossas ideias presentes sobre interação são inadequadas para levá-la em consideração. Por esta razão não podemos fazer melhor no presente do que negligenciar a interação completamente, o que envolve trabalhar com uma teoria em que o elétron e próton têm a mesma massa. Isto significa, é claro, uma séria deficiência em nosso trabalho e nos impossibilita de agregar muita importância física aos resultados. Os cálculos no todo são de interesse, já que eles seguem rigorosamente dos princípios gerais da mecânica quântica e porque formarão presumivelmente a base para cálculos futuros que levarão em consideração a interação corretamente. Incidentalmente, nosso cálculo fornece uma justificação para a fórmula de espalhamento de Klein e Nishina, a qual foi deduzida por estes autores com a ajuda de analogias clássicas não rigorosamente provadas [*not rigorously proved*] como sendo consequência da mecânica quântica geral (Dirac, 1930b, p. 361).

Dirac não apenas reduz a importância de não haver confirmações experimentais, mas, além disso, considera ser mais relevante acreditar nos princípios gerais da teoria do que em conclusões obtidas com ajuda de proposições clássicas. Novamente, não devemos perder de vista a sequência que o levou a adotar com cada vez mais ênfase estas escolhas, pois isso reflete sua perspectiva acerca do procedimento científico em si, isto é, Dirac sempre parte dos elementos teóricos/experimentais *existentes* em direção a novas e mais abrangentes interpretações, ainda que seja preciso, algumas vezes, aguardar pelo

surgimento de novas peças teóricas em algum momento posterior. De fato, estas não são análises ocasionais, mas fazem parte do seu método científico, não por outra razão sua preocupação com respeito à coordenação entre teoria/experimento sempre tenha sido fator decisivo quanto à grande originalidade de suas contribuições teóricas, assim desde o começo da mecânica quântica. Desse modo, Dirac ressignificou, junto com Heisenberg e todos os que defenderam a criação da mecânica quântica, o papel dado ao princípio da correspondência e, da mesma maneira, retomou o objetivo da física teórica de encontrar uma interpretação global dos fenômenos; todavia, mais tarde, a estreita relação estabelecida por ele entre abrangência teórica e capacidade explicativa dos fenômenos, dessa vez com respeito à equação do elétron, transformaria-se em um projeto quase individual de busca por uma estrutura completa e capaz de abarcar simultaneamente fenômenos quânticos e relativísticos, mas cuja corroboração a experiência mesma só poderia fornecer no futuro. A análise dos trabalhos em física dessa época igualmente mostra que a influência desse corpo teórico, seja da equação relativística seja da teoria do buraco, rapidamente se estendeu, em maior ou menor grau, a todas as pesquisas em TQC, das quais as feitas por Weisskopf constituem um dos melhores exemplos de como essas ideias foram incorporadas, assim como discutimos em nosso capítulo anterior.

Observe, portanto, que não é preciso fazer uma distinção mais detalhada entre as abordagens empregadas na teoria da transformação, de um lado, e na equação relativística do elétron, de outro lado, a fim de perceber sob que medida e quando esta última tornou-se um paradigma da TQC, ou de uma quântica relativística, passando, então, a especificar e a conduzir os problemas dessa área. De fato, o método de Dirac é bastante geral e, com isso, as características predominantes em cada caso são tudo o que devemos avaliar. No entanto, apenas através da comparação direta das escolhas feitas nos artigos publicados ao longo do tempo conseguimos identificar esses elementos constitutivos de

sua visão de ciência, pois foi dessa maneira que Dirac interveio efetivamente no debate então realizado pela comunidade de sua época e, não obstante essa perspectiva reflita decisões pessoais, quase únicas, de seu autor, ela compõe essencialmente todo o pano de fundo de suas críticas à teoria de Klein-Gordon, em torno das quais defenderia sua equação relativística e a teoria do buraco como sendo um conjunto teórico mais adequado. Com isso, nossa discussão até aqui colocou em primeiro plano a movimentação teórica e metodológica assim como foi exposta em seus artigos, mas, em grande medida, apenas subjacente nesses mesmos textos, já que a maioria deles tem a intenção apenas de exibir suas teorias e o formalismo associado. Nos anos seguintes à publicação da teoria do buraco, Dirac continua a investigar as consequências conceituais de suas duas teorias, todavia, como dissemos, adotaria uma perspectiva paradigmática acerca delas. Tais investigações frustram quase totalmente as expectativas de Dirac, em razão do grande número de inconsistências de todo tipo: conceitual, numérica, formal. Com isso, ele aos poucos se volta especificamente a questões relacionadas com o procedimento científico, tema raramente abordado diretamente nos textos anteriores à teoria do mar de elétrons, publicada no começo da década de 1930. Sem dúvida, após elaborar esta última, sobretudo depois da descoberta do pósitron, as discussões conceituais e especulativas ganhavam cada vez mais espaço em seus artigos e textos de divulgação. A leitura da coletânea organizada por Richard Dalitz, *The Collected Works of P. A. M. Dirac*, nossa principal referência sobre os trabalhos científicos de Dirac e na qual estão reunidos os seus artigos científicos desde o início de sua carreira até o ano de 1948, nos mostra, em particular, que, no final da década de 1930 e começo da seguinte, Dirac, inclusive, abordaria temas para além das teorias físicas, ainda que em não mais do que cinco talvez seis dos seus artigos. Vejamos então, como, nesses anos seguintes à publicação da teoria do mar de elétrons, ele mesmo rememora as etapas centrais com as quais acredita ter chegado até esta teo-

ria. Com efeito, perceberemos que, a partir de agora, suas abordagens prioritariamente se concentram em justificar a necessidade e o alcance teórico desse desenvolvimento, realçando, com isso, os seus próprios compromissos com relação à ciência, na medida em que sua argumentação exige indiretamente uma articulação cada vez mais refinada de todos esses elementos. Ao compararmos estes textos com nossa análise anterior veremos que, talvez em nenhum outro momento de suas atividades científicas, nem antes nem depois, existe melhor caracterização do aspecto paradigmático dos seus trabalhos, sob o seu ponto de vista, um modo de pensar e de fazer ciência que se estenderá, em maior ou menor escala, a todos os trabalhos da sua e da próxima geração de cientistas.

Assim, começaremos pelo artigo chamado “Interpretação Física da Mecânica Quântica”, texto escrito por ocasião de sua *Leitura Bakeriana*, uma tradicional palestra-prêmio realizada pela Royal Society especificamente às ciências físicas, desde 1775, no qual Dirac descreveria da seguinte maneira as principais mudanças ocorridas nas teorias físicas até aquele momento (Dirac, 1942a, p. 2):

Heisenberg, com sua descoberta da mecânica quântica, introduziu uma nova perspectiva [*outlook*] sobre a natureza da física teórica. Anteriormente, sempre era considerado essencial que deveria haver uma descrição detalhada do que está ocorrendo nos fenômenos naturais, e utilizava-se esta descrição para calcular os resultados possíveis de serem comparados com a experiência. Heisenberg levou adiante a visão de que é suficiente ter um esquema matemático do qual se possa calcular de maneira consistente os resultados de todos os experimentos — uma descrição detalhada em sentido tradicional é desnecessária e pode muito bem ser impossível de se estabelecer.

Como todas as demais passagens citadas até o final desta seção, a anterior pertence a um texto de divulgação científica, dirigindo-se a um público mais amplo, por isso exige um pouco mais de cuidados em sua análise, seja pelo fato de possuir um caráter sintético, seja

pelo fato de ser uma visão retrospectiva. De qualquer modo, alguns pontos fundamentais que *não* deveremos encontrar em quaisquer de seus artigos científicos anteriores serão claramente abordados neste último, pois seu objetivo é oferecer uma descrição conjuntural acerca das mudanças ocorridas com o surgimento da mecânica quântica. Com efeito, Dirac chama a atenção para uma das principais *consequências* da proposta de Heisenberg, talvez a que mais se consolidou com a teoria da transformação, uma vez que esta última, com toda uma série de inovações matemáticas envolvidas em sua construção, se tornaria efetivamente um “esquema matemático” capaz de calcular os dados experimentais, em vez de ser uma “descrição detalhada” da natureza. Todavia, Dirac ainda ressalta que uma tal mudança diz respeito à “física teórica”, ou seja, não se deve considerá-la apenas como uma tese no interior da física quântica; trata-se, portanto, de uma expectativa acerca das teorias em geral. Observe que este texto foi escrito em 1942, período no qual a TQC encontrava-se em sérias dificuldades com relação à presença dos infinitos; no entanto, todas as alternativas que seriam desenvolvidas mais tarde, como sabemos, ainda estavam em fases bastante iniciais e, sobretudo, nenhuma crítica profunda aos resultados obtidos com a equação do elétron havia efetivamente colocado-a em descrédito. Dentre as muitas citações que fizemos dos trabalhos de Dirac, esta é, sem dúvida, uma das mais importantes para nossa tese, já que, até esse momento, raras vezes em seus textos ele expressaria tão diretamente sua perspectiva da própria ciência, a saber, uma tarefa que consiste na construção de uma teoria abrangente mas capaz de descrever os fenômenos a partir dos dados experimentais, um compromisso central para que pudéssemos compreender a interrelação das abordagens adotadas tanto na equação do elétron quanto na teoria do buraco. Ainda, destacamos deste último texto, em (Dirac, 1942a, p. 3), a seguinte passagem na qual Dirac descreve quais eram as dificuldades originalmente encontradas com respeito às duas versões da mecânica quântica:

Quando as teorias de Heisenberg & Schrödinger foram desenvolvidas, logo foi encontrado que elas se apoiavam no mesmo formalismo matemático e diferiam somente com relação ao método de interpretação física. O formalismo é uma generalização da forma hamiltoniana da dinâmica clássica, envolvendo operadores lineares em vez de variáveis algébricas usuais, e é tão natural e bonita que nos faz sentir seguros tanto quanto à sua correção quanto ao fundamento da teoria. A questão de sua interpretação, entretanto, que envolve unificar as ideias de Heisenberg & Schrödinger dentro de um esquema satisfatoriamente compreensivo, não foi tão facilmente estabelecido, e é provável até que no final não seja.

A confiança na teoria da transformação é evidente; contudo, chama nossa atenção nesta análise a forte separação estabelecida entre “formalismo matemático” e “interpretação física”. Vimos ao longo de toda nossa discussão histórica, e também no começo desta seção, como, em diversas etapas das construções teóricas feitas por Dirac, foi essencial determinar a relação intrínseca entre formalismo e experimento, dessa maneira, por mais de uma vez, ele adaptaria conceitos teóricos existentes ao mesmo tempo em que chegaria a dizer textualmente que a experiência seria o critério de decisão. A passagem citada anteriormente é importante justamente porque trata do caminho que levou até a teoria da transformação e, nesse sentido, devemos lembrar um aspecto decisivo na busca desta formulação unificada da quântica, a saber, a necessidade de encontrar quais articulações eram indispensáveis, exatamente na medida em que era preciso compreender, de um lado, o que a teoria é capaz de prever e, de outro lado, o que o pesquisador obtém em seu laboratório. As teorias matricial e ondulatória eram exemplos da complexidade desta movimentação geral entre experiência e formalismo: Schrödinger abandona sua teoria relativística por não se adequar aos dados experimentais conhecidos, Heisenberg propõe uma teoria que não vá além dos observáveis. Desse modo, um novo formalismo matemático deve surgir à medida que a teoria não é capaz de se adequar aos dados experimentais e, no caminho inverso, este novo formalismo, num primeiro momento, pode não ser to-

talmente compreendido antes de ser melhor interpretado; mas Dirac, agora, parece dar maior peso apenas a esta última sequência, isto é, só quando a construção formal e matemática de uma teoria estiver concluída é que se deve passar às questões de interpretação, as quais poderiam até mesmo ficar sem resposta! A teoria da transformação, realmente, havia se tornado uma estrutura matemática bastante coesa e refinada, enquanto suas interpretações se tornaram, até os dias de hoje, um tema bastante controverso; contudo, o processo que levou até a própria teoria da transformação não chegaria tão rapidamente nem a uma versão matemática específica nem a uma interpretação única. De fato, Dirac começaria a trazer novos elementos para avaliar as teorias, dentre os quais a confiança no fundamento da teoria em razão da “beleza” de sua exposição. Se a experiência *posterior* com a teoria da transformação havia sido a de que o formalismo matemático talvez seja o melhor que se pode fazer na ciência, com relação à teoria do elétron, o sucesso com o formalismo havia sido em muito superior à interpretação, desde o início. De fato, Dirac continua sua análise observando quais foram as dificuldades neste segundo caso, começando pelas envolvidas diretamente com a equação do movimento:

Ao estender a teoria para fazê-la relativística, os desenvolvimentos necessários no esquema matemático são facilmente construídos, mas dificuldades surgem na interpretação. Se mantida a mesma base de interpretação como na teoria não relativística, encontra-se que partículas têm estados de energia cinética negativa assim como seus usuais estados de energia positiva, e, além disso, para partículas cujo *spin* é um número inteiro de *quanta*, há a dificuldade adicional de que estados de energia negativa ocorrem com probabilidade negativa (1942a, p. 1).

Como sabemos, estes são alguns dos argumentos com os quais Dirac recusou a equação de Klein-Gordon, mas são dificuldades presentes na própria equação relativística obtida por Dirac, as quais seriam lançadas, quase por completo, no interior da discussão interpretativa, isto é, em sua teoria do buraco: “Com elétrons a dificuldade da

probabilidade negativa não surge, e pode-se obter uma interpretação sensível dos estados de energia negativa assumindo-os serem quase todos ocupados e um único desocupado sendo um pósitron. Este modelo, entretanto, é excessivamente complicado para se trabalhar com ele, e não se pode obter quaisquer resultados sem fazer muitas aproximações grosseiras [*crude*]” (Dirac, 1942a, p. 1). A teoria do mar de elétrons, apesar de ter fornecido resultados experimentais interessantes, ainda assim era considerada uma construção teórica bastante abstrata, a ponto de ser difícil até mesmo cogitar como seria possível refutá-la; entretanto, nesse momento, a questão dos infinitos na TQC possivelmente reduziria ainda mais a expectativa de se encontrar uma estrutura formal coesa fazendo uso de um novo conjunto teórico. Apesar disso, Dirac expõe muito abertamente toda a frustração com as pesquisas que adotavam esse ponto de vista. Nesse mesmo artigo de 1942, ele desenvolve algumas ideias chamadas simplesmente de “interpretações” a fim de oferecer uma alternativa a tais problemas, porém, apenas em 1945, numa conferência realizada em Paris, no museu Palais de la Découverte⁶, publicada três anos mais tarde com o nome de “Alguns Desenvolvimentos sobre a Teoria Atômica”, ele descreveria com mais exatidão no que estas interpretações consistiam:

Eu gostaria de propor uma maneira simples de escapar desta dificuldade. Para um cálculo ser simples, devemos ter somente um número pequeno de elétrons envolvidos nele. E para um tal cálculo, devemos ter muitos dos estados de energia negativa vazios. Podemos facilmente realizar cálculos quando quase todos os estados de energia negativa estão vazios, mas tais cálculos não estão relacionados com o universo real. Eles se aplicam a um outro universo, um universo hipotético, no qual há muitos pósitrons. Este universo hipotético é completamente diferente do universo real. Mas lá estão todos juntos alguns pontos de similaridade entre os dois universos; processos elementares, por exemplo o espalhamento de radiação por um elétron, se comportarão idênticamente nos universos hipotético e real. E pode-se realizar cálculos de probabilidades desses processos elementares no universo hipotético e encontrar resultados do real (Dirac, 1948, p. 12).

6. “Conférence faite au Palais de la Découverte”, em 6 de dezembro de 1945.

Ainda que a intenção desse texto não seja exatamente a de expor uma nova teoria e, em certa medida, tenha um aspecto profundamente especulativo, ele expõe bastante bem a situação da TQC nesse momento. Certamente, o mais importante acerca dessas ideias é a maneira como Dirac as defende (Dirac, 1948, p. 15):

Nós portanto temos dois métodos diferentes para tratar o problema dos estados de energia negativa. Há o método direto onde se trabalha somente com estados de energia negativa; pode-se aplicar os cálculos, com este método, diretamente ao universo real [*monde réel*], mas os cálculos são sempre muito complicados. Há também o método que emprega o universo hipotético [*monde hypothétique*]; este método é indireto, mas nos fornece equações simples e uma teoria matemática que será elegante [*une théorie mathématique qui est élégante*].

Talvez não seja preciso dizer que sua proposta teve poucos adeptos, mas ao reconhecer esse fato, e apesar de estar conscientemente se afastando da discussão central que estava sendo feita pela comunidade científica, Dirac não vê motivos para abrir mão da teoria do buraco (Dirac, 1945, p. 15):

Qual desses dois métodos eu deveria preferir? Eu pessoalmente estou incerto. Eu penso que muitos físicos trabalhando nestas questões preferem o método direto; é o método mais lógico, e muitos físicos não gostam de um universo hipotético.

Mas quando se utiliza do método direto, pode-se escapar de cálculos complicados somente pelo uso de aproximações muito grosseiras. Estas aproximações muito grosseiras são requeridas, e para explicá-las, então, deve-se proceder de modo análogo a usar um universo hipotético.

No método que usa o universo hipotético os cálculos são muito mais simples e muito mais elegantes. E eu acredito que prefiro, porque eu atribuo muita importância à beleza matemática de uma teoria fundamental da física [*j'attache beaucoup d'importance à la beauté mathématique d'une théorie fondamentale de la physique*].

Em qualquer caso, deve-se desenvolver ambos os métodos, e deixar ao futuro a tarefa de mostrar qual é o mais bem sucedido.

Apesar de expor suas opiniões de modo um pouco reticente, através de uma série de pequenos parágrafos, ele ainda deposita, evidentemente, bastante confiança na teoria.

De fato, estas passagens revelam, no mínimo, dois aspectos absolutamente centrais para o nosso trabalho. Primeiro, acerca de sua visão geral das teorias nesse momento, ou seja, o formalismo matemático havia ganhado mais relevância do que um outro conjunto de questões chamado por ele simplesmente de interpretação física, no qual estavam concentradas as graves dificuldades encontradas nesse momento com relação à τQC . Em momento algum, como vemos, Dirac chega a questionar a equação relativística, “um esquema matemático” que facilmente incorpora todos os “desenvolvimentos necessários”. Antes que chegasse até a teoria do mar de elétrons, porém, sua atitude era quase oposta a esta, pois ele muito facilmente havia abandonado ou conciliado antigas e recentes ideias em busca de novos pontos de vista; desse modo pôde chegar de maneira rápida a perceber os elementos principais de todos os desenvolvimentos teóricos de seu tempo. Contudo — e assim chegamos a um segundo ponto de interesse para nós —, agora ele não possui a mesma disposição para mudanças com respeito à equação do elétron; esta última, sem dúvida, satisfazia uma série de compromissos há muito estabelecidos e procurados por ele a fim de elaborar suas teorias, muitos dos quais certamente eram de “grande importância” desde quando começou a escrever seus primeiros artigos científicos. Observe, em particular, que a teoria do mar de elétrons era uma consequência quase inevitável da aceitação da equação relativística e, dessa perspectiva, ambas estavam associadas a questões de interpretação; no entanto, uma vez que ele diminui o peso acerca das interpretações físicas, estas dificilmente poderiam ser utilizadas para colocar em descrédito sua equação. Por outro lado, sua outra construção teórica paradigmática, isto é, a teoria da transformação, havia chegado, nesse momento, até uma espécie de dilema semelhante, mas não igual, porque se não havia acordo quanto às interpretações nesse caso, estas não prejudicavam as pesquisas da mesma maneira como acontecia com respeito à quântica relativística. De fato, como vimos tanto em nossa discussão histórica

quanto no começo desta seção, adotar a teoria do mar de elétrons implica na aceitação de um conjunto de desenvolvimentos formais bastante complexos, às vezes quase insolúveis como chegamos a verificar nos trabalhos feitos por Weisskopf, ou mesmo nas elaborações de Dirac acerca dos infinitos, como este último autor chegaria a afirmar na citação anterior, continuar por esse caminho talvez não fosse o “método mais lógico”. Mas antes de encerrar esta discussão, vale lembrar que as pesquisas em TQC, nessa altura, igualmente faziam uso de ideias talvez ainda mais complexas, como as defendidas pelo método de renormalização, o qual, por certo, não poderia ser visto sem algum ceticismo, não obstante tivesse se transformado, na prática, em um procedimento bastante aceito, como Dirac nos revela ainda nesse texto de 1945:

Para construir uma teoria exata, uma teoria que não será muito complicada, eu penso que a única hipótese que se pode fazer é a de que a carga elétrica está toda concentrada em um ponto. Aqui temos uma ideia muito precisa de quais consequências podemos deduzir. Mas se toda a carga está concentrada em um ponto, temos uma carga elétrica que é infinitamente larga perto do elétron, e a energia total do campo é infinito. Esta é uma dificuldade, mas não uma séria. A energia é infinita e, de acordo com a teoria da relatividade, deve haver também uma massa infinitamente larga. Mas podemos também fazer a hipótese de que o elétron tem uma massa infinitamente larga que não é de origem eletromagnética. E podemos arranjar tal que as duas massas juntas forneçam uma soma finita. Nós podemos mesmo arranjar muito facilmente tal que as massas levem até o valor experimental. Desse modo pode-se construir uma teoria do elétron que seja completamente especificada (Dirac, 1948, p. 9).

A mudança gradual de um pesquisador que ofereceu contribuições tão sofisticadas e claras quanto as desenvolvidas na teoria da transformação, as quais rivalizavam do *ponto de vista conceitual* com os trabalhos de um físico-matemático dos mais rigorosos de sua época como Jordan, mostrando, assim, sua completa sintonia com um movimento da ciência defendido por Born, Heisenberg e Schrödinger, ideias que seriam levadas adiante por matemáticos do porte de David Hilbert e Von Neuman; até o ponto no qual jogaria

todo o peso de sua teoria no interior de um formalismo matemático, nos faz concordar com Silvan Schweber (1994, p. 66): “A sugestão original de que prótons fossem buracos em um quase preenchido mar de elétrons com energia negativa é a única vez que sua intuição física falhou com ele no período de 1925 a 1933”.

3.2.3 Ontologia e Metafísica

Sabemos que uma das principais descobertas realizadas com os trabalhos de Dirac, especialmente com sua teoria do mar de elétrons, foi a sugestão do pósitron, e a forma pela qual esse resultado foi encontrado marcou o início de uma outra fase no estudo das partículas elementares na física. Realmente, novos desafios se colocavam à comunidade científica a partir da confirmação do pósitron, por exigir uma nova compreensão de como esta partícula (e talvez outras) deveria se relacionar com a estrutura geral das teorias físicas e, sobretudo, em vista de ter sido uma pesquisa direcionada pela teoria quase por completo, pesquisa na qual Dirac, antes da existência de qualquer dado conclusivo, se envolveria pessoalmente, fornecendo apoio a um dos grupos que buscavam por essas medições⁷. Contudo, apesar de terem contribuído de modo tão decisivo para esta previsão, esses estudos feitos por Dirac não se limitavam à área de partículas elementares, portanto, de que modo sua visão acerca dos elementos fundamentais da matéria contribuiu às suas teorias? Com efeito, quando ele passa a elaborar os seus primeiros desenvolvimentos originais em mecânica quântica, por volta de 1925, a física havia realizado grandes mudanças conceituais com respeito à estrutura da matéria. Além das considerações teóricas de Max Planck e, depois, as de Albert Einstein, os pesquisadores J. J. Thomson e Ernest Rutherford, no plano experimental, haviam desenvolvido e explorado cada vez mais a fundo um novo modelo geral do átomo, responsável por grande

7. Cf. Schweber (1994, p. 67).

parte do direcionamento dos estudos em física do começo do século xx. De fato, não seria exagero dizer que a física nessa época se concentrou em compreender quais eram as relações de movimento e de interação elétron-núcleo. Tais análises, no entanto, em comparação com as refinadas propostas seguintes sobre a composição do átomo, serão vistas, mais tarde, como simplificações de um modelo atômico muito mais elaborado, cujo nível de complexidade começaria a se ampliar significativamente a partir da descoberta do pósitron e, sobretudo, com o desenvolvimento da TQC feito até o meio do século, especialmente da eletrodinâmica quântica. Podemos avaliar o alcance de toda essa mudança considerando as dificuldades que Dirac afirma ter encontrado em conseguir levar adiante sua defesa do pósitron e, portanto, em introduzir uma nova partícula fundamental, frente ao contexto científico da época:

Acho que existem muitos exemplos nos quais as pessoas que primeiro introduzem uma nova ideia ficam incomodadas por algo que não está de acordo com o trabalho antigo, enquanto outras pessoas apenas a aproveitam como a coisa importante. Eu posso dar um exemplo do que se tornou mais tarde com os elétrons de energia negativa. Eu senti estar correto no começo que os elétrons com energia negativa teriam a mesma massa de repouso dos elétrons comuns, e aquilo me incomodou muito mesmo [*very much*]. Eu senti que tais pósitrons como aquele poderiam não existir; do contrário as pessoas experimentais os teriam descoberto. Aquela era minha principal preocupação naquele tempo; eu esperava que houvesse alguma falta de simetria em algum lugar que resultasse em massa extra para aquelas cargas positivas. Weyl foi o primeiro a apontar muito definitivamente que os buracos teriam que ter a mesma massa de repouso dos elétrons. Ele não estava tão incomodado sobre isso quanto eu estava (Dirac, 1963).

De um lado, percebemos sua grande confiança com relação à teoria, *antes* de o pósitron ter sido encontrado, característica paradigmática para a qual temos chamado a atenção; de outro lado, seu “incômodo” revela o quanto todas essas ideias se afastavam das pesquisas experimentais de modo geral. Um terceiro aspecto, ainda, acerca dessa fase, com o qual podemos justificar o “incômodo” mencionado por Dirac, é a mudança

de perspectiva que essa descoberta teria ao seu próprio pensamento. Com efeito, vimos que, inicialmente, sua ideia de identificar o buraco no mar de elétrons como sendo um próton, tinha o objetivo não apenas de evitar a introdução de uma nova partícula fundamental, mas sobretudo de *reduzir* toda sua explicação a uma única: “requeremos postular somente um tipo de partícula fundamental, em vez de duas, elétron e próton, que eram previamente necessárias. A mera tendência de todas as partículas caírem nesses estados de mais baixa energia resulta em todas as coisas *distintas* na natureza tendo energia positiva” (Dirac, 1930a, p. 363). Desse modo, se o próton com energia negativa correspondesse a um buraco no mar de elétrons, então todas as partículas conhecidas seriam indistinguíveis ao caírem para o seu estado de menor energia, pois um buraco no mar de elétrons possuía fenomenologicamente todas as características usuais de um elétron, mas com carga positiva; porém, a questão da grande diferença entre as massas do elétron e do próton, desde o começo percebida por Heisenberg, não permitiu que Dirac continuasse a defender essa proposta. No entanto, sua rápida mudança, com relação à existência do pósitron, acontecia tanto em vista da confiança que tinha na teoria quanto pelo fato de outras questões serem mais importantes em suas construções teóricas, como, por exemplo, a sua busca por elementos de simetria. De fato, antes de adotar uma abordagem “reducionista” das partículas ou aceitar a existência do pósitron, grande parte das razões que o haviam conduzido até sua teoria do mar de elétrons apoiava-se somente em exigências de simetria, dessa vez, com relação às soluções encontradas através de sua equação relativística do elétron. Desse modo, como temos discutido acerca do estilo de Dirac, não obstante tragam com suas elaborações mudanças profundas com relação às teorias, os seus trabalhos, quase sempre, buscam somente readequar todos os elementos conceituais *existentes*, experimentais e teóricos, ainda que no plano formal-matemático façam uso de novas estruturas matemáticas.

Mais adiante, veremos como todas essas características se articulam no contexto mais amplo de sua visão de ciência, por enquanto, cabe lembrar como suas interpretações do pósitron foram sendo reformuladas ao longo do tempo em seus artigos. De fato, a primeira menção efetiva de uma partícula com carga positiva foi realizada em (Dirac, 1928a), quando apresentou pela primeira vez sua equação relativística e, após analisar as soluções *da equação de Klein-Gordon*, conclui: “A verdadeira equação de onda relativística [*The true relativity wave equation*] deve, portanto, ser tal que suas soluções se dividam em dois conjuntos não combinados, referindo-se respectivamente à carga $-e$ e à carga e ” (Dirac, 1928a, p. 612). Nesse momento, sua única justificativa é a de que não seria possível desconsiderar estas soluções, como era feito usualmente na física clássica, mas sem qualquer avaliação quanto à massa ou à natureza da partícula de carga positiva. Desse modo, ele chama esta última e a existência de soluções com probabilidades não definidas positivamente de “dificuldades na interpretação de Gordon”, das quais pretende resolver apenas a segunda destas naquele artigo. Mais de um ano depois ele volta a essa “dificuldade” em (Dirac, 1930a), onde apresentaria sua teoria do buraco, mas, dessa vez, afirmando expressamente o seguinte: “Somos portanto levados a assumir que *os buracos na distribuição dos elétrons de energia negativa são os prótons*. Quando um elétron de energia positiva cai dentro de um buraco e o preenche, temos um elétron e próton desparecendo juntos com emissão de radiação” (Dirac, 1930a, p. 363). Porém, com todas as dificuldades envolvidas nessa interpretação, não muito tempo depois, em (Dirac, 1931b), ele, enfim, reconhece o seguinte:

Parece, portanto, que devemos abandonar a identificação dos buracos com prótons, e devemos encontrar alguma outra interpretação para eles. Seguindo Oppenheimer, podemos assumir que no mundo como o conhecemos, todos, e não meramente quase todos, os estados negativo-energéticos dos elétrons são ocupados. Um buraco, se existe um, seria um novo tipo de partícula, desconhecida dos físicos experimentais,

possuindo a mesma massa e carga oposta à do elétron. Podemos chamar tal partícula de antielétron. Não devemos esperar encontrar nenhuma delas na natureza, por causa de sua rápida taxa de recombinação com os elétrons, mas se elas puderem ser produzidas experimentalmente em alto vácuo, elas poderiam ser suficientemente estáveis e suscetíveis à observação (Dirac, 1931b, p. 61).

De fato, é interessante perceber como duas das principais características dos seus trabalhos relacionam-se com essas interpretações feitas entre os anos de 1928 e 1931. A primeira delas é sua busca por uma teoria abrangente, por essa razão ele considera necessário fornecer significado físico a todas as soluções encontradas com uma possível equação relativística, fosse a sua ou a de Klein-Gordon. A segunda, por sua vez, era seu esforço em coordenar o conjunto de todas as estruturas conceituais *existentes*, desse modo, um grupo reduzido de proposições deveria levar ao maior número possível de explicações. A existência do pósitron, em grande medida, entrava em rota de colisão com ambas características: a primeira, porque sua teoria, ao postular a existência de uma nova partícula, aumentava a complexidade e, com isso, eventualmente seria responsável por abrir espaço à fragmentação da teoria; a segunda, porque o pósitron ultrapassava todos os dados experimentais conhecidos. Por isso a insistência de Dirac em adotar o próton; apesar de Heisenberg e outros terem dito muito cedo o contrário, e, de fato, esses dois receios acabam se concretizando, isto é, após a medição experimental do pósitron, o aumento do número de partículas fundamentais levaria a uma maior complexidade teórica, logo, afastando cada vez mais a possibilidade de se obter um conjunto teórico compacto.

Contudo, nesse momento, a introdução do pósitron ainda poderia, por assim dizer, ser assimilada pela teoria de Dirac sem, com isso, reduzir aqueles seus dois primeiros objetivos, uma vez que o seu compromisso com uma ontologia específica não era tão forte quanto com sua intenção de encontrar uma descrição teórica elegante. De qualquer modo, seus trabalhos haviam conduzido a uma situação bastante peculiar: a fim

de obter uma descrição completa de toda a realidade física conhecida, era preciso falar sobre um elemento completamente desconhecido. Este seria, sem dúvida, o teste mais rigoroso pelo qual suas teorias deveriam passar, e a mudança que sofreu, até a medição experimental do pósitron, talvez seja a maior e mais definitiva com relação à adequação do seu conjunto teórico como um todo. De fato, como vimos, não obstante suas tentativas iniciais de interpretar sua teoria com base no próton, desde o início, tenham sido muito problemáticas; contudo, além de tê-la apresentado em artigo como sendo uma consequência quase necessária da teoria, Dirac chegou a discuti-la em sua principal obra sobre física quântica, *The Principles of Quantum Mechanics*. Este livro teve sucessivas edições nos anos de 1930, 1935, 1947 e 1958, e desde a primeira fazia menção à teoria do mar de elétrons. De fato, na publicação de 1930, após discutir muitos dos resultados que havia encontrado com relação à mecânica quântica, em seu último capítulo, chamado de “Teoria Relativística do Elétron”, em sua última seção, chamada “O Significado Físico das Soluções de Energia Negativa”, ele reproduz sua descrição do próton como sendo o buraco no mar de elétrons assim como encontramos em (Dirac, 1930a), e, por fim, apresenta a seguinte observação, no último parágrafo:

A presente teoria é muito simétrica entre os elétrons e prótons. A simetria não é matematicamente perfeita, como facilmente pode ser verificado, quando se leva em conta as interações entre os elétrons. Esta causa, entretanto, dificilmente parece ser suficiente, de acordo com as presentes ideias, para explicar [*to account for*] as muitas diferenças observadas entre os elétrons e os prótons, em particular sua diferença de massa. Possivelmente a solução desta dificuldade será encontrada em um melhor entendimento da natureza da interação (Dirac, 1930, p. 257)

Portanto, Dirac tinha bastante consciência das dificuldades, porém, a ideia de simetria, física e matemática, parece ter sido mais importante a ele neste momento; vejamos então como esta questão voltaria a ser discutida na quarta edição de seu livro. Dessa

vez, seria adicionado um novo e último capítulo chamado “Eletrodinâmica Quântica” e o anterior a este ainda continuaria com o título de “Teoria Relativística do Elétron”, mas sua última seção passou a se chamar “Teoria do Pósitron”, encerrando-se assim:

À simetria entre estados fermiônicos ocupados e não ocupados discutidos ao final da § 65, a presente teoria é essencialmente simétrica entre os elétrons e os pósitrons. Deveríamos ter uma teoria equivalente caso venhamos a supor os pósitrons serem as partículas básicas, descrita pela equação [relativística do elétron] com $-e$ por e , e então supondo que quase todos os estados de energia para os pósitrons estão preenchidos, um buraco na distribuição de pósitrons de energia-negativa sendo então interpretado como um elétron ordinário. A teoria poderia desenvolver consistentemente que todas as leis da física são simétricas entre carga elétrica positiva e negativa (Dirac, 1958, p. 275).

Cabe lembrar que as considerações de simetria haviam sido fundamentais em sua descrição das características e da existência dos férmions e dos bósons, mas com relação ao pósitron, como vemos desta última passagem, uma simetria completa não poderia descartar a existência de uma inversão entre pósitron e elétron, isto é, a ideia de um mar de pósitrons. Desse modo, a própria ideia do pósitron agora faz parte de sua estrutura teórica, mas à custa da reelaboração de parte significativa de sua argumentação em torno dos elementos de simetria, tanto com relação aos conceitos físicos, quanto em vista das equações matemáticas. De fato, é sintomático que, diferente do firme posicionamento que teve com respeito às dificuldades encontradas na interpretação da equação de Klein-Gordon, Dirac tenha não apenas modificado sua teoria a fim de assimilar a ideia original do pósitron, mas até mesmo defendido a sua existência. Nesse sentido, podemos dizer que, não obstante a existência dessa nova partícula implicasse em grandes mudanças com respeito à interpretação da estrutura atômica, razão pela qual ele, inicialmente, procurava por um caminho alternativo, seu compromisso era, sem dúvida, mais forte com os elementos formais da apresentação teórica, e, evidentemente, com aquelas

teorias que, a essa época, haviam se tornado paradigmáticas para ele, como a teoria da transformação e a própria equação de movimento do elétron. Todavia, nem por isso a existência do pósitron deixava de provocar um enorme impacto na concepção geral dos cientistas acerca da composição da estrutura da matéria e, por conseguinte, exigia desdobramentos fundamentais nas concepções teóricas obtidas por Dirac, assim como em todas as demais construídas nesse período. Com efeito, nenhuma de suas ideias teóricas anteriores divergiu tanto quanto sua proposta de *redução* do número de partículas fundamentais, tornando-se a *previsão* de uma nova partícula, e esta última questão, sem dúvida, preencheria a maior parte do conteúdo dos seus trabalhos desse ponto em diante.

De fato, na discussão feita até esse momento, apresentamos quais foram as principais decisões tomadas por Dirac em suas construções teóricas, examinando como tais compromissos foram se constituindo em seu pensamento à medida que suas propostas se mostravam bem sucedidas ou não ao longo do tempo. Além disso, como dissemos antes, com relação aos textos científicos de Paul Dirac, estamos nos apoiando, sobretudo, no trabalho de seleção feito por Dalitz (1995), onde encontram-se reunidas as publicações realizadas num intervalo de tempo compreendido desde o primeiro artigo de Dirac surgido em revista científica até os que foram apresentados no ano de 1948. Como é evidente, este é o período mais importante em nosso trabalho com relação à TQC, uma vez que nossa intenção é justamente compreender os momentos decisivos dessa teoria no contexto original em que surgiram e foram debatidos pelos cientistas, ao menos, da maneira como é possível reconstituir através dos textos registrados em revistas e congressos, ainda que algumas dessas passagens só tenham sido discutidas expressamente em anos posteriores, razão pela qual se destaca, em particular, a entrevista de Dirac concedida a Thomas Kuhn, feita apenas em 1963. De um lado, concluímos que esses procedimentos foram utilizados de maneira cada vez mais consciente, como, por exemplo,

o recurso a analogias conceituais, de outro lado, não obstante possam ser vistas apenas como escolhas pessoais de seu autor, uma possível raiz das diferenças de percepção entre Bohr e Dirac, é fato que essas decisões tiveram reflexos enormes à concepção de suas teorias. Contudo, a não ser por suas consequências práticas, um olhar mais atento aos artigos científicos publicados ao longo dos anos considerados aqui em nossa análise, nos revela que em quase nenhum momento Dirac chegaria a apresentar justificativas capazes de explicar por que se decidiu por fazer todas essas escolhas. A razão disso é clara, uma tal abordagem levaria diretamente a temas que não podem ser tratados no âmbito científico unicamente, mas é justamente aí que, “num nível mais elevado, existe um outro conjunto de compromissos ou adesões sem os quais nenhum homem pode ser chamado de cientista” (Kuhn, 1970, p. 65), ou seja, trata-se de pressupostos tão profundos a ponto de se tornarem quase requisitos a quem pretende se tornar um cientista, como Kuhn (1970, p. 65) procura exemplificar: “o cientista deve preocupar-se em compreender o mundo e ampliar a precisão e o alcance da ordem que lhe foi imposta. Esse compromisso, por sua vez, deve levá-lo a perscrutar com grande minúcia empírica (por si mesmo ou através de colegas) algum aspecto da natureza. Se esse escrutínio revela bolsões de aparente desordem, esses devem desafiá-lo a um novo refinamento de suas técnicas de observação ou a uma maior articulação de suas teorias”. Colocada dessa maneira, a tarefa pode não suscitar muitos questionamentos, resumida na busca usual do cientista por correlações na natureza possíveis de serem expostas, com rigor e método, aos demais especialistas de sua área, porém, essa atividade pode ser realizada de muitos modos diferentes, em vista do quanto de uma área de estudos espera-se submeter a um respectivo conjunto teórico. Com efeito, de tão amplas, essas questões podem, em espaços apropriados, ser parte substancial das preocupações de um pesquisador, ou, então, jamais serem abordadas, caso este permaneça o tempo todo no interior do debate

científico *stricto sensu*. No entanto, Dirac escreveria um artigo essencial nessa direção, o qual, por isso, cabe ser examinado com mais detalhes, por duas razões, no mínimo. A primeira diz respeito ao momento em que foi publicado, a saber, em 6 de fevereiro de 1939, por ocasião de sua leitura ao recebimento do Prêmio James Scott, entregue a cada quatro anos pela Royal Society de Edinburgh e direcionado a exposições fundamentais de conceitos acerca de Filosofia Natural. Como sabemos, nessa época, ele já havia publicado suas principais teorias e, por assim dizer, conseguia perceber o grande alcance delas no debate científico, ao mesmo tempo, o horizonte de expectativas para o futuro dessas teorias na física encontrava-se totalmente em aberto, sobretudo porque quase nenhuma crítica havia colocado em dúvida os muitos resultados numéricos e conceituais obtidos com base nesse conjunto teórico. Todavia, ao lado desse mesmo sucesso, se agravavam cada vez mais as dificuldades com os infinitos, o que, é claro, em vista dessa quase contradição entre sucesso e fracasso, propiciou muita reflexão acerca do método científico. A segunda razão da importância desse texto encontra-se no fato de que esta é uma das poucas vezes, em todo esse período, na qual Paul Dirac traz a teoria da relatividade *geral* em suas considerações, não obstante, como veremos, com a intenção de fazê-la de exemplo para compreender o que são (ou devem ser) as próprias teorias científicas. De fato, neste artigo, chamado “A Relação entre Matemática e Física”, ele começaria sua exposição por esta última, perguntando-se de que maneira um físico costuma proceder em suas pesquisas (Dirac, 1939, p. 122):

O físico, em seu estudo dos fenômenos naturais, tem dois métodos de fazer progresso: (1) o método da experimentação e observação, e (2) o método da razão matemática. O primeiro é apenas a coleção dos dados selecionados; o último permite que se infira resultados sobre experimentos que ainda não têm sido realizados. Não há razão lógica do por que o segundo método seria possível em absoluto, mas percebe-se que na prática funciona e conhece com razoável sucesso. Isso pode ser atribuído a alguma qualidade matemática na natureza, uma qualidade que

o observador casual da natureza não suspeitaria, mas que, no entanto, tem um importante papel no esquema da natureza.

O ponto de partida de sua exposição é, portanto, uma bifurcação dos métodos científicos, isto é, uma separação entre experimento e teoria, ou entre dados e especulação. Podemos, em larga medida, dizer que este segundo método de pesquisa está associado com todo o sucesso da mecânica quântica e da teoria do buraco; no entanto, a inexistência de uma justificativa ao procedimento teórico-especulativo é uma questão que só poderia ser amenizada em vista dos bons resultados alcançados com este, uma resposta aparentemente circular, pois o sucesso posterior é utilizado para defender o método anterior, o efeito é tomado pela causa. De qualquer modo, isso ao menos sugere que exista uma regularidade na natureza e, no caso da física, ela se expressa na forma matemática, porém, o quão forte pode ser esta regularidade ou a matemática nada mais é do que uma ferramenta? Esta será a questão central desse texto: “A conexão entre matemática e as descrições do universo vão muito além disso, e pode-se obter uma apreciação dessa [conexão] somente através de um exame dos vários fatos que a sustentam. O principal objetivo de minha fala a vocês será fornecer uma tal apreciação” (Dirac, 1939, p. 122). Curiosamente, ele não fará menção à teoria do buraco ou à equação relativística do elétron. De fato, ele tem em mente apenas três momentos da história da física, os quais, cada um a seu modo, teriam modificado os rumos das pesquisas científicas de maneira irreversível, a saber: i) a relatividade, restrita e geral; ii) a mecânica quântica; iii) a cosmologia. Mas, em que medida essas teorias estabeleceram novas compreensões do entendimento científico? Como não poderia deixar de ser, as duas primeiras são novas perspectivas que, de algum modo, se sobrepuseram ao pensamento newtoniano. Desse modo, argumenta Dirac, a estreita relação entre leis físicas e leis da natureza, encontrada com os trabalhos de Newton, inicialmente levou os cientistas a estabelecerem um tipo

de conexão fundamental entre as equações matemáticas e os dados experimentais, mas não apenas isso, pois a simplicidade envolvida nas Leis de Newton tornou-se critério de escolha das próprias equações, no seguinte sentido, se um físico consegue encontrar, a partir “de experimentos grosseiros, dados que se ajustam aproximadamente com certas equações simples, ele infere que se realizar os experimentos mais acuradamente, obteria dados ajustando-se mais acuradamente com as equações” (Dirac, 1939, p. 123). Com isso, o cientista tem um “instrumento de pesquisa”, como chega a se referir, chamado de “princípio de simplicidade” [*principle of simplicity*], com o qual, frente a um mesmo conjunto de dados experimentais, deve escolher o conjunto teórico que faz uso de equações mais simples, as quais passariam então a serem vistas como as mais corretas. No entanto, o princípio de simplicidade não pode ser estendido a todos os fenômenos, pois nem sempre eles estarão relacionados com as leis fundamentais do movimento e, neste caso, não poderão fazer uso da teoria newtoniana⁸. A teoria da relatividade, contudo, teria um grande impacto sobre esta visão de ciência (Dirac, 1939, p. 123):

A descoberta da teoria da relatividade fez necessário modificar o princípio de simplicidade. Presumivelmente uma das mais fundamentais leis do movimento seja a lei da gravitação, que, de acordo com Newton, é representada por equações muito simples, mas, de acordo com Einstein, exigem o desenvolvimento de uma técnica elaborada antes que suas equações possam mesmo ser escritas. É verdade que, do ponto de vista da alta matemática, pode-se dar razões em favor da visão de que a lei da gravitação de Einstein seja, de fato, mais simples do que a de Newton, mas isso envolve atribuir um muito mais sutil significado à simplicidade, o qual desfaz o valor prático do princípio de simplicidade como um instrumento de pesquisa aos fundamentos da física.

Certamente, este é o momento mais interessante de toda a exposição, quando Dirac argumenta que a teoria da relatividade, em particular a teoria da gravitação de Einstein,

8. “Por exemplo, experimentos imprecisos sobre a relação entre a pressão e volume de um gás à temperatura fixa fornece resultados ajustando-se com a lei da proporcionalidade inversa, mas seria errado inferir que mais experimentos acurados confirmariam esta lei com maior acurácia, pois aqui se está lidando com um fenômeno que não está conectado de nenhum modo direto com as leis fundamentais do movimento” (Dirac, 1939, p. 123).

apesar de não se ajustar com respeito ao princípio de simplicidade, ao menos não da maneira como havia sido associado com Newton, teria como herança um novo em seu lugar: “O que fez a teoria da relatividade tão plausível aos físicos em vista de estar indo contra o princípio de simplicidade é sua grande beleza matemática. Esta é uma qualidade que não pode ser definida, não mais do que a beleza na arte pode ser definida, mas que as pessoas que estudam matemática usualmente não têm dificuldade em apreciar” (Dirac, 1939, p. 123). Além da relação entre ciência e natureza, aquela entre matemática e física também se modifica com este novo critério, chamado de “princípio de beleza” [*principle of beauty*], pois, de acordo com Dirac, esses dois princípios não são necessariamente excludentes, mas “quando eles entram em choque o último deve ter precedência” (Dirac, 1939, p. 124). Contudo, o único exemplo — e justificativa — apresentado por Dirac sobre essa prioridade é a própria teoria da relatividade, isto é, a versão restrita dessa teoria estabelece um tipo de simetria e generalização com respeito à sua apropriação do grupo de Lorentz que a faz ter mais beleza se comparada com sua versão geral, e seria este o principal motivo, não mais a simplicidade, para se compreender a diferença quanto ao grau de confiança dos cientistas “que resulta na teoria geral não sendo tão firmemente acreditada quanto a teoria restrita” (Dirac, 1939, p. 124). Sobre esse ponto, ainda cabe destacar que tal diferença, entre as teorias de Newton e de Einstein, aponta para uma consequência direta sobre as interpretações obtidas pelos cientistas, pois, a partir de agora, “o trabalhador que pesquisa, em seu esforço para expressar as leis fundamentais da natureza em forma matemática, deveria se esforçar principalmente pela beleza matemática” (Dirac, 1939, p. 124). Desse modo, a análise feita por Dirac leva-nos a aprofundar sua analogia com a arte, sugerida quando ele compara os critérios de avaliação da beleza matemática com os utilizados na arte, referindo-se, portanto, indiretamente à estética. Com efeito, esta analogia é muito condizente com a maneira como ele sempre procurou

construir e expor suas teorias, isto é, à medida em que fez uso de todos os elementos materiais disponíveis, escolhendo, de um lado, dados e resultados experimentais, e, de outro lado, conceitos e pressupostos teóricos, aproximava-se do artista, quando este faz uso de seus materiais em suas respectivas áreas, a tinta, o quadro etc., pelo pintor; o bronze, o mármore etc., pelo escultor; e assim por diante, pois existe uma intenção comum a todos esses, no sentido de concretizar um objeto final, cuja unidade se dá justamente por algum tipo de composição e apropriação de todos esses elementos. Chama-nos atenção, sobretudo, uma certa liberdade nesse trabalho de composição entre as partes existentes com respeito à obra concluída, isto é, não seriam os materiais brutos em si, no caso da ciência, os valores cada vez mais precisos dos experimentos, o único critério utilizado com o propósito de validar o resultado final, mas, ao contrário disso, são cenas específicas articulando esses dados que precisam ser construídas a fim de encontrar um quadro geral desses elementos existentes, e um aspecto intersubjetivo, como a beleza, à disposição, ao menos, dos matemáticos, poderia ser utilizado na comparação entre todos os quadros obtidos. Contudo, se existe liberdade nesse processo de construção das teorias, isso não isenta o artista de seguir regras específicas, muitas vezes rígidas, sob risco de não expressar aos demais uma espécie de sensação (de confiança?) comum a todos e, assim, frustrar as expectativas destes. As regras, na física, no entanto, como Dirac continuaria a discutir nessa exposição, são dadas por uma relação direta e cada vez mais estreita entre física e matemática, uma vez que a organização esperada ser encontrada na própria natureza só poderia ser vista como resultado dessa conexão entre as regras da matemática e as leis da física, ampliando, assim, consideravelmente a complexidade desta última, em vista de um número crescente de elementos ficar à mão do cientista. Ainda que este novo princípio possa ser visto, num primeiro momento, como um aspecto muito vago com respeito ao método científico, não há que se duvidar que ele estivesse conduzindo

as decisões tomadas por Dirac quando este elaborou a equação relativística do elétron, pois sua discussão em torno do princípio de beleza parece expressar muito bem um dos objetivos alcançados com essa teoria, e poderia até mesmo ser utilizado para caracterizar uma das razões pelas quais os cientistas, dessa vez, sem exceções, ficaram tão surpresos apenas com a exposição dessa equação, para além dos seus resultados. Desse modo, se o princípio de beleza parece captar um certo critério que poderia ser aceito pela comunidade científica, no caminho contrário a essa argumentação elaborada por Dirac, vemos que a teoria da relatividade, sobretudo em sua versão geral, havia efetivamente se tornado uma das suas principais referências a ser alcançada na ciência, e nenhum adjetivo expressaria melhor tal influência senão paradigmático, mas ainda outra teoria mereceria igualmente esse adjetivo: “Vamos passar a nossa segunda revolução no pensamento da física do presente século — a teoria quântica. Esta é uma teoria dos fenômenos atômicos baseada em uma mecânica de um tipo essencialmente diferente daquela de Newton. A diferença pode ser expressada concisamente, mas de modo muito abstrato, dizendo-se que as variáveis dinâmicas na mecânica quântica estão sujeitas a uma álgebra na qual o axioma da comutatividade da multiplicação não vale” (Dirac, 1939, p. 124). Qual seria, nesse caso, a modificação exigida pela quântica acerca da teoria de Newton?

A mecânica quântica requereu a introdução dentro da teoria física de um vasto domínio da matemática pura — todo o domínio conectado com a multiplicação não comutativa. Isto, com o sucesso [*coming on top*] da introdução de novas geometrias na teoria da relatividade, indica uma tendência que se deve esperar que continue. Podemos esperar que no futuro mais grandes domínios da matemática pura terão sido trazidos para lidar com os avanços dos fundamentos da física (Dirac, 1939, p. 125).

Comparada com o princípio de beleza, esta segunda consequência acerca das teorias científicas, é, sem dúvida, um elemento muito concreto e inegável, porém, a conexão

entre essas duas primeiras mudanças deve se tornar mais evidente a partir da seguinte proposta feita por Dirac com relação à maneira como essa crescente interação entre física e matemática deveria se estabelecer:

A matemática pura e a física estão se tornando cada vez mais proxima-mente conectadas, embora seus métodos permaneçam diferentes. Pode-se descrever a situação dizendo-se que o matemático joga um jogo [*plays a game*] no qual ele mesmo inventa as regras, enquanto o físico joga um jogo no qual as regras são fornecidas pela natureza, mas com o passar do tempo torna-se progressivamente [*increasingly*] evidente que as regras que o matemático acha interessante são as mesmas que aquelas que a natureza tem escolhido (Dirac, 1939, p. 125).

A mecânica quântica, nesse sentido, é o maior exemplo de como essa aproximação entre matemática e física convergia para um nível de detalhes e de especificidades muito impressionante. Não por outra razão, matemáticos como David Hilbert e, depois von Neuman, para não dizer Pascual Jordan, encontravam estímulo para o estudo de novas áreas *na matemática*. Desse modo, como discutimos exaustivamente com relação à história da quântica, a mudança de perspectiva provocada pela introdução da álgebra não comutativa e, sobretudo, todos os caminhos abertos com base nessa escolha, mostraram, de modo contundente, o impacto que a simples introdução de novas estruturas matemáticas poderia ter, desde então, à física e à ciência em geral. Contudo, a física não pode, evidentemente, se tornar uma área da matemática, nem o contrário, portanto, em que medida essa convergência entre elas acontece na prática? Com efeito, assim como Dirac acaba de expor, a principal diferença entre essas áreas estaria no fato de que, na matemática, existem regras específicas e um arcabouço de objetos estruturais construídos e imaginados de modo completamente autônomo por ela mesma, enquanto, na física, existe um conjunto de conceitos e leis, mas que são encontrados na natureza. Nesse ponto, a escolha das estruturas matemáticas utilizadas pelo físico, que pode então fazer uso de um quase ilimitado conjunto destas, deve apoiar-se no princípio de beleza:

A tendência dos matemáticos e físicos em direção à unificação fornece aos físicos um poderoso método novo de pesquisa dos fundamentos de seu objeto, um método que ainda não foi aplicado com sucesso, mas que eu sinto confiança [*I feel confident*] provará seu valor no futuro. O método é começar a escolher aquela área da matemática que se acredita formará a base de uma nova teoria. Devem ter muita influência nessa escolha as considerações de beleza matemática. [...] Tendo decidido sobre a área da matemática, deve-se proceder ao desenvolvimento nessa direção de modo adequado, ao mesmo tempo procurando a maneira pela qual ela parece emprestar a si mesma naturalmente à interpretação física (Dirac, 1939, p. 126).

Não há como precisar o quanto desse método havia se tornado claro para Dirac enquanto ele escrevia a teoria da transformação, mas é certo que tais ideias estejam envolvidas no caminho pelo qual chegaria até a equação relativística do elétron. No primeiro desses casos, conforme discutimos mais detalhadamente acerca da introdução da função $\delta(x)$, mesmo considerando o fato de outras experiências pessoais, tais como sua formação em engenharia, terem contribuído para sua decisão de utilizar esse recurso, o risco de fazê-lo era muito grande, pois esta função ainda não havia encontrado uma dedução rigorosa nem mesmo entre os matemáticos. Nesse sentido, sua intuição física jogou mais forte. Com respeito à segunda teoria, o “método” exposto por Dirac ajudamos a compreender, para não dizer justificar, sua busca por uma equação relativística, e não somente a tentativa de explicar questionamentos específicos, muitos nessa época, se considerarmos todos os que haviam encontrado lugar com sua equação. Dessa vez, sua habilidade matemática se impôs. No mínimo, devemos considerar muito seriamente sua exposição acerca do seu método porque ela reflete, afinal, a experiência de um dos pesquisadores que mais contribui à história da física teórica na primeira metade do século xx, seja quantitativa, seja qualitativamente. No entanto, com base em toda nossa análise das suas teorias, é muito difícil associar este método à sua teoria do buraco, pelas seguintes razões: em primeiro lugar, não há uma estrutura matemática específica que

tenha sido alocada, por assim dizer, com o objetivo de construir essa teoria e, justamente por isso; em segundo lugar, nenhum outro trabalho seu apoiava-se tão intensamente em conceitos físicos, alguns dos quais se mostraram, sem dúvida, fundamentais, como a ideia do pósitron, mas que, diferente de sua equação do elétron, encontrava-se, no fim das contas, em um plano extremamente especulativo do conhecimento científico. Neste caso, o melhor que pode ser dito sobre a influência desse método, retrospectivamente, encontra-se no fato de a teoria do mar de elétrons ter se originado de uma interpretação física das soluções da equação relativística, e esta, sim, mostrava de modo contundente qual poderia ser o alcance da introdução de novas e mais gerais estruturas matemáticas na elaboração física. Nenhuma dessas questões seria trazida em sua discussão acerca do método, e isso nos sugere uma certa hierarquia entre todos os avanços alcançados na física nesse momento, de acordo com a qual os seus dois primeiros exemplos, a relatividade e a quântica, estariam no topo e indicavam por elas mesmas quais poderiam ser os procedimentos corretos, ou aceitáveis, dentro da ciência. Com base apenas nisso, Dirac percebeu, corretamente, a cada vez mais direta e intensa conexão entre física e matemática, como podemos facilmente identificar hoje nas múltiplas propostas encontradas na física teórica, mesmo quando consideramos a TQC. A terceira região que deveria ser investigada, de acordo com Dirac, a fim de se compreender quais são os limites da física, é a astronomia ou a cosmologia (Dirac, 1939, p. 127):

A enorme complexidade do universo é atribuída a uma enorme complexidade nas condições iniciais, o que o remove para além da discussão do domínio matemático.

Acho esta posição muito insatisfatória filosoficamente [*I find this position very unsatisfactory philosophically*], na medida em que vai contra todas as ideias de unidade da natureza. De qualquer maneira, se é apenas a uma parte da descrição do universo que a teoria matemática se aplica, esta parte certamente deveria ser profundamente distinta do restante. Mas, de fato, não parece haver qualquer lugar natural no qual

traçar uma linha. São coisas tais como as propriedades das partículas elementares da física, suas massas e coeficientes numéricos que ocorrem em suas leis de força, sujeitas à teoria matemática? De acordo com a visão mecanicista especializada, elas devem ser consideradas como condições iniciais e fora da teoria matemática. Entretanto, já que todas as partículas elementares pertencem a um ou outro dos tipos de número definido, os membros de um tipo sendo todos exatamente similares, então devem ser governadas pela lei matemática sob alguma medida, e a maioria dos físicos agora considera ser isto de uma extensão muito grande. Por exemplo, Eddington acaba de construir uma teoria a fim de considerar as massas. Mas, mesmo se pode-se supor que todas as propriedades das partículas elementares sejam determinadas pela teoria, não se poderia saber onde traçar uma linha, quando alguém fosse enfrentado pela seguinte questão — A relativa abundância dos vários elementos químicos é determinada pela teoria? Poderia-se passar gradualmente das questões atômicas às astronômicas?.

Por certo, estas são questões de âmbito muito mais profundo em comparação com quaisquer outras abordadas em seus textos anteriores de ciência. Assim como veremos pouco mais adiante, seu interesse volta-se, a partir de agora, efetivamente para “o terceiro grande desenvolvimento da ciência física do presente século — a nova cosmologia. Esta provavelmente se tornará filosoficamente ainda mais revolucionária do que a relatividade ou a teoria quântica, embora no presente dificilmente se possa reconhecer totalmente suas implicações” (Dirac, 1939, p. 128). Considerando todas as recentes descobertas teóricas obtidas nesta última área, podemos dizer que essa também seria outra “pequena especulação acerca do futuro” (Dirac, 1939, p. 122) muito correta, ainda que seja preciso redimensionar seu alcance sobretudo com respeito às teorias quântica e relativística. De fato, estas foram e ainda são duas das mais bem sucedidas teorias elaboradas na física, e os seus próprios exemplos indicaram novos procedimentos na ciência. Desse modo, não apenas a confiança na correlação entre física e matemática, mas sua crença na existência de uma ordem na natureza possível de ser interpretada através da matemática, exigem, por sua vez, explicações mais abrangentes e descrições mais coesas entre si, levando-nos a perceber suas críticas à equação de Klein-Gordon: Dirac enxergava a ciên-

cia dentro desse quadro muito maior e procurava no interior dele quais eram os encaixes entre todas as peças. Num outro extremo, isso permite compreender a consciência do pesquisador acerca do alcance envolvido em todas essas escolhas, isto é, até que ponto poderia ser levada a exigência de uma ordem ou organização no interior da natureza? Ao procurar responder essa pergunta, com a qual Dirac seria levado diretamente até a cosmologia, percebemos em que medida sua intenção de encontrar esta ordem, ou leis da natureza, se adequa com a visão de ciência como sendo um quebra-cabeças, assim como defende Thomas Kuhn. A cosmologia, afinal, era esse quadro. Com efeito, esta última exige a compreensão dos limites da física pois questiona-se acerca da correlação entre todas as estruturas fundamentais da natureza. Com isso, de um lado, as novas teorias como a relatividade e a quântica mostravam que, de maneira antes inimaginável, algumas estruturas da matemática associadas tão fortemente com as leis físicas poderiam, de uma hora para outra, serem trocadas, a geometria euclidiana, por exemplo, não apenas havia sido substituída, mas sua sucessora contrariava toda a intuição sensível sobre o espaço-tempo; de outro lado, se este era apenas o começo de uma revolução, qual seria o seu limite? Dirac responde esta questão da seguinte maneira: “Há portanto uma possibilidade de que o sonho antigo dos filósofos de conectar toda a natureza com as propriedades dos números todos será algum dia realizado. Para fazer isso os físicos terão que desenvolver um longo caminho para estabelecer os detalhes de como a correspondência deve ser feita” (Dirac, 1939, p. 129).

Com isso, fora os cuidados necessários, como observamos antes, com relação ao propósito desses artigos, em vista de serem textos de divulgação, eles contribuem com uma parte importante de nosso trabalho, pois mostram como a ciência pode eventualmente avançar para a filosofia, ou o contrário, e, no caso particular de Dirac, o quanto todas essas considerações tiveram influência direta sobre os seus desenvolvimentos em

ciência. De fato, esta exposição de 1939 é um dos raros locais nos quais encontraremos respostas a questões específicas acerca de suas decisões metodológicas. A primeira dessas decisões encontra-se no seu compromisso de estabelecer um paralelismo direto entre formalismo matemático e conceitos físicos. A não ser em razão dessa visão específica da ciência, e visão do próprio mundo, nada justificaria sua atitude tão livre e até mesmo pragmática com a qual dispôs lado a lado elementos matemáticos e físicos, possível à medida que não existia uma correlação tão forte quanto aquela estabelecida através da teoria newtoniana com *algumas* estruturas matemáticas individuais, uma expectativa que ainda estava presente na visão dos cientistas durante o período da Teoria Quântica Tardia. Nesse sentido, deve-se perceber que, assim como havia acontecido na mecânica quântica, após a introdução da álgebra não comutativa, a teoria da relatividade geral, ao formular — antes da mecânica quântica — suas descrições com base em uma geometria não euclidiana, tornava-se o principal exemplo de como outros domínios da matemática poderiam ser utilizados na física, reforçando, com isso, as propostas de Dirac em diversos momentos decisivos nos quais apresentou suas teorias; todavia, esta influência muito dificilmente seria percebida com uma análise voltada somente aos seus textos de ciência anteriores a este de 1939. Com efeito, é significativo perceber o quão importante era a teoria da relatividade, desde muito cedo, sobre o seu pensamento:

Quando a guerra acabou, havia um tremendo interesse em relatividade. Previamente eu ainda não tinha ouvido sobre ela absolutamente, e então havia esse tremendo interesse. O professor Broad, que é um professor de filosofia, deu um curso de leituras sobre o tema, que eu acompanhei... Broad estava em Bristol, ele falava sobre ela largamente do ponto de vista de um filósofo. Eu tentava apreciar [*appreciate*], mas eu não obtive muito sucesso em tentar apreciar filosoficamente. Mas eu aprendi de Broad os três sinais positivos e um sinal negativo, os quais tinham por base a teoria de Einstein. Eu vi que era realmente algo novo que eu nunca tinha pensado de minhas especulações sobre as relações entre espaço e tempo (Dirac, 1963).

O impacto de todas essas descobertas feitas no começo do século em torno da relatividade é certo que ecoaram profundamente em muitos dos seus trabalhos sobre quântica, mas, quando não diretamente, sempre de uma maneira mais ampla, às vezes por fraca analogia, como chegamos a discutir no caso da teoria da transformação, quando Dirac desenvolve sua ideia de obter uma descrição independente de qualquer representação matricial específica, assim como as leis da física deveriam ser independentes de um referencial inercial. O fato é que o sucesso das descobertas de Einstein com a teoria da relatividade, mais do que os seus próprios desenvolvimentos em teoria quântica, colocavam grandes expectativas a muitas outras áreas da ciência, mesmo dentro da física. De um lado, em razão de sua mudança com respeito ao modelo newtoniano, mas, de outro lado, como Dirac chama a atenção em sua apresentação, porque alterava a ideia de simplicidade entre matemática e física; a partir de então, sobretudo com a relatividade geral, as teorias poderiam ser extremamente complexas, sem fazerem disso uma razão para serem desconsideradas. Aliás, cabe uma pequena correção na abordagem feita por nós até agora. Nossa atenção tem se voltado, com muito mais ênfase, à teoria quântica, e, com isso, pouco temos falado sobre a teoria da relatividade, sobretudo porque a teoria quântica seguiu uma história certamente mais tortuosa, mas isso não significa que os estudos em relatividade tenham menos importância em comparação com a quântica, muito pelo contrário. De fato, ainda no começo do século, Sommerfeld (1916) havia apresentado sua teoria da estrutura fina do átomo; não muito tempo depois, Pauli (1927), ainda que não tenha chegado a uma quântica relativística, conseguiu elaborar os aspectos relativísticos⁹ necessários a fim de obter o seu conjunto de matrizes bidimensionais e, desse modo, exibir as propriedades do *spin* eletrônico; e, no ano seguinte, Dirac faria a apresentação

9. Nesse caso, vale trazer novamente a observação de Jammer (1966, p. 138): “De fato, foi a forte convicção de Pauli na absoluta validade da teoria da relatividade que o fez rejeitar o núcleo ‘ortodoxo’ da teoria e portanto preparar o caminho para a concepção do *spin*”.

da equação de movimento do elétron, mostrando claramente quais proposições relativísticas sua teoria deveria satisfazer. Assim, todos esses desenvolvimentos anteriores envolvendo a relatividade especial, como vimos, têm grande relevância na construção da equação do elétron feita por Dirac. Além disso, podemos dizer que as posturas de Dirac e de Pauli, em grande medida, se aproximam com relação à maneira como ambos compreendem o papel dado às novas estruturas matemáticas; contudo, para Dirac, a influência da relatividade vai além de ser uma estrutura no interior das teorias, pois, como vimos nesses textos seus mais tardios, ela era importante, sobretudo, porque indicava como proceder cientificamente, isto é, uma vez que o formalismo poderia se tornar complexo, o cientista deveria se apoiar em algum fio condutor, em seu caso, a busca por elementos como simetria e beleza.

Com efeito, sua preocupação com o formalismo é uma constante ao longo de seus trabalhos, desde suas primeiras contribuições à quântica, mas especialmente após ter obtido sua versão da teoria da transformação. Neste caso, tal aspecto havia se mostrado metodologicamente relevante pois algumas decisões específicas com respeito à notação, como destacamos em nossa parte histórica, foram essenciais para que encontrasse uma *apresentação* original, mas esta diferença era igualmente relevante para ele, cujo exemplo estava nas exposições de Born e de Schrödinger, as quais jamais foram somente versões distintas da mecânica quântica, por essa razão Dirac não estava rerepresentando os desenvolvimentos encontrados por Jordan, pois as vantagens de exposição eram decisivas ao sucesso de uma teoria: a partir deste momento, tão importante quanto chegar a um resultado seria *como fazê-lo*. Com efeito, esse procedimento será absolutamente central em sua exposição da equação de movimento do elétron, visto que esta não era uma teoria de simples — efetivamente tratava-se de um conjunto de equações diferenciais acopladas através de um formalismo quadridimensional de matrizes —, mas poderia ser

conduzida de modo bastante claro e mesmo elegante. A este segundo caso, podemos atribuir com exatidão suas ideias sobre o princípio de beleza. Na visão de Dirac, tal maneira de perceber as teorias, frente a possibilidade de os trabalhos se desenvolverem de modo bastante complexo, apontava um caminho à superação desse obstáculo, porém, apenas se o pesquisador fosse capaz de manter certa harmonia em seus desenvolvimentos, logo, dependia do *engenho* do cientista, aproximando-o do artista. Com isso, se, de um lado, as estruturas formais, agora essencialmente tudo o que fosse oferecido pela matemática, ficavam à disposição do físico, de outro lado, a sua possibilidade de criação chegava a um grau de indeterminação elevadíssimo, uma vez que o cientista não conhece quais são as regras da natureza, não em sua completude, por isso deve supor e *intuir* como deve proceder em sua própria pesquisa. De algum modo, podemos dizer que essa perspectiva exige uma postura crítica do cientista com relação às teorias, uma vez que ele não pode simplesmente aplicar as leis que julga conhecer a respeito da natureza, mas deve considerar se a estrutura matemática que está utilizando poderá expressar esse conhecimento ao qual se pretende chegar, e se é a melhor para isso. Nessa direção, podemos comparar o grande nível de complexidade a que chegavam os trabalhos feitos em Göttingen e Copenhague, apoiados sobretudo nos postulados de Bohr, os quais, em certa medida, eram uma analogia com as leis de Newton mas sem a introdução de uma nova estrutura matemática; com o rápido e convincente desenvolvimento da mecânica quântica, quando os autores desta decidiram fazer uso de uma álgebra não comutativa. Contudo, ainda que tais ideias sobre beleza teórica possam ter sido debatidas, jamais formariam uma nova escola de pensamento, não obstante o grande alcance de sua influência através de seu único resultado, as próprias teorias de Dirac, seja inegável.

Desse modo, neste trabalho de 1939, além de expor alguns dos seus posicionamentos filosóficos, outra discussão muito rara nesse período, Dirac começa a direcionar seu

interesse para áreas mais amplas da física, como a cosmologia, não se restringindo, portanto, apenas à TQC, onde ele certamente havia dado algumas das suas mais importantes contribuições. De fato, o princípio de beleza defendido por Dirac, mesmo que tenha se mostrado fundamental em sua construção da equação relativística do elétron, não poderia, de modo algum, ser estendido a toda a mecânica quântica, menos ainda para a TQC, sobretudo tendo em vista que a discussão sobre a presença dos infinitos, a qual nesse momento se aprofundava, fazia uso de desenvolvimentos nem um pouco elegantes, tais como o método de renormalização. Não que Dirac não tenha buscado apresentar uma solução nessa direção, como devemos encontrar em (Dirac, 1934d), uma exposição cujo fio condutor será essencialmente a exigência de elementos de simetria aplicados à teoria do buraco¹⁰. De fato, com base em toda a análise dos trabalhos de Dirac, feita em nossa parte histórica, é quase impossível dissociar no interior de sua abordagem, de um lado, todas essas escolhas acerca do formalismo e, de outro lado, o conteúdo tratado em seus artigos. No entanto, e este talvez seja um dos pontos mais importantes a serem considerados, dessa vez, com relação ao pensamento de Thomas Kuhn, as escolhas realizadas pelos pesquisadores individualmente, não obstante tenham influência dentro da comunidade científica, não estabelecem um compromisso arbitrário entre os cientistas. Não por outra razão, ainda que tenha obtido a maior parte de suas teorias mantendo fixa sua visão específica da ciência, isso não será o suficiente para evitar que a influência de seus trabalhos seguintes se reduza drasticamente. Com efeito, quando discutimos o seu artigo “Interpretação Física da Mecânica Quântica” (Dirac, 1942), vimos que, em sua defesa dos pressupostos da teoria do mar de elétrons, ele continua, sem dúvida, a fazer uso de vários dos argumentos apresentados no texto que acabamos agora de analisar, em particular, apoia-se no princípio de beleza — sem aprofundar-se sobre esse tema —

10. Cf. nossa Seção 2.2.1 anterior.

e na introdução de um universo hipotético simétrico. Contudo, tanto a sua mudança de interesse em direção à cosmologia, quanto sua tentativa de fazer desses princípios gerais um método de investigação científica, poderão ser encontrados *dois anos antes*, em (Dirac, 1937a), num curto texto publicado pela revista *Nature*, trabalho de divulgação assim como os anteriores, mas certamente o mais propositivo dentre todos os analisados até esse momento, no qual ele havia indicado algumas dessas suas ideias mais gerais com respeito à perspectiva futura dos trabalhos em física teórica. De fato, trata-se de uma carta, publicada em 20 de fevereiro de 1937, com o nome “As Constantes Cosmológicas”, na qual Dirac discute a correlação entre todas as constantes conhecidas na física:

As constantes fundamentais da física, tais como c a velocidade da luz, h a constante de Planck, e a carga e m massa do elétron, e assim por diante, fornecem um conjunto de unidades absolutas para medições de distância, tempo, massa etc. Há, entretanto, muitas dessas constantes do que são necessárias para esse propósito, com o resultado de que certos números adimensionais podem ser construídos delas. O significado desses números tem atraído muito interesse em tempos recentes, e Eddington elaborou uma teoria para calcular cada um deles de modo puramente dedutivo. Os argumentos de Eddington não são sempre rigorosos, e, enquanto forneçam o sentimento de que eles são provavelmente corretos substancialmente no caso de pequenos números (a constante recíproca da estrutura fina hc/e^2 e a taxa entre a massa do próton e a do elétron), os grandes números, nomeadamente, a taxa entre as forças elétrica e gravitacional entre elétron e próton, que é aproximadamente 10^{39} , e a taxa entre a massa do universo e a massa do próton, que é aproximadamente 10^{78} , são tão enormes que nos fazem pensar que algum tipo inteiramente diferente de explicação é necessária para eles (Dirac, 1937a, p. 323),

desse modo, ele considera a possibilidade de aproximar, ou melhor, de superar essas grandes diferenças entre as escalas atômica e astronômica (Dirac, 1937a, p. 323):

De acordo com as teorias cosmológicas correntes, o universo teve um começo a aproximadamente 2×10^9 anos atrás, quando todas as espirais nebulosas foram expulsas de uma pequena região do espaço, ou talvez de um ponto. Se expressarmos este tempo, 2×10^9 anos, em unidade fornecida pelas constantes atômicas, digamos a unidade e^2/mc^3 , obtemos um número aproximadamente de 10^{39} . Isto sugere que os grandes

números acima mencionados devem ser reconhecidos não como constantes, mas como simples funções de nossa época presente, expressada em unidades atômicas. Podemos tomar como um princípio geral que todos os grandes números da ordem 10^{39} , 10^{78} ... surgidos em geral na física teórica são, fora simples coeficientes numéricos, apenas igual a t , t^2 ..., onde t é a época presente expressa em unidades atômicas. Os simples coeficientes numéricos ocorrendo aqui devem ser determinados teoricamente quando tivermos uma compreensiva teoria cosmológica e atômica. Desse modo, evitaremos a necessidade de uma teoria para determinar números da ordem de 10^{39} .

Essa proposta é tão original, em vista de tudo o que temos discutido em nosso trabalho, que somos obrigados a apresentá-la completamente, a fim de compreender todos os passos envolvidos nessa argumentação; todavia, observe que essas abordagens estavam em voga nessa época, assim como descreve Schweber (1994, p. xxxvi): “Heisenberg em 1938 notou que as revoluções da relatividade especial e da mecânica quântica estavam associadas com parâmetros dimensionais fundamentais: a velocidade da luz, c , e a constante de Planck, h . Estas delineavam o domínio da física clássica. Ele propôs que a próxima revolução estaria associada com a introdução de uma unidade fundamental de medida que delinearía o domínio no qual os conceitos dos campos e interações locais seriam apreciáveis”. O fato é que, retrospectivamente, essas propostas são bastante especulativas, e esta feita por Dirac, na época em que foi apresentada, seria acusada inclusive de “não ser um método científico”, ao que Dirac responderia, num suplemento da própria *Nature*, no dia 12 de junho do mesmo ano, da seguinte maneira:

Em seu artigo na *Nature* do dia 8 de maio, o Dr. H. Dingle criticou minha carta à *Nature* de 20 de fevereiro, com o fundamento de que ela se afasta do método científico galileano de construção teórica de ajustes observacionais. O desenvolvimento bem sucedido da ciência requer um balanço apropriado a ser mantido entre o método de construção das observações e o método de dedução pura da razão de pressupostos especulativos, e penso que minha carta satisfaz esta condição; mas como ela foi escrita muito concisamente, eu gostaria de reformular os principais pontos do argumento em uma forma que traga sua base observacional ao primeiro plano, essencialmente independente da teoria cosmológica (Dirac, 1937b, p. 1001).

Ao formular sua resposta, Dirac, lista, evidentemente, uma série de pressupostos teóricos e experimentais, tais como o desvio para o vermelho nas nebulosas, o qual havia acabado de ser observado nessa época, mas dificilmente deverá ter convencido seu interlocutor de que era possível levar adiante a discussão nesses termos, até mesmo porque a cosmologia é uma das áreas mais complexas de todo o conhecimento científico. De qualquer modo, a polêmica em si é interessantíssima, pois, ao contrário de todos os seus desenvolvimentos anteriores, sempre apoiados em construções matemáticas extremamente precisas, aliadas a descrições conceituais e deduções surpreendentes, para não dizer quase mágicas, Dirac revela nesta discussão um compromisso que, sem dúvida, sempre esteve presente em todos esses seus trabalhos, mas talvez poucas vezes tenha sido notado, a saber, o de articular todos os elementos *existentes* de maneira elegante, do qual ele talvez nunca se desfez por toda a vida¹¹. Sem dúvida, podemos associar grande parte de toda a polêmica que girava em torno da teoria do buraco ao fato de sua construção levar adiante uma série de pressuposições com base apenas no que ele chama aqui de “dedução pura da razão”. Realmente, poucos momentos poderiam obrigá-lo a exibir uma definição clara de ciência, a não ser quando acaba de ser acusado de não adotar um procedimento científico.

Com essas considerações acerca de sua concepção geral da ciência, trouxemos elementos fundamentais a fim de compreender algumas decisões tomadas por Dirac ao elaborar suas teorias e, ao mesmo tempo, percebemos sob que medida estas afastavam-se dos problemas centrais discutidos no final da década de 1930. De fato, as ideias com as quais seria aberto um novo caminho a fim de enfrentar os diversos obstáculos acerca dos infinitos, nesse momento, permaneciam à sombra das teorias de Dirac, somente quando

11. “Para Dirac, beleza e simplicidade eram também fatores importantes em sua avaliação dos trabalhos de outras pessoas. Ele permaneceu sem se convencer dos procedimentos de renormalização de Feynman, Schwinger e Dyson, porque a teoria que forneciam não satisfazia esses critérios” (Schweber, 1994, p. 70).

a confiança nestas últimas fosse reduzida, aquelas poderiam ser melhor compreendidas. Na próxima seção, iremos discutir como é possível uma tal mudança de perspectiva.

3.3 Declínio das Teorias de Dirac

Na discussão feita há pouco em nossa seção anterior, vimos de que maneira alguns compromissos mais amplos dos pesquisadores podem influenciar diretamente nas análises de uma área da ciência, para além das considerações específicas sobre os conceitos envolvidos na construção de uma teoria. Apesar de outros aspectos serem tão ou mais fundamentais com relação à força de um paradigma, perceber tais compromissos é essencial porque a avaliação geral de uma comunidade científica com respeito a um conjunto teórico certamente é o indício mais significativo para, no mínimo, determinarmos quando um paradigma se estabelece. Não obstante tenhamos nos concentrado em apenas um único cientista, nem por isso nossa conclusão torna-se menos geral. Com efeito, quando a equação relativística do elétron foi proposta em artigo por Dirac, é fato que surpreendeu a todos os pesquisadores, até os mais experientes, sobretudo em razão do grande número de explicações teóricas e experimentais deduzidas através deste novo formalismo. Logo, como temos afirmado em vários lugares deste capítulo, se a ideia de paradigma possui relação direta com a influência de uma teoria sobre os cientistas, não haveria dúvidas de que esta equação gerou um tal nível de confiança a ponto de ter se transformado em um paradigma científico. Além disso, ainda que um exame com base no ponto de vista de outros pesquisadores nos revelasse uma confiança maior ou menor se comparada com aquela exibida por Dirac, pouco mudaria nossa análise anterior, uma vez que a percepção deste ou de outro cientista, mesmo se alguém de grande prestígio na época, deverá nos mostrar apenas o quanto este mesmo posicionamento se afasta ou

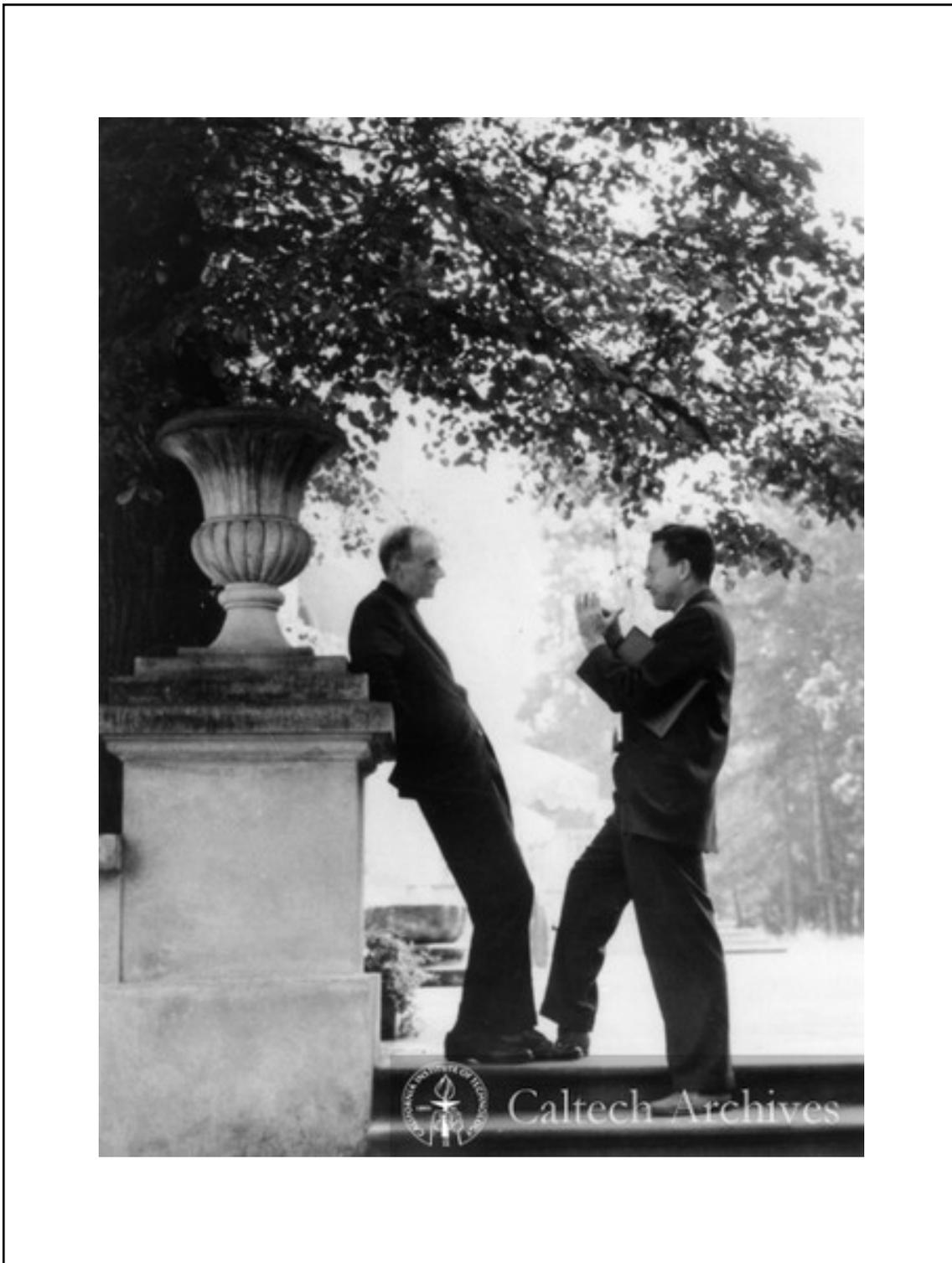


Figura 3.1 Richard Feynman conversando com Paul Dirac na Conferência de Warsaw, (Foto tirada em julho de 1962, domínio público, fonte: imagem de arquivo da Caltech, obtida em calisphere.org).

se aproxima do *consenso geral* atingido pelo grupo de especialistas de uma determinada área, e este último tipo de acordo é o mais importante para nós. Foi justamente isso o que vimos ao final da seção anterior, ao percebemos que Dirac, confiando sobretudo em ideias pessoais e mesmo sabendo estar introduzindo conceitos, às vezes, muito diferentes daqueles usualmente utilizados pelos cientistas, teve grande êxito em mostrar a estes a necessidade de um redirecionamento das pesquisas em TQC, modificando, assim, a percepção geral de toda comunidade científica. Com isso, identificamos quando e por quais razões as teorias de Dirac se transformaram em paradigma, ao qual devemos associar, por consequência, um período de ciência normal. Assumindo, portanto, que esta perspectiva de Dirac tenha se tornado predominante, mas, ainda assim, não tenha sido aceita unanimemente pelos pesquisadores, as críticas divergentes nesse período de ciência normal, porém, devem encontrar enorme dificuldade para conseguir mudar o *status*, por assim dizer, desse paradigma, pois, como sugere Thomas Kuhn, especialmente na ausência de um novo candidato a paradigma, não há como simplesmente recusar o existente, mesmo com o acúmulo de um grande número de questionamentos dirigidos a este. Sem dúvida, nesta última seção de nosso trabalho perceberemos que, até mesmo depois de a equação do elétron ter se mostrado incapaz de descrever um fenômeno experimental diretamente relacionado com suas explicações, muitos pesquisadores não conseguiram enxergar num tal fato motivo suficiente para recusarem o paradigma, nesse caso, as teorias de Dirac. Concentramo-nos, até agora, em determinar quando e sob quais condições surgiu este paradigma, deste ponto em diante mostraremos qual foi sua efetiva influência e o limite desta sobre o pensamento geral dos pesquisadores e, por conseguinte, aos rumos da TQC.

3.3.1 Antes da Revolução

Como acabamos de afirmar, não há dúvidas de que a equação relativística do elétron, na época em que foi publicada, marcou profundamente a opinião dos cientistas, em particular, “supreendeu os físicos quânticos muito [*quite a lot*]” (Mehra, 2001i, p. 1060). Comentamos a recepção de Heisenberg, por exemplo, mas, quase meio século depois, o físico e historiador da ciência Abraham Pais chegaria a dizer o seguinte acerca desse trabalho: “A equação de onda relativística do elétron se posiciona entre os mais altos desenvolvimentos do século vinte na ciência” (Pais, 1988, p. 290). Além de alterar a percepção geral dos pesquisadores, produzindo nestes, especialmente no começo, grande confiança na acurácia dos resultados obtidos pela teoria, podemos ainda citar outros elementos que ajudam a exibir o caráter paradigmático cada vez mais forte em torno dos desenvolvimentos feitos por Dirac. O primeiro é a segurança demonstrada pelo próprio autor¹² acerca de seus conceitos teóricos, sobretudo pela maneira como enfrentaria as profundas dificuldades, apontadas por Heisenberg, em adotar a ideia de um buraco no mar de elétrons como sendo um próton: “Dirac tinha fé [*had faith*] na correção de sua interpretação da equação de onda” (Mehra, 2001c, p. 693). O segundo, por sua vez, seria a capacidade desses trabalhos de redirecionar as pesquisas, especialmente aquelas conduzidas pelos cientistas mais reconhecidos dentro da física: “Após a publicação de Dirac da equação de onda do elétron em 1928, muitas pessoas continuaram seu estudo. Schrödinger mesmo ofereceu uma interpretação das propriedades do *spin* de uma partícula como ‘Zitterbewegung’ ” (Mehra, 2001h, p. 963); e quase todo o programa de pesquisa

12. Sobre esse aspecto específico do paradigma, Thomas Kuhn considera: “O homem que adota um novo paradigma nos estágios iniciais de seu desenvolvimento frequentemente adota-o desprezando a evidência fornecida pela resolução de problemas. Dito de outra forma, precisa ter fé na capacidade do novo paradigma para resolver os grandes problemas com que se defronta, sabendo apenas que o paradigma anterior fracassou em alguns deles. Uma decisão desse tipo só pode ser feita com base na fé” (Kuhn, 1970, p. 201)

realizado nessa época a fim de obter a quantização dos campos seria igualmente influenciado: “A teoria de Dirac do elétron relativístico forneceu novos estímulos aos esforços de Heisenberg e Pauli (e outros) sobre a teoria quântica dos campos relativística” (Mehra, 2001i, p. 1068), não obstante neste último caso as dificuldades não tardassem a surgir. Ainda, um terceiro elemento para o qual gostaríamos de chamar a atenção, e que será de suma relevância para nossa pesquisa, é o forte impacto causado na área experimental: “Uma grande quantidade de esforço foi colocado durante os anos 1930 em trabalho espectroscópico para estabelecer a extensão do acordo dos dados observacionais com a predição da teoria de Dirac” (Schweber, 1994, p. 209). Portanto, somente nesse momento a ideia de uma “quântica relativística” começava, de fato, a despertar na comunidade científica um tipo de expectativa direcionada à necessidade e à capacidade individuais dessa teoria a fim de solucionar um conjunto específico de problemas na física, uma expectativa que a teoria quântica havia alcançado isoladamente a partir de sua mecânica e a relatividade especial, ainda bem antes, desde o seu começo, com os artigos de Einstein. Ademais, é interessante perceber que essa repercussão inicial se dá essencialmente pelo fato de a teoria ter conseguido rearticular a estrutura conceitual existente, pois sua construção não está ligada, nesse momento, com nenhum tipo de experimento para o qual só ela tenha tido sucesso em explicar, nem mesmo a equação trata, por enquanto, especificamente de alguma previsão a ser confirmada, aliás, devemos lembrar que a ideia do pósitron só surgirá anos mais tarde, conforme as discussões em torno da teoria do mar de elétrons se aprofundarem. Cabe observar, em particular, que hoje tem-se dado especial atenção ao artigo “A Teoria Quântica da Emissão e Absorção da Radiação” (Dirac, 1927d), publicado meses antes de a equação relativística do elétron ter sido entregue, sobretudo porque naquele trabalho encontra-se um conjunto de ferramentas utilizadas em todos os desenvolvimentos posteriores da TQC; nesse texto seria cunhado pela pri-

meira vez até mesmo o termo “eletrodinâmica quântica”. No entanto, curiosamente, seus desenvolvimentos não chegam a fazer uma abordagem relativística, como bem lembra Mehra (2001c, p. 688): “as dificuldades envolvidas eram tão grandes que Dirac achou proveitoso examinar uma aproximação que não fosse estritamente relativística. Como um sistema total, ele considerou um átomo interagindo com um campo de radiação”. De fato, como vimos em nossa análise dos textos seguintes à confirmação do Desvio Lamb, esse tratamento aproximativo é o primeiro passo escolhido rigorosamente em todos os trabalhos realizados até o final da década de 1940, e será o fio condutor da versão mais bem acabada da TQC elaborada por Freeman Dyson, mas é sintoma da grande mudança interpretativa pela qual a própria equação do elétron passaria, afinal, logo quando esta surgiu, acreditava-se ter chegado em soluções exatas, não aproximações, visão fortemente apoiada na demonstração da estrutura fina do elétron. Nossa tarefa a partir de agora, em certa medida, será a de compreender o que está envolvido nesse “recuo” com relação aos trabalhos de Dirac e, por conseguinte, com respeito ao lugar da equação do elétron no interior das pesquisas teóricas.

Nessa direção, um ponto menos discutido, mas essencial para determinarmos a razão pela qual uma teoria bem sucedida, como foram esses trabalhos de Dirac, cedeu lugar a um novo conjunto de ideias, é o de compreender a conjuntura na qual se formaram todos esses elementos paradigmáticos. Desse modo, por que as pesquisas não chegaram até uma versão consistente e capaz de oferecer um tratamento unificado entre a teoria da relatividade especial e a mecânica quântica antes de 1928? De tudo o que vimos até aqui, a peça central que levaria até a equação do elétron é, evidentemente, a teoria da transformação. A influência desta última, seja com relação à avaliação pessoal feita por Dirac sobre a equação de Klein-Gordon, seja em razão do forte compromisso que ele havia assumido com os fundamentos dessa teoria quântica, foi decisiva para os trabalhos de

1928. Contudo, deve-se perceber que, no caminho contrário, o sucesso da teoria da transformação colocava em evidência um segundo aspecto tão logo foi encontrada, qual seja, nenhuma perspectiva de uma quântica relativística surgiu a partir disso ou, em outras palavras, não obstante todo o refinado formalismo presente na teoria de Jordan/Dirac, tem-se um problema que resiste até mesmo no interior desses desenvolvimentos teóricos muito sofisticados. Com efeito, a procura de uma quântica relativística significava, ao mesmo tempo, realizar uma mudança de ponto de vista acerca dessa tarefa, uma vez que na época em que a equação do elétron foi obtida por Dirac, grande parte dos cientistas continuava, surpreendentemente, a fazer uso da equação de Klein-Gordon, ignorando sua dificuldade — rapidamente percebida por Schrödinger — em descrever a estrutura fina do átomo de hidrogênio. De modo geral, tal mudança foi exposta quando, em nosso capítulo anterior, consideramos a recepção de Dirac e dos demais fundadores da mecânica quântica acerca das duas décadas de pesquisas após o surgimento da proposta de quantização, em 1900, e da teoria da relatividade especial, em 1905. Em resumo, as múltiplas relações entre o papel dado à teoria frente às novas experiências levariam a geração de 1925 a recusar em suas pesquisas o ponto de vista predominante na época, mas, antes disso, vimos que importantes trabalhos combinando ideias quânticas/relativísticas haviam sido realizados, dentre os quais se destacam os feitos por Arnold Sommerfeld, seja pelo fato destes terem aparecido bastante cedo na física quântica, se comparados com os desenvolvimentos da mecânica quântica, seja pela grande influência deles acerca da correção das propostas de Bohr, das quais Sommerfeld fez uso, um fator importante porque se, de um lado, eles contribuíram para o estabelecimento das ideias de Bohr, de outro lado, por isso mesmo nos mostram ainda mais o significado da mudança defendida por Heisenberg, uma vez que, como sabemos, a mecânica quântica não explicava absolutamente os resultados de Sommerfeld. Não obstante a perspicácia de Heisenberg em denunciar

a inexistência de uma teoria unificada na quântica, o período da Teoria Quântica Tardia chegou a acordos entre experiência e teoria que serviram de apoio até mesmo à teoria da relatividade: “a precisão das medições de Paschen do espectro do hélio pareciam estar em perfeito acordo com a predição de Sommerfeld, e as descobertas anteriores de Michelson encontraram suas explicações. Incidentalmente, a confirmação de Paschen da teoria de Sommerfeld serviu também como uma confirmação indireta para a fórmula relativística de Einstein da dependência da velocidade da massa inercial” (Jammer, 1966, p. 95). Outro aspecto que demonstra a força alcançada, no interior da comunidade científica, de todos esses resultados anteriores à mecânica quântica e, por conseguinte, da maneira específica de fazer e de pensar ciência nesse período, é o fato de que esses trabalhos de Sommerfeld, reunidos em seu livro chamado *Atombau und Spektrallinien*, serviriam de base à formação de praticamente toda a geração seguinte de cientistas¹³: “Este livro, um clássico na teoria quântica tardia e de longe o texto mais lido na época, se originou das leituras de Sommerfeld sobre modelos atômicos durante 1916/1917 na Universidade de Munique” (Jammer, 1996, p. 94). A influência sobre a formação de Dirac, em particular, justificava inclusive seu esforço em ler o texto no original:

Kuhn: Você se lembra de algum livro que você lia nesse período?

Dirac: Sommerfeld era o principal livro. *Stombau and Spectrallinien* do Sommerfeld.

Kuhn: Você leu aquele em alemão. Havia uma tradução em inglês.

Dirac: Era uma tradução em inglês, mas ela não era muito boa. Eu acho que li em alemão. Eu tinha lido um pouco de alemão na escola e havia me tornado em certa medida não muito bom. Ainda, com a ajuda

13. Thomas Kuhn, em *A Estrutura*, destaca a grande importância dos manuais à construção da imagem de ciência dos pesquisadores, especialmente quando um paradigma encontra-se bem estabelecido: “A investigação histórica cuidadosa de uma determinada especialidade num determinado momento revela um conjunto de ilustrações recorrentes e quase padronizadas de diferentes teorias nas suas aplicações conceituais instrumentais e na observação. Essas são os paradigmas da comunidade, revelados nos seus manuais, conferências e exercícios de laboratório. Ao estudá-los na prática, os membros da comunidade considerada aprendem seu ofício” (Kuhn, 1970, p. 67).

do dicionário, eu era capaz de acompanhar e gradualmente me tornar mais fluente nele (Dirac, 1963).

Dessa maneira, a questão de se conseguir uma teoria unificada em torno de todos os desenvolvimentos relacionados simultaneamente com a física quântica e com a relatividade especial não se configura enquanto tal, isto é, as pesquisas avançavam à medida que descobriam seus resultados, ainda que isoladamente, e os já discutidos princípios da correspondência e adiabático, por fim, retiram do horizonte dos cientistas a busca por uma teoria quântica relativística. Paradoxalmente, com o sucesso das ideias iniciais de Heisenberg, levadas adiante com a construção da mecânica quântica, tornava-se evidente o fracasso desta última em descrever experimentos relativísticos tais como a própria estrutura fina. Schrödinger, como discutimos, tentou inicialmente aplicar sua equação quântica relativística exatamente a este caso e, como não obteve sucesso, limitou sua teoria ao domínio não relativístico, assim como sempre foi desde o início a versão matricial. Ainda com relação à estrutura fina do átomo, em particular, não apenas o fato de ter sido explicada pela equação relativística de Dirac mas, sobretudo, a maneira como essa explicação foi encontrada, é outro aspecto a ser considerado, pois a equação do elétron não foi construída para resolver esse problema especificamente e, sobretudo, essa articulação — entre uma experiência conhecida e a nova teoria — *não* seria encontrada por Dirac, mas por outros cientistas. Todos esses fatores, por sua vez, nos ajudam a compreender por qual razão a equação relativística do elétron rapidamente seria reconhecida como um desenvolvimento extraordinário, uma vez que, conforme superava problemas ainda não resolvidos anteriormente por importantes pesquisadores da época, mesmo após a publicação da teoria da transformação, ela satisfazia a expectativa dos cientistas originada com a mecânica quântica de encontrar uma teoria geral e possivelmente unificada. Observe, em especial, o fato de não estarmos ainda levando em consideração a força que

a teoria passaria a ter em vista do sucesso posterior de suas previsões, sobretudo com a descoberta do pósitron, exatamente porque queremos chamar a atenção para todos os compromissos assumidos pelos cientistas para o estabelecimento desta, essenciais para que as próprias pesquisas tenham continuidade apesar dos grandes obstáculos, entre os quais estava, por exemplo, a cada vez mais complexa interpretação conceitual elaborada por Dirac, mas que, neste caso, sim, o levaria a considerar a existência do pósitron, antes mesmo de qualquer indicação experimental ter sequer sido sugerida nessa direção.

O segundo aspecto a se delinear com esse processo, por consequência, é o escopo da quântica relativística, uma especialização cujo papel se tornará central para nossa compreensão do surgimento dos problemas anômalos na TQC. Com efeito, caso consideremos a teoria da relatividade especial e a teoria quântica como os dois pilares da equação relativística do elétron, ambas, segundo a perspectiva de Thomas Kuhn, desenvolvidas através de processos revolucionários equiparáveis ao nascimento da teoria newtoniana¹⁴, a existência de uma teoria quântica relativística, por oposição, limita os domínios individuais de ambas, uma vez que, em larga medida, os problemas *puramente* quânticos passariam a ser classificados como não relativísticos, sobretudo após o surgimento da teoria da transformação, antes disso uma tal separação possivelmente não faria sentido. Não obstante a teoria quântica, como chegamos a discutir em nossos capítulos anteriores, exija, em razão de sua complexidade histórica, uma análise bastante específica a fim de se determinar de que modo seus elementos conceituais significaram uma ruptura com a física clássica, para esta parte de nosso trabalho basta chamar a atenção ao fato de que a mecânica quântica, um desenvolvimento avançado do paradigma quântico, se quisermos, não obteve sucesso em descrever fenômenos relativísticos, portanto,

14. “Não é por acaso que a emergência da física newtoniana no século xvii e a da relatividade e da mecânica quântica no século xx foram precedidas e acompanhadas por análises filosóficas fundamentais da tradição de pesquisa contemporânea” (Kuhn, 1970, p. 120).

seus problemas se restringiam àqueles nos quais só existem partículas com velocidades muito baixas quando comparadas com a da luz. A teoria da relatividade, como se sabe, nesse limite de velocidades muito baixas, não deve se diferenciar da teoria clássica, tendo pouca ou nenhuma influência em tais problemas. Desse modo, estas duas restrições determinam a região de atuação da TQC, a saber, aquela na qual é preciso considerar os fenômenos quânticos e relativísticos *simultaneamente*, em outras palavras, a TQC não busca resolver problemas já solucionados isoladamente — ou que devem sê-lo — pela relatividade especial ou pela mecânica quântica. Ainda que estas observações, em geral, passem despercebidas nas análises históricas usuais, talvez por serem bastante evidentes em si mesmas, estamos, de certo modo, diante de uma situação tão importante quanto o surgimento dos trabalhos de Maxwell, pois análoga a estes, nos quais a ideia era compreender simultaneamente as teorias elétrica e magnética sob um mesmo ponto de vista, por isso é interessante perceber como Thomas Kuhn trata o eletromagnetismo em seus estudos. De fato, em *A Estrutura*, sempre que aborda a formação paradigmática neste último caso, seja dos desenvolvimentos acerca da eletricidade, seja das equações de Maxwell, sua discussão concentra-se no conjunto de problemas direcionado por cada uma dessas estruturas teóricas individualmente, tornando-se, ao que parece, indiferente o fato de que estas equações se relacionem diretamente com a eletricidade, e, nesse sentido, busquem compreender a teoria elétrica e magnética em conjunto. Quando discute o desenvolvimento da eletricidade, por exemplo, ele considera que a “história da pesquisa elétrica na primeira metade do século XVIII proporciona um exemplo mais concreto e melhor conhecido da maneira como uma ciência se desenvolve antes de adquirir seu primeiro paradigma universalmente aceito” (Kuhn, 1970, p. 33) e, desse modo, conclui que “essa teoria podia e de fato realmente proporcionou um paradigma comum para a pesquisa de uma geração subsequente de ‘eletricistas’” (Kuhn, 1970, p. 35). Mais adiante

no livro, quando volta a discutir as dificuldades envolvidas nos trabalhos de Maxwell relacionadas com o éter, Thomas Kuhn (1970, p. 102) chega a afirmar o seguinte:

O próprio Maxwell era um newtoniano que acreditava que a luz e o eletromagnetismo em geral eram devidos a deslocamentos variáveis das partículas de um éter mecânico. Suas primeiras versões de uma teoria da eletricidade e do magnetismo utilizaram expressamente as propriedades hipotéticas que ele atribuía a esse meio. Essas propriedades foram retiradas da versão final, mas Maxwell continuou acreditando que sua teoria eletromagnética era compatível com alguma articulação da concepção mecânica de Newton. Desenvolver uma articulação adequada tornou-se um desafio para Maxwell e seus sucessores.

Não é, portanto, o paradigma da eletricidade que deve ser confrontado com as dificuldades acerca do éter, mas o próprio eletromagnetismo, assim, o fracasso neste caso pouco deve alterar o sucesso anterior do paradigma fornecido pela teoria elétrica. Tal análise, é claro, só é possível em vista da especificação dos problemas em cada uma dessas situações, uma classificação fundamental ao longo de toda a *A Estrutura*, como discutimos ainda no início deste capítulo. Aqui, em nosso trabalho, adotaremos uma postura semelhante, isto é, devemos nos concentrar nas questões historicamente relevantes para o desenvolvimento da TQC, e a relação desta com as teorias ou com os paradigmas anteriores deve ser compreendida na medida em que possa nos ajudar a delimitar as consequências e especificidades dos problemas relativos exclusivamente à própria TQC. Nesse sentido, são características tais como sua influência na elaboração e na resolução de problemas e a confiança colocada pelos cientistas nessa estrutura teórica, questões muito discutidas e centrais na maior parte de nossa argumentação até esse momento, os fatores mais relevantes em nossa pesquisa como um todo.

A especialização em torno de um conjunto de problemas, logo, é uma das primeiras diferenças relevantes entre a teoria da transformação e a equação relativística do elétron, considerando o papel desempenhado por cada uma dessas no interior das pesquisas em

física, diferença que ainda *não* havia se tornado evidente em nossa parte histórica. Com efeito, até mesmo do ponto de vista metodológico, a teoria da transformação foi uma referência essencial para Dirac em sua discussão sobre quântica relativística; contudo, esta última efetivamente tinha um horizonte de problemas não apenas específico mas que atingia um número muito maior de pesquisadores e, desse ponto de vista, ampliava significativamente sua importância se comparada com a da teoria da transformação. Como temos afirmado, entre as principais consequências originadas com o estabelecimento de um paradigma está sua capacidade de separar com muita precisão um conjunto de problemas para os quais apenas ele está apto a resolver, classificando, por conseguinte, os demais como pertencentes a outro domínio ou mesmo como sendo não científicos. Desse modo, os pesquisadores, em um período de ciência normal, deverão obter um número crescente de dados e discussões teóricas em torno desse conjunto particular de estudos orientados pelo paradigma. Ainda que, geralmente, tais períodos possam se prolongar por muito tempo, somente através de um processo elaborado e reelaborado dentro de sua dinâmica interna, como defende Thomas Kuhn, poderão surgir mudanças, em grande ou pequena escala, com relação aos fundamentos desse mesmo paradigma. Por essa razão, antes de começar a discutir o período de crise pelo qual os trabalhos de Dirac passarão mais tarde, devemos identificar como se aprofunda esta especialização acerca da TQC.

Nesse sentido, cabe observarmos dois aspectos relativos ao lugar ocupado pelas explicações obtidas com a equação de movimento do elétron e, posteriormente, com a teoria do mar de elétrons, a saber, se, de um lado, elas reduziam o seu conjunto de problemas, não obstante muitos fossem de grande interesse para quase toda a comunidade de cientistas, de outro lado, tais explicações só ganhavam uma tal importância na medida em que as próprias teorias da transformação e da relatividade especial haviam alcançado grande precisão e sucesso em seus resultados individuais. De outro modo, o

fato de estas duas últimas não terem conseguido estender suas atuações uma sobre a outra é fundamental, uma vez que isso delimitava a criação de uma terceira região que, por fim, exigiria uma nova teoria. Assim como destacamos em nossa parte histórica, a teoria quântica, ou a mecânica quântica, em razão de seu complexo caminho, apenas sofreria críticas com relação às suas dificuldades internas em obter explicações relativísticas após a equação de movimento do elétron ter sido publicada e, sobretudo, com a análise feita por Dirac acerca da equação de Klein-Gordon. A interpretação dos estados de energia negativa, por exemplo, jamais foi uma exigência da quântica e a decisão final de Schrödinger de apresentar somente uma versão não relativística da mecânica quântica não conseguiu, na prática, impedir a reintrodução da equação de Klein-Gordon nas análises de muitos outros cientistas, ainda que essa equação fosse, na verdade, exatamente a mesma abandonada anteriormente por Schrödinger. A teoria da relatividade, do mesmo modo, não trazia em seus postulados quaisquer considerações quânticas, ainda que não estivesse em contradição com estas, outro ponto igualmente relevante porque, como vimos em nosso primeiro capítulo, Einstein conhecia profundamente a proposta de quantização feita por Max Planck e havia realizado contribuições decisivas para uma certa mudança de rumos da teoria quântica. Os seus principais trabalhos em quântica, a exemplo do efeito fotoelétrico, ajudaram a promover uma visão mais próxima da atitude consolidada no período descrito por nós como Teoria Quântica Tardia; contudo, durante os anos de elaboração da mecânica quântica, a teoria da relatividade geral certamente ocuparia mais o pensamento de Einstein do que qualquer outra discussão. Dirac, afinal, com suas críticas à equação de Klein-Gordon, apontava tanto para este desenvolvimento isolado da teoria da relatividade especial quanto para as dificuldades internas da mecânica quântica sobre temas relativísticos. Portanto, ainda que tais diferenças não tenham sido um obstáculo ao surgimento de trabalhos em quântica relativística *antes*

de a equação de movimento do elétron ter sido apresentada, como os de Sommerfeld, existem algumas diferenças profundas com relação ao contexto no qual esses problemas quântico relativísticos são considerados, uma vez que, assim como havia acontecido muito claramente com a descrição da estrutura fina do átomo, todas as pesquisas em quântica relativística seriam consideradas casos particulares com os quais as teorias de Dirac se confirmavam; portanto, assim como a teoria quântica havia agrupado em torno de si o conjunto anteriormente disperso de teorias e experimentos quânticos, agora a equação relativística do elétron e a teoria do buraco faziam o mesmo com relação ao conjunto que ainda não havia encontrado lugar nos trabalhos anteriores da mecânica quântica. Desse modo, não obstante o papel central da mecânica quântica e da relatividade especial para o surgimento da TQC, devemos concentrar nossa atenção sobretudo nos elementos paradigmáticos relacionados apenas com esta última, a fim de compreender como eles influenciaram e coordenaram as pesquisas. Sem dúvida, insistimos nesse aspecto porque são justamente tais elementos, mais do que quaisquer outros, que, em nosso trabalho, nos ajudarão a reinterpretar a mudança ocorrida na física teórica a partir da segunda metade da década de 1940.

Com essas considerações, podemos começar a discutir de que maneira a equação relativística do elétron responde e organiza as perguntas delimitadas agora sob o seu escopo teórico. As primeiras explicações conceituais exibidas diretamente por Dirac logo nos dois primeiros artigos de 1928, como vimos em outros lugares, é bastante impressionante: “a equação de Dirac para um elétron se movendo em um campo de Coulomb automaticamente garantia a variação correta da massa, *spin*, momento magnético e as correspondentes interações *spin*-órbita” e, do mesmo modo, as soluções relativísticas dos níveis de energia da órbita eletrônica tinham “exatamente a mesma forma do resultado de Sommerfeld” (Schweber, 1994, p. 209). Com efeito, sua equação tratava de

problemas quântico relativísticos extremamente sofisticados, não completamente desconhecidos mas, em geral, solucionados através de propostas *ad hoc*, como havia sido a introdução do *spin* eletrônico. Desse modo, Dirac fornecia pela primeira vez um conjunto teórico consistente e, sobretudo, unificado para a descrição de todos esses problemas; todavia, a dedução numérica dos níveis da estrutura fina do átomo talvez tenha sido, nesse momento, a solução que mais contribuiu para o estabelecimento do caráter paradigmático dessa teoria, pois esta não foi construída com o objetivo de resolver aquele problema, nem foi seu autor a mostrar como fazê-lo. De fato, assim como discutimos nos capítulos anteriores, seria o próprio físico alemão Walter Gordon — um dos pesquisadores associados com a equação de Klein-Gordon — e o físico inglês Gaston Darwin, independentes um do outro, os responsáveis pela descrição da estrutura fina a partir dos trabalhos recém-publicados de Dirac. A solução rapidamente obtida por estes dois pesquisadores exibe o caráter paradigmático duplamente: a equação relativística poderia ser *aplicada* para resolver um conjunto específico de problemas e, no caminho inverso, este conjunto *pertencia* à uma teoria específica; apenas a tensão estabelecida entre o sucesso neste último caso e o fracasso naquele primeiro poderia levar até a ruptura com as teorias de Dirac. Com efeito, a diferença entre essas duas situações é essencial na classificação dos problemas científicos realizada por Thomas Kuhn, sobre a qual discutimos brevemente ainda no começo deste capítulo, especialmente com respeito aos que são investigados ao longo de um período de ciência normal. Com isso, apesar de não se tratar de uma classificação rígida, e um mesmo caso poderá, eventualmente, ter mais de uma característica sem levar a uma contradição, podemos utilizá-la para descrever *todos* esses problemas inicialmente identificados com a equação do elétron, classificando-os, em maior ou menor medida, como “aquela classe de fatos que o paradigma mostrou ser particularmente reveladora da natureza das coisas” (Kuhn, 1970, p. 46). Ou seja, esse primeiro conjunto

de explicações seria responsável por uma percepção imediata dos cientistas não apenas da *correção* explicativa da equação do elétron mas, sobretudo, da existência de uma *correlação* entre todas as considerações quântica relativísticas, de modo geral solucionadas anteriormente através de estudos bastante específicos, até mesmo aqueles muito recentes, como os feitos por Pauli, sobre o qual falaremos mais adiante. Não seria exagero dizer que são essas mesmas explicações as mais relevantes com respeito às avaliações feitas pelos cientistas acerca desta equação ainda hoje; contudo, especialmente pelo fato de apenas acrescentar um novo tipo de solução a problemas, em grande medida, já resolvidos, um tal sucesso, em todos esses casos, está associado quase por completo ao caráter de quebra-cabeças apontado por Thomas Kuhn, isto é, a teoria expõe quais são as peças e como elas se encaixam em seu corpo teórico, gerando, a partir desse *reconhecimento*, a força, a precisão e a necessidade do paradigma. A segunda maneira pela qual devemos avaliar o significado desses trabalhos de 1928, será comparando-os diretamente com os desenvolvimentos mais próximos nessa época, dentre os quais o artigo de Pauli escrito em 1927 talvez seja o suficiente, pois neste seriam apresentados dois conceitos absolutamente centrais para a equação do elétron: as matrizes e o *spin*. De fato, em (Pauli, 1927) um conjunto de matrizes *bidimensionais* seria utilizado a fim de representar as operações que deveriam ser satisfeitas em vista de uma nova característica do elétron: o *spin*. A comparação mais detalhada entre os trabalhos de Dirac e Pauli, certamente, pode nos ajudar a caracterizar a situação das pesquisas nesse momento e, frente a isso, nos mostrar o quão original era a equação do elétron; mas para o nosso trabalho faremos apenas duas observações. A primeira é justamente o uso exaustivo que Pauli faz em seu trabalho tanto dos conceitos de mecânica quântica obtidos diretamente por Heisenberg e Schrödinger quanto da teoria da transformação, chamada por Pauli de a “formulação da mecânica quântica estabelecida por Jordan e Dirac” (Pauli, 1927, p. 602).

Como sabemos de nossa discussão relativa à versão de Dirac, foi através de um exame minucioso das transformações canônicas [*kanonische Transformationen*] que se tornou possível eliminar a ambiguidade que estava presente nas soluções encontradas pela mecânica quântica de matrizes. A segunda observação, por conseguinte, encontra-se no fato de que, não obstante tenha feito uso amplo da teoria da transformação e da mecânica quântica, Pauli *não* conseguiu obter uma versão relativística — aliás, o fato de procurá-la é o mais relevante —, de onde concluiu que era exatamente em razão dessa “dificuldade” que não seria possível levar adiante uma explicação da estrutura fina [*Feinstruktur*] do átomo com o seu novo formalismo, uma frustração para a qual reservaria a seção final de seu artigo: “As dificuldades que atualmente impedem a resolução deste problema serão brevemente discutidas” (Pauli, 1927, p. 604). Como vimos em nossa abordagem mais detalhada acerca do trabalho de Darwin, esta explicação, mesmo fazendo uso da equação relativística do elétron, exigiu um desenvolvimento matemático apropriado, além de um formalismo bastante específico. Sem dúvida, diferente de Pauli, a explicação da estrutura fina não era o resultado pelo qual Dirac procurava, sua intenção, desde o começo, era, antes de tudo, a de construir uma teoria quântica relativística, como ele mesmo afirma em sua entrevista a Thomas Kuhn, ao discutir o “sentimento de crise e o sentimento da necessidade de uma quebra com Copenhague”:

Bem, eu penso em um exemplo, nomeadamente, a teoria relativística do elétron. Quando eu primeiro consegui aquela equação, é claro que eu estava ansioso para saber se ela funcionaria para o átomo de hidrogênio, e eu apenas tentei isso por um método aproximativo. Eu pensei que se eu a tivesse obtido de algum modo perto do correto com um método aproximativo, eu poderia ficar muito feliz sobre isso. Eu precisava de alguém mais, nomeadamente Darwin, para atacar aquela equação como uma equação exata e ver o que as soluções exatas eram; eu pensei que eu estaria muito envolvido [*seared myself*] para considerá-las exatamente. Eu tinha também muito medo de que eu obtivesse infelizmente resultados que afastariam a teoria por completo para ser abandonada (Dirac, 1963).

Sua motivação à construção das teorias científicas, como sabemos, se fortaleceu a partir das ideias originais de Heisenberg, e ainda era a mesma com relação à necessidade de uma teoria não se limitar a ser a explicação de algum fenômeno específico, mas, pelo contrário, esta deveria compreender um conjunto coeso de explicações. Portanto, se um dos conceitos centrais na equação relativística era o *spin*, este também era apenas uma peça na articulação geral feita por Dirac, cuja intenção era a de reduzir em vez de ampliar o número de conceitos, selecionando, assim, apenas as proposições fundamentais da teoria: mais uma vez o caminho realizado quando desenvolveu sua versão da teoria da transformação. Não é por outra razão que os artigos de 1928 se concentram inicialmente em apresentar as críticas à equação de Klein-Gordon, pois tratava-se de harmonizar os fundamentos da teoria da transformação com os da relatividade especial; segue-se daí a confiança de que *todas* as demais dificuldades seriam igualmente superadas, como ainda discute com Thomas Kuhn (Dirac, 1963), acerca da estrutura fina:

Kuhn: Isto é fascinante; isto significa que você mesmo não tinha tentado lidar com ela exatamente antes chegar até um método aproximativo?

Dirac: É isso mesmo, sim.

Kuhn: Você procurava por um método aproximativo desde o início?

Dirac: Sim, sim. É claro que eu tinha medo de que a teoria toda não estivesse de algum modo perto do correto, e se eu pudesse obtê-la aproximadamente correta, bem, minha confiança já estaria substancialmente aumentando daquele modo. Era apenas aquela falta de confiança que se tem quando se apresenta algo muito novo.

Kuhn: Isso é extremamente [*terribly*] interessante. Eu gostaria de perguntar a você neste ponto uma questão que eu tinha a intenção de fazê-la mais tarde. Quando você obteve a equação, você estava procurando por uma equação que forneceria *spin*, ou você estava procurando por uma equação relativística?

Dirac: Eu estava procurando por uma equação relativística.

A dúvida de Thomas Kuhn se justifica porque a introdução das matrizes quadridimensionais forneceu quatro soluções simultâneas, as quais se adequavam com a exis-

tência de quatro estados diferentes para o elétron, dois em vista da energia, positiva e negativa, e outros dois em vista do *spin*, *up* e *down*, por isso é fácil imaginar que tenha sido esta a principal motivação encontrada por Dirac para ter utilizado as matrizes γ . No entanto, elas encontram-se tão intrinsecamente conectadas com tantas outras partes da teoria a ponto de haver dúvidas quanto a esta questão. Com isso, é sempre importante considerar, como temos feito até agora, se todas essas decisões pessoais, reveladas por Dirac em sua entrevista a Kuhn, se refletiram de algum modo em seus textos publicados ainda em 1928. De fato, tanto a forma de sua apresentação quanto o conteúdo dos seus argumentos parecem confirmar que sua intenção estava concentrada em obter uma reformulação completa da quântica relativística. Nesse sentido, destaca-se, em especial, desde o começo do artigo (Dirac, 1928a), a minuciosa separação que o autor faz entre os problemas que poderiam ser resolvidos imediatamente daqueles que ainda precisavam de mais análise — possivelmente interpretativa —, assim como discutimos em nosso capítulo anterior. Portanto, ainda que este momento dos seus trabalhos envolva uma grande carga de confiança, podemos dizer até mesmo de euforia, como transparece mesmo anos depois nesta lembrança feita por Dirac, o conjunto de perguntas que levaria mais tarde até a teoria do mar de elétrons está formulado por completo neste primeiro artigo, a saber, a existência de elétrons com energia negativa e/ou carga elétrica positiva. Claramente, ao considerar na totalidade as perguntas que pretende responder, temos a medida exata do alcance de sua proposta, uma vez que Dirac ainda não possuía todas as respostas e talvez nem soubesse se poderia mais tarde encontrá-las. De qualquer modo, se Dirac colocava a si mesmo a tarefa maior de encontrar uma quântica relativística, os frutos imediatos desse objetivo tornavam essa busca ainda mais promissora. Sem dúvida, só após esta análise detalhada das dificuldades, ele mostraria a primeira modificação que considerou necessária a fim de harmonizar a quântica e a relatividade, a saber, a redução

da teoria a uma equação com derivada de primeira ordem. Vale lembrar que essa decisão, localizada no plano formal-matemático, satisfazia um propósito muito evidente já discutido por nós, qual seja, o de assimilar com precisão os conceitos existentes, tanto no âmbito teórico quanto experimental, duas exigências, como sabemos, que são parte essencial da visão construída por Dirac com relação às suas expectativas de uma teoria adequada. Desse modo, percebe-se, com base tanto nas escolhas realizadas na época quanto na descrição que faz acerca do seu caminho em direção à equação relativística, de um lado, a influência das decisões pessoais de Dirac em sua própria abordagem teórica e, de outro lado, a formação do que temos chamado de elementos paradigmáticos desses trabalhos. Portanto, seja em razão da experiência obtida quando desenvolveu a teoria da transformação, seja em razão de sua visão particular acerca do que é uma teoria adequada, os trabalhos seguintes à sua equação do elétron deverão ser conduzidos com um grau muito elevado de confiança, primeiro com relação à própria equação relativística do elétron, mas que, depois, se estenderá rapidamente à teoria do mar de elétrons; um compromisso do qual Dirac parece não abrir mão mesmo em fases tardias de seu pensamento, não obstante todas as enormes dificuldades envolvidas nesta última teoria, encontradas desde o começo: novamente chamamos a atenção para o fato de que nossa análise, por enquanto, está concentrada apenas na conjuntura inicial em que a equação do elétron foi apresentada. Do mesmo modo, não apenas seu autor, mas parte significativa dos pesquisadores, passaria a considerar todos esses trabalhos como fundamento e ponto de partida de seus próprios artigos, como foi especialmente o caso de Weisskopf. No entanto, à medida que os resultados obtidos pela equação do elétron obtinham sucesso, Dirac afastava-se da perspectiva geral adotada pelos demais cientistas naquele momento ou, de outro modo, ele mantinha firme sua visão construída com a experiência que o levava até a defesa da mecânica quântica e, logo após, até a teoria da transforma-

ção, por isso a necessidade de se chegar a uma teoria capaz de descrever os experimentos em seus detalhes mas também o mais geral possível. Contrapor-se à falta de uma teoria fundamental na condução das pesquisas, nesse sentido, ainda era uma tarefa inconclusa se considerarmos como os problemas quântico relativísticos eram discutidos; todavia, conforme os demais pesquisadores não colocavam a questão nesses termos, buscavam soluções com as quais respondiam apenas experimentos específicos, assim como aconteceu em todo o período da Teoria Quântica Tardia. Com isso, ainda que tivessem em seu horizonte esse conjunto de questões nas quais mesclavam quântica e relatividade, pelo fato de não obterem êxito na tarefa de assimilar trabalhos tão bem conhecidos como os de Sommerfeld, um fracasso assumido por Pauli, tornavam ainda mais evidente a importância e o sucesso da equação relativística de Dirac para todos os cientistas. Com efeito, a necessidade de encontrar uma teoria capaz de abordar um conjunto maior de problemas afastava Dirac da atitude usual dos cientistas em outro sentido, a saber, ele foi obrigado a considerar esses problemas apenas em termos aproximativos, afinal, individualmente eles exigiriam muita dedicação para se chegar a soluções exatas; contudo, o mais importante nesse caso era, sem dúvida, a formulação de uma teoria capaz de exibir com precisão quais eram os seus fundamentos:

Kuhn: Quando você fazia a solução aproximada, o que você estava esperando aproximar era algo com ou sem *spin*? Quero dizer, foi uma surpresa que o que surgiu fossem os termos de *spin*?

Dirac: Não, eu não pensava assim, porque tinham as matrizes de Pauli nela. Eu me lembro quando eu estava em Copenhague muito cedo Bohr me perguntou no que eu estava trabalhando, e eu disse a ele que estava tentando obter uma teoria quântica relativística do elétron. E Bohr disse “Mas Klein já resolveu este problema”. Eu fiquei um pouco perturbado com aquilo, mas Bohr parecia estar muito complacente e satisfeito [*quite complacent and satisfied*] com a solução de Klein, e eu não estava. Eu lembro que me perturbou bastante [*disturbed quite a lot*] que Bohr estivesse tão satisfeito com isso por causa das probabilidades negativas a que ela levava. Eu ainda continuava nelas (Dirac, 1963).

Todavia, esse abismo que separava Dirac e Bohr em suas análises da equação de Klein-Gordon daria origem, na perspectiva de Dirac, a uma decisão bastante concreta, a saber, exigir uma teoria que partisse de uma equação diferencial de primeira ordem, em *analogia direta* com a teoria da transformação:

Kuhn: Em que ponto sua insistência em uma equação linear e a preservação da teoria da transformação entrou em seu trabalho naquele problema?

Dirac: Bem, previamente a teoria da transformação tinha se estabelecido em uma forma geral e eu senti que aquilo era correto e tinha que ser preservado, e tinha de ser ajustado com a relatividade.

Kuhn: Então o que era realmente a diretriz básica da tentativa, obter uma fórmula relativística do começo?

Dirac: Sim. Era justamente que eu tinha confiança na teoria da transformação da mecânica quântica. Eu supunha que a pesquisa de alguém é muito [*very much*] guiada por aquilo no que se tem confiança e por aquilo que se tem dúvida a respeito. Mas eu supunha que eu tinha mais confiança na teoria da transformação, mais do que [em] qualquer outra, eu sentia como um imperativo [*imperative*] manter as probabilidades positivas (Dirac, 1963).

Realmente, considerando o fato de sua equação do elétron ter assimilado alguns dos seus resultados mais complexos somente após ter sido publicada, especialmente aqueles de Sommerfeld, parece-nos que não foi somente a busca por um teoria efetivamente adequada sua única motivação, mas, como Dirac manifesta tantos anos depois, havia um tipo de confiança de que era possível encontrar tais respostas com base em um conjunto mínimo de princípios, uma expectativa muito difícil de ser justificada a não ser em vista da conjuntura na qual a ciência se encontrava nessa época, ainda sob grande influência (ao menos na perspectiva de Dirac) do sucesso obtido pela teoria da transformação. Do mesmo modo, como afirmamos outras vezes em nossa pesquisa, a conjuntura deverá ter papel fundamental na contestação da teoria de Dirac, especialmente em razão de um certo deslocamento das abordagens e temas ocorrido a partir do começo da década 1940.

Com efeito, no centro dessa mudança estará a enorme dificuldade em se manter uma das mais fortes características associadas com as abordagens de Dirac, um elemento que, em certa medida, contribui diretamente para a força de um paradigma, qual seja, sua capacidade de rearticular os grandes conjuntos teóricos sem, com isso, ampliar ou modificar os postulados individuais de cada um deles. De fato, além de sua preocupação em preservar os resultados da mecânica quântica, especialmente as interpretações probabilísticas, com o formalismo de Dirac, *a teoria da relatividade se mantém com todas as suas características acerca dos fundamentos, em particular, a exigência de a teoria ser covariante*. Como vimos em nossa discussão histórica, a equação de movimento do elétron é capaz de deduzir a própria equação de Klein-Gordon como sendo seu caso particular, desse modo, a dificuldade com respeito à descrição probabilística poderá ser resolvida sem afetar a interpretação geral quando se considera a teoria da relatividade. Tal ponto é especialmente relevante porque isso significa que os desenvolvimentos encontrados por Dirac não entravam em contradição com nenhum dos resultados alcançados em cada uma dessas áreas (relatividade e quântica), além disso, cumpre outra tarefa: evitar o retorno às discussões acerca dos fundamentos, discussões que sempre estiveram presentes tanto no começo da quântica quanto no da relatividade. De fato, esta é apenas outra consequência direta do estabelecimento de um paradigma, como aponta Thomas Kuhn (1970, p. 40): “Quando um cientista pode considerar um paradigma como certo, não tem mais necessidade, nos seus trabalhos mais importantes, de tentar construir seu campo de estudos começando pelos primeiros princípios e justificando o uso de cada conceito introduzido. Isso pode ser deixado para os autores de manuais”; que Dirac tenha se dedicado ao excepcional livro *Principles of Quantum Mechanics*, com mais de quatro edições em vida, aliás, com diferenças substanciais entre si, nesse sentido, é muito sintomático. Todavia, se as teorias de Dirac não modificavam os fundamentos das demais, nem por isso deixavam

de colocar novos desafios à quântica relativística, alguns dos quais só seriam retomados muito mais tarde com os trabalhos de Richard Feynman.

De modo geral, temos apresentado, até aqui, quais foram os elementos essenciais para que a equação do elétron e, posteriormente, a teoria do buraco, se transformassem em paradigma à TQC, considerando especialmente o contexto no qual essas características surgiram à medida que a própria teoria foi ganhando reconhecimento, assim, podemos retomar nossa discussão em torno da classificação dos problemas direcionados por esse paradigma. De fato, um outro conjunto de perguntas relacionadas com a equação do elétron, *as quais só ganham sentido em vista das próprias críticas feitas por Dirac com respeito à equação de Klein-Gordon*, continuaria sem qualquer resposta, sendo, posteriormente, considerado um aspecto interpretativo de sua teoria. A primeira dessas questões é a existência de partículas com energia negativa. Neste caso, nem a teoria da transformação nem a da relatividade especial eram capazes de fornecer conceito físico adequado a fim de compreender tais soluções, dessa vez, encontradas diretamente com os cálculos realizados através da equação relativística do elétron. Do mesmo modo, a existência de uma partícula semelhante ao elétron mas com carga positiva não poderia ser descrita com base em nenhum dos desenvolvimentos conhecidos. Uma tal região teórica completamente nova exigiria mais atenção de Dirac e levaria, por fim, até à construção de uma segunda estrutura quase por completa conceitual mas que, paradoxalmente, sofreria grandes críticas em vista de suas tentativas de solucionar essas duas dificuldades, ambas apontadas estarem presentes na equação de Klein-Gordon. Com base em grande parte da investigação feita em nosso capítulo anterior, sabemos que, na prática, toda a complexidade envolvida na quântica relativística, tal qual defendida nesse momento por Dirac, deve se concentrar justamente nesta última região teórica e, portanto, nessas duas questões, razão pela qual podemos considerar que, em larga medida, todos os seus prin-

cipais desenvolvimentos subsequentes foram não mais do que tentativas de repondê-las, formando, assim, o cerne do que será chamado de teoria do buraco [*hole theory*], uma consequência, pois, de sua busca por uma “equação relativística”. Com efeito, não obstante tenhamos procurado exhibir, a partir dos artigos científicos da época, todos os obstáculos envolvidos na origem e no desenvolvimento dessas teorias de Dirac, só agora, nesta parte filosófica, foi possível trazer para essa discussão os compromissos pessoais de seu autor e as expectativas dos demais cientistas no direcionamento das pesquisas. Com isso, não é preciso ir além de nossa análise histórica acerca da teoria do buraco para afirmar que — diferente de todas as outras explicações obtidas anteriormente pela equação relativística do elétron — a descoberta do pósitron “representa um segundo tipo de trabalho experimental normal que depende do paradigma de uma maneira ainda mais óbvia do que o primeiro tipo mencionado. A existência de um paradigma coloca o problema a ser resolvido. Frequentemente a teoria do paradigma está diretamente implicada no trabalho de concepção da aparelhagem capaz de resolver o problema” (Kuhn, 1970, p. 46), uma classe talvez ainda mais importante às atividades da ciência normal. O sucesso obtido com esta descoberta, sem dúvida, consolida de tal maneira a força dos trabalhos de Dirac a ponto de até mesmo Niels Bohr não poder ir além de somente demonstrar sua insatisfação, resumida, como dissemos em outro lugar, através de sua seguinte afirmação sobre a possível existência do pósitron: “Mesmo que tudo isto se torne verdadeiro, de uma coisa eu tenho certeza: isso não tem nada a ver [*nothing to do*] com a teoria de Dirac dos buracos!” (Schweber, 1994, p. 68). Desse modo, com respeito à análise apresentada por nós até agora neste capítulo, gostaríamos de chamar a atenção para a existência de um número significativo de compromissos muito gerais acerca da atividade científica, às vezes pouco lembrados nas abordagens históricas, sobretudo quando relacionados com as visões pessoais dos cientistas quando eles fazem suas construções das teorias, mas que

interferem diretamente nestas, uma vez que tais compromissos direcionam suas escolhas em vista de uma série de expectativas que se encontram de algum modo subentendidas pela comunidade científica, como fica evidente no desacordo entre Paul Dirac e Niels Bohr, logo, tão ou mais relevantes para a confiança em um conjunto teórico quanto o sucesso efetivamente obtido com suas descrições, e até mesmo com suas “descobertas”.

Isso encerra, por enquanto, nosso exame da conjuntura associada com o estabelecimento paradigmático das teorias de Dirac. Podemos, então, discutir uma última classe de problemas relacionados com a equação do elétron, a saber, aqueles cuja origem encontra-se em torno de sua nova explicação da estrutura fina, descrita, em linhas gerais, como sendo uma pequena diferença nos níveis energéticos das órbitas eletrônicas do átomo, mas que só pode ser explicada em razão de considerações relativísticas advindas do movimento do elétron, logo, um problema quântico relativístico por excelência. De fato, não obstante a explicação fornecida com a equação de movimento do elétron possa ser interpretada como sendo apenas diferente daquela encontrada anteriormente por Sommerfeld, na verdade, havia a superado em muito, pela seguinte razão. Além de se ajustar numericamente com todos os experimentos conhecidos acerca da estrutura fina, ela apontava para a existência de diferenças nos níveis energéticos em outras órbitas, apoiando-se, para isso, em sua explicação geral deste fenômeno. Como já comentamos antes, de acordo com Schweber (1994, p. 209), muito trabalho foi despendido a fim de confirmar a acurácia das teorias de Dirac, e uma boa parte dele estava concentrado exatamente em encontrar essas novas diferenças energéticas; e, sem dúvida, muito rapidamente grandes pesquisadores experimentais redirecionaram seus estudos com o objetivo de confirmá-las, como veremos detalhadamente mais tarde. No entanto, estes problemas são diferentes de todos os anteriores aqui citados, pois, na prática, nem são completamente desconhecidos, nem acrescentam conteúdo teórico/experimental, ainda que pre-

encham muito das atividades realizadas pelos pesquisadores em um período de ciência normal. Assim, chegamos a uma terceira classe de pesquisas direcionadas pelo paradigma, descritas por Thomas Kuhn (1970, p. 51) como sendo “manipulações da teoria, empreendidas não porque as predições que delas resultam sejam intrinsecamente valiosas, mas porque podem ser verificadas diretamente através de experiências. Seu objetivo é apresentar uma nova aplicação do paradigma ou aumentar a precisão de uma aplicação já feita”. Com isso, tais problemas têm menos interesse com respeito ao estabelecimento do paradigma¹⁵, mas assim como todo o trabalho realizado no período de ciência normal, podemos até dizer o contrário sobre esses últimos problemas, isto é, eles são os mais importantes, pois eventualmente são capazes de apontar o caminho em direção à ruptura com o paradigma. Aliás, este é um momento oportuno para formularmos a questão que deve ser o fio condutor deste capítulo até o seu final, a saber, por que razão somente após o Desvio Lamb ter sido confirmado em 1947 a teoria de Dirac perderia espaço às ideias originadas com os trabalhos de Hans Bethe e, mais tarde, levadas adiante sobretudo por Tomonaga, Schwinger e Feynman? Como veremos, esta pergunta faz sentido conforme percebemos que, *antes mesmo do fim da década de 1930*, em essência, todos os elementos necessários a esta mudança haviam sido construídos. Isto é, tanto do ponto de vista teórico, com os trabalhos acerca do método de renormalização, quanto experimental, com as pesquisas que buscavam determinar a diferença entre os níveis $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$, não só os questionamentos que Lamb e Retherford pretendiam responder com sua pesquisa, mas todas as ferramentas teóricas que seriam utilizadas a fim de compreendê-la, em larga

15. Alguns exemplos citados por Kuhn podem ajudar a esclarecer essa classe de problemas: “O estabelecimento de calendários astronômicos, a computação das características das lentes e a produção de curvas de propagação das ondas de rádio são exemplos de problemas desse tipo” (Kuhn, 1970, p. 51). De fato, esta última classe é mais ampla se comparada com as demais, incluindo, portanto, outras situações discutidas em *A Estrutura*, mas que têm em comum o seguinte: “Consiste no trabalho empírico empreendido para articular a teoria do paradigma, resolvendo algumas de suas ambiguidades residuais e permitindo a solução de problemas para os quais ela anteriormente só tinha chamado a atenção” (Kuhn, 1970, p. 48).

medida, eram conhecidos por uma parte considerável da comunidade científica, na qual encontravam-se alguns dos mais consagrados físicos experimentais e teóricos da época, os quais nomearemos mais adiante; no entanto, nenhuma dessas articulações sugeridas antes de 1947 tiveram impacto significativo nas pesquisas, por quê? Adiantamos nossa resposta em uma frase: *era preciso, antes, reduzir toda essa confiança obtida pelas teorias de Dirac no começo da década de 1930*. Dito de outro modo, ao identificarmos a força de um paradigma com a confiança depositada neste, em toda alteração dos fundamentos do paradigma, por mínima que seja, está subentendida uma redução da certeza de que este levará, em algum momento, até às explicações corretas. Sem uma tal mudança de perspectiva, não há como certos horizontes conceituais se formarem na visão de grande parte da comunidade científica. Todavia, nossa resposta dirá muito pouco se não for levado em consideração outro aspecto indissociável do paradigma, a saber, o processo de desenvolvimento da ciência normal, pois só desse modo será possível compreendermos, de um lado, o surgimento e a formação dos elementos paradigmáticos das teorias de Dirac e, de outro lado, qual foi o caminho que levou até o Desvio Lamb. Com efeito, até agora, temos nos debruçado somente na primeira dessas duas questões, e podemos finalizá-la apenas adicionando à nossa análise anterior, com relação ao sucesso da equação relativística do elétron e da teoria do buraco, não apenas a predição — feita por esta última — de uma nova partícula atômica, mas a de uma série de processos experimentais, tais como os que determinaram a polarização do vácuo, igualmente sugerida a partir dos pressupostos da teoria do buraco. Somente cabe destacar, mais uma vez, a diferença entre, de um lado, o processo que inicialmente levou até a formação paradigmática dos trabalhos de Dirac, em particular, sua visão pessoal de ciência, e, de outro lado, o sucesso *posterior* obtido com suas predições teóricas, as quais refletem, afinal, a capacidade desse conjunto teórico de *coordenar* os problemas, cuja consequência, mais

evidente, era aprofundar cada vez mais a confiança depositada pelos cientistas nesses trabalhos: o paradigma caminhava com suas próprias pernas e a passos largos. De fato, o sucesso obtido nos casos em que a teoria sugeria medições ou então predizia algo foi muito mais importante aos cientistas da época, se comparado com as impressões causadas pelas deduções realizadas inicialmente, porque, é claro, isso indicava em qual região as pesquisas deveriam continuar. Com isso, não obstante os livros-textos, ou manuais, como Thomas Kuhn costuma se referir, deem bastante ênfase à equação relativística, especialmente pelo conjunto de explicações envolvido em sua simples exposição, e nossa própria abordagem histórica tenha elucidado passagens extremamente particulares da metodologia associada com essa equação, não há dúvidas de que o grande ponto de inflexão, com respeito às incertezas que poderiam existir em torno desta e da teoria do buraco, está na descoberta experimental do pósitron, e foi só a partir desse momento que grande parte dos estudos seria efetivamente coordenada com base em uma sólida confiança nos fundamentos da teoria do mar de elétrons. Portanto, essas teorias deixam de expressar, por assim dizer, apenas os compromissos individuais de seu autor, e passam a representar, em certa medida, o acordo assumido por aquela parte dos cientistas que considerava tais trabalhos uma explicação adequada e, de algum modo, *exata* da natureza; isso nos ajuda a compreender o reposicionamento que os físicos nessa época serão obrigados a estabelecer, queiram ou não, em vista desse conjunto de ideias. Assim, além de Schrödinger, Darwin e Gordon, logo no primeiro momento, forneceria um resultado expressamente coordenado pela teoria do mar de elétrons, Carl David Anderson, em 1932, com sua observação experimental do pósitron, um trabalho de enorme complexidade. Na ocasião desta descoberta — que exigiria uma rearticulação interpretativa da teoria do buraco, como discutimos em nossa parte histórica —, a certeza de que a física teórica estava no caminho correto talvez tenha sido a maior já obtida em toda a década

de 1930, o que teria reflexos até muito mais tarde, como poderemos encontrar, sobretudo, nos trabalhos de Weisskopf, especialmente os publicados em 1937; depois com Lamb e Retherford em seus experimentos de 1947; com Hans Bethe em sua descrição teórica destes últimos; e, ainda que de maneira antagônica, em 1949, com Richard Feynman: seria impossível dissociar a equação de movimento relativística do elétron, e a teoria do buraco, da própria TQC, em quase duas décadas. Com efeito, a força e a origem de uma confiança desse tipo são, por fim, os temas mais complexos e importantes que encontraremos em *A Estrutura* e, por conseguinte, em nosso próprio trabalho. Nesse sentido, pode-se afirmar que um paradigma tanto para se estabelecer quanto para ser modificado, ou até mesmo abandonado, exige um contexto bastante específico. Com isso, as mudanças de paradigma dependem mais profundamente do período de ciência normal e, portanto, da conjuntura na qual esta surge, do que parecem sugerir os manuais e até mesmo uma parte dos estudos em história da ciência: esta é uma das teses fundamentais de Thomas Kuhn e podemos estendê-la, em grande medida, às análises feitas sobre as teorias científicas mais recentes, sobretudo, com respeito às suas descrições encontradas nos livros-textos ainda hoje, não obstante exceções tenham surgido desde a publicação de seu ensaio. Desse modo, para compreendermos, na perspectiva kuhniana, como acontecem as mudanças paradigmáticas, é preciso, antes, procurarmos nos momentos de maior força do paradigma quais são os elementos essenciais que podem contribuir para abrir caminho a esta mudança: é exatamente isso que passaremos a fazer a partir de agora com relação à TQC, e a especialização dos estudos experimentais em torno da estrutura fina, podemos adiantar, será o mais importante desses elementos. No entanto, como vimos em nossa discussão sobre *A Estrutura*, feita no começo deste capítulo, se, de um lado, a compreensão do papel da ciência normal pode nos ajudar a examinar a formação de um paradigma e o seu alcance na condução das pesquisas, bem como para

a superação de grandes dificuldades sem que, para isso, seja necessário adotar um conjunto específico de regras nessa abordagem; de outro lado, apenas dentro de um cenário diferente daquele estabelecido no período de ciência normal, novas ideias e/ou uma nova teoria poderão surgir e, eventualmente, ganhar força; por essa razão nem o fracasso de um paradigma, nem as críticas individuais dos cientistas a este, são condições que, isoladamente, tornam possível a efetivação de tais mudanças. O exemplo mais contundente acerca dessa relação entre crítica e conjuntura da ciência normal, com respeito ao nosso trabalho, é, sem dúvida, dado pela forte contestação da teoria do mar de elétrons feita por Niels Bohr, posicionando-se abertamente contra essa formulação *na época* em que o pósitron foi descoberto, mas que, apesar de toda sua mais do que reconhecida influência, até mesmo para o pensamento de Dirac, sozinho não conseguirá alterar o rápido curso dos acontecimentos, nem reduzir o sucesso daquele conjunto teórico. Todavia, como veremos em detalhes a seguir, até muito mais tarde, quando os experimentos de Lamb e Retherford indicassem as discrepâncias inequívocas com relação às soluções previstas pela equação do elétron, “cautela” nos parece um adjetivo bem mais apropriado para expressar a admiração geral dos pesquisadores diante deste “novo” fato científico. Sem dúvidas, em razão das importantes modificações para a TQC, decorrentes da confirmação do Desvio Lamb, e para a física de modo geral, é bastante pertinente nos perguntarmos por que essas pesquisas não foram realizadas ou percebidas anteriormente e, por conseguinte, como se justifica essa atitude reticente dos cientistas. Thomas Kuhn responderá a esse tipo de pergunta de muitas maneiras em seu livro: “a ciência normal frequentemente suprime novidades fundamentais porque estas subvertem necessariamente seus compromissos básicos” (1970, p. 24); “A ciência normal não tem como objetivo trazer à tona novas espécies de fenômeno; na verdade aqueles que não se ajustam aos limites do paradigma frequentemente nem são vistos” (1970, p. 44); “talvez a característica mais

impressionante dos problemas normais de pesquisa que acabamos de examinar seja seu reduzido interesse em produzir grandes novidades, seja no domínio dos conceitos, seja no dos fenômenos” (1970, p. 57) e talvez um dos pontos mais importantes: “rejeitar um paradigma é sempre decidir simultaneamente aceitar outro e o juízo que conduz a essa decisão envolve a comparação de ambos os paradigmas com a natureza, *bem como* sua comparação mútua” (1970, p. 108); todavia, uma ocasião como esta última raramente surge na ciência, mas é exatamente dela que estamos prestes a tratar.

Com efeito, retomando a nossa linha do tempo, vimos que, logo nos primeiros anos da década de 1930, a equação do elétron e a teoria do buraco se tornaram possivelmente o conjunto teórico mais importante da física naquele momento, se considerarmos que elas articulavam simultaneamente tanto a mecânica quântica quanto a teoria da relatividade especial, para além, é claro, de todo o sucesso em prever a existência do pósitron e dos novos dubletos da estrutura fina do átomo. Afora aquelas duas teorias principais, os seus trabalhos adjacentes a estas passariam a ter grande importância entre os cientistas, especialmente o citado “A Teoria Quântica da Emissão e Absorção da Radiação” de 1927. Como nos sugere Thomas Kuhn, esse tipo de sucesso é o que efetivamente contribui para o estabelecimento de um paradigma; pois reduz as dúvidas acerca da validade de suas proposições centrais, e, ainda mais importante, influencia os demais cientistas a incorporá-las em seus respectivos formalismos. Tal sucesso, no entanto, deve ser comparado com a frustração nas abordagens feitas com base nas teorias de Dirac a fim de solucionar a presença dos infinitos nos cálculos em TQC, surgidos quase no mesmo período, obstáculos não exclusivos da quântica relativística, mas com os quais ficavam expostos os limites desta e de todas as teorias da época. O insucesso aqui, porém, em momento algum, antes da descoberta do Desvio Lamb, jamais intensificou as críticas feitas às teorias de Dirac, *sequer foi usado de argumento para modificar o posicionamento dos*

cientistas com relação à validade destas. Com isso, a ideia de se considerar a existência de um conjunto infinito de elétrons com energia negativa, bem como a de que um buraco nesse mar de elétrons fosse fenomenologicamente idêntico a um elétron com carga positiva, tornavam-se pressupostos amplamente aceitos nos trabalhos científicos da física, situação que continuaria até praticamente o meio da década de 1940. De fato, na década anterior de 1930, nenhum dos problemas que mais chamaram a atenção da comunidade científica poria em dúvida os pressupostos dos trabalhos de Dirac, assim como, é preciso enfatizar, nenhum deles questionaria os fundamentos individuais obtidos pela mecânica quântica e pela relatividade especial. Desse modo, não serão esses grandes problemas que levarão a questionamentos mais profundos da teoria de Dirac, mas aqueles que poderemos chamar de pesquisas rotineiras de ciência normal. Como tratamos em detalhes em nossa parte histórica, coube a Lamb e Retherford, no meio da década de 1940, a tarefa de avaliar com mais cuidado a existência de desvios experimentais com respeito aos doubletos indicados pela equação relativística do elétron, um problema que surge, no entanto, quase uma década antes, ainda em 1936, mas que seria continuamente adiado na condição de “inconclusivo”. Com efeito, um ponto decisivo com relação às atividades da ciência normal está na sua concentração e especialização — tanto maiores quanto a força do paradigma correspondente — sobre um conjunto reduzido de problemas previamente determinados em função do próprio paradigma. O esforço em confirmar os doubletos descritos teoricamente pela equação relativística do elétron é justamente esse tipo de pesquisa, descrito por Thomas Kuhn como sendo conduzida pela perspectiva predominante de um período de ciência normal, isto é, a motivação envolvida nesses trabalhos consiste em obter uma articulação maior entre experimentos e teoria e, ainda que eventualmente algum desacordo possa surgir através desse processo, o contexto geral dessas pesquisas não favorece a procura de quaisquer soluções que possam ser vistas

nem mesmo como sendo parcialmente inesperadas pela teoria. Compreender por que a conjuntura de ciência normal pode influenciar a tal ponto as pesquisas é fundamental para percebermos a origem da confiança dos cientistas no paradigma: “Uma das razões pelas quais a ciência normal parece progredir tão rapidamente é a de que seus praticantes concentram-se em problemas que somente a sua falta de engenho pode impedir de resolver” (Kuhn, 1970, p. 60). Chamamos a atenção ao uso da palavra “progresso” nesta última passagem, pois o acúmulo de resultados ao longo da ciência normal é a principal razão que conduz à ideia de “continuidade” em oposição à de “revolução” na ciência. Uma lista dos principais desenvolvimentos obtidos diretamente por Dirac, *excetuando-se* os alcançados em teoria quântica, assim como lembra Schweber (1994, p. 12), ilustra muito bem como são produtivos os estudos em ciência normal:

1. A teoria do buraco e a predição da antimatéria (Dirac, 1930a). Dirac avançou sua teoria do buraco no sentido de obter uma interpretação quântica mecânica da equação relativística que ele propôs para o elétron — a equação que agora recebe seu nome (Dirac, 1928a; b).
2. O formalismo de multitempo com base na figura de “interação” (Dirac *et al.*, 1932 a; b).
3. O reconhecimento de que na presença de um campo eletromagnético externo, a teoria do buraco implica o fenômeno da polarização do vácuo. Dirac, além disso, indicou como as divergências associadas poderiam ser eliminadas por um processo de renormalização da carga (Dirac, 1934a; d).
4. Uma formulação relativística de Lorentz ao elétron incluindo a versão clássica da massa de renormalização (Dirac, 1938b).

Além de todas essas pesquisas estarem envolvidas com o domínio quântico relativístico, apoiavam-se essencialmente ou em sua equação relativística ou na teoria do buraco ou em ambas. Observe que, apesar das dificuldades com a presença dos infinitos, havia uma articulação efetiva entre o método de renormalização e suas teorias. Discutimos a maior parte desses desenvolvimentos em nossa parte histórica, aqui cabe trazê-los

em conjunto para avaliarmos o alcance e o sucesso que atingiram ao longo da década de 1930. Com efeito, não eram apenas os resultados obtidos individualmente por Dirac que demonstravam essa influência na articulação das pesquisas, mas as diversas apropriações feitas pelos pesquisadores da época, e mesmo da geração seguinte, sobre o que Schweber (1994, p. 12) considera:

Heisenberg (1963) caracterizou o postulado da anti-matéria por Dirac “como a mais decisiva descoberta em conexão com a propriedade ou a natureza das partículas elementares”. O formalismo de multi-tempo (Dirac *et al.*, 1932a; b) foi a base da formulação covariante da teoria quântica dos campos de Schwinger e Tomonaga. Eu deveria adicionar que o trabalho de Dirac acerca do papel da lagrangiana na mecânica quântica, feito quase na mesma época (Dirac, 1933a), foi o entendimento [*insight*] que Feynman precisou para elaborar sua própria formulação do espaço-tempo, com as integrais de trajetórias da mecânica quântica. Para a lista acima deve ser adicionado o artigo de Dirac sobre os monopolos magnéticos (1931b), suas pesquisas sobre as equação de onda (1928a; b; 1936b), bem como seu artigo sobre espaços de Hilbert com métrica indefinida (1942), um trabalho que motivou a introdução de Heisenberg da matriz S na teoria quântica dos campos em 1942. E tudo isto não leva em conta sua justamente famosa apresentação em *The Principles of Quantum Mechanics*, a qual em suas muitas edições era (e é) a bíblia das gerações de físicos do pós-1930.

Sem dúvida, Dirac é um dos grandes cientistas do século xx, suas contribuições encontram-se espalhadas em todas as áreas da física hoje em dia, seja através do emprego de suas notações, seja nas discussões acerca do formalismo mais complexo da mecânica quântica. Todavia, ao trazer em sua totalidade esses resultados, devemos perceber que eles têm como fundamento seus trabalhos em quântica relativística e, exatamente por essa razão, esta série de discussões extremamente específicas acontece sem a retomada dos princípios que as estabelecem desde o início, o que só voltaria a acontecer com a confirmação do Desvio Lamb. De um lado, não há como negar todos esses avanços; porém, de outro lado, não é difícil perceber por que, frente a um conjunto tão bem sucedido de resultados — os quais causam admiração até hoje, uma impressão que transparece

até mesmo nessa passagem anterior de Schweber —, aquelas ideias ou medições que se *desviavam* das previsões feitas pela teoria de Dirac não ganhavam a atenção dos demais cientistas. Não seria outro o cenário descrito por Schweber sobre as dificuldades dos físicos em levar adiante suas críticas acerca desta teoria (Schweber, 1994, p. 209):

Por 1938, desvios da predições da teoria de Dirac para as linhas H_α (a radiação emitida na transição de $n = 3$ para $n = 2$) [...] tinham sido observados por (Houston, 1937; Williams, 1928), e Pasternack (1938) sugerido que estes resultados poderiam ser interpretados como indicando que o nível $2^2S_{1/2}$ era aumentado por 0.03cm^{-1} relativo ao nível $2^2P_{1/2}$. Entretanto, em 1940 a situação ainda tinha se tornado incerta [*unclear*] novamente. Enquanto os trabalhos de W. W. Houston e R. C. Williams tinham indicado prováveis discrepâncias entre teoria e experimento, J. W. Drinkwater, O. Richardson e W. E. Williams atribuíram estas discrepâncias a impurezas na fonte. Também, os teóricos que tentaram fornecer uma explicação teórica para o desvio de Pasternack em termos de um desvio da lei de Coulomb do potencial elétron-pósitron em virtude de efeitos mesônicos ou foram frustrados pela pequenez de suas predições ou enganados pela inadequação de suas teorias devido às dificuldades de divergência.

Alegaões de “erro experimental” e “engano” são bastante raros nas descrições dos problemas teóricos/experimentais associados com a quântica relativística, ambas características geralmente indicam uma classe muito diferente de pesquisas que foge à estrutura paradigmática. De qualquer maneira, a existência de problemas sem nenhuma resposta confirma outra tese encontrada em *A Estrutura*, a saber, a força adquirida por um paradigma entre os cientistas depende do sucesso obtido apenas em *alguns* casos, mas não em todos; ou, no caminho inverso, a expectativa de que o paradigma possa fornecer solução a *todos* os problemas é uma das razões pelas quais as pesquisas — quando não obtêm sucesso — não são capazes de gerar dúvidas quanto aos fundamentos do paradigma. A força obtida pelos trabalhos de Dirac na década de 1930 é um caso típico e, nesse sentido, para trazermos um exemplo ainda não tratado anteriormente em nosso trabalho, é interessante mencionar como as possíveis limitações da teoria de Dirac em

sua previsão do momento magnético eletrônico foram consideradas nessa época, ou melhor, de acordo as análises feitas pelo próprio Silvan Schweber: “Não até 1947 que a discrepância que é agora descrita como o momento magnético anômalo do elétron — o fato de que g não é igual a 2 — foi demonstrada. Embora as técnicas espectroscópicas dos trinta fossem primitivas pelos padrões do final dos quarenta, o resultado de que μ_s não é igual a μ_0 poderia ter sido estabelecido muito mais cedo se alguém tivesse feito a questão [*if someone had asked the question*]” (1994, p. 211). O adjetivo “anômalo” guarda muita semelhança com a classificação feita por Thomas Kuhn em *A Estrutura a respeito dos problemas abordados pela ciência normal*¹⁶, e são estes que poderão levar às mais significativas mudanças na ciência. De fato, não obstante a ênfase que temos dado ao contexto e à conjuntura, levando-nos a considerar a história na qual a atividade científica se desenvolveu, Thomas Kuhn aponta para alguns mecanismos bastante específicos na ciência com os quais as novidades são encontradas e as mudanças podem ter lugar. Mostraremos, em nosso caso, que tais mecanismos devem conduzir até o Desvio Lamb e, logo após, até sua completa assimilação no interior de novas ideias, no final da década de 1940, além de nos ajudarem a compreender por qual razão a ciência normal não é “tão rígida” quanto todas nossas descrições possam sugerir: “O que foi dito até aqui parece implicar que a ciência normal é um empreendimento único, monolítico e unificado que deve persistir ou desaparecer, seja com algum de seus paradigmas, seja com o conjunto deles. Mas é óbvio que a ciência raramente (ou nunca) procede dessa maneira” (Kuhn, 1970, p. 74). O primeiro fator a contribuir para que as mudanças científicas aconteçam

16. O termo “momento magnético anômalo” consolidou-se primeiro entre os cientistas e expressa, sem dúvidas, a surpresa pelo desacordo dos resultados experimentais quando comparados com os teóricos. O mesmo pode ser dito acerca do termo “*Lamb Shift*”, que optamos por traduzir por “Desvio Lamb”, mas que pode ser encontrado nas traduções para o português como “Deslocamento de Lamb” ou “Desvio de Lamb”. “*Shift*” encontra-se registrado nos dicionários com o significado, entre outros, de “mudança de posição ou direção”; não por acaso os dicionários registram a locução “*paradigm shift*”, “uma grande e importante mudança no modo como algo é feito ou se pensa sobre”.

encontra-se justamente no forte direcionamento das pesquisas ao longo dos períodos de ciência normal; uma vez que, ao se concentrarem em questões extremamente especializadas, os cientistas podem encontrar eventuais diferenças com relação aos resultados teóricos (Kuhn, 1970, p. 207):

[...] a comunidade científica, uma vez liberada da necessidade de reexaminar constantemente seus fundamentos em vista da aceitação de um paradigma comum, permite a seus membros concentrarem-se exclusivamente nos fenômenos mais esotéricos e sutis que lhes interessam. Inevitavelmente isso aumenta tanto a competência como a eficácia com as quais o grupo como um todo resolve novos problemas.

De fato, com relação à TQC, as pesquisas com o objetivo de confirmar os diferentes dubletos da estrutura fina constituem-se em um tipo de pesquisa completamente dirigida pelo paradigma: de um lado, existe a tendência de os resultados experimentais concordarem com os teóricos, afinal, estes indicavam onde a pesquisa deveria ser feita, o que possivelmente não acontecesse de outro modo, todavia esta expectativa *adia*, talvez por tempo indeterminado, o questionamento acerca dos fundamentos do paradigma; de outro lado, o aumento progressivo do conjunto de dados associados com estas medições pode, eventualmente, tornar inevitável o reconhecimento de que alguma mudança fundamental do paradigma precisa ser aceita. Observe que nem mesmo as enormes dificuldades com os infinitos colocavam em dúvida a equação do elétron; portanto, com relação aos dubletos, sem a atividade continuada da ciência normal, feita, ainda antes de Willis Lamb, por pesquisadores que são abertamente reconhecidos por isso nos trabalhos Lamb e Retherford, é muito difícil acreditar que de outra maneira poderiam se intensificar as críticas mais tarde sofridas pelas teorias de Dirac, em especial, aquelas realizadas por Richard Feynman, o qual propõe nada menos do que uma nova teoria do pósitron. Nesse sentido, chamamos a atenção para uma última característica específica

dos trabalhos de Dirac que deve ser considerada com respeito às estratégias que, por assim dizer, buscaram reduzir as críticas mais severas, isto é, existe uma diferença quanto às articulações das regiões matemático-formais e interpretativas com relação à teoria do mar de elétrons e à equação relativística, a saber, as soluções encontradas através desta última, pelo fato de não eliminarem completamente algumas das dificuldades encontradas nas interpretações da equação de Klein-Gordon, levaram Dirac a considerá-las no interior de um campo predominantemente conceitual, mas, dessa vez, elaborado quase por completo pela teoria do mar de elétrons, a qual passaria por algumas modificações profundas até se estabelecer em sua versão final. Esta flexibilidade, em grande medida, foi bastante importante para o conjunto teórico no todo, porém, tornava-o, em vários aspectos, muito mais complexo. Não é por outra razão que a teoria do mar de elétrons receberá a maior parte dos questionamentos, ainda na época de grande força do paradigma. Podemos até mesmo dizer que esta diferença dava à teoria do mar de elétrons um caráter mais especulativo se comparada com a equação relativística, uma vez que boa parte dos resultados desta última era somente a confirmação de experimentos e conceitos já conhecidos. Entre as questões mais fundamentais relativas à teoria do buraco, por sua vez, estavam as discussões ontológicas, tais como sobre a existência de novas partículas. Com isso, ao menos no começo, esta flexibilidade foi central na consolidação do conjunto teórico, pois permitiu ainda alguns rearranjos das proposições originais feitas por Dirac, das quais são exemplo as relacionadas com a descrição do vácuo. Desse modo, quase todas as dificuldades apontadas na época devem convergir à teoria do buraco, enquanto a equação relativística do elétron deve permanecer, na prática, fora dessas discussões. Ainda que até um certo pessimismo tenha se introduzido na avaliação dos pesquisadores com relação à teoria do buraco, *somente quando as medições forem capazes de colocar em dúvida a descrição obtida através da equação relativística*, tornaria-se possível abrir uma

frente de questionamentos acerca da própria teoria do buraco, e o inegável fracasso na articulação entre teoria e experimento colocaria o foco mais uma vez nos fundamentos. Nossa análise, até aqui, se concentrou na formação e no estabelecimento da TQC e, com isso, exibimos características decisivas para esta construção até os primeiros anos da década de 1930. Apesar de alguns resultados importantes terem sido encontrados, apenas fomos capazes de sugerir quais são as principais consequências de todo esse processo e, por isso, devemos aprofundar nossa discussão até os anos finais da década de 1930 para, a partir disso, reconsiderar os acontecimentos ocorridos quase na metade do século.

3.3.2 *Gestalt* Espectroscópica

Nossa discussão tem se concentrado em analisar a formação do primeiro modelo paradigmático da TQC com o qual as pesquisas em química relativística foram conduzidas ao longo da década de 1930 ou, em outras palavras, como os trabalhos de Dirac alcançaram um grau de confiança elevado no interior da comunidade científica de seu tempo. Identificar quando e se um paradigma científico surge em uma determinada área do conhecimento é indispensável a fim de que possamos compreender a dinâmica entre todas as esferas relacionadas com a atividade efetiva dos cientistas. Nesse sentido, ainda que muitos elementos contribuam à rotina diária de tais pesquisas, não há como torná-los, nem individualmente, nem em seu conjunto, em critério para estabelecer uma hipótese lógica envolvida na aceitação das teorias. Como discutimos, ainda no início deste capítulo, nem mesmo as regras comumente aceitas entre os pesquisadores poderiam fornecer um tal critério, por essa razão a introdução do conceito de paradigma se torna um elemento chave nas teses defendidas em *A Estrutura*. De fato, quando Thomas Kuhn destaca a influência de um paradigma sobre a comunidade científica, não obstante as

dificuldades em reduzi-lo a quaisquer das características da própria ciência, o autor tem em vista, de um lado, a sua grande aceitação na maior parte do tempo, mas, de outro lado, a divergência de opiniões acerca da correção do paradigma vigente em momentos extremamente particulares, sobretudo na *presença de um novo conjunto de ideias*, o que só pode ocorrer, evidentemente, quando sua influência se reduz de modo considerável. Abandonar uma estrutura teórica que já foi capaz de fornecer explicações bastante precisas acerca de seus próprios trabalhos é uma decisão muito difícil de ser tomada por um cientista, mas poderá ocorrer caso se faça necessária uma adequação das teorias às novidades científicas, quando estas últimas são encontradas de tempos em tempos e os pesquisadores, cedo ou tarde, são obrigados a reconhecê-las. Desse modo, um dos aspectos centrais que temos discutido neste capítulo é a conexão direta que existe entre o paradigma e os problemas para os quais espera-se que só ele seja capaz de resolver, porém, assim como Thomas Kuhn procura distinguir, entre os problemas conduzidos quase por completo pelo paradigma num período de ciência normal, eventualmente surgem aqueles classificados como *anômalos*. Até aqui nossa atenção tem se dirigido ao primeiro desses casos; todavia, mudanças significativas do paradigma só poderão ter lugar com o segundo. Sabemos, de tudo o que foi visto no início deste capítulo, que os problemas anômalos estabelecem um tipo completamente distinto de relação daquela esperada com o paradigma, sendo, portanto, mais difíceis de surgir e de serem vistos como tais; com isso, encontramos uma razão adicional para compreender a tendência dos cientistas de se afastarem das discussões relacionadas com os fundamentos teóricos. No entanto, o caminho percorrido por quaisquer desses problemas depende, em grande medida, do direcionamento da atenção dos cientistas sobre um conjunto específico de temas — em vista do próprio paradigma —, como defendido em *A Estrutura*, ou seja, uma vez que a ideia de “anomalia” está associada com uma situação completamente *imprevista*

de acordo com o paradigma, somente com o agravamento das análises em torno de um desses problemas e a posterior aceitação dessas dificuldades pela comunidade científica, então possíveis mudanças poderão ser, ao menos, cogitadas. Qualquer outra sequência de acontecimentos dificilmente deverá tornar essas questões, de fato, relevantes à comunidade científica a ponto de colocar em dúvida o paradigma (1970, p. 45):

As áreas investigadas pela ciência normal são certamente minúsculas; ela restringe drasticamente a visão do cientista. Mas essas restrições, nascidas da confiança no paradigma, revelaram-se essenciais para o desenvolvimento da ciência. Ao concentrar a atenção numa faixa de problemas relativamente esotéricos, o paradigma força os cientistas a investigar alguma parcela da natureza com uma profundidade e de uma maneira tão detalhada que de outro modo seria inimaginável.

Observe que, a partir de tudo o que discutimos neste capítulo, a especialização em si não é capaz de provocar alguma modificação ou abandono do paradigma, nem mesmo um elevado grau de dificuldade em adequar um problema anômalo levará necessariamente até uma dessas situações, ainda que uma simples alteração dos fundamentos possa ser o modo mais evidente de resolvê-lo, aliás, até mesmo no auge de um período de ciência normal sempre deverão existir alguns pesquisadores cujos estudos encontram-se tão profundamente relacionados com o paradigma a ponto de defenderem esta última opção como a única forma de solucionar as dificuldades mais aparentes, porém, tais pesquisas na maior parte das vezes são, na prática, desconsideradas como soluções não válidas: outro motivo pelo qual essas questões não conseguem perturbar a comunidade científica tão facilmente¹⁷. De fato, todos os fatores envolvidos no sucesso da quântica relativística, especialmente os discutidos na parte anterior desta seção, são, ao mesmo

¹⁷. “Durante todo o século XVIII, os cientistas que tentaram deduzir o movimento observado da Lua partindo das leis de Newton de movimento e gravitação fracassaram sistematicamente. Em vista disso, alguns deles sugeriram a substituição da lei do quadrado das distâncias por uma lei que se afastasse dessa quando se tratasse de pequenas distâncias. Contudo, fazer isso seria modificar o paradigma, definir um novo quebra-cabeça e deixar sem solução o antigo. Nessa situação os cientistas preferiram manter as regras até que, em 1759, um deles descobriu como se poderia utilizá-las com sucesso. Somente uma modificação nas regras do jogo poderia ter oferecido uma outra alternativa” (Kuhn, 1970, p. 63).

tempo, responsáveis pela força deste paradigma e razões para evitar que as dificuldades existentes possam colocar em descrédito seus fundamentos, uma vez que a expectativa gerada é a de que, assim como os problemas já solucionados, todos os demais, com esforço e dedicação dos cientistas, deverão igualmente encontrar suas respostas. Logo, devemos analisar a *dinâmica* na qual estão inseridos todos esses mecanismos de confirmação das teorias para só então compreendermos o caminho em direção às mudanças que aconteceram por volta de 1947 na física. Com efeito, Thomas Kuhn chama nossa atenção para um elemento impreterivelmente comum a todas as grandes transformações ocorridas na ciência, a saber, elas são antecedidas por um período de crise, por conseguinte, nosso primeiro passo será o de examinar como um tal estado de coisas se forma na ciência e em que medida ele pode levar até uma revolução científica. A estratégia de elucidação utilizada nesse caso por Kuhn, como em outras etapas importantes de *A Estrutura*, é lançar mão de um conjunto de exemplos, jamais exaustivo, mas com o qual são traçadas características gerais das quais devem surgir novas propostas. Com relação ao estabelecimento de uma crise, Kuhn se detém¹⁸ naquelas cujo resultado foi o abandono do paradigma aristotélico na física; do flogístico na química e do newtoniano, novamente na física. A última dessas mudanças, em particular, nos é interessante pois guarda algumas semelhanças específicas com a crise que será discutida mais tarde aqui em nosso trabalho. De fato, Kuhn procura reconstituir quais foram os principais fatores que trouxeram dificuldades à teoria de Newton ao longo da história e, nesse sentido, para “a crise na física do século XIX — que abriu caminho para a emergência da teoria da relatividade” (Kuhn, 1970, p. 100). De acordo com sua análise, “uma das raízes dessa crise data do fim do século XVIII, quando diversos estudiosos da filosofia da natureza, e especialmente Leibniz, criticaram Newton por ter mantido uma versão atualizada da

18. Cf. Capítulo 9, “As Crises e A Emergência das Teorias Científicas” em (Kuhn, 1970).

concepção clássica do espaço absoluto”; no entanto, como estes primeiros críticos não foram capazes de ir além do exame qualitativo e, assim, estabelecer por qual razão os cálculos obtidos pela teoria de Newton estariam em desacordo com as previsões, tais discussões “desapareceram com eles durante as primeiras décadas do século XVIII, resuscitando somente no final do século XIX quando já tinham uma relação muito diversa com a prática da física” (Kuhn, 1970, p. 101). Desse modo, as dificuldades mensuráveis com as explicações newtonianas, da maneira como as conhecemos hoje e que, de fato, levariam até a relatividade de Einstein, só tiveram início mais tarde nesse longo período de ciência normal em que as teorias de Newton atuaram como paradigma, isto é, os desacordos numéricos só “começam a aparecer na ciência normal com a aceitação da teoria ondulatória por volta de 1815, embora não tenham produzido nenhuma crise antes da última década do século” (Kuhn, 1970, p. 101). Assim, as várias maneiras com as quais os teóricos rearticularam as dificuldades de conciliar o paradigma newtoniano com a explicação ondulatória da luz, ao longo de todo o século XIX, é um exemplo interessantíssimo do quanto as pesquisas podem avançar em direção aos problemas mais específicos sem, no entanto, colocar em dúvida os fundamentos do paradigma, sobre isso, ele considera:

Dentre as observações celestes, apenas aquelas de aberração prometiam apresentar suficiente exatidão de modo a proporcionar informações relevantes. Devido a isso, a detecção de deslocamentos no éter através da medição das aberrações foi reconhecida como problema para a pesquisa normal. Muito equipamento especial foi construído para resolvê-lo. Contudo, tal equipamento não detectou nenhum deslocamento observável e em vista disso o problema foi transferido dos experimentadores e observadores para os teóricos. Durante as décadas centrais do século, Fresnel, Stokes e outros conceberam numerosas articulações da teoria do éter, destinadas a explicar o fracasso na observação do deslocamento. (Kuhn, 1970, p. 101)

As dificuldades se aprofundavam cada vez mais, especialmente com o surgimento dos trabalhos de Maxwell; no entanto, o próprio “Maxwell continuou acreditando que

sua teoria eletromagnética era compatível com alguma articulação da concepção mecânica de Newton” (Kuhn, 1970, p. 102). De qualquer maneira, o mais importante, evidentemente, é o fato de que, na prática, todas as respostas teóricas construídas por esses cientistas, sem dúvida, alguns dos maiores físicos e matemáticos da época, e talvez de todos os tempos, não se voltavam à crítica do paradigma, a qual ainda estaria por vir: “Cada uma dessas articulações obteve sucesso no esforço de explicar não só os resultados negativos da observação celeste, mas também os das experiências terrestres, incluindo-se aí a famosa experiência de Michelson e Morley” (Kuhn, 1970, p. 101). Desse modo, toda a pesquisa em torno da detecção e da explicação teórica do éter se tornava “anômala”, portanto, um “desvio” do esperado pelo paradigma. No entanto, o volume crescente dessa produção adjetivada no período de ciência normal como “fracasso” seria responsável por desenvolver a consciência dos pesquisadores de que não eram as análises que estavam exatamente erradas (Kuhn, 1970, p. 103):

Em consequência, os anos posteriores a 1890 testemunharam uma longa série de tentativas, tanto experimentais como teóricas, para detectar o movimento relacionado com o éter e introduzir este último na teoria de Maxwell. Em geral, as primeiras tentativas foram mal sucedidas, embora alguns analistas considerassem seus resultados equívocos. Os esforços teóricos produziram uma série de pontos de partida promissores, sobretudo os de Lorentz e Fitzgerald, mas também estes trouxeram à tona novos quebra-cabeças. O resultado final foi precisamente aquela proliferação de teorias que mostramos ser concomitante com as crises. Foi neste contexto histórico que, em 1905, emergiu a teoria especial da relatividade de Einstein.

Apesar da proximidade deste caso com o que será tratado em nosso trabalho, tais acontecimentos são importantes para nós não pelo fato de estarem relacionados com o surgimento da teoria da relatividade, mas, sobretudo, porque revelam com precisão o movimento antecessor a partir do qual os estudos de um problema anômalo podem se transformar em um período de crise e, apenas com esta, oferecer a possibilidade concreta

de que uma proposta de alteração paradigmática seja, de algum modo, aceita pela comunidade científica. A exposição kuhniana, da mesma maneira, pretende retirar dele somente os aspectos indispensáveis a fim de compreender o surgimento de uma revolução científica, por essa razão os três exemplos, incontestáveis transformações revolucionárias, escolhidos pelo autor com a intenção de discutir o significado mais pormenorizado do período de crise, devem ser vistos em conjunto, em vez de isoladamente. Nesse sentido, ainda que constituam, especialmente no caso da física newtoniana, longos períodos de ciência normal, este não é o aspecto mais decisivo, isto é, tais mudanças devem ser avaliadas, sobretudo, pela intensidade do esforço e da dedicação dos cientistas de cada época, incluindo os melhores, *na tarefa de articular o paradigma* relacionado com os problemas anômalos de seu tempo. Assim como Thomas Kuhn procurou enfatizar em mais de uma oportunidade em seu ensaio, a força contrária gerada por uma tal resistência em mudar o paradigma não significa, por sua vez, uma confiança cega, pelo contrário, ela é a certeza de que os problemas cuja intenção seja a de atacar diretamente os fundamentos do paradigma deverão ser analisados com muito mais atenção do que a usual, pois justamente aí parece surgir o não previsto: “O exame histórico nos sugere que o empreendimento científico desenvolveu uma técnica particularmente eficiente na produção de surpresas dessa natureza” (Kuhn, 1970, p. 77). Assim, estamos de volta à discussão de nosso trabalho, uma vez que as principais críticas com as quais se abrirá caminho em direção ao questionamento da teoria quântica relativística, antevendo quase por completo os trabalhos realizados mais tarde por Lamb e Retherford, são as pesquisas que, a princípio, deveriam ser consideradas, por assim dizer, rotineiras, pois pretendiam somente confirmar resultados aparentemente muito bem conhecidos teoricamente, a saber, as experiências a fim de detectar os dubletos ou a chamada estrutura fina das órbitas eletrônicas. Com efeito, não será nenhum dos grandes problemas — os quais chegaram a

trazer muita insatisfação no final da década de 1930 — que deve iniciar uma espécie de superação a eles mesmos, obtida somente a partir da metade da década de 1940:

Quase todas as propostas para eliminar as divergências que foram feitas durante os 1930 terminaram em fracasso [*failure*]. O pessimismo dos líderes da disciplina — Bohr, Pauli, Heisenberg, Dirac — foi parcialmente responsável pela falta de progresso. Eles testemunharam a derrubada dos conceitos clássicos do espaço-tempo e foram responsáveis pela rejeição dos conceitos clássicos do determinismo na descrição do fenômeno atômico. Eles provocaram a revolução da mecânica quântica e eles estavam convencidos de que somente mais revoluções conceituais resolveriam o problema da divergência na teoria quântica dos campos. Heisenberg em 1938 notou que as revoluções da relatividade especial e da mecânica quântica estavam associadas com parâmetros dimensionais fundamentais: a velocidade da luz, c , e a constante de Planck, h . Estas delineavam o domínio da física clássica. Ele propôs que a próxima revolução estaria associada com a introdução de uma unidade fundamental de medida que delinearía o domínio no qual os conceitos dos campos e interações locais seriam apreciáveis (Schweber, 1994, p. xxxvi).

Novamente, é preciso considerar o contexto histórico, ou seja, a comunidade científica precisa enxergar tais problemas como sendo particularmente decisivos com respeito à confirmação do paradigma e, *nesta situação*, compreender por qual razão a sua articulação geral continua a ter pouco ou nenhum sucesso, apenas isso poderá fornecer um contrapeso à confiança gerada pelo paradigma. Tendo esta dimensão do desenvolvimento científico em vista, podemos perguntar o seguinte: se os problemas que mais preocuparam os cientistas na década de 1930 não foram os que mais influenciaram os trabalhos de Retherford e Lamb, então quais pesquisas tiveram relevância para estes? Nossa discussão histórica havia mostrado que a incerteza com relação à separação entre os níveis $2s_{1/2}$ e $2p_{1/2}$, não obstante estivesse longe de ter chegado a um consenso, nas próprias palavras de Lamb era “uma discrepância que deveria ter sido tomada seriamente” [*a discrepancy which should have been taken seriously*] (Lamb, 1955, p. 287). De fato, Willis Lamb é o principal responsável por esta confirmação, alcançada conjunta-

mente com Retherford em (Lamb & Retherford, 1947), pelo que receberá o Prêmio Nobel (Lamb, 1955), como vimos em detalhes. Cabe observar, agora, com relação à leitura de Lamb na ocasião dessa premiação, sua análise genealógica de vários elementos presentes no alicerce deste artigo de 1947, com a qual reconhece quais trabalhos realizados pelos pesquisadores da década de 1930 foram mais decisivos às suas pesquisas, tanto do ponto vista experimental quanto teórico, pois esta avaliação deve nos trazer as pistas fundamentais do caráter anômalo do próprio desvio energético, considerado assim, no mínimo, desde o final de 1936.

Sem dúvida, esta última discussão aconteceu de modo bastante intenso e os pesquisadores diretamente envolvidos nela demonstravam extrema consciência do significado dessa “discrepância” para a equação relativística do elétron; contudo, esta história, em grande medida, ficou totalmente ofuscada, seja pela confiança no paradigma com relação à correção entre dados e teoria, seja pelo fato de as dificuldades com as divergências terem se transformado na questão mais importante entre os principais teóricos da época. Todavia, não precisaremos ir muito além da excelente análise feita por Willis Lamb em sua leitura ao Nobel — na qual encontramos indicações bastante valiosas para o nosso trabalho — a fim de perceber o que estava em jogo. De fato, o seu tom mais crítico com relação à pouca (ou nenhuma) atenção dada anteriormente a essa questão, surge, evidentemente, em contraste com o enorme destaque que ela teria no final da década de 1950. Contudo, essa percepção de Lamb, e também de Retherford, teve início quando eles reavaliaram, em seu artigo de 1947, os primeiros trabalhos que buscaram por uma conclusão a esse problema, aspecto especialmente relevante para nós, vejamos, pois, mais uma vez o texto (Lamb & Retherford, 1947), onde eles chamam a atenção, de um lado, ao artigo de (Drinkwater; Richardson & Williams, 1940), no qual seus autores argumentam que os experimentos “confirmaram a teoria” (Lamb & Retherford, 1947, p. 241) — dentre esses

três pesquisadores citados encontra-se Sir Owen Willians (1897-1959), ganhador do Prêmio Nobel em 1928 —; de outro lado, serão apontados tanto os experimentos realizados por (Houston, 1937) quanto por (Williams, 1938), mostrando “discrepâncias” com a teoria, no valor de aproximadamente “oito por cento” (Lamb & Retherford, 1947, p. 241); diferenças minuciosamente analisadas por (Pasternack, 1938), que afirmava existir um “desvio para cima do nível S de aproximadamente 0,03 cm” (Lamb & Retherford, 1947, p. 241). Nesse sentido, as dificuldades numéricas com relação à articulação da equação de Dirac, remontam, no mínimo, a 28 de dezembro de 1936, quando o físico estadunidense William Vermillion Houston (1900-1968) entregou seu artigo chamado “Um Novo Método de Análise da Estrutura do H_α e do D_α ”. Houston, em particular, havia sido aluno de dois ganhadores do Prêmio Nobel, a saber, Albert A. Michelson e Robert Millikan, sem dúvida, dois dos maiores físicos experimentais dessa época. Em seu artigo, Houston expõe de modo bastante claro o que pretendia obter com seus trabalhos e os desafios envolvidos nestes:

Uma das principais dificuldades na análise dos padrões de estrutura fina, especialmente dos elementos leves, encontra-se no fato de que as larguras dos componentes das linhas são da mesma ordem de magnitude de suas separações. Isto torna o objeto sob consideração realmente um espectro contínuo cuja distribuição de intensidade deve ser analisada, ao contrário das linhas de um espectro discreto. Tal espectro exige um método muito diferente de descrição e deve ser caracterizado por um conjunto diferente de números do que o espectro de linha verdadeiro (Houston, 1937, p. 446).

Desse modo, após analisar os padrões de interferência nos níveis de energia atômicos, conclui: “Os resultados indicam que para ajustar as observações com as quatro linhas mais fortes dadas pela teoria é necessário fazer as separações dos dois componentes mais intensos aproximadamente de 2 por cento menos do que o valor teórico” (Houston, 1937, p. 446). Acerca dos demais artigos citados por Willis Lamb, gostaríamos apenas de

comparar os gráficos seguintes reproduzidos na Figura 3.2, obtida de (Williams, 1938), e na Figura 3.3, encontrada em (Drinkwater; Richardson & Williams, 1940). A partir de sua análise experimental, Robley Cook Williams chega à seguinte conclusão acerca da diferença entre os dois níveis $^2S_{1/2}$ e $^2P_{1/2}$: “Consequentemente, correções com base na posição e intensidade teóricas dos componentes serão diferentes das correções com base nestas posição e intensidade observadas” (1938, p. 566). Os autores do segundo artigo (Drinkwater; Richardson & Williams, 1940), por sua vez, chegam até a Figura 3.3, mas com um resultado oposto ao encontrado por Robley Cook Williams, isto é, “as discrepâncias são causadas por linhas moleculares nesta região. Nós concluimos que não há evidência real que já tenha sido obtida para mostrar que a estrutura fina difere [*depart*] substancialmente dos valores calculados pelas equação de Dirac” (1940, p. 187). No começo deste capítulo exibimos algumas das dificuldades em considerar as transformações científicas como análogas às mudanças de *gestalt*; contudo, esta certamente é a melhor análise a ser feita com relação ao debate teórico que acabamos de apresentar, confira, em particular, a discussão acerca da experiência com cartas anômalas em (Kuhn, 1970, p. 89-90), porém, ao nosso trabalho, interessa apenas caracterizar o problema da diferença entre os níveis $^2S_{1/2}$ e $^2P_{1/2}$ com respeito ao seu caráter anômalo. Sobre isso, apesar da falta de acordo entre esses pesquisadores, ou em vista disso, é certo que para todos eles era bastante evidente tratar-se de um experimento que, caso fosse confirmado, estaria em desacordo com os resultados esperados teoricamente. Além disso, não obstante o consenso só fosse obtido após um relativo avanço nos métodos de medição, e nossa discussão sobre o próprio trabalho de Lamb e Retherford mostra o conjunto de dificuldades envolvidas com essa pesquisa e como a grande habilidade, especialmente do primeiro destes dois, seria decisiva para superá-las, é fundamental chamar a atenção para o fato de que os trabalhos de Houstoun (1937) e Robley Cook Williams (1938) *não sugerem*

quaisquer dúvidas acerca da existência do desvio energético. A indeterminação em si já é muito reveladora, pois exhibe, mais do que em qualquer outro momento na história da TQC nessa primeira metade do século xx, que o progresso científico não é um “empreendimento monolítico” (Kuhn, 1970, p. 74), ou, em outras palavras, posições estritamente contrárias podem existir e gerar, ao menos por algum tempo, um impasse muito efetivo.

De certo, ao longo de toda nossa análise histórica feita nos dois primeiros capítulos, impasses tão contrários jamais se estabeleceram, nem mesmo com a introdução de ideias bastante radicais quanto às de Heisenberg, houvesse cientistas descontentes com estas, o debate científico não se dividiu de modo semelhante ao encontrado neste caso entre Houstoun (1937) e Robley Cook Williams (1938), de um lado, e Drinkwater, Richardson e Williams (1940), de outro lado, na medida em que aquelas propostas rapidamente seriam aceitas em razão de suas explicações relativas aos dados experimentais. A propósito, a existência e o significado profundo dessa questão acerca do desvio energético terão reflexo igualmente no plano teórico, através do trabalho apresentado por Pasternack (1938), no qual seu autor adota o posicionamento de que simplesmente já não era mais possível ignorar a existência experimental de um tal desvio e, com isso, passa a sugerir algumas interpretações teóricas. Com um pouco mais de influência sobre os artigos escritos no final da década de 1940, uma vez que este é um texto bastante citado pelos pesquisadores a fim de recompor parcialmente a situação anterior sobre os estudos acerca do Desvio Lamb, inclusive por Hans Bethe, ele foi entregue através de um comitê dirigido à *Physical Review*, demonstrando, portanto, o caráter de urgência das análises iniciadas por Houstoun. Assim como o aviso introdutório apresentado pela revista não deixa dúvidas: “O conjunto dos editores não se responsabiliza pelas opiniões expressas pelos correspondentes” (Pasternack, 1938, p. 113), o aspecto evidente de descoberta é mais um elemento sintomático de que Willis Lamb realmente tivesse motivos

fortes para considerar que essa questão deveria ter sido “levada à sério” nessa época. Sobre sua carta de uma página, Pasternack, após levar em consideração o conjunto de experimentos que indicam as diferenças na “separação dos dubletos nas linhas de H_α e D_α ”, conclui que “um deslocamento dos níveis S poderia apontar para alguma perturbação de interação entre o elétron e o núcleo” (Pasternack, 1938, p. 113). Essa carta foi assinada por Pasternack em 25 de novembro de 1938, mas levaria quase uma década para que Lamb e Retherford, em 18 de junho de 1947, respondessem o seguinte: “Os resultados indicam claramente que, contrário à teoria, mas em essencial acordo com a hipótese de Pasternack, o estado $2^2S_{1/2}$ é maior do que $2^2P_{1/2}$ ” (Lamb & Retherford, 1947, p. 242). Nossa discussão histórica tratou substancialmente dos aspectos metodológicos e conceituais envolvidos neste último trabalho; contudo, apenas agora podemos perceber como esse experimento foi articulado pelos cientistas no interior das pesquisas, desde o seu início, tanto com respeito ao desenvolvimento da ciência normal da TQC, quanto com relação à força deste paradigma na condução de suas pesquisas. Com efeito, o caráter anômalo que está envolvido nessa experiência deverá se expressar essencialmente em todas as interpretações da TQC subsequentes à confirmação de Lamb e Retherford, por isso é importante considerarmos mais alguns pontos relativos ao Desvio Lamb.

O surgimento e a interpretação do problema anômalo, como vimos, têm papel central na argumentação feita em *A Estrutura* e, não por acaso, todo um capítulo¹⁹ seria dedicado a esse tema, então retomado em diversos momentos importantes do livro, especialmente quando trata da possível instauração da crise e da configuração de um estado pré-paradigmático. Ao longo dessa abordagem, Kuhn adota um procedimento quase desinteressado para se questionar acerca das descobertas científicas, começando com o seguinte: quem as fez e quando? Desse modo, a discussão desenvolve-se em torno dessas

19. Cf. Capítulo 5. “A Anomalia e A Emergência das Descobertas Científicas” (Kuhn, 1970, p. 77 e seg.).

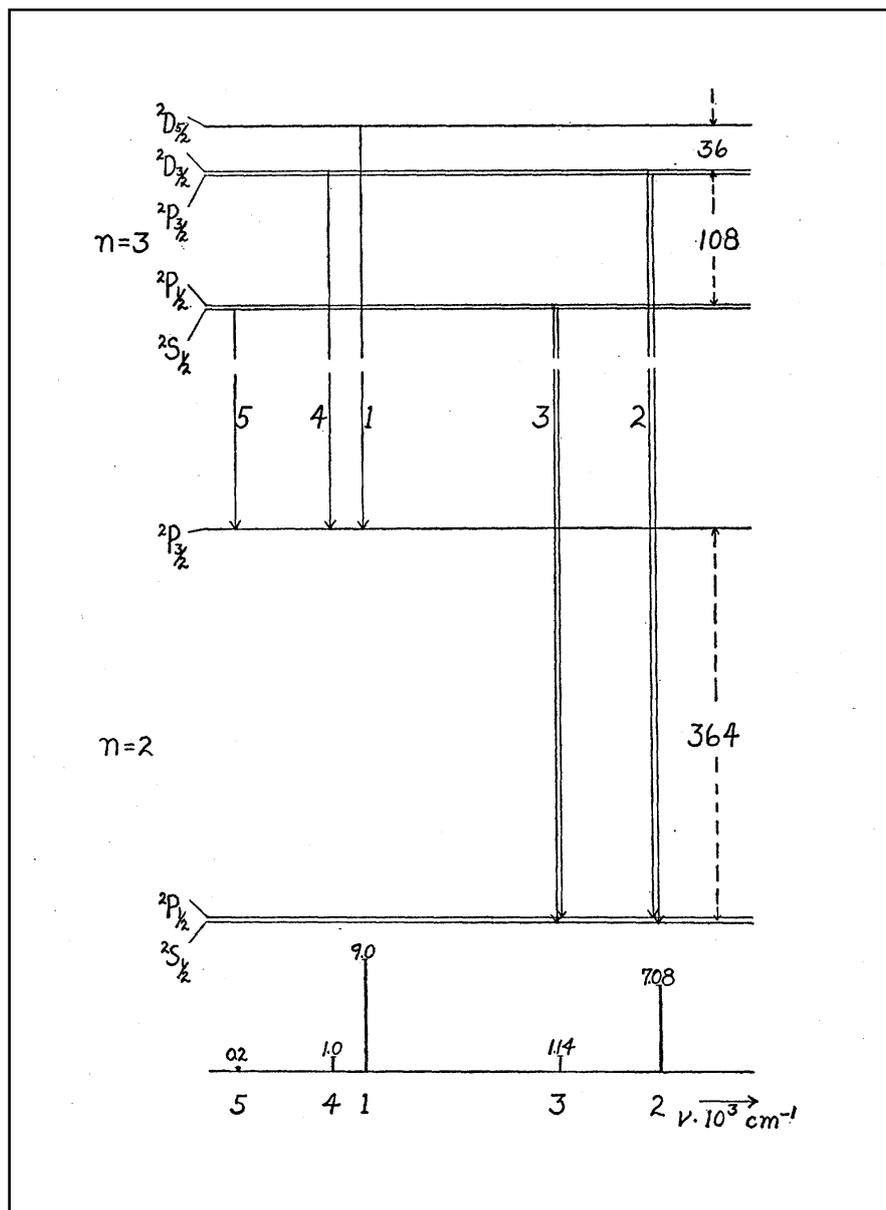


Figura 3.2 Originalmente publicada Robley Williams (1938, p. 559), com o título “Estrutura Fina Teórica do H_α ”. O pesquisador conclui de suas observações que a diferença entre os níveis $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$ é apreciável e não pode ser explicada pela teoria.

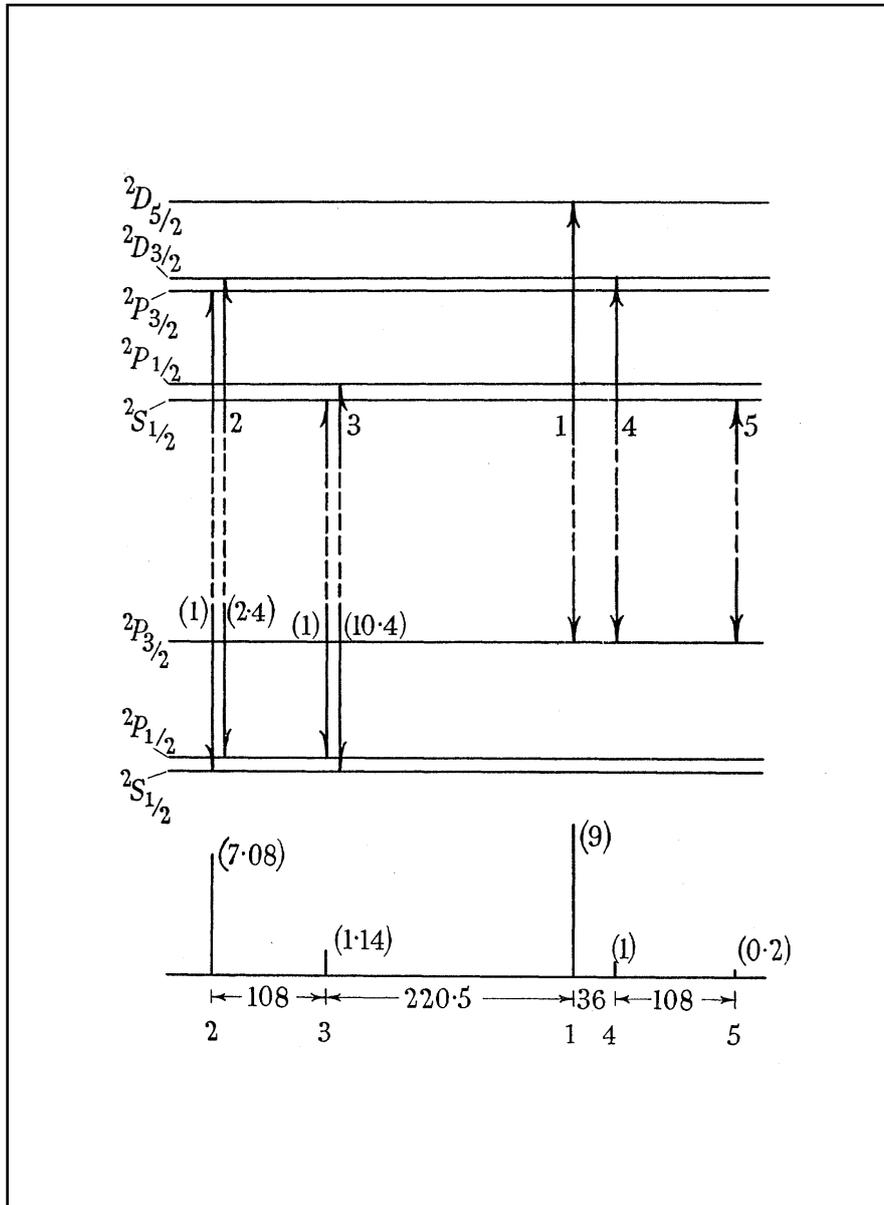


Figura 3.3 Originalmente publicada em Drinkwater, Richardson e Owen Williams (1940, p. 165). Nesse caso, os pesquisadores concluem com base nessas observações que não há diferença apreciável entre os níveis ${}^2S_{1/2}$ e ${}^2P_{1/2}$ e a teoria concorda com os dados observacionais.

duas questões a fim de conseguir perceber como se altera a interrelação existente entre teoria e experiência *na ausência* de um paradigma capaz de conduzir as decisões: é isso que caracteriza a abordagem dos problemas anômalos, não o fato de geralmente persistirem por longos períodos de ciência normal, mas sobretudo a dificuldade da comunidade científica em “reconhecê-los” como tal, esta é a principal evidência de que algum tipo de rearticulação se faz necessária antes de as pesquisas efetivamente gerarem dúvidas no julgamento dos cientistas acerca da adequação do paradigma. A descoberta do oxigênio, da garrafa de Leyden e dos raios x, como sabemos, foram os exemplos selecionados por Kuhn com a intenção de mostrar como se efetiva essa rearticulação, sobre os quais discutimos no início do capítulo e agora podemos adicionar algumas observações. Todos esses casos surgem em decorrência da concentração das pesquisas em torno de um conjunto reduzido de questões investigadas quase com o único objetivo de confirmar a acurácia do paradigma, redução com a qual os estudos devem chegar a um grande nível de informação sobre esses assuntos e, com isso, tendem a exibir alguns fenômenos inesperados teoricamente. Situações como essas têm em comum o fato de que a atitude dos pesquisadores oscila entre considerar que os experimentos não estão sendo realizados corretamente até — entre os que se convencem da existência de um novo fenômeno — a defesa de que uma modificação na teoria é necessária. Desse modo, a descoberta torna-se um processo sempre precedido por uma etapa na qual os dados experimentais tornam-se inconclusivos em razão de não haver uma rede conceitual precisa o suficiente para descrevê-los, passando, assim, para a categoria de “desvios”, os quais, quando não são solucionados, só poderão ser compreendidos através de uma nova estrutura conceitual. Thomas Kuhn resume todo o processo da seguinte maneira:

A descoberta começa com a consciência da anomalia, isto é, com o reconhecimento de que, de alguma maneira, a natureza violou as ex-

pectativas paradigmáticas que governam a ciência normal. Segue-se então uma exploração mais ou menos ampla da área onde ocorreu a anomalia. Esse trabalho somente se encerra quando a teoria do paradigma for ajustada, de tal forma que o anômalo se tenha convertido no esperado. A assimilação de um novo tipo de fato exige mais do que um ajustamento aditivo da teoria. Até que tal ajustamento tenha sido completado — até que o cientista tenha aprendido a ver a natureza de um modo diferente o novo fato não será considerado completamente científico (Kuhn, 1970, p. 78).

Iremos, então, adotar a mesma estratégia de Thomas Kuhn e nos perguntar: quem descobriu o Desvio Lamb? Willis Lamb e Robert Retherford certamente, mas por que não Houston (1937)? Afinal, ele não apenas havia chegado a valores corretos, mesmo sem dispor dos mais refinados instrumentos utilizados por Lamb e Retherford, mas afirmava, com base em seus dados experimentais, que a diferença energética entre os estados $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$ não se adequava às explicações teóricas: na prática defendeu a mesma conclusão obtida mais tarde por Lamb e Retherford. Possivelmente seus experimentos não foram suficientes para convencer os demais cientistas; todavia, com o trabalho de Robley Cook Williams (1938), ele já não era um pesquisador isolado, e este último igualmente defenderia que o desvio é um fato científico e não apenas um erro experimental. Se, com relação a esses dois casos, a razão de não existir adequação entre teoria e experimento era um elemento contestado apenas no campo experimental, então podemos dizer que Pasternack (1938), quando afirmou ter este fenômeno sua origem em algum tipo de perturbação entre o elétron e o núcleo, hipótese aliás considerada correta por Lamb e Retherford, foi quem primeiro previu esse desvio? Ainda que Pasternack tenha sugerido uma explicação teórica, esta apoiava-se num conjunto de experimentos anteriores, não o contrário, desse modo, não seria possível considerá-lo o primeiro a ter identificado esse fenômeno e, pela mesma razão, nem mesmo Lamb e Retherford. Com efeito, dizer que a descoberta dessa diferença entre os estados $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$ somente aconteceu

quando estes dois últimos pesquisadores apresentaram o artigo de 1947, seria ignorar a excelente reconstituição histórica feita por ambos ainda neste primeiro artigo, a partir da qual Lamb aprofundaria essa contextualização ao fazer sua leitura ao Prêmio Nobel, ambas discussões que, além de serem importantes relatos do grande significado desses questionamentos anteriores em suas próprias pesquisas, nos mostram, de modo bastante privilegiado, onde e quando podemos encontrar as primeiras sugestões acerca dessa pesquisa. Com efeito, antes de Lamb, dificilmente alguém parece ter tido mais habilidade do que William Houston para realizar esta experiência com a mesma excelência²⁰: além de ter estudado diretamente com Albert Michelson e Robert Milikan, ambos ganhadores do Prêmio Nobel, mais tarde, após ir para o Instituto de Tecnologia da Califórnia, a Caltech, permaneceria os anos de 1927 e 1928 na Alemanha, onde trabalhou primeiro com Sommerfeld e, depois, com Heisenberg. De fato, seu artigo de 1937 representava uma jornada anterior de aproximadamente dez anos:

Houston agora foi ao Instituto de Tecnologia da Califórnia com uma Bolsa Nacional de Pesquisa Nacional [*Research National Fellowship*], largamente por causa de Millikan, que havia deixado Chicago pela Caltech em 1922. Lá ele começou uma carreira de ensino e pesquisa que formaria o padrão para o resto da vida. Na Caltech, ele continuou seu trabalho em espectroscopia, fazendo importantes melhorias no interferômetro de Fabry-Perot. Por aproximadamente dez anos ele continuou uma série de melhorias na acurácia — da observação do bem conhecido dubleto, encontrado muitos anos antes por Michelson, através de mínimos desacordos com a teoria de Sommerfeld na direção da teoria do *spin* eletrônico de Uhlenbeck e S. A. Goudsmit, e então de desacordos ainda menores daquela teoria para a interpretação de S. Pasternak em termos de um deslocamento no nível *s*, e a interpretação final no trabalho de Lamb e Retherford. Cedo em sua carreira na Caltech, Houston ensina um curso do *Atombau und Spektrallinien* de A. Sommerfeld (Pitzer & Rorschach, 1974, p. 128).

A descrição anterior encontra-se no memorial de Houston, elaborado pela Academia Nacional de Ciências dos Estados Unidos, e poderia bem constituir uma história

²⁰. Cf. (Pitzer & Rorschach, 1974, p. 127-128).

alternativa àquela usualmente aceita para a descoberta do Desvio Lamb; todavia, se não fosse pela reconstituição de Lamb e Retherford, talvez fosse completamente apagada das discussões de 1947, esquecimento que, na prática, observaremos em todos os manuais de ciência. Esforços de igual proporção seriam encontrados na análise dos trabalhos de Robjey Cook Williams (1938), com a mesma intenção de confirmar a existência dos desvios energéticos, porém, o mais importante ao nosso trabalho é o fato de que uma enorme dedicação a esse problema seria despendida por Drinkwater, Richardson e W. E. Williams (1940), mas no sentido contrário, isto é, com o objetivo de negar essa diferença, trata-se afinal de um debate altamente qualificado do ponto de vista científico. Contudo, se, de um lado, devemos reconhecer que cautela e rigor são evidentemente duas características essenciais do procedimento científico, por outro lado, seria possível considerar que um estudioso tão rigoroso quanto Houston, fazendo uso do melhor conjunto experimental de seu tempo, tenha fracassado nesta descoberta? Isso não seria reduzir muito o papel do pesquisador e, assim, levar toda a discussão para o plano técnico-experimental? Do mesmo modo, não obstante reconheçam a importância dos avanços tecnológicos à obtenção de suas medições, o fato de Lamb e Retherford terem confirmado um comunicado feito por Pasternack quase dez anos antes não deixa de ser um indício da singularidade dessa “descoberta”. Sem dúvidas, aqui somos obrigados a concordar com Thomas Kuhn e concluir com ele que na ausência de um paradigma capaz de conduzir as pesquisas, abre-se espaço para um tipo de discussão muito rara no procedimento científico, na qual é preciso um pouco mais de *persuasão* acerca da correção dos dados experimentais do que apenas sua *confirmação*. Nesse sentido, a percepção de que, primeiro, havia um desvio com relação ao esperado teoricamente e, segundo, de que os experimentos haviam se desenvolvido o suficiente para determiná-lo, seria, no fundo, uma linha de pensamento com a qual se conectam todos os pesquisadores desde Houston até Lamb e Retherford,

de um lado e, por oposição, todos os demais que discordam desse pensamento, de outro lado. Uma pergunta bem mais difícil de responder em vez de quem descobriu o Desvio Lamb seria: o que ele é? Aqui, certamente, revela-se o lado mais complexo de um experimento anômalo no interior das pesquisas científicas, a saber, a sua relação com o paradigma. De fato, uma vez que Lamb e Retherford convenceram, por assim dizer, a comunidade científica acerca da diferença entre os níveis $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$, esta confirmação não implica diretamente ou necessariamente na incorreção da equação relativística do elétron de Dirac, por uma razão muito simples: não há outra explicação disponível, ela ainda deverá ser encontrada. Com isso, precisamos questionar, assim como Lamb e Retherford sugerem, se as primeiras experiências de Houston e Robley Cook Williams tivessem sido levadas à sério, sob qual medida a história da TQC poderia ter sido diferente? Em face da enorme importância do Desvio Lamb para esta teoria no final da década de 1940, especialmente por ter sido decisiva para a aceitação dos trabalhos de Richard Feynman, não há como negar a relevância desse passo. Portanto, não seria desprovido de sentido concluir que Houston e Robley Cook Williams estavam corretos e, além disso, Pasternack havia começado a investigação teórica desse novo fenômeno, uma vez que a equação de Dirac não era capaz de explicar a falta de degenerescência daqueles dois estados energéticos. Desse modo podemos dizer que Lamb e Retherford, não obstante de maneira muito habilidosa, apenas confirmaram com mais precisão uma série de estudos já conhecidos na física. No entanto, assim como nossa análise histórica mostrou, nem mesmo Willis Lamb, logo após sua descoberta experimental, havia encontrado uma explicação teórica precisa para fornecer aos seus dados experimentais encontrados, originando uma nova frente de estudos, dessa vez puramente teórica, na qual o próprio Lamb se envolve imediatamente, assim como os principais pesquisadores da física de seu tempo. Para sermos ainda mais precisos, esta nova linha de investigação apenas surge

quando Hans Bethe (1947) mostra ser possível existir um caminho para a interpretação teórica com base em uma articulação do método de renormalização desenvolvido anteriormente por Kramers e outros teóricos, assim, a explicação finalmente aceita para este fenômeno só começaria a ser encontrada a partir desse artigo de Hans Bethe. A propósito, não por outro razão a descoberta de Lamb e Retherford, fora de qualquer margem de dúvidas, de imediato seria chamada pelos cientistas como “desvio”. Somos levados, então, a concluir que foi Hans Bethe quem descobriu o Desvio Lamb, quando conseguiu adequar os dados experimentais à ideia de massa renormalizável: atribuir a Bethe essa descoberta talvez não seja um proposta completamente errada, mas, é claro, seria um absurdo. Ademais, como sabemos, a “descoberta” de Hans Bethe é apenas parcial, e basta retomar nossa discussão histórica para perceber que diversos caminhos teóricos quase antagônicos se abrem apoiados em suas ideias, os quais variavam entre a adequação com as teorias de Dirac (Weisskopf & French, 1948) até o abandono de sua teoria do pósitron (Feynman, 1949a). Portanto, a história desse problema está completamente associada com as múltiplas dificuldades em adequá-lo ao paradigma — antes e após os resultados experimentais de Retherford e Lamb terem sido apresentados —, o fato de não encontrarmos nela uma resposta específica acerca de quem fez essa descoberta, ou quando, relaciona-se diretamente com a dinâmica de condução das questões em um período de ciência normal, ou seja, a expectativa de construir respostas científicas com a articulação do paradigma vigente força os cientistas a desconsiderar ou mesmo a recusar um conjunto de pesquisas quando estas exigem modificações relacionadas com os fundamentos, por outro lado, esta exigência é a principal característica dos *problemas anômalos*.

Com efeito, a abordagem dos pesquisadores com relação a um problema anômalo, como no caso do Desvio Lamb, é bastante distinta daquela geralmente adotada para os demais problemas encontrados ao longo de um período de ciência normal, e a compa-

ração com outro experimento tão importante quanto este para a história da TQC é mais do que ilustrativo. De fato, a descoberta do pósitron não apenas teria um e apenas um único autor indubitavelmente associado com esta descoberta, Carl David Anderson, mas ela ainda possui data e local extremamente específicos: o artigo recebido em 28 de fevereiro de 1933 pela revista *Physical Review*²¹. Assim como Willis Lamb em 1955, mas antes deste, Carl Anderson receberia o Prêmio Nobel, em 1936, por ter feito uma grande descoberta experimental na física, com uma diferença importante, não será Carl Anderson quem deverá convencer os demais pesquisadores a aceitar a adequação dos seus dados com a teoria, pelo contrário, os autores que hesitaram ou resistiram em confirmar essa descoberta com base na equação relativística do elétron são os cientistas que terão dificuldades em defender os seus posicionamentos: “Blackett — que estava trabalhando em Cambridge na época — disse a Dirac que ele e Occhialini tinham evidência para este novo tipo de partícula” mas “Blackett não queria publicar seus resultados sem mais corroboração” (Schweber, 1994, p. 67) e, com isso, “embora no final do verão de 1932 Blackett e Occhialini, trabalhando em Cavendish, tivessem evidência conclusiva para os pósitrons em suas figuras da câmara de núvens, e Blackett tivesse tido o benefício das extensivas discussões com Dirac”, a espera de alguns meses lhes custaria perder o mérito de terem sido os primeiros a ter provado a existência do pósitron, pois “somente após Anderson ter anunciado sua descoberta” foi que Blackett e Occhialini decidiram publicar seus resultados, “após repetir alguns dos procedimentos de Anderson e confirmar seus resultados” (Schweber, 1994, p. 69). Houve grupos que buscaram questionar os trabalhos de Blackett e Occhialini, com relação ao fato de confirmarem a teoria Dirac: “No verão de 1933, os físicos da Caltech envolvidos na pesquisa ‘pósitron’ afirmaram que a teoria de Dirac como interpretada por Blackett e Occhialini não era sustentável”, mas,

21. Este, sim, é um fato citado quase em uníssono pelos manuais de ciência.

é claro, não conseguiram convencer a comunidade científica acerca dessa insustentabilidade. Não obstante, após a publicação de Carl Anderson, tenha se seguido uma discussão com respeito à adequação entre a teoria e experimento, uma polêmica que logo cederia em favor da teoria, a diferença entre esses dois casos nos mostra que é mais vantajoso chegar na frente quando se trata da *defesa* de uma experiência capaz de ajudar na articulação do paradigma, ainda que este esteja em seu começo, como era o caso da equação relativística do elétron, do que chegar em primeiro quando se trata de *questionar* o paradigma, ainda que este se encontre em um cenário de graves dúvidas, com era o caso dessa mesma equação por volta de 1937. Desse modo, meses após as experiências de Lamb e Retherford terem sido realizadas, esta “descoberta” continuaria a ser chamada pelo sugestivo nome de “Desvio Lamb” [*Lamb Shift*], assim como nós escolhemos referir ao longo deste trabalho, por um motivo muito evidente, a saber, quando não existe uma explicação aceita pela maior parte da comunidade científica acerca dos dados experimentais, não é possível nomeá-los, ainda que — fora da margem de dúvidas — eles sejam corretos. Tais diferenças tornam muito patente a influência do paradigma sobre as decisões dos cientistas, e o fato de não termos encontrado respostas às nossas questões, com respeito ao autor e à data da descoberta do Desvio Lamb, indica o seu caráter anômalo, uma vez que, a não ser pela precisão, esta não deveria ser considerada, na prática, mais do que um novo estado energético das órbitas eletrônicas, as quais começaram a ser descobertas sucessivamente mesmo antes do início do século xx. A única diferença nesta questão é a seguinte: a *não* confirmação da degenerescência dos estados energéticos $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$ (melhor seria dizer o sucesso desses resultados) significaria, em grande medida, o fracasso do paradigma. Carl Anderson, no caminho inverso, foi e ainda é reconhecido por ter realizado uma tarefa na qual outros muito bons pesquisadores haviam fracassado ou chegaram tarde demais; com respeito ao Desvio Lamb, uma sequência de

excelentes pesquisadores tiveram sucesso, mas isso não foi o suficiente: os obstáculos encontrados pela comunidade científica com a descoberta do Desvio Lamb são, portanto, de uma outra natureza. De fato, enquanto naquele caso teoria e experimento convergiam para a explicação de um fenômeno, neste é praticamente impossível dizer muito mais do que “algo saiu errado”, porém, assim como veremos na próxima parte desta seção, “a percepção de que algo saíra errado era apenas o prelúdio da descoberta” (Kuhn, 1970, p. 84). Com efeito, é apenas no interior deste segundo tipo de dificuldades — para não dizer começo de mal estar — que poderão surgir novidades num sentido mais forte do que o usualmente considerado pelas pesquisas feitas no período de ciência normal, e apenas desse modo, eventualmente, mudanças poderão ser realizadas com relação aos fundamentos do paradigma.

Antes de encerrar nossa discussão sobre o caráter anômalo do Desvio Lamb, gostaríamos de tentar responder a seguinte pergunta: por que Willis Lamb transformou esse experimento em uma questão central de suas pesquisas? Por certo, vimos em nossa discussão histórica o grande esforço empregado por ele a fim de chegar à solução desse problema, em particular, transitando entre as áreas teórica e experimental. O interesse estritamente subjetivo de Lamb, é claro, assim como suas vivências pessoais na área acadêmica, são fatores que influenciaram nessa escolha. Do mesmo modo, sua grande capacidade individual para levar adiante esses estudos nos ajuda a compreender o sucesso obtido na finalização de suas pesquisas, sobretudo as experimentais. No entanto, algumas questões históricas influenciaram diretamente à mudança de perspectiva acerca desses resultados em comparação com as análises da década de 1930, isto é, o fato de praticamente todos os exames teóricos terem cessado no final daquela década e, desse modo, seu retorno só ter ocorrido no meio da década de 1940, mais precisamente no ano de 1947, propiciando um intervalo de tempo no qual se desenvolveram novos e mais

precisos métodos experimentais, além do que essa retomada das atividades científicas seria feita por uma nova geração de pesquisadores. Essa mudança de visão certamente foi decisiva, simultaneamente, para a concretização dos experimentos e para a rápida aceitação da comunidade científica relativa à sua validade, especialmente pelo fato de sua compreensão teórica exigir, por conseguinte, um esforço não usual de diversos e influentes cientistas²². Ainda assim, a partir de toda a discussão de nosso segundo capítulo, acerca do Desvio Lamb, sabemos que nem mesmo o reconhecido avanço técnico com respeito às medições de energia parece ter sido um fator adicional suficiente para evitar que Lamb e Retherford concluam que esta era “uma discrepância que deveria ter sido tomada seriamente” [“*a discrepancy which should have been taken seriously*”] (Lamb, 1955, p. 287). Insistimos nessa crítica pois ela é muito pouco usual e, assim como procuramos fazer acerca das avaliações pessoais de Dirac sobre os seus próprios trabalhos e os demais pesquisadores, pretendemos encontrar em reflexões desse tipo as visões de mundo dos seus autores. Com isso, e a partir de nossa própria discussão, é evidente que o caráter anômalo de um tal problema, ao não se adequar com o paradigma de sua época, seria responsável por uma pesquisa de exigência muito elevada quanto à sua validade, pois se trata de um questionamento dos fundamentos; mas o que levaria Willis Lamb a fazê-la? Podemos, a princípio, concluir junto com ele, e com razão, que os pesquisadores da década de 1930 teriam condições para avaliar a relevância dessa questão à medida que se tratava de uma confirmação da equação relativística do elétron; não obstante as dificuldades experimentais aparentes fossem obstáculos efetivos, especialmente técnicos, é plausível acreditar que todas estas dificuldades poderiam ter sido superadas com a habilidade e a criatividade dos cientistas envolvidos nessas pesquisas, chegando assim a um

22. “Embora algumas vezes seja necessária uma geração para que a mudança se realize, as comunidades científicas seguidamente têm sido convertidas a novos paradigmas. Além disso, essas conversões não ocorrem apesar de os cientistas serem humanos, mas exatamente porque eles o são” (Kuhn, 1970, p. 194)

A New Method of Analysis of the Structure of H_α and D_α

W. V. HOUSTON

California Institute of Technology, Pasadena, California

(Received December 28, 1936)

The interferometer pattern due to a group of spectral lines can be expressed as a Fourier series, and the coefficients of this series can be regarded as the quantities to be measured. These coefficients can also be computed in terms of the positions, intensities, and the parameters describing the shapes of the lines. Although the equations cannot be explicitly solved for the latter quantities in terms of the Fourier coefficients, numerical means can be used to find the parameters which best reproduce the observed values. This method has been applied to two plates of H_α and D_α . The results indicate that to fit the observations with the four strongest lines given by the theory it is necessary to make the separations of the two most intense components some 2 percent less than the theoretical value.

ONE of the principal difficulties in the analysis of fine structure patterns, especially in the light elements, lies in the fact that the widths of the component lines are of the same order of magnitude as their separations. This makes the object under consideration really a continuous spectrum whose intensity distribution must be analyzed, rather than a spectrum of discrete lines. Such a spectrum requires a quite different method of description and must be characterized by a different set of numbers than a true line spectrum. When an interferometer is used to study the spectrum the periodicity of the pattern suggests the use of a Fourier series for describing it, and the method of analysis to be described is one in which the coefficients of this Fourier series are regarded as the characteristics of the spectrum. To compare the observations with spectroscopic theory, however, these characteristic coefficients must be interpreted in terms of intensities and positions of elementary component lines.

METHOD OF ANALYSIS

Consider first the Fabry-Perot interferometer pattern to be expected from a single elementary line. After it has been expressed in terms of intensity as a function of the distance from the center of the pattern, the scale can be made linear by squaring the abscissae. The intensity will then be a periodic function whose period can be determined with considerable accuracy. The range of wave-length represented by the separation of successive orders is called the

spectral range and may be designated by s . This quantity is strictly a function of the order of interference, but it varies so slowly that over the three or four orders in which one is usually interested it may be treated as constant. Then let $\theta = 2\pi\lambda/s$ be the variable in terms of which the pattern is to be described. θ may be called the angular order of interference.

If the line under consideration were strictly monochromatic, and if the resolving power of the interferometer were infinitely high, the intensity of the pattern would be zero except for a series of points separated by the distance 2π . However, neither of these conditions is satisfied and one needs to consider three principal causes of line breadth.

(a) The natural width, due to the finite lifetimes of the states involved, or classically due to the damping of the oscillations, gives a line whose shape is

$$I_n(\theta - \theta_0) = \beta / \{(\theta - \theta_0)^2 + \beta\}^2. \quad (1)$$

θ_0 is the position of the maximum, and β is a constant which depends upon the lifetimes of the initial and final states. The broadening due to collisions gives a line of the same shape so that these two effects can be treated together by giving to β a suitable value.

(b) In hydrogen the most important source of broadening is the Doppler effect caused by the motion of the emitting atoms. This gives a line whose form is

$$I_D(\theta - \theta_0) = e^{-a(\theta - \theta_0)}. \quad (2)$$

Figura 3.4 Página de abertura do artigo “Um novo Método de Análise da Estrutura do H_α e D_α ”, publicado por Houston (1937) na *Physical Review*, no qual afirma ter encontrado desvios experimentais com relação aos valores previstos pela teoria de Dirac.

LETTERS TO THE EDITOR

Prompt publication of brief reports of important discoveries in physics may be secured by addressing them to this department. Closing dates for this department are, for the first issue of the month, the eighteenth of the preceding month, for the second issue, the third of the month. Because of the late closing dates for the section no proof can be shown to authors. The Board of Editors does not hold itself responsible for the opinions expressed by the correspondents.

Communications should not in general exceed 600 words in length.

Note on the Fine Structure of H α and D α

Various investigators¹ have found that the doublet separations of the H α and D α lines are somewhat smaller than the theoretically predicted values. Kemble and Present² pointed out that the discrepancy could be accounted for by a deviation from the Coulomb law at small distances from the nucleus, which leads to a displacement of the 2S levels. However they found that the discrepancy was much too large to be explained on the basis of a finite size of the electron and proton.

Recently R. C. Williams³ resolved a third component of the D α line, and obtained the separations 0.319 cm⁻¹ between components (1) and (2), and 0.135 cm⁻¹ between components (3) and (2). These values are, respectively, 0.009 cm⁻¹ less, and 0.027 cm⁻¹ greater, than the theoretical values. Unpublished results obtained by Houston and Robinson by means of a Fourier analysis of the D α line give a similar discrepancy, although the deviations found are not quite as large as those obtained by Williams.

It seems significant that both of these deviations are consistent with a perturbation of the 2^2S level of deuterium. According to theory the component (2) consists of the two transitions $2^2P_1-3^2D_1$ and $2^2S_1-3^2P_1$, the former having 2.4 times the intensity of the latter. Hence, if the 2^2S level is displaced by an amount x cm⁻¹, the component (2) will undergo an apparent displacement of approximately 0.3x. On the other hand, the component (3) consists of the transitions $2^2S_1-3^2P_3$ and $2^2P_1-3^2S_1$, the former being 10.7 times as intense as the latter. Thus its apparent displacement is 0.9x. Consequently the separation of components (1) and (2) is decreased by an amount 0.3x, whereas the separation of components (3) and (2) is increased by 0.6x. This agrees fairly well with the results of Williams, and of Houston and Robinson, if the displacement x is taken to be about 0.03 cm⁻¹.

An S level displacement of this magnitude checks quite well with discrepancies observed in the doublet separations of other Balmer lines of hydrogen, as is seen from Table I.

TABLE I.

	H α	H β	H γ	H δ	H ϵ
$\Delta\lambda_{\text{theor}}$	0.319	0.344	0.353	0.358	0.360
$\Delta\lambda_{\text{obs}}$	0.307	0.330	0.339	0.345	0.351
$\Delta\lambda_{\text{corr}}$	0.308	0.330	0.339	0.343	0.345

The first two rows are the separations in cm⁻¹ of the apparent centers of intensity as given by Houston and Hsieh.⁴ The third row contains the theoretical separations obtained if a 2^2S level displacement of 0.030 cm⁻¹ is assumed.

A displacement of the S levels would seem to point toward some perturbing interaction between the electron and the nucleus. As was indicated by Kemble and Present, the interaction required is much too large to be accounted for by the assumption of a finite size of electron and proton. An estimate of the magnitude of the interaction can be obtained by superposing on the Coulomb field a simple repulsive potential of height D , extending for a distance of r_0 cm from the nucleus. A first-order perturbation treatment raises the energy of the n^2S level of a hydrogen-like atom by an amount

$$\frac{4}{3} D \frac{Z^3 r_0^3}{n^3 a_0^3},$$

where a_0 is the Bohr radius. If we assume a displacement of the 2^2S level of deuterium of about 0.3 cm⁻¹, as suggested by Williams' results, we find that Dr_0^3 must be about 5×10^{-38} erg cm³. Thus if r_0 were taken to be the nuclear radius, 3×10^{-13} cm, D would have to be given the extremely high value of about 100 Mev.

In the case of the ionized helium line $\lambda 4686$, an S level displacement would shift two of the weaker components toward the red, but would not affect the two main components, which involved transitions between P , D and F levels. Measurements by Leo⁵ and by Paschen⁶ show deviations from the theoretical values for the two weak components which could be explained by a 3^2S level displacement of 0.04 or 0.05 cm⁻¹. Results soon to be published by Chu, however, show no deviations of this magnitude.

An S level displacement could also be the cause of a slight shift toward the red observed by Edlén⁷ in the doubly-ionized lithium line $1s^2S-2p^2P$.

SIMON PASTERNAK

California Institute of Technology,
Pasadena, California.
November 25, 1938.

¹ Houston and Hsieh, *Phys. Rev.* **45**, 263 (1934); Williams and Gibbs, *Phys. Rev.* **45**, 475 (1934); Kopfermann, *Naturwiss.* **22**, 218 (1934); Spedding, Shane and Grace, *Phys. Rev.* **47**, 35 (1935); Houston, *Phys. Rev.* **51**, 446 (1937).

² Kemble and Present, *Phys. Rev.* **44**, 1031 (1932).

³ Williams, *Phys. Rev.* **54**, 558 (1938).

⁴ Houston and Hsieh, reference 1.

⁵ Leo, *Ann. d. Physik* **81**, 757 (1926).

⁶ Paschen, *Ann. d. Physik* **82**, 689 (1927).

⁷ Edlén, *Wellenlängen und Termssysteme zu den Atomspektren der Elemente Li, Be, B, C, N, O* (Uppsala, 1934), p. 29.

Figura 3.5 Página de abertura da “Carta ao Editor”, publicada por Simon Pasternack (1938) na *Physical Review*, na qual considera a possibilidade uma nova teoria em vista das descobertas de desvios com relação à teoria de Dirac.

consenso, uma vez que tão cedo quanto em 1936 havia evidências dessa diferença energética; no entanto, isso não aconteceu, o dissenso prevaleceu. Por outro lado, é interessante nos perguntar, no caminho inverso, por qual razão não houve uma corrida para resolver esta mesma questão logo após a retomada das atividades científicas no meio da década de 1940? Afinal, nenhuma razão técnica poderia, nesse momento, impedir profundamente outros teóricos e/ou experimentalistas de levarem adiante essa pesquisa. Com efeito, quase todos os cientistas envolvidos diretamente com os desenvolvimentos relacionados com a explicação do Desvio Lamb, só começaram a voltar sua atenção para este após os dados experimentais terem sido publicados por Lamb e Retherford e, no caso teórico, somente com o passo inicial dado por Hans Bethe. Ademais, a existência de pesquisadores trabalhando concomitantemente em certos problemas é bastante frequente em períodos de ciência normal, como vimos no caso da descoberta do pósitron, e mesmo com relação à diferença energética do nível s do átomo de hidrogênio na década de 1930. No caso dos físicos experimentais, a situação favorecia ainda mais essa competição, pois, como Schweber lembra, toda uma geração de cientistas havia recebido um profundo aprendizado em vista do avanço das novas técnicas de medições energéticas, em particular, Retherford, que assina o artigo de 1947 junto com Lamb: “A física experimental depois da guerra se beneficiou grandemente dos avanços feitos no Rad Lab no MIT e em instalações similares em Harvard e Columbia. O primeiro e mais óbvio benefício foi a grande habilidade técnica dada aos experimentalistas na manipulação de microondas: Bloch, Hansen, Purcell, Pound, Lamb, Dicke, Rabe todos fizeram uso de técnicas de microondas, aprendidas durante a guerra, em experimentos clássicos realizados após a segunda guerra mundial” (Schweber, 1994, p. 139). Nesse sentido, como observamos na discussão feita até agora, até mesmo na década de 1930, quando a influência da equação relativística de Dirac ainda despertava interesse com relação ao acordo entre resultados teóricos

e experimentais, um número maior e de renomados pesquisadores haviam dedicado seus estudos a esse tema, ainda que isso não tenha sido suficiente para torná-lo central para a comunidade científica. A conjuntura formada após 1945, por sua vez, e a maneira como os problemas teóricos foram sendo retomados, possivelmente, contribuíram a fim de que a atenção dos cientistas, nesse momento, estivesse mais dispersa com respeito aos assuntos escolhidos para serem debatidos, não obstante os encontros e congressos pudessem reunir talvez até três gerações diferentes dos mais importantes físicos. Todavia, no caso de Willis Lamb, sua clareza quanto à centralidade desse tema nos estudos da TQC, especialmente se considerarmos todo seu esforço em articular áreas e técnicas tão diversas a fim de encontrar uma única e definitiva resposta, nos parece, difere-se muito com relação à expectativa dos demais cientistas, em outras palavras, ele conseguia *ver* essa questão como decisiva e, nesse sentido, devemos buscar compreender qual era o seu compromisso tanto com a teoria de Dirac quanto com a ciência, uma vez que, assim como observa Thomas Kuhn (1970, p. 82): “o valor atribuído a um novo fenômeno (e portanto sobre seu descobridor) varia com nossa estimativa da dimensão da violação das previsões do paradigma perpetrada por este”.

A melhor maneira para percebermos as motivações com relação às escolhas feitas por Lamb, e também por Retherford, em suas pesquisas, consiste justamente em analisar quais foram suas avaliações iniciais acerca dos próprios resultados aos quais acabavam de chegar. Sobre esse ponto, como discutimos em detalhes em nosso capítulo anterior, de um lado, ainda que tenham demonstrado inequivocamente que exista uma diferença entre os dois níveis energéticos associados aos estados $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$, uma situação inesperada de acordo com a equação relativística de Dirac, por outro lado, os demais dados experimentais demonstravam um excelente acordo com as previsões teóricas. Com isso, a posição adotada pelos autores, nesse primeiro momento, mesmo na iminência de uma

grande transformação com relação aos fundamentos teóricos, ainda pode ser considerada de prudência, especialmente com relação ao alcance real dessa mudança nos trabalhos de Dirac. Sobre esse ponto, Willis Lamb deverá ocupar um lugar bastante singular, uma vez que, tão logo obteve esses dados, procurou ele mesmo construir uma interpretação *teórica* acerca deles. De fato, como foi discutido em nosso segundo capítulo, surgem, na época, ao menos quatro construções teóricas diferentes com resultados quantitativos condizentes com os valores obtidos por Lamb e Retherford, além disso, não obstante todas tenham como ponto de partida as ideias elaboradas por Hans Bethe, adotam, ao final, compromissos variáveis com respeito à teoria de Dirac. Adiante, nós discutiremos mais acerca deste último ponto; contudo, desde já, devemos chamar a atenção para o fato de que tanto a proliferação de respostas quanto a maneira como elas se relacionam com o paradigma são elementos fundamentais à ideia de revolução científica defendida em *A Estrutura*, pois dizem respeito à percepção dos cientistas quanto à capacidade do paradigma de conduzir completamente as respostas teóricas aceitas, “dado que nenhuma experiência pode ser concebida sem o apoio de alguma espécie de teoria, o cientista em crise tentará constantemente gerar teorias especulativas que, se bem sucedidas, possam abrir o caminho para um novo paradigma e, se mal sucedidas, possam ser abandonadas com relativa facilidade” (Kuhn, 1970, p. 199). O desenvolvimento teórico de Willis Lamb foi realizado junto com o físico estadunidense Normal Myles Kroll (1922-2004) e recebido em dezembro de 1948 — mais de um ano após ter publicado seus resultados experimentais — em artigo (Kroll & Lamb, 1949) chamado “Sobre a Auto Energia de Um Elétron Ligado”, cujo resumo expressa bastante bem a intenção deste trabalho: “O desvio eletromagnético dos níveis de energia de um elétron ligado foi calculado com base na formulação usual da eletrodinâmica quântica relativística e da teoria do pósitron. A teoria fornece o resultado finito de 1052 megaciclos por segundo para o desvio $2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$ no hidro-

gênio, em próximo acordo com o cálculo não relativístico de Bethe” (Kroll & Lamb, 1949, p. 388). Ou seja, antes de discutirmos a relação entre as respostas dadas a fim de explicar o Desvio Lamb, importa, por enquanto, observar que, apesar de considerar o grande impacto de seus cálculos sobre a construção teórica, Willis Lamb ainda acredita ser possível fazer seus cálculos com base no que chama em seu artigo de “formulação de 1927-1934 da eletrodinâmica devida a Dirac, Heisenberg, Pauli e Weisskopf”; desse modo, nada poderia expressar melhor o compromisso que esses autores, em especial Lamb, ainda tinham com “a formulação de 1927-1934” da teoria de Dirac, do que o posicionamento adotado por eles frente à dificuldade de tornar essa formulação um invariante relativístico²³: “Aparecerá disto que a invariância formal relativística da presente teoria é em alguma medida ilusória [*to some degree illusory*] em que toda a autoenergia diverge logaritmicamente, tal que a diferença das duas energias tais como $W(2^2S_{\frac{1}{2}})$ e $W(2^2P_{\frac{1}{2}})$, embora finita, não é necessariamente única” (Kroll & Lamb, 1949, p. 388). Desse modo, Willis Lamb, que receberia o Prêmio Nobel em razão de seus experimentos, continua a adotar os trabalhos de Dirac em sua própria análise teórica²⁴, o que demonstra que ele, e agora Kroll, estavam dispostos a articular a teoria quântica relativística com o objetivo de explicar os dados experimentais, *trazendo mudanças mais profundas no interior da teoria da relatividade especial* e não com respeito à teoria de Dirac, expondo-nos qual era a força do paradigma ainda nessa época. Isso confirma também o que temos chamado de “posicionamento intermediário” de Willis Lamb com relação aos trabalhos de Dirac, o que não significa desinteresse em alcançar mudanças no conjunto teórico no todo, como

23. Weisskopf e French (1949) adotam o mesmo posicionamento mas partem de outra perspectiva, assunto discutido com detalhes em nosso capítulo anterior.

24. A dificuldade com essa formulação estava na “presença do termo não covariante $(\alpha/\sigma\pi)[\mathbf{p}/(1+\mathbf{p}^2)^{\frac{1}{2}}]$ ”, mas que “integrando-se sobre uma região que fosse esférica para um elétron em repouso, um resultado covariante será obtido. Não se pode, entretanto, aplicar esta prescrição a um elétron ligado, tal que algum outro meio de modificar nossa expressão da autoenergia deve ser encontrado a fim de fornecer uma expressão covariante para o elétron livre” (Kroll & Lamb, 1949, p. 397).

se torna mais evidente se considerarmos os seus trabalhos anteriores, nos quais “Lamb trabalhou com forças nucleares geradas pelo méson de Yukawa, e em particular com os desvios da lei de Coulomb devido aos efeitos mesônicos. A questão da validade da lei de Coulomb se tornava um tema recorrente nas pesquisas de Lamb” (Schweber, 1994, p. 214). De fato, suas tentativas de confirmação da Lei de Coulomb são um elemento importante, ao menos, por duas razões. Primeiro, porque nos mostra o interesse de Lamb em chegar a um tipo de questão eventualmente capaz de revelar inconsistências do próprio paradigma, e não apenas o de levar adiante pesquisas classificadas por Kuhn como problemas de ciência normal ou solução de quebra-cabeças. Desse modo, Willis Lamb parece ter seu *olhar* treinado para uma relação entre experimento e teoria que vai além de encontrar a confirmação desta última. O segundo ponto, possivelmente mais importante, estava no fato de que esta mesma abordagem, indiretamente, redirecionaria os próprios trabalhos sobre o Desvio Lamb, permitindo a Lamb e Retherford lançarem mão de uma nova rede conceitual sem romper com a teoria de Dirac, ou seja, assim como apontam em seu artigo, um dos seus objetivos era o de obter mais “dicas da natureza do átomo para interações não coulombianas entre as partículas elementares: elétron e próton” (Lamb & Retherford, 1947, p. 241). Observe que, nesse momento, não existe, de fato, uma rede conceitual capaz de explicar o Desvio Lamb, portanto, assim como afirma Thomas Kuhn, a introdução de novas hipóteses teóricas, e mesmo novas teorias, não descartaria, por exemplo, a existência de alguma modificação da própria Lei de Coulomb. Este é um momento bastante raro, uma vez que, como temos analisado nas diversas etapas da história da TQC, grandes construções teóricas foram obtidas sem colocar em dúvida proposições tão fundamentais como a Lei de Coulomb; em particular, a mecânica quântica e a teoria da relatividade haviam encontrado uma região comum, no interior da equação do elétron, exatamente pelo compromisso com *todas* as proposições essenciais daquelas teorias. De

qualquer modo, essas tentativas, ainda que expostas apenas como hipóteses, revelam a dificuldade com relação ao paradigma vigente ou, de outro modo, exigem sua ruptura em alguma região. Nesse sentido, Willis Lamb parece acreditar ser possível continuar a fazer uso da teoria do mar de elétrons sem que isso implicasse em alterações fundamentais de suas proposições, em particular, ele aceitava a ideia de um conjunto infinito de elétrons com energia negativa, ou a teoria do pósitron, ainda que a invariância relativística devesse ser revista com mais atenção; todavia, como sabemos, a primeira destas é quem não deve resistir.

As análises, até agora, tiveram por base a discussão mais detalhada feita anteriormente por nós com relação aos artigos e textos da época, e certamente poderiam ser melhor compreendidas em aspectos mais específicos; contudo, elas são suficientes para afirmarmos o seguinte: a partir da confirmação obtida por Lamb e Retherford acerca da diferença dos estados energéticos das órbitas atômicas, o paradigma deveria ser revisto em pontos fundamentais, ademais, esses dois autores não apenas tiveram a habilidade necessária para levar adiante suas pesquisas experimentais, mas tinham grande consciência do que elas representavam. No entanto, antes de Julian Schwinger apresentar sua proposta e, especialmente, antes de Richard Feynman formular uma nova teoria do pósitron, *ainda* era muito forte a expectativa de que a teoria de Dirac seria rearticulada com respeito a esses dados experimentais e, realmente, as primeiras tentativas de explicação teórica caminharam exatamente nessa direção. Aliás, frente ao significado e alcance das propostas de Richard Feynman²⁵, é possível dimensionar a profundidade da crise instaurada com a confirmação do Desvio Lamb, na medida em que consideramos a disposição dos cientistas em aceitar como sendo válidas todas essas novas ideias teóricas, tão distintas entre si. Nesse sentido, ainda sem dar início a nossa discussão

25. Cf. ao final de nosso capítulo anterior as propostas de Feynman.

acerca do processo de avaliação destas teorias, já encontramos elementos suficientes que apontam para uma das teses centrais em *A Estrutura*, a saber, *a ciência não é uma atividade cumulativa*. Com efeito, em todo o período compreendido entre a publicação da equação relativística do elétron, em 1928, até o trabalho de Lamb e Retherford, em 1947, os fundamentos teóricos, com respeito às demais regiões de pesquisa estabelecidas na época, jamais sofreram quaisquer ataques mais intensos a ponto de levarem a discordâncias tão fortes como as encontradas com respeito ao Desvio Lamb; nem quando a teoria do mar de elétrons foi severamente criticada por Niels Bohr, um dos mais respeitados pesquisadores de seu tempo; nem quando a dificuldade com os infinitos havia gerado incertezas profundas entre os cientistas. Por outro lado, ainda que grandes obstáculos tenham sido encontrados por aqueles pesquisadores cujos esforços estavam concentrados exatamente em demonstrar as inconsistências em pontos fundamentais da TQC, tais modificações acabaram ocorrendo e, sobretudo, foram aceitas, especialmente depois da primeira metade do século xx, e o seu paradigma inicial deixou de conduzir, ao menos parcialmente, as pesquisas dessa área. Em resumo, a crise provocada pela discussão em torno de um experimento anômalo, o Desvio Lamb, levou os pesquisadores a aceitarem novas hipóteses com respeito a mudanças dos fundamentos. A teoria do mar de elétrons, por sua vez, deverá sofrer as principais críticas, feitas, sobretudo, pela nova geração de pesquisadores, assim abrindo caminho para Richard Feynman conseguir apresentar uma teoria *alternativa* à descrição do pósitron. Tais modificações são muito mais do que simples articulações do paradigma, e representam grandes transformações na visão geral acerca do comportamento e da natureza da física da matéria; a descrição do vácuo, por exemplo, a partir disso, foi completamente revista. De um lado, determinamos como as teorias de Dirac se transformaram em paradigma, isto é, esse conjunto de procedimentos — teóricos e experimentais — resistiu a testes comparativos intensos no passado, como,

por exemplo, quando foram capazes de demonstrar a estrutura fina do átomo ou sugerir a pesquisa experimental que levaria até a descoberta do pósitron, situações contundentes das quais se originou sua força na condução dos problemas científicos. De outro lado, vimos qual é o caminho que pode levar, eventualmente, ao questionamento de um conjunto tão bem sucedido de explicações científicas e, desse ponto de vista, foi essencial perceber o que é um problema anômalo e o seu papel no interior das pesquisas. Sem dúvida, uma crise na ciência pode se instaurar com a busca de uma articulação do paradigma frente às dificuldades originadas das tentativas de articulação do experimento anômalo, uma forma muito específica de pesquisa, em geral adiada por um longo período, mas, quando efetivada, capaz de trazer dúvidas com relação ao paradigma. No interior desse processo, chamamos a atenção para a importância do paradigma com relação ao surgimento de um experimento anômalo, em nosso caso, são os estudos direcionados para a *confirmação* da estrutura fina do elétron que, após o trabalho de Lamb e Retherford, reduziram a confiança na equação relativística do elétron. A concentração em esforços desse tipo, os quais começam e se desenvolvem quase por completo no interior de um período de ciência normal, são, portanto, essenciais.

3.3.3 A Ruptura com Dirac

De toda a discussão feita há pouco, encontramos algumas análises centrais ao pensamento de Thomas Kuhn, especialmente com relação ao papel do problema anômalo para o estabelecimento de um período pré-paradigmático ou de crise na ciência. Nesse sentido, o Desvio Lamb, cuja origem identificamos se encontrar no interior de um período de ciência normal da quântica relativística, isto é, podemos, no mínimo, apontar o artigo de Houston de 1937 como sendo o primeiro a considerar esse tema, porém, não deverá produzir maiores questionamentos na física antes de Retherford e Lamb retomarem esse

e outros trabalhos e publicarem os seus dados experimentais em 1947. Com isso, somente a partir deste momento a atenção mais ampla da comunidade científica se voltará para suas implicações à medida que o paradigma não poderá ser rearticulado a fim de explicar tais resultados. Portanto, a diferença entre os estados energéticos $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$, fenômeno que não era descrito pela equação relativística de Dirac, levaria aproximadamente uma década até deixar de ser interpretado como erro experimental para se transformar em prova experimental dos limites daquela equação e, por conseguinte, da teoria do mar de elétrons; mudança impulsionada, sobretudo, por Hans Bethe. Com efeito, a resposta teórica apresentada por este último foi bastante rápida, em parte pelo fato de todas essas análises estarem sendo apresentadas nos encontros científicos da época, como Lamb e Retherford (1947, p. 243) fazem questão de lembrar ao final de seu artigo: “Os experimentos descritos aqui foram discutidos na Conferência sobre os Fundamentos da Mecânica Quântica ocorrida na Ilha de Shelter em 1-3 de junho, 1947, com o suporte da Academia Nacional de Ciências”; em parte também porque Hans Bethe teve grande habilidade em mobilizar os conceitos teóricos à disposição naquele momento a fim de buscar uma solução capaz de expressar valores numéricos, ao menos, compatíveis com aqueles encontrados por Lamb e Retherford. Como vimos em nossa discussão histórica, o primeiro trabalho apresentado por Hans Bethe (1947) foi importante para *todos* os demais que conseguiram obter resultados com precisão acerca do desvio energético, pois, ainda que não fossem uma descrição relativística, esses cálculos alcançaram uma ordem de grandeza bastante adequada. Sobre esta proposta inicial, é preciso, mais uma vez, chamar a atenção para sua capacidade de articular um conjunto de *conceitos teóricos existentes na literatura*, em particular, a teoria de perturbação, utilizada especialmente por Dirac (1933), e o método de renormalização discutido por Pauli junto com o físico suíço Markus Eduard Fierz (1912-2006), e por Hendrik Kramers. Com relação a este último desenvolvi-

mento, Hans Bethe, desde o início, propõe que a resposta ao Desvio Lamb deveria estar relacionada com a interação entre o elétron e o seu próprio campo elétrico; no entanto, uma discussão, praticamente idêntica (Schweber, 1994, p. 89), considerando apenas a origem dessa interação, havia sido desenvolvida anteriormente tanto em trabalhos de Pauli e Fierz, quanto individualmente por Kramers:

Um movimento livre do elétron é acompanhado por seus campos eletromagnéticos apropriados. Na teoria clássica, esses campos relacionados correspondem aos potenciais de Lienard-Wiechert, isto é, aos campos de Coulomb e Bio-Savart da partícula; na QED os fótons “relacionados” dão origem a estes campos elétrico e magnético. Como um importante produto dessa análise, Pauli e Fierz, em seu modelo não relativístico de 1938, reconheceram que os campos que acompanham a reação da partícula carregada volta-se sobre ela para produzir uma massa eletromagnética. Eles identificaram a soma da massa mecânica da partícula e de sua massa eletromagnética com a observada, a massa experimental do elétron. Kramers (1938a; b), precisamente neste mesmo período, procurou fornecer uma formulação da eletrodinâmica quântica das partículas carregadas estendidas na qual a estrutura e a extensão finita das partículas não apareceria explicitamente. Na formulação de Kramers a quantidade que foi introduzida como a massa da partícula carregada era desde muito no início sua massa experimental observada. O conceito de renormalização da massa na QED tem sua origem nessas pesquisas de Pauli e Fierz e de Kramers.

Contudo, ainda que fosse evidente, até mesmo nos trabalhos da década de 1930, que a divergência entre teoria e experimento por certo levaria até a introdução de conceitos novos ou de reinterpretações profundas na física, então por qual razão estas primeiras propostas de superar essa dificuldade continuavam a buscar através da articulação do próprio paradigma uma resposta? Sem dúvida, essas tentativas revelam outro aspecto importante discutido em *A Estrutura*, a saber, assim como a confiança em um paradigma pode fazer com que a discussão de um problema anômalo seja adiado por um grande tempo, mesmo quando a crise de uma área da ciência já se transformou em um período de ciência *extraordinária*, isso não significa que uma mudança repentina tenha lugar antes que um novo paradigma esteja à disposição (Kuhn, 1970, p. 118):

Confrontado com uma anomalia reconhecidamente fundamental, o primeiro esforço teórico do cientista será, com frequência, isolá-la com maior precisão e dar-lhe uma estrutura. Embora consciente de que as regras da ciência normal não podem estar totalmente certas, procurará aplicá-las mais vigorosamente do que nunca, buscando descobrir precisamente onde e até que ponto elas podem ser empregadas eficazmente na área de dificuldades. Simultaneamente o cientista buscará modos de realçar a dificuldade, de torná-la mais nítida e talvez mais sugestiva do que era ao ser apresentada em experiências cujo resultado pensava-se conhecer de antemão.

Nesse sentido, apesar de Hans Bethe ter encontrado uma ressignificação importante da técnica de renormalização, sobretudo pelo fato de tê-la empregada em um resultado quantitativo de enorme precisão, como era o Desvio Lamb, essa articulação nitidamente fazia uso de peças — para retomar a analogia da ciência como quebra-cabeças — que se encontravam soltas ou dispersas no interior da própria física teórica de seu tempo. Ainda que o próprio Kramers fosse um crítico da teoria do mar de elétrons²⁶, suas ideias acerca da renormalização não se contrapõem ao formalismo desenvolvido por Dirac, aliás, no caminho contrário, este último chegaria a fazer uso da renormalização em seus trabalhos (Dirac, 1934a; d). Sem dúvida, esse é um passo essencial pois revela em que medida a confiança no paradigma é decisiva no pensamento dos cientistas; contudo, o caminho aberto pelo trabalho de Hans Bethe apenas mostraria o quão longe o paradigma poderia ser levado inequivocamente — não além disso —, e, não obstante, desse ponto em diante, os demais passos não conduzam necessariamente ao abandono da teoria de Dirac, esta possibilidade não poderia mais ser descartada por completo. Desse modo, o surgimento de múltiplas respostas apoiadas nesta primeira abordagem não relativística de Hans Bethe transformará a pergunta acerca de “qual é a explicação *correta*?” para “qual é a *melhor* explicação?”, deixando evidente a inexistência de um consenso entre os cientistas. Todavia, antes que os trabalhos de Schwinger, Tomonaga e Feynman estives-

26. “Desde o início, Kramers expressou insatisfação com respeito à teoria da radiação de 1927 de Paul Dirac e sua teoria do elétron de 1928” (Mehra, 2001j, p. 1181).

sem completos, as ideias que foram elaboradas, a princípio, permaneceriam fortemente apoiadas nas teorias de Dirac, até mesmo as primeiras propostas de Schwinger caminhavam nessa direção, como chegamos a discutir em nossa análise do artigo de Bethe (1947). Com isso, a incompatibilidade entre a descoberta do Desvio Lamb, de um lado, e a teoria de Dirac, de outro lado, motivou nessas tentativas a busca de uma superação que fizesse uso apenas de conceitos teóricos existentes na física, em especial, do método de renormalização. Assim, praticamente todos os artigos publicados inicialmente parecem evitar o questionamento dos fundamentos teóricos; no entanto, uma vez que, na prática, essas ferramentas lógico-matemáticas existiam, por qual razão nenhuma abordagem semelhante havia sido realizada anteriormente, especialmente pelos pesquisadores envolvidos mais diretamente com a construção destas mesmas ferramentas, além disso, por que só após Lamb e Retherford terem se voltado para a diferença de energia dos níveis $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$, os cientistas passaram a correlacionar esse problema com a renormalização? Retrospectivamente, tendo em vista as consequências dessa abordagem para toda a física, estas são as questões lançadas por Silvan Schweber (1994, p. 89) ao considerar, em particular, os trabalhos sobre renormalização de Kramers: “É um problema histórico interessante entender por que não houve um esforço concertado [*concerted*] para combinar estes pensamentos na época [~ 1938] para fornecer uma formulação livre de divergência da teoria do buraco, ao menos até a ordem α ”. Algum trabalho havia sido realizado com respeito à renormalização da carga elétrica, mas acerca da renormalização da massa nenhuma abordagem conseguiu expor com sucesso um formalismo que efetivamente contornasse a divergência, assim como Hans Bethe faria, pela primeira vez, em seu artigo de 1947. Schweber, a fim de responder essas perguntas, considera aspectos relacionados com os compromissos individuais assumidos pelos cientistas, especialmente por Kramers e por Dirac, os quais pretendiam resolver essa questão no campo clássico

antes de realizar a quantização²⁷. A discussão feita aqui por nós, por sua vez, busca uma análise mais geral de todos esses desenvolvimentos, considerando igualmente a relação dos cientistas entre si, como de seus trabalhos individuais com o paradigma vigente e, desse modo, nosso questionamento se estende até às discussões que foram realizadas na década de 1930 acerca dos desvios energéticos, uma vez que a caracterização do experimento anômalo é essencial para compararmos todas as etapas que devem levar à crítica mais forte do próprio paradigma. Argumentamos, portanto, que, de um lado, o experimento anômalo, em geral, não se torna uma questão relevante à própria comunidade científica em vista da influência do paradigma sobre a comunidade científica, ou seja, a expectativa é a de que os problemas sejam, cedo ou tarde, resolvidos pela articulação dos conceitos existentes, assim como a maior parte dos problemas conduzidos no período de ciência normal são usualmente tratados; mas, por outro lado, tão logo um problema anômalo seja aceito como legítimo, isto é, quando a comunidade científica reconhece as dificuldades em conciliá-lo com os fundamentos do paradigma vigente, já que tais problemas se caracterizam pelo fato de não encontrarem uma resposta aparente através de sua articulação direta, abre-se, então, a *possibilidade* de que novas ideias sejam aceitas. Desse modo, mesmo que algum pesquisador — antes de o experimento de Lamb e Retherford ter sido realizado — fizesse uma proposta semelhante à de Hans Bethe, provavelmente receberia tanta atenção quanto aquela dada aos pesquisadores que defendiam existir o afastamento energético entre os níveis $2S_{1/2}$ e $2P_{1/2}$ na década de 1930. Outra pergunta

27. “Um razão era provavelmente que o programa de pesquisa de Kramers estava baseado em uma filosofia que não era aceita por muitos trabalhadores nessa área. Kramers, em 1938, frisava que sua aproximação baseava-se na premissa de que as dificuldades ao nível clássico eram para ser resolvidas primeiro a fim de ‘chegar a uma teoria na qual a massa e a carga deveriam ser suficientes para caracterizar o elétron, desejando evitar as perigosas e supérfluas considerações de [sua] estrutura, [ou] a parte eletromagnética de sua massa, etc.’ (Kramers, 1938a, pp. 116-118). Somente após ter obtido uma estrutura da teoria *clássica* independente e satisfatória, a quantização seria imposta. Nem Kramers estava sozinho nessa aproximação. Dirac em 1938 tinha chegado a conclusões de algum modo similares e tinha formulado uma versão relativística *clássica* do elétron de Lorentz que era livre de divergências” (Schweber, 1994, p. 89-90).

ainda mais difícil de responder, caso não consideremos as diferenças específicas que os problemas possuem com relação ao paradigma, é saber se, a partir de um tal “concerto” para interpretar a teoria do buraco, as inovadoras abordagens de Richard Feynman seriam “levadas à sério” e, ademais, se teriam até mesmo sido construídas a partir de um possível sucesso dessa abordagem na explicação do desvio energético. Nossa resposta, desde já, é não, por duas razões, ao menos. A primeira, com base no que acabamos de expor, relaciona-se com a disposição da comunidade científica em aceitar ideias profundamente inovadoras, especialmente quando elas se contrapõem ao paradigma; cabe lembrar que Richard Feynman foi o último a apresentar uma resposta ao Desvio Lamb, mas com base nesses cálculos defenderia uma proposta *alternativa* à descrição do pósitron, recusando, assim, a descrição da teoria do mar de elétrons. De tudo o que foi dito ao longo deste capítulo, sabemos que a tendência geral dos cientistas é manter os fundamentos do paradigma até quando for possível²⁸, até mesmo no período de ciência extraordinária. Contudo, uma segunda razão, mais importante, é a de que Feynman parte de uma reformulação completa da eletrodinâmica quântica, a começar por sua original interpretação da mecânica quântica não relativística, ou seja, assim como afirmamos em nossa discussão histórica, ele vê no Desvio Lamb não mais do que uma oportunidade para testar sua teoria, percorrendo, pois, o caminho contrário dos outros pesquisadores, os quais, muito mais do que responder este problema, pretendiam, sobretudo, encontrar algum tipo de articulação do paradigma, mesmo que em algum momento tenham sido forçados a considerar modificações significativas, fossem localizadas ou não. Outro fato

28. Estas últimas conclusões apoiam-se nos textos e artigos da época e, de modo geral, refletem a imagem de ciência como uma atividade cumulativa, uma vez que a resistência às mudanças é quase intransponível. Thomas Kuhn, acerca desse comportamento do cientista, chegaria a dizer de maneira humorada o seguinte: “Tais considerações sugerirão, inevitavelmente, que o membro de uma comunidade científica amadurecida é, como o personagem típico do livro *1984* de Orwell, a vítima de uma história reescrita pelos poderes constituídos — sugestão aliás não totalmente inadequada. Um balanço das revoluções científicas revela a existência tanto de perdas como de ganhos e os cientistas tendem a ser particularmente cegos para as primeiras” (Kuhn, 1970, p. 211).

que, nesse sentido, chama nossa atenção, é a cautela de Hans Bethe em seu passo inicial, isto é, ele mesmo não chegaria a apresentar uma formulação relativística, mas indica claramente que esta última deveria estabelecer uma frequência de corte com a qual a teoria estaria efetivamente livre da divergência: “O resultado então diverge apenas logaritmicamente (em vez de linearmente) na teoria não relativística: de fato, pode-se esperar que na teoria do buraco, na qual o termo *principal* (auto-energia do elétron) diverge somente logaritmicamente, o resultado será *convergente* após a subtração da expressão do elétron livre” (Bethe, 1947, p. 339). Ao considerarmos a complexidade dos cálculos realizados posteriormente em todas as respostas dadas com base na proposta de Hans Bethe, pode-se presumir que ele tivesse ciência dessas dificuldades, por outro lado, é interessante perceber que a proposta de Kroll e Lamb (1948), a primeira a ser entregue, é uma elaboração bastante simplificada e, ainda, como admitem os próprios autores, acerca dos cálculos realizados nesse trabalho, por essa razão eles devem ser “incompletos em aspectos muito bem definidos” (Kroll & Lamb, p. 388); mas Hans Bethe não deverá apresentar nem mesmo um esboço nessa direção.

Desse modo, além da diferença entre todos os formalismos utilizados nas abordagens que obtiveram a frequência de corte apontada por Hans Bethe, a dificuldade em conciliar, de um lado, o compromisso com a teoria de Dirac e, de outro lado, uma construção covariante de acordo com a teoria da relatividade especial, deverá forçar os cientistas a considerarem modificações que devem ir além das rearticulações possíveis do paradigma. Todavia, antes de entrarmos nessa discussão, precisaremos caracterizar melhor a movimentação geral realizada pelos pesquisadores frente a esse passo inicial, compreendendo especialmente como a força do paradigma ainda influencia as diferentes respostas. Com efeito, como vimos agora em nossa citação de Hans Bethe, e também na de Kroll e Lamb, não obstante esses primeiros trabalhos, em larga medida, convirjam

com respeito à intenção de fazer uso da teoria do buraco, porém, será a multiplicação de propostas o sinal mais evidente de que a crise havia se aprofundado e a confiança no paradigma se alterado; a TQC se encaminha para um momento semelhante ao período pré-paradigmático (Kuhn, 1970, p. 123):

Confrontados com anomalias ou crises, os cientistas tomam uma atitude diferente com relação aos paradigmas existentes. Com isso, a natureza de suas pesquisas transforma-se de forma correspondente. A proliferação de articulações concorrentes, a disposição de tentar qualquer coisa, a expressão de descontentamento explícito, o recurso à filosofia e ao debate sobre os fundamentos, são sintomas de uma transição da pesquisa normal para a extraordinária.

A começar pela existência de mais de uma resposta ao Desvio Lamb, essa descrição feita por Kuhn acerca da ciência extraordinária se adéqua com precisão com as etapas seguintes à confirmação experimental obtida por Lamb e Retherford; podemos, então, determinar como as demais características estarão presentes nesse momento da TQC. Com efeito, a comparação direta de todas essas perspectivas mostra o alcance dessa crise à medida que elas se aproximam de elementos fundamentais das teorias de Dirac. Assim, do ponto de vista histórico, quem chama a atenção para o fato de haver indecisão quanto às alternativas encontradas nessa época, é Silvan Schweber (1994, p. 242): “na primavera de 1948 quatro cálculos para o Desvio Lamb tinham sido completados: o de French e Weisskopf, o de Kroll e Lamb, o de Schwinger e o de Feynman”. Nossa análise, em particular, discutiu detalhadamente duas destas, a de French e Weisskopf; e a de Richard Feynman. Com esta escolha, nossa intenção foi a de perceber, de um lado, como a primeira destas propostas articula os trabalhos de Dirac a fim de explicar o Desvio Lamb, apoiando-se essencialmente e desde o início na teoria do mar de elétrons; enquanto a segunda, além de não fazer sequer menção desta última, procura desenvolver uma teoria geral à produção do par elétron-pósitron, assim como Feynman deverá expor logo em seus primeiros

artigos. Outro ponto igualmente bem observado por Schweber, acerca desse momento inicial da pesquisas, diz respeito à confiança dos pesquisadores French e Weisskopf depositada em sua própria formulação, uma vez que, assim como chegamos a discutir no capítulo anterior, a diferença entre os valores obtidos por esses dois autores com aqueles encontrados por Schwinger e por Feynman, consegue gerar dúvidas suficientes a ponto de French e Weisskopf adiarem sua publicação, apesar de terem finalizado seu artigo e *os seus cálculos estarem corretos*, permitindo a Kroll e Lamb (1948) terminarem e apresentarem uma outra proposta. Desse modo, a certeza que outrora a teoria do mar de elétrons oferecia aos pesquisadores na busca de uma nova partícula subatômica, mesmo sem a existência de qualquer indício experimental, agora havia se reduzido ao extremo, como podemos perceber na carta escrita por Weisskopf a Oppenheimer, em dezembro de 1948, reproduzida no livro de Schweber:

Eu não tenho muito a reportar sobre eletrodinâmica. O presente estado é o seguinte: Schwinger essencialmente concordou seus cálculos com aqueles de Feynman e forneceu requerimentos mais complexos do que aqueles usados nos cálculos de Feynman e, desse modo, obteve exatamente o mesmo resultado que Feynman, o qual, como você sabe, difere do nosso. Nós poderíamos localizar o problema à medida que a diferença entre os dois métodos é uma integral que, com todos os razoáveis métodos de avaliação (como o método de Feynman de introduzir *quanta* de luz pesado) é identicamente zero. Nós não sabemos como melhor compreender a razão de porque nós encontramos alguma diferença ao final. Parece-me que, entretanto, o resultado de Schwinger-Feynman será o correto, já que ele retém as formas relativisticamente invariantes durante a maior parte dos cálculos (Weisskopf, *apud* Schweber, 1994, p. 243).

Curiosamente, Feynman e Schwinger haviam cometido um erro *idêntico* em seus cálculos, tornando seus resultados iguais entre si, mas ambos diferentes daquele obtido por French e Weisskopf. Schweber, explica, ainda, que a dificuldade no caso de Feynman acontecia em razão de sua formulação não ter considerado corretamente as contribui-

ções longitudinal e transversal da radiação, assim, ele não fez a apropriação adequada do desenvolvimento não relativístico apontado por Bethe, e “o mesmo erro de conexão de Feynman [com o trabalho de Bethe] havia sido feito por Schwinger”, levando Schweber (1994, p. 244) a concluir que esta “falta de coragem [*failure of nerve*] roubou de Weisskopf o crédito que ele tão certamente merecia de ter sido o primeiro, com French, a calcular relativisticamente o valor do Desvio Lamb”. A descrição feita por Schweber acerca da pouca confiança de Weisskopf e French não necessita de acréscimos, mas ela nos indica, como talvez nenhum outro fato nesse período o faça, quais eram os obstáculos enfrentados por aqueles que continuavam a defender o paradigma. Do outro lado, bastaria lembrar que esse engano nos cálculos não gerou qualquer abalo sobre a confiança de Feynman e, menos ainda, sobre a de Schwinger; afinal, até o erro parecia jogar a favor desses dois teóricos. Ademais, outra característica para a qual chamamos a atenção, com respeito a esse momento, é para o diálogo aberto e direto estabelecido entre todos esses cientistas e, simultaneamente, para a dificuldade que eles têm de comunicar os seus resultados uns com os outros. De fato, como vimos há pouco, em sua carta a Oppenheimer, Weisskopf deixa claro que não consegue identificar quais são as diferenças do seu formalismo nem com o de Feynman nem como o de Schwinger. Todavia, também estes dois últimos entre si não conseguiam determinar a razão pela qual seus trabalhos pareciam apontar na mesma direção, a não ser por elementos gerais, mas não menos importantes, assim como Feynman diz acerca dos cálculos de Schwinger: “Ele não entendia minhas figuras e eu não entendia seus operadores, mas os termos correspondentes e aparentes das equação nós podíamos dizer, e então eu sabia, apesar de não poder confirmar o resto, por conversas com Schwinger, que nós dois tínhamos chegado na mesma montanha e que era algo real e tudo estava certo” (Feynman, *apud* Schweber, 1994, p. 455). Certamente, parte dessa dificuldade era apenas em razão de diferenças quanto ao formalismo lógico-

-matemático utilizado por cada um desses teóricos, mas, em parte, surgia em vista dos pressupostos específicos adotados — desde o início — em cada uma dessas abordagens. Como vimos ao discutir os trabalhos de Feynman (1948a; b), apenas no segundo desses artigos ele apresentaria um cálculo do Desvio Lamb, mas não começaria com a exposição da teoria do mar de elétrons, aliás, a técnica matemática que aplica a fim de considerar uma região de aproximação numérica compatível com a dimensão do átomo havia sido toda desenvolvida no primeiro desses artigos, o qual se limita apenas à situação clássica — leia-se: não quântica —, razão suficiente para acreditarmos que ele já tivesse em vista a substituição da teoria do pósitron, não obstante, nesse momento, sequer pudesse afirmar ter obtido uma verdadeira alternativa ao trabalho de Dirac. Nesse sentido, é interessante comparar a dificuldade de comunicação neste caso com aquela que foi abordado em nossa análise acerca da teoria da transformação elaborada por Jordan e por Dirac, pois estes concluem rapidamente que suas teorias são iguais e, ademais, o segundo destes autores apresenta até quais são as vantagens de sua exposição com relação à de Jordan. No entanto, a teoria da transformação exigiu um tipo de formalismo matemático considerado complexo mesmo para os padrões de pesquisa *atuais*, desse modo, a nosso ver, o que está por detrás dessa barreira de compreensão entre os pesquisadores, com relação ao Desvio Lamb, é justamente os diferentes pontos de vista adotados em seus trabalhos, uma vez que, nesse caso, a influência do paradigma, especialmente através de seu formalismo, não poderia determinar completamente a escolha dos fundamentos: Dirac e Jordan se encontram em uma situação exatamente oposta quando eles obtêm a teoria da transformação.

Na presença de tais diferenças, somos obrigados a perguntar sob qual medida essas quatro respostas obtidas foram consideradas válidas e, ademais, como seria possível decidir qual (ou quais) era a mais adequada. Em nossa análise histórica, procuramos de-

terminar como as ideias desses pesquisadores, de modo geral, se relacionavam com as teorias de Dirac e, com isso, aprofundamos a discussão em torno de duas dessas apresentações, as quais se contrapunham de modo bastante nítido entre, de um lado, adotar os pressupostos de Dirac, sobretudo a teoria do mar de elétrons, como foi o caso do trabalho feito por French e Weisskopf e, de outro lado, introduzir um novo conjunto de proposições, as quais, ainda que não fossem imediatamente reconhecidas como a negação daquelas aceitas por Dirac, sugeriam novas interpretações conceituais, especialmente acerca das explicações relativísticas do par elétron-pósitron, feitas, por sua vez, por Richard Feynman. Contudo, apesar de termos exibido características bastante específicas sobre a argumentação adotada em cada um desses casos, não seria possível, apenas com base nesses artigos, determinar se os autores tinham o objetivo de transformar as suas respostas individualmente na “mais correta” em comparação com as demais ou se acreditavam ser todas elas equivalentes, numa situação próxima à das construções matricial e ondulatória da mecânica quântica. Esta indeterminação, por sua vez, confirma outra tese defendida por Thomas Kuhn, a saber, *enquanto o novo paradigma ou a reformulação do existente não for compreendido no todo, nem as descobertas que levaram até uma crise nem as respectivas explicações teóricas — mesmo quando obtêm sucesso em explicar essas descobertas — poderão ser assimiladas pelo paradigma*, uma vez que os pesquisadores envolvidos diretamente nas discussões precisam, antes disso, chegar a um consenso sobre quais mudanças serão aceitas com respeito aos fundamentos. Desse modo, o primeiro elemento com o qual podemos avaliar qual era a relação destas formulações entre si e com o contexto histórico no qual se encontravam, desde que os experimentos de Lamb e Rutherford foram apresentados na revista de ciência *Physical Review*, um periódico criado pela Sociedade Americana de Física e certamente o mais importante nessa época, é o fato de que todas as propostas teóricas acerca do Desvio Lamb, de Hans Bethe até Ri-

Richard Feynman, seriam lançadas por esta mesma revista. Isto é, a aceitação e a publicação de todos esses pontos de vista pela mesma revista, não obstante as enormes diferenças teóricas, sobretudo com respeito aos fundamentos, além de mostrar a intensidade dessa discussão, se relaciona diretamente com uma possibilidade aberta em períodos de ciência extraordinária a fim de que novas ideias consigam inclusive ser expostas no interior do debate científico; uma questão interessante é saber quais desses artigos entregues nesse momento teriam sido publicados alguns anos *antes* ou *depois* de o Desvio Lamb ter sido confirmado. Outro aspecto que nos ajuda a compreender a recepção das novas ideias e a caracterização desse período de crise, são as discussões e as apresentações desses resultados, quase sempre adiantados em congressos ou encontros de física. Sobre esse ponto, em uma entrevista concedida em 1982 a Silvan Schweber (1994, p. 303) acerca da Conferência de Shelter Island, ocorrida ainda em junho de 1947 e considerada uma das mais influentes da época, Julian Schwinger descreve a expectativa que se formava no horizonte dos pesquisadores lá presentes da seguinte maneira: “Todo mundo estava bastante eufórico. Todo mundo estava falando de física após cinco anos. Os fatos eram incríveis: ser dito que a sagrada teoria de Dirac estava quebrando por todos os lados! [*the sacred Dirac theory was breaking down all over the place !*]”, não há dúvidas de que este era um momento singular, e a razão para isso, evidentemente, estava no fato desses cientistas estarem participando de uma mudança paradigmática. Portanto, as discussões entre os cientistas, fossem nos artigos ou nos encontros, convergiam quanto à inevitabilidade de se realizar mudanças no paradigma de Dirac; todavia, simultaneamente, divergiam quanto às propostas adotadas para se efetivar tais mudanças, refletindo, assim, os múltiplos compromissos individuais, e isso levaria a caminhos em certa medida opostos, especialmente com relação à necessidade ou não de se construir uma teoria capaz de ser exibida como invariante relativístico. No entanto, apesar dessas diferenças, não há

como encontrarmos critérios a fim de apontar, nesse momento, se alguma dessas proposições deveria ser considerada “mais correta” com relação às outras. Nesse sentido, o caso de French e Weisskopf é interessante porque, ainda que este último admitisse algum tipo de desvantagem com respeito à sua exposição, em razão desta não ser completamente invariante relativística, ao final, o seu desenvolvimento apresentaria resultados numéricos *com a mesma precisão encontrada pelas demais teorias*. Tornava ainda mais complexa essa decisão, como vimos em nosso capítulo anterior, o fato de French e Weisskopf mostrarem uma maneira pela qual justificavam a *necessidade* de sua proposta — a qual não excluía formulações não invariantes — ser escolhida como um invariante relativístico. Os próprios autores, portanto, mais do que ninguém, sabiam os pontos fortes e fracos do seu trabalho. O mais importante nesse momento, sem dúvida, é o fato de terem sido aceitas, quase simultaneamente, quatro diferentes teorias a fim de solucionar o mesmo problema; mas é claro que, por um lado, a existência de múltiplas respostas não é uma situação incomum, pelo contrário, como vimos ainda no começo de nosso trabalho, a mecânica quântica surge com duas formulações, talvez três se considerarmos a teoria da transformação; por outro lado, as duas circunstâncias são distintas porque as diversas explicações encontradas para o Desvio Lamb não serão, mais tarde, consideradas equivalentes; todavia, se existem diferenças inconciliáveis entre essas formulações, elas são com respeito ao quê? Uma vez que as quatro chegaram a resultados igualmente satisfatórios para o valor obtido experimentalmente para o Desvio Lamb, talvez possamos nos voltar para a simplicidade teórica como critério a fim de explicar a escolha posterior das teorias. Com efeito, a complexidade, às vezes, é um aspecto indicado como sendo outra desvantagem associada com a formulação de French e Weisskopf; entretanto, certamente este não pode ser visto como um fator decisivo. Se, de um lado, é fato que os desenvolvimentos feitos por Richard Feynman eram bastante evidentes, mesmo na época em que

foram apresentados, e sua capacidade computacional era igualmente apontada por todos como sendo extraordinária; por outro lado, é certo também que os desenvolvimentos de Schwinger eram os mais complexos de todos os realizados nessa época, pois, como vimos, nem mesmo Feynman parece ter compreendido exatamente qual foi a sequência desenvolvida por Schwinger²⁹, e nem por isso este último deixaria de ser reconhecido com o Prêmio Nobel, junto com Feynman e Tomonaga. Sem dúvida, com respeito à simplicidade, de todas as quatro propostas, a de Kroll e Lamb é a mais simples e a mais simplificada, ademais, assim como os desenvolvimentos de French e Weisskopf, aquela dupla de autores seria capaz de expressar suas ideias através de uma rearticulação dos trabalhos de Dirac, uma escolha igualmente mais fácil de ser compreendida pela comunidade científica, uma vez que se utilizava de uma estrutura formal bem conhecida. Acerca de French e Weisskopf, em particular, para sermos justos com o seu trabalho, além de terem realizado uma apresentação com muita clareza, indicando com precisão quais eram os seus objetivos e como pretendiam superar as dificuldades ao longo de seus cálculos; destacam-se em suas demonstrações o uso de uma notação elegante e o seu método de separar em etapas cada um dos passos com os quais exibiriam, primeiro, o cálculo do Desvio Lamb e, segundo, as razões pelas quais a teoria não era necessariamente convariante, mas poderia ser *escolhida* como tal, sem dúvida, trata-se de uma apresentação rigorosa, tanto do ponto de vista lógico-matemático quanto físico-conceitual. Com isso, tendo em vista a nossa discussão detalhada acerca de todos esses aspectos, feita no capítulo anterior, como podemos compreender a “falta de coragem” [*failure of nerve*] de Weisskopf, comentada há pouco, razão pela qual a publicação do seu trabalho seria adia-

29. Com efeito, no quesito complexidade, os desenvolvimentos de Schwinger parecem não ter grandes concorrentes, essa era a principal característica frequentemente lembrada, por seus próprios colegas cientistas, em suas apresentações nos encontros de física: “O elaborado formalismo de Schwinger e os seus longuíssimos cálculos tinham dado a ele a reputação de ter uma poderosa mas muito complicada técnica” (Schweber, 1994, p. 353).

da? Permanecendo no interior da perspectiva adotada por Thomas Kuhn, esta falta de confiança deve ser considerada como reflexo direto da redução da força paradigmática sobre as decisões dos cientistas: seguir o paradigma em um momento de crise torna-se tão incerto quanto adotar novas ideias. De outro modo, pesquisadores menos comprometidos com o paradigma, em períodos de ciência extraordinária, podem acreditar mais em suas próprias ideias, ainda que incompreendidas e incompletas, como eram as de Feynman e as de Schwinger, ou, ainda mais importante, podem apresentar suas formulações sabendo que se tratam apenas de possíveis candidatas à solução dos problemas³⁰.

Chegamos, assim, a um dos últimos aspectos com os quais se configura o período de crise mencionado por Kuhn, a saber, a discussão encaminha-se para o questionamento dos fundamentos do paradigma e, como em raríssimos momentos da ciência, poderá envolver a presença de elementos filosóficos. Portanto, se, de um lado, Weisskopf e French, assim como Kroll e Lamb, não obstante tomassem como fundamento de seus trabalhos a teoria do mar de elétrons, uma formulação amplamente aceita e estabelecida desde a década de 1930, porém, não exibem a mesma confiança que, de outro lado, Richard Feynman e Julian Schwinger, de modo independente, têm com relação aos seus respectivos trabalhos, então como se justifica esta diferença na percepção, especialmente se as ideias destes últimos teóricos eram bastante inovadoras? O ponto central nessas abordagens foi adiantado em mais de uma oportunidade em nossa discussão, a saber, os dois últimos autores haviam obtido uma teoria completamente covariante: Schwinger certamente fazia dessa escolha a principal característica de seu formalismo e — talvez não da

30. Desse modo, quando um cientista se decide por um novo paradigma antes que este tenha fornecido as explicações de muitos fenômenos, se consegue fazê-lo com sucesso, então a confiança deste mesmo cientista amplia-se de modo significativo: “Einstein, por exemplo, parece não ter antecipado que a teoria da relatividade geral haveria de explicar com precisão a bem conhecida anomalia no movimento do periélio de Mercúrio, tendo experimentado uma sensação de triunfo quando isso ocorreu” (Kuhn, 1970, p. 198), uma situação análoga aconteceria quando Feynman, a pedido de Hans Bethe, percebeu que poderia explicar o Desvio Lamb.

mesma maneira — Feynman também considerava esta como sendo uma decisão fundamental em seus trabalhos. Mas, antes de tudo, precisamos notar que não existem critérios externos que determinem quais dessas opções é a mais adequada; por essa razão, a evidente “aposta” feita por Schwinger e Feynman em uma teoria covariante possui duas consequências diretas: primeiro, *significa a redução da confiança na teoria do mar de elétrons*; segundo, *representa um compromisso mais forte com a teoria da relatividade especial*. Desse modo, abandonar ou enfraquecer a invariância relativística era, simultaneamente, reduzir os compromissos com a teoria de Einstein. Nossa discussão do capítulo anterior, acerca do artigo de French e Weisskopf, mostrou como a primeira escolha foi realizada por estes, mas Kroll e Lamb, nessa direção, adotam um posicionamento ainda mais radical com respeito à essa questão, chegando a afirmar que “a invariância formal relativística da presente teoria é até certo ponto ilusória [*to some degree illusory*]” (Kroll & Lamb, p. 388). A opção de tornar a invariância relativística um elemento menos central no conjunto teórico expõe nitidamente o compromisso desses autores com os fundamentos das teorias de Dirac em detrimento daquele assumido com os fundamentos da teoria da relatividade especial, já que a própria equação do elétron tem por *consequência* ser uma teoria covariante — não por acaso, a primeira característica a ser demonstrada por Dirac ainda na apresentação dessa equação —, portanto, a escolha era manter os fundamentos da teoria do mar de elétrons a qualquer custo, inclusive readequando a covariância relativística. De outro lado, compreendemos por qual razão Schwinger e Feynman não podem e não vão considerar diretamente a perspectiva que tem início com a teoria do mar de elétrons, pois isso implica, como aqueles primeiros autores haviam mostrado com muita precisão, a necessidade de aceitar uma teoria que não fosse completamente invariante. Todavia, ainda quanto à escolha feita por Schwinger e Feynman, devemos insistir que, apesar da confiança exibida por cada autor em sua respectiva formulação, e mesmo que

pu dessem, nesse momento, apresentar um resultado numérico ao Desvio Lamb, ambos assumiam grandes riscos, especialmente Feynman, uma vez que ainda seria preciso, em algum momento, encontrar uma articulação de todos esses novos desenvolvimentos a fim de conciliá-los com os diversos resultados *conhecidos* através da teoria de Dirac, uma tarefa nada simples; é claro que este era um risco que os outros pesquisadores, ao continuarem defendendo os fundamentos da teoria do mar de elétrons, pretendiam justamente evitar. Com efeito, como apontamos em nosso capítulo anterior, os desenvolvimentos de Feynman tinham como base as integrais de trajetória construídas em seu doutorado e as soluções da equação eletromagnética retardadas no tempo, estas últimas elaboradas junto com Wheeler; todavia, apesar de a maior parte desses desenvolvimentos ter sido elaborada anos antes de o Desvio Lamb ter sido publicado, a intenção de Feynman era, à medida que pudesse resolver as dificuldades de interpretação de sua teoria, fornecer uma aplicação desta à eletrodinâmica quântica. Contudo, foi só em 1948 que conseguiria levar adiante esse projeto, como ele mesmo afirma ao discutir as diferenças entre a sua tese (Feynman, 1942) e o artigo no qual desenvolve mais completamente suas ideias (Feynman, 1948), publicado anos mais tarde:

A razão de não ter publicado tudo na tese é esta. Eu estava com uma dificuldade. Um funcional S para uma ação arbitrária produz resultados que não conservam a probabilidade: por exemplo, os valores de energia tornam-se complexos. Eu não sei o que isto significa nem fui capaz de encontrar que classe funcionais de ação poderia garantir fornecer autovalores reais às energias (Feynman, 1949, *apud* Schweber, 1994, p. 409).

De fato, a construção de propostas inovadoras e que contradizem o paradigma é uma atividade que jamais cessa de acontecer; todavia, assim como os problemas anômalos podem ser completamente desconsiderados no período de ciência normal, as formulações alternativas quase sempre terão o mesmo destino. Este é um dos aspectos mais

interessantes apontados por Thomas Kuhn, presente em todos os problemas anômalos abordados em *A Estrutura*: “esses exemplos partilham outra característica que pode reforçar a importância do papel da crise: a solução para cada um deles foi antecipada, pelo menos parcialmente, em um período no qual a ciência correspondente não estava em crise. Tais antecipações foram ignoradas precisamente por não haver crises” (Kuhn, 1970, p. 103). A resposta ao Desvio Lamb, nesse sentido, como afirmamos em outro momento, era somente um teste para esse projeto de Feynman, o qual só poderia se efetivar quando toda uma eletrodinâmica pudesse ser obtida. Com efeito, suas ideias com relação à autorradiação do elétron devem conduzir até uma nova descrição do pósitron, sem dúvida, um resultado original obtido por Feynman; no entanto, uma vez que essa descrição assume fundamentos diferentes daqueles assumidos por Dirac, até que medida seria possível defendê-la se não quando o paradigma estivesse sendo questionado? Contudo, quando o Desvio Lamb foi comprovado, Feynman só poderia, assim como Schwinger, ter confiança de que suas formulações pudessem levar até resultados corretos a toda eletrodinâmica quântica, mas não certeza. Não obstante a percepção geral dos cientistas não escondesse mais a enorme dificuldade da equação relativística em explicar o Desvio Lamb, novamente, isso não significa o seu imediato consenso a fim de abandonar o paradigma, aliás, como temos visto até aqui, alguns dos principais teóricos da época estavam dispostos até mesmo a repensar os pressupostos da relatividade especial e manter os da equação do elétron: nada poderia descrever o quão longe o compromisso com o paradigma foi levado adiante por estes pesquisadores. Novamente, é preciso lembrar que, antes que um novo paradigma se estabeleça, temos um período pré-paradigmático, no qual “a crise, ao provocar uma proliferação de versões do paradigma, enfraquece as regras de resolução dos quebra-cabeças da ciência normal, de tal modo que acaba permitindo a emergência de um novo paradigma” (Kuhn, 1970, p. 110). Somente um ano

mais tarde após ter explicado o Desvio Lamb, Feynman apresentaria sua versão alternativa à teoria do pósitron (Feynman, 1949a) e, depois disso, uma eletrodinâmica quântica completa (Feynman, 1949b).

De qualquer modo, a questão principal ainda persiste, isto é, o que invalida a resposta encontrada por French e Weisskopf? Caso lembremos que Feynman, em sua leitura ao Prêmio Nobel diz o seguinte: “a ideia do pósitron sendo um elétron voltando no tempo, era muito conveniente, mas não estritamente necessária para o elétron porque ela é exatamente equivalente ao ponto de vista do mar de energia negativa” (Feynman, 1966, p. 605), poderíamos rapidamente concluir: talvez nada. No entanto, apesar dessa visão pessimista de Feynman acerca das consequências dos seus próprios desenvolvimentos, é claro que uma grande mudança seguiu-se a partir deles, afinal, o próprio reconhecimento do Prêmio Nobel indicava essa avaliação no interior da comunidade científica. Sobre esse ponto, basta notar como a Academia Real das Ciências da Suécia³¹ descreveria os trabalhos de Tomonaga, Feynman e Schwinger. De início, todos eles são considerados ter participado do seguinte processo:

Seguindo o estabelecimento da relatividade e da mecânica quântica, uma teoria relativística inicial foi formulada para a interação entre partículas carregadas e campos eletromagnéticos. A teoria teve que ser reformulada parcialmente, entretanto, devido à observação do Desvio Lamb em 1947, na qual o suposto nível de energia simples dentro de um átomo de hidrogênio ao contrário foi provado ser dois níveis similares (Nobel Prize in Physics, 1965).

Uma descrição curta mas precisa de tudo o que aconteceu acerca da equação relativística do elétron de Dirac. Agora, as considerações individuais de cada um dos ganhadores do Prêmio Nobel com relação à “reformulação” teórica: “Sin-Itiro Tomonaga resolveu este problema em 1948 através de uma ‘renormalização’ e desse modo contribuiu para

³¹. As próximas citações foram obtidas em *nobelprize.org*.

uma nova eletrodinâmica quântica” (Sin-Itiro Tomonaga, *Work*, Nobel Prize in Physics, 1965). Desse modo, de acordo com a Academia das Ciências, sua contribuição encontra-se associada diretamente com sua resolução do problema do Desvio Lamb, especialmente por ter antecipado o processo de renormalização no caso relativístico; todavia, infelizmente, não chegamos a discutir os trabalhos de Tomonaga nem os de Schwinger para compreender especificamente suas escolhas. Com relação a este último, sua contribuição individual será descrita de modo idêntico à de Tomonaga: “Julian Schwinger resolveu este problema em 1948 através da ‘renormalização’ e portanto contribuiu para uma nova eletrodinâmica quântica” (Julian Schwinger, *Work*, Nobel Prize in Physics, 1965). Por fim, o último dos ganhadores: “Richard Feynman contribuiu para criar uma nova eletrodinâmica quântica pela introdução dos diagramas de Feynman: representações gráficas de várias interações entre diferentes partículas. Estes diagramas facilitam os cálculos das probabilidades de interação” (Richard Feynman, *Work*, Nobel Prize in Physics, 1965). De um lado, a explicação do Desvio Lamb é, sem dúvida, o resultado mais importante no redirecionamento da eletrodinâmica quântica, ou, como as descrições anteriores sugerem, para o surgimento de uma “nova” eletrodinâmica quântica; contudo, em que medida essas considerações levam em conta o fato de todos esses desenvolvimentos serem ou não invariantes relativísticos? O próprio trabalho realizado por Tomonaga não chegaria a se caracterizar completamente dessa maneira: “em setembro de 1948, Fukuda, Miyamoto e Tomonaga obtiveram uma expressão para o Desvio Lamb [...] que concordava com o resultado de French e Weisskopf; e Kroll e Lamb. Embora o cálculo começasse usando métodos covariantes para identificar e eliminar as divergências, os passos subsequentes revertiam para técnicas não covariantes” (Schweber, 1994, p. 270). Com efeito, caso não consideremos as consequências posteriores com relação à formulação da eletrodinâmica quântica, não seria possível compreender a escolha desses três teóricos pela Academia de

Ciências, ou seja, ainda que tenha sido ao longo da discussão do Desvio Lamb que suas ideias encontraram, de fato, um momento propício da TQC para que pudessem mostrar como elas eram potencialmente relevantes a fim de superar as dificuldades nas quais o paradigma se encontrava — em razão não apenas do Desvio Lamb, mas com relação à presença dos infinitos, aspecto que não podemos deixar de considerar —, apenas mais tarde, quando esse formalismo foi aplicado à explicação geral dos demais problemas relacionados com a eletrodinâmica quântica, então seria possível perceber o alcance efetivo de todas elas e, sobretudo, compará-las (Kuhn, 1970, p. 189):

Todas as teorias historicamente significativas concordaram com os fatos; mas somente de uma forma relativa. Não podemos dar uma resposta mais precisa que essa à questão que pergunta se e em que medida uma teoria individual se adequa aos fatos. Mas questões semelhantes podem ser feitas quando teorias são tomadas em conjunto ou mesmo aos pares. Faz muito sentido perguntar qual das duas teorias existentes que estão em competição adequa-se *melhor* aos fatos.

Desse modo, seria preciso considerar em conjunto o desenvolvimento posterior dessas propostas, especialmente a de Feynman, mas para nossa discussão basta retomar as diferenças entre a descrição feita inicialmente por Dirac e compará-la com a que será realizada por Feynman. Isto é, de acordo com Dirac, em sua fase mais tardia da teoria do mar de elétrons, o pósitron pode ser descrito não apenas como a adequação fenomenológica de um buraco com as características específicas dessa partícula, mas com sua existência mesma, o que envolve um nova caracterização do vácuo:

Parece, portanto, que devemos abandonar a identificação dos buracos com prótons, e devemos encontrar alguma outra interpretação para eles. Seguindo Oppenheimer, podemos assumir que no mundo como o conhecemos, *todos*, e não meramente quase todos, os estados negativo-energéticos dos elétrons estão ocupados. Um buraco, se existe um, seria um novo tipo de partícula, desconhecida dos físicos experimentais, possuindo a mesma massa e carga oposta à do elétron. Podemos chamar tal partícula de anti-elétron. Não devemos esperar encontrar ne-

nhuma delas na natureza, por causa de sua rápida taxa de recombinação com os elétrons, mas se elas puderem ser produzidas experimentalmente em alto vácuo, elas poderiam ser suficientemente estáveis e suscetíveis à observação (Dirac, 1931, p. 61).

No formalismo de Feynman, como vimos ao final de nosso capítulo anterior, seu elemento central será um operador chamado “propagador”, interpretado como sendo “a amplitude total para chegar em (x_2, t_2) começando de (x_1, t_1) ” (Feynman, 1949a, p. 750). Desse modo, as soluções envolvendo energia negativa ficam restritas apenas a instantes anteriores a um t_0 em particular, isto é, para tempos no passado; enquanto as soluções com energia positiva se relacionam com instantes posteriores a t_0 , ou seja, a descrição fenomenológica que acontece entre o intervalo delimitado por este último instante t_0 e algum posterior t_1 será exatamente aquela obtida nas pesquisas de laboratório, com partículas possuindo energia positiva. Esta relação entre tempos anteriores e posteriores a t_0 deve, por sua vez, oferecer uma nova interpretação da existência do pósitron, a saber: “Isto, portanto, sugere que os componentes de energia negativa criados pelo espalhamento em um potencial sejam considerados como ondas propagando-se dos pontos de espalhamento em direção ao passado, e que tais ondas representam a propagação de um pósitron aniquilando o elétron no potencial” e ainda: “A ideia de que pósitrons podem ser representados como elétrons com tempo próprio reverso relativo ao tempo verdadeiro tem sido discutida pelo autor e outros, particularmente por Stückelberg³²” (Feynman, 1949a, p. 753). Não obstante essa radical mudança de interpretação acerca da existência do pósitron, é preciso lembrar que ela está confinada a intervalos de distância menores do que o núcleo atômico e, portanto, trata-se de uma região na qual, a exemplo de grandezas menores do que a constante de Planck, as considerações são bastante distintas daquelas esperadas na física clássica. De qualquer modo, deve-se perceber que, não

32. Ernst Stückelberg v. Breidenbach (1905-1984), matemático suíço.

obstante Feynman tenha chamado essa proposta apenas de “conveniente”, ao compará-la com a teoria do mar de elétrons, não há dúvidas de que a própria indeterminação acerca de qual dessas duas é a descrição fenomenológica mais adequada se constitui como uma quebra de paradigma com qualquer outra interpretação obtida *antes* de tal formulação ter sido apresentada, uma vez que, além de permitir a introdução de um formalismo bastante inovador — talvez o aspecto que, de fato, tenha sido assimilado posteriormente pela comunidade científica —, a busca de uma nova interpretação da interação entre partículas feita por Richard Feynman é uma ruptura *na maneira* como as pesquisas devem ser conduzidas deste ponto em diante: ou a teoria abre mão de exigir essas interpretações ou deverá considerar a existência destas duas como sendo igualmente adequadas e distintas uma da outra. A primeira destas duas opções parece ter sido a que se consolidou, mas seria preciso considerar os trabalhos posteriores acerca da TQC para perceber como as opiniões se dividem em torno dessa escolha; sabemos, entretanto, que a recepção na época foi muito controversa, como Schweber (1994, p. 490) descreve acerca da apresentação feita por Feynman na Conferência de Pocono, ocorrida em abril de 1948:

Feynman então deu uma exposição de sua teoria do pósitron, como esboçado nas notas previamente referidas³³. Os diagramas que se encontram nessas notas foram usados para ilustrar as diferenças entre a teoria do buraco de Feynman e a de Dirac. Feynman enfatizou que seu formalismo estava baseado [*rooted*] em uma aproximação que computava as amplitudes de transição onde os dados são especificados no tempo 0 e tempo T : “Nós não podemos encontrar a amplitude para um negaton³⁴ estar em x meramente conhecendo a amplitude para o negaton estar em um tempo prévio; nós temos também que conhecer a amplitude para um pósitron estar em um tempo posterior”. Feynman começou a explicar como em seu formalismo não se deve preocupar acerca do princípio de Pauli nos estados intermediários. Neste ponto Teller o interrompeu e perguntou, “Você quer dizer que o hélio pode ter três elétrons no estado S por pequeno instante? Ao que Feynman respondeu “Sim”. “Foi um caos”, relembra Feynman. O tomador de notas

33. Notas da Conferência de Pocono, p. 53, AIP.

34. Houve uma tentativa, na época, de adotar essa nomenclatura para o elétron com carga negativa, em oposição ao pósitron, cf. Schweber (1994, p. 490).

registrou, “O princípio da exclusão vem automaticamente” e, também anotou que “Bohr levantou a questão se não é que este ponto de vista não tenha o mesmo conteúdo físico que a teoria de Dirac, mas difere no modo de falar das coisas que não estão bem definidas fisicamente”.

O mais fundamental a se perceber, nessa parte de nosso trabalho, é o fato de que, não obstante a proposta de Feynman talvez seja a que mais se contraponha à teoria do mar de elétrons, oferecendo, inclusive, uma nova interpretação do pósitron, na prática, todas as propostas elaboradas nesse momento, ao menos com respeito à tentativa de explicar o Desvio Lamb, defendem algum tipo de mudança com relação às proposições centrais do paradigma. Em certa medida, os trabalhos de Kroll e Lamb, assim como o de French e Weisskopf, são tentativas ainda mais radicais se comparadas com a de Schwinger e a de Feynman, pois enfraquecem a necessidade de a teoria ser um invariante relativístico. Nesse sentido, é interessante notar como a própria definição de paradigma, nesse instante, torna-se imprecisa, isto é, de um lado, a reconciliação muito bem sucedida que a teoria de Dirac havia obtido através de sua teoria da equação do elétron e da teoria do buraco não colocava em dúvida as proposições da quântica e da relatividade especial; mas, de outro lado, agora, nesse momento de crise, podemos observar propostas que oscilam entre conservar as propostas de Dirac, reduzindo a necessidade da covariância relativística, ou, por outro lado, readequar o compromisso com a teoria de Dirac, especialmente com relação à interpretação do pósitron, a fim de manter a covariância na estrutura teórica. Mais do que uma simples escolha, são teorias que respondem a uma dificuldade muito específica originada em decorrência da existência de um problema anômalo, o qual exige uma explicação que não pode ser obtida sem algum tipo de mudança nos fundamentos teóricos. No entanto, até esse momento, ainda que as opções de Feynman e de Schwinger tenham algum tipo de vantagem teórica, ambas possuem como consequência evidente a necessidade de exigirem uma reinterpretação completa de todos os resultados

obtidos pela equação do elétron e também pela teoria do mar de elétrons; não por outra razão, é justamente esse o trabalho no qual ambos teóricos se envolvem *imediatamente* após a apresentação de suas descrições do Desvio Lamb, em particular, chegamos a comentar o trabalho de Feynman (1949b), no qual este autor mostra como seria possível obter toda a eletrodinâmica quântica com base em seu formalismo e, com isso, a partir da introdução dos seus gráficos, ele alcançaria uma grande simplificação nos cálculos, hoje bem conhecida.

Desse modo, apresentamos os aspectos centrais que, na perspectiva de Thomas Kuhn, em seu ensaio *A Estrutura*, caracterizam uma revolução científica, os quais podemos listar da seguinte maneira: i) o surgimento do problema anômalo, induzido diretamente por um período de ciência normal; ii) a identificação do período de crise ou pré-paradigmático, caracterizado, sobretudo, pela presença de teorias concorrentes e, em grande medida, incompatíveis com o paradigma anterior e também entre si; iii) o desfecho do período crise com uma modificação do paradigma ou o surgimento de um novo, à medida que as novas ideias são testadas e podem — no conjunto — ser avaliadas como uma estrutura teórica capaz de substituir o paradigma anterior. Novamente chamamos a atenção para o papel que a história possui em nossa discussão, uma vez que a abordagem adotada neste trabalho não parte da existência de uma sequência lógica ou necessária, isto é, o Desvio Lamb poderia, como sugere Lamb e Retherford, ter de algum modo provocado, ainda na década de 1930, uma mudança que, afinal, exigiu uma década a mais para se efetivar, ou, no caminho contrário, o paradigma talvez pudesse ter tido sucesso em direcionar as pesquisas, em outras condições históricas, por muito mais tempo até que um problema anômalo fosse reconhecido como tal. Como defendemos ao longo de toda a nossa discussão, nem ideias originais podem se firmar, nem as pesquisas acerca do problema anômalo produzir mudanças no paradigma, especialmente quando estas

duas situações acontecem isoladamente, a menos que a comunidade científica seja capaz de reduzir a influência do paradigma sobre as pesquisas: “Se a consciência da anomalia desempenha um papel na emergência de novos tipos de fenômenos, ninguém deveria surpreender-se com o fato de que uma consciência semelhante, embora mais profunda, seja um pré-requisito para todas as mudanças de teoria aceitáveis. Penso que a esse respeito a evidência histórica é totalmente inequívoca” (Kuhn, 1970, p. 94). Por essa razão, grande parte de nosso trabalho se concentrou justamente em compreender como o paradigma surge e se constitui para, só então, buscarmos pela caracterização do Desvio Lamb como problema anômalo e, com isso, compreender como a comunidade científica se relacionou com esse problema, *antes e depois* de a própria pesquisa de Lamb e Retherford ter sido publicada ou, como afirma Thomas Kuhn (1970, p. 92): “A anomalia aparece somente contra o pano de fundo proporcionado pelo paradigma”. Sobre esse último ponto, observe que os limites com relação à separação entre teoria e paradigma, assim como discutimos detalhadamente no começo desse capítulo, são essenciais para compreendermos os aspectos paradigmáticos presentes nos desenvolvimentos de Dirac. Para isso, consideramos a relação do paradigma com o conjunto de problemas aos quais ele estava apto a resolver, essa discussão nos ajudou a perceber a capacidade do paradigma em conduzir as pesquisas e permitiu determinar como as pesquisas em torno de um problema anômalo levaram até um período de crise. Do mesmo modo, discutimos alguns pontos essenciais para o surgimento de um novo paradigma e que caracterizam os períodos de crise, os quais apenas podem ganhar relevância com a diminuição da confiança nos fundamentos do paradigma vigente. Nesse sentido, chegamos ao ponto central de nosso trabalho, qual seja, apresentamos todos os elementos, com o que foi discutido até aqui, para descrever o processo pelo qual o método de renormalização possibilitou a rearticulação da TQC, provocando, então, uma revolução científica, assim como esta é descrita na

perspectiva de Thomas Kuhn. Resta, somente, considerar algumas consequências diretas desse processo, ao que dedicaremos ainda mais algumas palavras.

* * *

Talvez o aspecto mais difícil de ser abordado ao longo de uma revolução científica diga respeito à incompatibilidade entre o velho e novo paradigma, ou seja, acerca da incomensurabilidade teórica. Sobre esse ponto, desde o começo, procuramos destacar quais eram as diferenças significativas entre todas as propostas encontradas à explicação do Desvio Lamb, em particular, discutimos com detalhes as que marcam os trabalhos de Feynman e os de Weisskopf. Não obstante a existência de múltiplas opções, comum ao período de crise, todas necessariamente rompem com alguma região fundamental do paradigma aceito, isto é, com as teorias de Dirac. Novamente, cabe chamar a atenção ao fato de que, antes de o Desvio Lamb ter sido confirmado e, sobretudo, antes de ter sido aceito pela comunidade científica, a equação do elétron e a teoria do buraco juntas conseguiam assimilar, sem contradições, todos os postulados da relatividade e da mecânica quântica, aliás, este é um dos pressupostos mais decisivos com relação aos compromissos assumidos, dessa vez, por Dirac em seus desenvolvimentos. Contudo, este sucesso não evitou o surgimento dos problemas anômalos, como era o próprio Desvio Lamb, mas que não se tornou central para os cientistas na década de 1930, cuja atenção estava voltada, por exemplo, à divergência dos cálculos numéricos que levavam até diversos infinitos, uma questão que assolava, na prática, todas as construções teóricas importantes dessa época, e não teria qualquer solução mesmo com os trabalhos de Dirac. Desse modo, em nossa

análise anterior, agrupamos, de um lado, as teorias que propunham a construção de uma teoria que não fosse um invariante relativístico, parcial ou completamente, distanciando-se assim da teoria da relatividade especial de Einstein; e, de outro lado, as teorias que recusavam os pressupostos da teoria do mar de elétrons, e, portanto, reinterpretavam a teoria do pósitron de Dirac. A essa altura, deve ter ficado evidente, de toda nossa discussão, o elevado grau de confiança do primeiro grupo de pesquisadores com relação ao paradigma, afinal, estavam dispostos, por assim dizer, a sacrificar um pressuposto da teoria da relatividade especial; contudo, o segundo grupo não poderia apresentar uma descrição alternativa sem, antes disso, mostrar como seria possível reproduzir, com o seu próprio formalismo, um conjunto de complexos resultados teóricos já demonstrados com muita precisão pelas teorias de Dirac. Absolutamente nenhuma escolha à disposição nesse momento evitaria alguma mudança profunda nos postulados, a não ser continuar ignorando a existência do Desvio Lamb. Desse modo, apesar da boa repercussão dos trabalhos de Feynman, por exemplo, vimos a grande novidade conceitual encontrada no centro de suas ideias, uma vez que a noção de simultaneidade proposta pela teoria da relatividade especial é uma das propriedades fundamentais desta teoria; todavia, sua construção talvez deva ser considerada a menos drástica, especialmente com respeito à própria teoria da relatividade restrita, na medida em que todas as modificações defendidas por Feynman estariam ocorrendo no interior de uma região do espaço não maior do que a distância de poucos raios atômicos. Apesar de não termos discutido os trabalhos de Schwinger, estes igualmente deverão introduzir mudanças teóricas bastante profundas, e devem inclusive adentrar o campo filosófico, não obstante procurem reduzir ao máximo as dificuldades encontradas com as teorias de Dirac; além disso, uma diferença importante com relação aos fundamentos que foram adotados por Feynman, era o fato de que a invariância relativística havia se tornado o pilar central da teoria de Schwinger:

O experimento do Desvio Lamb tinha dado a ele uma instância do “totalmente inesperado”, nomeadamente a quebra [*breakdown*] da teoria de Dirac. As pesquisas de Schwinger no período de 1947 a 1951 foram altamente bem sucedidas e foram guiadas por sua visão conservadora. Seu objetivo era determinar em que medida a eletrodinâmica quântica poderia dar conta [*could account*] dos desvios observados da teoria de Dirac quando os requerimentos da invariância relativística e da invariância de *gauge* fossem rigidamente forçados e as ideias de renormalização de massa e de carga fossem incorporadas dentro do formalismo existente. Seus esforços culminaram em aceitar a teoria quântica dos campos como a própria representação dos fenômenos microscópios, e ele foi reconhecido com o Prêmio Nobel por esta realização (Schweber, 1994, p. 274).

Não precisamos ir mais longe do que isso para perceber a centralidade do Desvio Lamb no pensamento de Schwinger e que, ademais, seu desafio se transformara justamente em amenizar uma “quebra” no processo — até então contínuo — de construção da eletrodinâmica quântica. Todavia, mais tarde, ele seria um dos principais críticos do método de renormalização, pois, de acordo com Schweber (1994, p. 604), ele “achava inaceitável proceder dessa maneira tortuosa, primeiro introduzindo proposições estruturais estranhas, somente para apagá-las no final com o objetivo de obter resultados físicos significantes”. De fato, a quantidade de ideias novas surgidas nesse momento, seja com respeito às teorias que se destacaram, como no caso das construídas por Feynman e por Schwinger, ou com respeito àquelas que continuavam a adotar a teoria do mar de elétrons em seus fundamentos, como a de Weisskopf e French, refletem com muita exatidão as dificuldades enfrentadas pela teoria de Dirac, mas revelam como outros aspectos da TQC, especialmente o método de renormalização, devem conduzir e articular os problemas desse ponto em diante.

Desse modo, é justamente no interior dessa mudança de *perspectiva geral* de interpretação da TQC onde devemos procurar as diferenças conceituais que serão ressignificadas após a confirmação do Desvio Lamb, para assim compreender como esse processo

deverá se prolongar nos anos seguintes. Algumas dessas alterações foram abordadas por nós quando discutimos o método de renormalização, como, por exemplo, ao tratar da interpretação teórica da massa das partículas, defendida, desde o início, por Bethe:

Entretanto, é possível identificar o termo divergente (linearmente) mais forte no desvio do nível com um efeito de massa eletromagnética, o qual deve existir tanto para um elétron livre quanto um ligado. Este efeito deve propriamente ser reconhecido como já incluído na massa observada do elétron, e deve portanto ser subtraído da expressão teórica, a expressão correspondente para um elétron livre de mesma energia cinética média (1947, p. 399).

Além desses aspectos relacionados diretamente com as construções teóricas, duas importantes interpretações conceituais se modificam com as tentativas de explicação do Desvio Lamb por meio da introdução do método de renormalização:

1. Os termos divergentes que ocorrem nos cálculos da eletrodinâmica quântica são identificados de maneira Lorentz e *gauge* invariantes, e podem ser interpretados como modificações dos parâmetros da massa e da carga que são introduzidos na lagrangiana original.
2. Pela identificação dos parâmetros modificados, ou renormalizados, de carga e massa com as massas e cargas fisicamente observáveis das partículas físicas, todas as divergências são absorvidas dentro dos fatores de renormalização da carga e massa, e são obtidos resultados finitos em boa concordância com experimentos. Portanto, as medidas de Lamb e Rabi poderiam ser explicadas dentro dessa estrutura da QED (renormalizada) (Schweber, 1994, p. 596).

Esse tipo de ressignificação tem papel central nas considerações feitas por Thomas Kuhn com relação à impossibilidade de se comparar as interpretações dadas aos conceitos em paradigmas distintos; não obstante, em geral, mantenham o mesmo “nome”, eles passam a “significar” estruturas conceituais completamente incompatíveis se considerados no interior de cada um dos conjuntos teóricos, como exemplifica sobre as diferenças do conceito de massa nas teorias de Newton e de Einstein: “os referentes físicos desses

conceitos einsteinianos não são de modo algum idênticos àqueles conceitos newtonianos que levam o mesmo nome. (A massa newtoniana é conservada; a einsteiniana é conversível com a energia. Apenas em baixas velocidades relativas podemos medi-las do mesmo modo e mesmo então não podem ser consideradas idênticas.)” (Kuhn, 1970, p. 136). Seria necessário fazer uma investigação mais detalhada para determinar quais são, e em que medida, os outros conceitos centrais além da própria massa, como citamos há pouco, sofreram mudanças incompatíveis com relação às perspectivas adotadas pela teoria de Dirac e pelo método de renormalização; contudo, o nosso trabalho, nesse sentido, certamente indica o caminho a ser percorrido a fim de responder essas novas questões, pois, para tal, é suficiente destacar a importância do próprio paradigma a fim de mostrar como todos esse resultados surgem e, posteriormente, são ressignificados em favor de um novo conjunto de ideias e abordagens.

CONCLUSÃO

A TQC certamente foi um dos paradigmas científicos mais bem sucedidos do século xx, independente de qual definição se queira dar ao termo “paradigma”, e ainda hoje tem grande influência nas pesquisas realizadas em física no mundo todo. Com isso, tendo em vista o nosso trabalho, no qual procuramos compreender exatamente quais são as razões envolvidas no sucesso da TQC, e que fomos buscar o nosso conceito de paradigma diretamente nos textos de Thomas Kuhn, sem dúvida, o maior responsável pela divulgação dessa ideia, inicialmente nas ciências, mas depois nas mais variadas áreas do conhecimento, como poderíamos dimensionar o alcance desse sucesso, ao menos na física? Seguindo atentamente as pistas deixadas pelo pensamento kuhniano, podemos dizer que a primeira medição a ser feita, nesse sentido, é a de avaliar a capacidade do paradigma em conduzir os problemas de sua área. Desse modo, assim como chegamos a discutir algumas vezes em nosso trabalho, os manuais científicos devem funcionar como termômetro: “Quando um cientista pode considerar um paradigma como certo, não tem mais necessidade, nos seus trabalhos mais importantes, de tentar construir seu campo de estudos começando pelos primeiros princípios e justificando o uso de cada conceito introduzido. Isso pode ser deixado para os autores de manuais” (Kuhn, 1970, p. 40). Hoje, seria possível listarmos facilmente um conjunto de talvez cinquenta bons livros em TQC,

admitindo os critérios acadêmicos usuais, ou, quem sabe, ampliando os enfoques dados a esse tema e, assim, englobando abordagens com viés matemático ou de áreas correlatas à física, poderíamos talvez chegar a uma centena. Ao nos concentrarmos especificamente nos textos que visam a formação dos cientistas, não seria surpresa alguma caso exista um número de livros voltados à TQC comparável ao daqueles dedicados à quântica e à relatividade especial; todavia, não nos esqueçamos das grandes restrições impostas aos leitores daqueles livros, uma vez que, diferente destes últimos, sua complexidade, na prática, reduz sua adoção aos cursos de pós-graduação, enquanto a relatividade e a quântica se tornaram temas obrigatórios na formação básica dos estudantes de física e de muitas outras áreas das ciências exatas. Estas mesmas dificuldades nos fazem considerar outro ponto relevante: quem escreve esses livros? Ainda que se tenha estabelecido um núcleo mínimo de tópicos necessariamente presentes em todos eles, um requisito indispensável para os seus autores é o de serem grandes especialistas em suas áreas, em geral, pesquisadores ligados a importantes centros universitários, nos quais costumam lecionar essa mesma disciplina. Ao longo de nossa análise, sempre que foi necessário apresentar alguma visão mais recente de nossa teoria, fizemos uso, entre outros, do livro *An Introduction to Quantum Field Theory*, escrito por Michael Peskin, pesquisador da Universidade de Stanford, e por Daniel Schroeder, da Universidade Weber State, ambas instituições de ensino localizadas nos Estados Unidos. Um segundo texto, particularmente muito útil para nós, seria o livro *Advanced Quantum Mechanics*, escrito por J. J. Sakurai, professor na Universidade de Chigago na época em que escreveu este livro, mais conhecido por ter publicado um segundo livro no qual discute apenas mecânica quântica não relativística, ambos voltados, porém, a estudos avançados de física. A primeira destas referências foi escrita em 1995, e a segunda em 1967, e compará-las seria um interessante exercício a fim de perceber o que se modificou na perspectiva dos físicos com relação à TQC. De fato,

a começar pelos nomes escolhidos em cada um desses livros, passando pela abordagem adotada na apresentação dos temas e a coincidência parcial destes, são todos aspectos que revelam, de um lado, quais são os fundamentos com respeito à teoria e, de outro lado, como, a partir desses mesmos fundamentos, houve efetivamente um grande acréscimo de pesquisas transformadas em exemplos didáticos do que pode ou não ser feito acerca dos desenvolvimentos específicos nessa área. Ainda um terceiro manual científico que, apesar de não ter sido utilizado por nós, deve nos ajudar a compreender o alcance paradigmático de nossa teoria, foi escrito em 1961 por uma das nossas principais referências acerca da história da TQC, isto é, o livro *An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory* de Silvan Schweber, na época, professor da Universidade de Brandeis nos Estados Unidos, cuja apresentação foi realizada por outro personagem importante em nosso trabalho: Hans Bethe. De fato, a história descrita por este último acerca do livro de Schweber, da qual ele mesmo fazia parte, ilustra muito bem o caminho percorrido até a publicação de todos estes textos:

É sempre surpreendente ver seus filhos crescerem, e perceber que eles podem fazer coisas que seus pais não mais podem entender completamente. Este livro é um bom exemplo. Foi concebido primeiro pelo Dr. Frederic de Hoffman e eu mesmo como meramente uma curta introdução aos cálculos bastante simples sobre os mésons π no volume II do velho livro *Mesons and Fields*, publicado em 1955. Nas mãos do volume II do Dr. Schweber, desde então, tem se desenvolvido em um minucioso livro-texto sobre renormalização em teoria dos campos. Tornou-se agora um tratado compreensivo sobre teoria dos campos em geral.

Nos seis anos desde a publicação dos dois volumes *Mesons and Fields*, a teoria dos campos tem tido progressos espetaculares. Algum desse progresso foi estimulado pelo experimento, *e.g.*, pela descoberta de que a paridade não é conservada em interações fracas. Muito disso, entretanto, consiste em uma profunda pesquisa sobre os fundamentos da teoria dos campos, buscando responder a questão central da teoria quântica relativística que Schweber coloca no capítulo 18 deste livro: As soluções das equações renormalizáveis da eletrodinâmica quântica ou de qualquer teoria do méson existem? Esta pesquisa tem levado

a aproximações axiomáticas da teoria quântica dos campos que são provavelmente as mais promissoras e sólidas aproximações agora conhecidas, e que serão descritas no capítulo 18 (Hans Bethe, em Silvan Schweber, 1967, p. xi).

Apenas uma autoridade no assunto como Hans Bethe poderia, é claro, transformar em motivação uma das principais dificuldades da TQC, envolvendo-a em certo mistério, aliás, uma indicação das frequentes crises pelas quais a teoria passaria. Contudo, quando aponta para os seus limites, simultaneamente, nos apresenta uma das razões que justificam o seu sucesso, isto é, o fato desse conjunto teórico colocar o estudante o mais próximo possível da atividade realizada nas instituições de pesquisa no presente. Mas esta é uma justificativa incompleta, uma vez que a maior parte das pesquisas não se volta diretamente ao estudo da TQC, no caminho oposto, em geral, tem-se um número relativamente bastante pequeno de cientistas que efetivamente contribuem para a articulação dos aspectos fundamentais da teoria, talvez os melhores ou os mais influentes. De acordo com as teses de Thomas Kuhn, esta seria outra consequência da força do paradigma à medida que a ciência normal não faz dos fundamentos sua discussão central mas, pelo contrário, são os problemas que podem ser resolvidos pela articulação paradigmática ou, nas palavras de Kuhn, a ciência considerada como solução de quebra-cabeças, a ocupação predominante nos períodos de ciência normal. Desse modo, ao observarmos a produção dos manuais científicos, de um lado, podemos confirmar, seja pelo volume de publicações, seja pela diversidade de abordagens, a grande força paradigmática da TQC nos dias atuais, por outro lado, o tema é reconhecidamente difícil, até mesmo para os padrões médios daqueles que se dedicam a estudos específicos na área de ciências exatas e, ademais, não obstante dediquem seus esforços à compreensão dessa teoria, é altamente provável que os novos cientistas, após concluírem sua formação, jamais retomem aspectos excessivamente fundamentais. Assim, o que pode justificar um interesse tão grande

e tão diverso acerca de um tema, sem dúvida, bastante árduo como a TQC, especialmente se comparada com outras teorias? A nosso ver, exatamente o seu caráter paradigmático, isto é, são as muitas oportunidades nas quais essa teoria se mostrou bem sucedida, das quais a mais emblemática talvez tenha sido a previsão da existência do pósitron e, por conseguinte, das anti-partículas, os *exemplos compartilhados* responsáveis por gerar este sentimento de confiança tanto aos pesquisadores mais experientes quanto às novas gerações de cientistas que se formam. No entanto, como apontamos anteriormente, esta é uma justificativa circular, pois dizemos ser uma teoria bem sucedida apenas pelo fato de ela ter obtido sucesso em algumas situações — não há como tê-lo em todas — e, por mais desconfortável que uma tal conclusão possa nos parecer, as proposições apresentadas por Thomas Kuhn, ao longo de *A Estrutura*, não apenas nos levaram *até ela*, mas, ademais, nos levaram *para além dela*, como o autor chama a atenção acerca do seu próprio trabalho:

Embora essa teoria não necessite ser correta, não mais que qualquer outra, ela proporciona uma base legítima para o uso reiterado de afirmações sobre o que deve ser. Inversamente, uma das razões para que se tome a teoria a sério é a de que os cientistas, cujos métodos foram desenvolvidos e selecionados em vista de seu sucesso, realmente comportam-se como prescreve a teoria. Minhas generalizações descritivas são provas da teoria precisamente porque foram derivadas dela, enquanto em outras concepções da natureza elas constituem um comportamento anômalo (Kuhn, 1970, p. 257).

Nesse sentido, não há dúvidas da importância central desempenhada pela história, uma vez que qualquer teoria do conhecimento, seja ou não uma lógica do conhecimento, toda ou parcialmente, deverá ainda assim ser confirmada ao menos pela história da ciência, afinal, sua intenção não pode ser outra a não ser compreender esta última, por isso, Thomas Kuhn conclui: “Não penso que a circularidade desse argumento seja viciosa. As consequências do ponto de vista estudado não são esgotadas pelas observações sobre as

quais repousava no início. Mesmo antes da primeira publicação deste livro, constatei que partes da teoria que ele apresenta são um instrumento útil para a exploração do comportamento e desenvolvimento científico” (Kuhn, 1970, p. 257). Portanto, a identificação entre sucesso teórico e paradigma torna-se admissível na medida em que não produza como resultado de uma tal análise apenas a enumeração dos sucessos obtidos pela teoria, sem dúvida, a principal tarefa dos livros-textos. De fato, com respeito à TQC, ao listarmos o conjunto de pesquisas conduzidas diretamente por ela encontraremos uma descrição de quase todos os grandes desenvolvimentos realizados na física a partir ao longo do século xx, especialmente em sua segunda metade, e, ainda, de boa parte dos obtidos até os dias atuais. Mas quais conclusões podem ser retiradas de nossa própria pesquisa além desta última? A mais direta, sem dúvida, é a de que o sucesso teórico induz uma certa confiança, fazendo de um conjunto teórico o principal instrumento de articulação das pesquisas; contudo, em momentos de crise, não apenas uma tal certeza é reduzida, mas, além disso, outras propostas teóricas podem, em determinadas circunstâncias, serem avaliadas muito seriamente como possíveis alternativas às teorias aceitas, o que nos leva imediatamente à discussão feita no começo de nosso último capítulo:

Mas nem todas as teorias são teorias paradigmáticas. Tanto nos períodos pré-paradigmáticos, como durante as crises que conduzem a mudanças em grande escala do paradigma, os cientistas costumam desenvolver muitas teorias especulativas e desarticuladas, capazes de indicar o caminho para novas descobertas. Muitas vezes, entretanto, essa descoberta não é exatamente a antecipada pela hipótese especulativa e experimental. Somente depois de articularmos estreitamente a experiência e a teoria experimental pode surgir a descoberta e a teoria converter-se em paradigma (Kuhn, 1970, p. 88).

O período de crise paradigmático, talvez como em nenhum outro momento no desenvolvimento científico, nos mostra que a dissociação entre paradigma e teoria significa exatamente a *possibilidade* de sucesso de outras teorias, e será justamente na efetivação

de uma nova identificação entre sucesso e teoria, necessária pois não existem critérios externos à ciência que possam determinar univocamente qual é a *melhor* teoria, que encontraremos a gênese de um novo paradigma: este processo é, em grande medida, o resumo de nossa própria tese. Mostramos, assim, o caminho que levaria os desenvolvimentos de Dirac até o paradigma inicial da τQC ; a seguir, nossa discussão se encaminhou para o processo que levaria até a crise desse mesmo conjunto teórico; por fim, a discussão pormenorizada desta crise revelou, de um lado, o surgimento de diversas propostas teóricas e o grau de aproximação destas com relação ao paradigma vigente e, de outro lado, quais trabalhos foram melhor aceitos pela comunidade científica. O elemento central de nossa análise consistiu em, seguindo as teses kuhnianas, determinar as relações mais intrínsecas entre as teorias e os problemas para os quais elas se destinam. Por este caminho, caracterizamos o Desvio Lamb como um experimento anômalo e, portanto, fonte principal de uma crise na primeira formulação da τQC . Como um dos nossos resultados originais encontramos o fato de que, historicamente, o experimento realizado por Lamb e Retherford, de fato, tem seu início em um período de ciência normal, confirmando assim uma das principais teses defendidas por Thomas Kuhn em *A Estrutura*. Nesse sentido, a discussão ocorrida ainda na segunda metade da década de 1930 caracterizou o aspecto quase paradoxal do próprio experimento anômalo no interior do desenvolvimento científico: a um só tempo conduz a mudanças fundamentais no paradigma e pode ser adiado por tempo considerável.

Nosso trabalho, tanto em sua parte histórica quanto filosófica, encontrou apoio diretamente no pensamento de Thomas Kuhn, especialmente em seu ensaio *A Estrutura*; contudo, esta é apenas uma teoria do conhecimento dentre muitas outras, então, em que medida o nosso trabalho deve ser melhor compreendido com relação à posição filosófica kuhniana? Antes de mais nada, se os argumentos apresentados, especialmente em *A*

Estrutura, não são os únicos a descrever a ciência, certamente nos mostram aspectos extremamente específicos do desenvolvimento científico e, se pudermos apontar a tarefa colocada por esse livro, ela seria a de reconstruir a imagem de ciência que cada vez mais consolidamos ao longo dos últimos tempos. Desse modo, Thomas Kuhn, ao exigir um redirecionamento da história, mais uma vez se voltaria à importância dos livros-textos na formação dessa imagem (Kuhn, 1970, p. 19):

Se a história fosse vista como um repositório para algo mais do que anedotas ou cronologias, poderia produzir uma transformação decisiva na imagem de ciência que atualmente nos domina. Mesmo os próprios cientistas têm haurido essa imagem principalmente no estudo das realizações científicas acabadas, tal como estão registradas nos clássicos e, mais recentemente, nos manuais que cada nova geração utiliza para aprender seu ofício. Contudo, o objetivo de tais livros é inevitavelmente persuasivo e pedagógico; um conceito de ciência deles haurido terá tantas probabilidades de assemelhar-se ao empreendimento que os produziu como a imagem de um cultura nacional obtida através de um folheto turístico ou um manual de línguas.

Como evitar seguir apenas pelos caminhos turísticos e, assim, procurar pelos lugares e hábitos de quem vive e trabalha em uma determinada cidade ou bairro? Esta outra proposta exige uma relação bastante diferente daquela geralmente adotada pelo turista com respeito ao espaço e ao tempo. Não são apenas os locais mais conhecidos que devem ser procurados, nem poderia ser apenas em poucas horas ou nas mais usuais, se quisermos ter uma experiência um pouco mais efetiva da dinâmica que conduz esse mesmo local. Nossa escolha foi, portanto, a de entrar a fundo na histórica da TQC, isto é, a de procurar diretamente nos artigos científicos da época as pistas com as quais seria possível traduzir a atmosfera na qual se encontravam os cientistas e, do mesmo modo, buscar perceber o impacto de seus trabalhos e dos desafios que surgem continuamente em seus horizontes de pesquisa. A impossibilidade intrínseca de se realizar essa proposta, porém, até mesmo por quem a viveu diretamente, não significa que não

sejamos capazes de reconstruir aspectos que talvez só o tempo, de outro modo, possa exibir. Descobrimos, com isso, quais foram os elementos centrais da τ QC desenvolvidos em períodos muito iniciais da quântica e da relatividade e, no caminho inverso, por qual razão as pesquisas em quântica relativística feitas no começo do século xx não levariam diretamente ao projeto da τ QC. Portanto, foi preciso descobrir, percorrendo os estudos realizados pelos pesquisadores, assim como se encontram registrados em seus artigos científicos, os grandes desafios de cada época. No entanto, como dissemos, isso exigiu mais tempo, por isso decidimos concentrar nossa pesquisa nos trabalhos realizados por Dirac, uma vez que assim poderíamos, ao menos, tentar compreender o seu ponto de vista. Com efeito, pudemos discutir, por exemplo, o papel absolutamente central que a teoria da transformação possui em seus trabalhos e, sobretudo, em sua elaboração da τ QC; e, não obstante o tempo todo nosso objetivo estivesse voltado à formulação desta última teoria, é certo que algumas das escolhas bastante específicas realizadas por Dirac levam nossa própria exposição a adotar um ponto de vista particular, mas nem por isso menos interessante. Todavia, é certo que outros pontos de vista, como o de Werner Heisenberg ou o de Julian Schwinger revelassem diferenças e até mesmo contradições com relação aos trabalhos de Paul Dirac, no limite, quem sabe, tais estudos mostrassem uma outra τ QC. Alguns fatos, entretanto, são inegavelmente desenvolvimentos decisivos ao longo da história desta última e, por isso mesmo, nos ajudaram a compreender como se formou um conjunto de questões que só foram retomadas em fases mais avançadas da própria física. Nesse sentido, o problema dos infinitos surge como um dos grandes obstáculos no meio da década de 1930 e se mantêm assim até quase o final da década de 1940. A superação de dificuldades como esta última, assim como defende Thomas Kuhn com relação aos paradigmas em geral, encontrava-se em gérmen no ápice de um período de ciência normal, mas só encontraria sólo fértil com os resultados de Lamb

e Retherford. Desse modo, os trabalhos de Houston, Williams e Pasternck, para citar alguns, não devem ser apenas reconhecidos, mas devem nos ensinar algo mais sobre a nossa imagem da ciência. De fato, falamos reiteradas vezes do sucesso científico, talvez tenha chegado o momento de pensarmos um pouco mais acerca do lugar dado ao “fracasso” no interior da estrutura científica.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ANDERSON, Carl David (1933). "The Positive Electron". *Physical Review*, 41: 405-412, 1933.
- BETHE, Hans Albrecht (1947). "The Electromagnetic Shift of Energy Levels". *Physical Review*, 72: 339-341, jun. 1947.
- BOKULICH, Alisa (2004). "Open or Closed? Dirac, Heisenberg, and the Relations between Classical e Quantum Mechanics". *Studies in History and Philosophy of Science Part B*, 35: 377-96: set. 2004.
- BORH, Niels (1913). "On The Quantum Theory of Line Spectra Parts I-III". *Philosophical Magazine Series 6*, 26 (151): 1-25, 476-502, 857-875, 1913.
- (1918). "On The Constitution of Atoms and Molecules". *Niels Bohr Collected Works*. Rosenfeld (ed.), Amsterdam, North-Holland Publishing, pp. 1-36, 1918.
- BORN, Max (1926). "Quantenmechanik der Stossvorgänge". *Zeitschrift für Physik*, 38: 803-827, nov. 1926.
- BORN, Max & JORDAN, Ernst Pascual (1925). "Zur Quantenmechanik". *Physikalische Zeitschrift*, 34: 858-888, dez. 1925 [Trad. ingl.: "On Quantum Mechanics". In: HOLTON, Gerald (ed.). *Sources of Quantum Mechanics*. Intr. B. L. Van der Waerden (ed.), New York, Dover, 1967, pp. 277-306].
- BORN, Max; HEISENBERG Werner Karl, & JORDAN, Ernst Pascual (1926). "Zur Quantenmechanik II". *Physikalische Zeitschrift*, 35: 557-615, ago. 1926 [Trad. ingl.: "On Quantum Mechanics II". In: HOLTON, Gerald (ed.). *Sources of Quantum Mechanics*. Intr. B. L. Van der Waerden (ed.), New York, Dover, 1967, pp. 321-385].
- COMPTON, Arthur Holly (1923). "A Quantum theory of The Scattering of X-rays by Light Elements". *Physical Review, Second Series*, 21 (5): 483-502, 1923.

DALITZ, Richard Henry (1995). *The Collected Works of P. A. M. Dirac: 1924–1948*. Cambridge, Cambridge University Press, 1995.

DARWIN, Charles Galton (1928). “The Wave Equations of the Electron”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 118: 654-680, 6 mar. 1928.

DE BROGLIE, Louis (1924). *Recherches sur la théorie des quanta*. Paris, Masson, 1924. (Thèses présentées a la faculté des sciences de l’Université de Paris pour obtenir le grade de docteur ès sciences physiques, soutenues le novembre 1924).

_____ (1925). “Recherches sur la théorie des quanta”. *Annales de Physique*, 3 (10): 22-128, 1925.

DIRAC, Paul Adrien Maurice (1924a). “Dissociation under a Temperature Gradient”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 22, pte. II: 132-137, maio 1924.

_____ (1924b). “Note on the Relativity Dynamics of a Particle”. *The Philosophical Magazine*, 47: 1158-1159, jun. 1924.

_____ (1924c). “Note on the Doppler Principle and Bohr’s Frequency Condition”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 22, pte. III: 432-433, jul. 1924.

_____ (1924d). “The Conditions for Statistical Equilibrium between Atoms, Electrons and Radiation”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 106: 581-596, nov. 1924.

_____ (1925a). “The Adiabatic Invariance of the Quantum Integrals”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 107: 725-734, abr. 1925.

_____ (1925b). “The Effect of Compton Scattering by Free Electrons in a Stellar Atmosphere”. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (London)*, 85: 825-832, jun. 1925.

_____ (1925c). “The Fundamental Equations of Quantum Mechanics”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 109: 642-653, dez. 1925.

_____ (1926a). “The Adiabatic Hypothesis for Magnetic Fields”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 23, pte. I: 69-75, fev. 1926.

_____ (1926b). “Quantum Mechanics and a Preliminary Investigation of the Hydrogen Atom”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 110: 561-579, mar. 1926.

_____ (1926c). “The Elimination of the Nodes in Quantum Mechanics”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 111: 281-305, 1 maio 1926.

- _____ (1926d). “Relativity Quantum Mechanics with an Application to Compton Scattering”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 111: 405-423, 2 jun. 1926.
- _____ (1926e). *Quantum Mechanics*, Cambridge University, maio 1926 (Dissertação de Ph.D.).
- _____ (1926f). “On Quantum Algebra”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 23, pte. IV: 412-418, 17 jul. 1926.
- _____ (1926g). “On the Theory of Quantum Mechanics”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 112: 661-677, 1 out. 1926.
- _____ (1927a). “The Compton Effect in Wave Mechanics”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 23, pte. V: 500-507, jan. 1927 (Recebido em 8 de novembro de 1926).
- _____ (1927b). “The Physical Interpretation of the Quantum Dynamics”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 113: 621-641, 1 jan. 1927 (Recebido em 2 de dezembro de 1926).
- _____ (1927c). “The Quantum Theory of Emission and Absorption of Radiation”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 114: 243-65, 2 fev. 1927.
- _____ (1927d). “The Quantum Theory of Dispersion”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 114: 710-728, 2 maio 1927.
- _____ (1927e). “Über die Quantenmechanik der Stossvorgänge”. *Zeitschrift für Physik*, 44: 585-595, 23 ago. 1927.
- _____ (1928a). “The Quantum Theory of the Electron, I”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 117: 610-624, 1 fev. 1928.
- _____ (1928b). “The Quantum Theory of the Electron, II”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 118: 351-361, 1 mar. 1928.
- _____ (1928c). “Le postulat des quant”. *Rapports et discussions du cinquième Conseil de Physique de l’Institut International de Physique Solvay (Électrons et photons)*, 24-20 Octobre 1927, Bruxelles. Paris: Gauthier-Villars, 1928, pp. 182 e 258-263.
- _____ (1928d). “Über die Quantentheorie des Elektrons”. *Physikalische Zeitschrift*, 29: 561-563, 15 ago. 1928.
- _____ (1928e). “Zur Quantentheorie des Elektrons”. In: FALKENHAGEN, H. (ed.), *Leipziger Vorträge 1928: Quantentheorie und Chemie*. Leipzig: S. Hirzel, pp. 85-94, 1928.

- _____ (1929a). “The Basis of Statistical Quantum Mechanics”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 25, pte. I: 62-66, jan. 1929.
- _____ (1929b). “Quantum Mechanics of Many-Electrons Systems”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 123: 714-733, 6 abr. 1929.
- _____ (1930a). “A Theory of Electrons and Protons”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 126: 360-365, 1 jan. 1930.
- _____ (1930b). “On The Annihilation of Electrons and Protons”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 26, pte. III: 361-375, jul. 1930.
- _____ (1930c). “Note on Exchange Phenomena in the Thomas Atom”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 26, pte. III: 376-385, jul. 1930.
- _____ (1930d). “The Proton”. *Nature*, 126: 605-606, 18 out. 1930.
- _____ (1930e). *The Principles of Quantum Mechanics*. Oxford, Clarendon Press, 1930 (2 ed. 1935, 3 ed. 1947, reimp. 1948, 1949, 1956, 4 ed. 1958, reimp. 1959, 1962, 1966, 1967, 1970, 1974, 1976).
- _____ (1931a). “Note on the Interpretation of the Density Matrix in the Many-Electron Problem”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 27, pte. III: 240-243, abr. 1931.
- _____ (1931b). “Quantised Singularities in the Electromagnetic Field”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 133: 60-72, set. 1931.
- _____ (1931c). “Quelques problèmes de mécanique quantique”. *Annales de L’Institute H. Poincaré*, 1(4): 357-400, 1931.
- _____ (1932a). “Relativistic Quantum Mechanics”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 136: 453-464, maio 1932.
- _____ (1933a). “The Lagrangian in Quantum Mechanics”. *Physikalishche Zeitschrift der Sowjetunion*, 3(1): 64-72, 1933.
- _____ (1933b). “Homogeneous Variables in Classical Dynamics”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 29, pte. III: 389-400, 30 jul. 1933.
- _____ (1934a). “Théorie du Positron”. *Rapports et Discussions du Septième Conseil de Physique de l’Institut International de Physique Solvay (Structure et Propriétés des Noyaux Atomiques)*, 22-29 Octobre 1933, Bruxelles. Paris, Gauthier-Villars, 1934, pp. 203-212.

- _____ (1934b). “Teoriya Pozitrona”. In: BRONSHTEIN, M. P.; DUKEL'SKII, V. M.; IVANENKO, D. D. & KHARITON, Yu B. (eds.) *Problemy Noveishei Fiziki, vol. 24: Atomnoe Yadro: Sbornik Dokladov i Vsesoyoznoi Yadernoi Konferentsii, 24-30 Sentyabrya 1933, Leningrad*. Leningrado e Moscou, Gos. Tech.-Teor., 1934, pp. 129-143.
- _____ (1934c). “Theory of Electrons and Positrons”. *Nobel Lectures, Physics, 1922-41*. Amsterdam, Elsevier, 1965, pp. 320-325 (Ocorrido em 12 de dezembro de 1933, em Stockholm).
- _____ (1934d). “Discussion of the Infinite Distribution of Electrons in the Theory of the Positron”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 30, pte. II: 150-163, 30 abr. 1934.
- _____ (1937a). “The Cosmological Constants”. *Nature*, 139: 323-324, 20 fev. 1937.
- _____ (1937b). “A Reply to Dr. H. Dingle”. *Nature*, 139: 1001-1002, supl., 12 jun. 1937.
- _____ (1939). “The Relation between Mathematics and Physics”. *Proceedings of the Royal Society (Edinburgh)*, 59, pte II: 122-129, 6 fev. 1939 (James Scott Prize Lecture).
- _____ (1942). “The Physical Interpretation of Quantum Mechanics”. *Proceedings of the Royal Society (London)*, 180: 1-10, 18 mar. 1942.
- _____ (1948). “Quelques Développements sur la théorie atomique”. *Conférence faite au Palais de la Découverte*, Paris, Université de Paris, 1948 (Conferência realizada em 6 de dezembro de 1945).
- _____ (1963). “Entrevista com T. S. Kuhn 1963”. Archives for the History of Quantum Physics, AIP, New York, 1963.
- DIRAC, Paul Adrien Maurice & HARDING, John William (1932). “Photo-Electric Absorption in Hydrogen-Like Atoms”. *Proceedings of the Cambridge Philosophical Society*, 28, pte. III: 209-218, abr. 1932.
- DIRAC, Paul Adrien Maurice; FOCK, Vladimir Aleksandrovich & PODOLSKY, Boris Yakovlevich (1932). “On Quantum Electrodynamics”. *Physikalische Zeitschrift der Sowjetunion*, 2(6): 468-479, 1932.
- DRINKWATER, J. W.; RICHARDSON, Owen Willans & WILLIAMS, W. Ewart (1940). “Determinations of the Rydberg constants, e/m , and the Fine Structures of H_α e D_α by means of a Reflexion Echelon”. *Proceedings of the Royal Society A*, 174: 164-188, 1940.
- EHRENFEST, Paul (1906). “Zur Planckschen Strahlungstheorie”. *Physikalische Zeitschrift*, 7: 528-532, 28 jun. 1906.

- EINSTEIN, Albert (1902). “Kinetische Theorie des Wärmegleichgewichtes und des zweiten Hauptsatzes der Thermodynamik”. *Annalen der Physik*, 9: 417-733, 18 nov. 1902 [Trad. ingl.: “Kinetic Theory of Thermal Equilibrium and of the the Second Law of Thermodynamics”. In: HAVAS, Peter (consult.). *The Collected Papers of Albert Einstein (English Translation Supplement)*. Trad. Ana Beck. Princeton, Princeton University Press, 2009, vol. 2, pp. 30-47].
- (1903). “Eine Theorie der Grundlagen der Thermodynamik”. *Annalen der Physik*, 11: 170-187, 04 mar. 1903 [Trad. ingl.: “A Theory of the Foundations of Thermodynamics”. In: HAVAS, Peter (consult.). *The Collected Papers of Albert Einstein (English Translation Supplement)*. Trad. Ana Beck. Princeton University Press, Princeton: 2009, vol. 2, pp. 48-67].
- (1904). “Zur allgemeinen molekularen Theorie der Wärme”. *Annalen der Physik*, 14: 354-362, 02 jun. 1904 [Trad. ingl.: “On the General Molecular Theory of Heat”. In: HAVAS, Peter (consult.). *The Collected Papers of Albert Einstein (English Translation Supplement)*. Trad. Ana Beck. Princeton, Princeton University Press, 2009, vol. 2, pp. 68-77].
- (1905a). “Über einen die Erzeugung und Verwandlung des Lichtes betreffenden heuristischen Gesichtspunkt”. *Annalen der Physik*, 17: 354-362, 09 jun. 1905 [Trad. ingl.: “On a Heuristic Point of View Concerning the Production and Transformation of Light”. In: HAVAS, Peter (consult.). *The Collected Papers of Albert Einstein (English Translation Supplement)*. Trad. Ana Beck. Princeton, Princeton University Press, 2009, vol. 2, pp. 86-103].
- (1905b). “Zur Elektrodynamik bewegter Körper”. *Annalen der Physik*, 17: 891-921, 26 set. 1905 [Trad. ingl.: “On the Electrodynamics of Moving Bodies”. In: HAVAS, Peter (consult.). *The Collected Papers of Albert Einstein (English Translation Supplement)*. Trad. Ana Beck. Princeton, Princeton University Press, 2009, vol. 2, pp. 140-171].
- (1905c). “Ist die Trägheit eines Körpers von seinem Energieinhalt abhängig?”. *Annalen der Physik*, 18: 639-641, 21 nov. 1905 [Trad. ingl.: “Does the Inertia of a Body Depend upon its Energy Content?”. In: HAVAS, Peter (consult.). *The Collected Papers of Albert Einstein (English Translation Supplement)*. Trad. Ana Beck. Princeton, Princeton University Press, 2009, vol. 2, pp. 172-174].
- (1906). “Zur Theorie der Lichterzeugung und Lichtabsorption”. *Annalen der Physik*, 20: 199-206, 08 fev. 1906 [Trad. ingl.: “On the Theory of Light Production and Light Absorption”. In: HAVAS, Peter (consult.). *The Collected Papers of Albert Einstein (English Translation Supplement)*. Trad. Ana Beck. Princeton, Princeton University Press, 2009, vol. 2, pp. 192-199].
- FEYNMAN, Richard Phillips (1942). *The Principle of Least Action in Quantum Mechanics*. Princeton, Princeton University (Ph.D. Dissertation) [Reimp. *Feynman’s Thesis. A New Approach to Quantum Theory*. Intr. Laurie M. Brown (ed.), New Jersey, World Scientific, 2005].

- _____ (1948a). “Space-Time Approach to Non-Relativistic Quantum Mechanics”. *Reviews of Modern Physics*, 20: 367-387, 1948.
- _____ (1948b). “A Relativistic Cut-Off for Classical Electrodynamics”. *Physical Review*, 74: 939-946, 1948.
- _____ (1948c). “A Relativistic Cut-Off for Quantum Electrodynamics”. *Physical Review*, 74: 1430-1438, 1948.
- _____ (1949a). “The Theory of Positrons”. *Physical Review*, 76: 749-759, 1949.
- _____ (1949b). “Space-Time Approach to Quantum Electrodynamics”. *Physical Review*, 76: 769-789, 1949.
- _____ (1966). “The Development of the Space-Time View of Quantum Field Theory”. *Science*, 153: 699-708, 1966 (Nobel Lecture) [Reimp. Nobel Lecture, Stockholm. *Physical Today*, p. 31-44, 1966].
- EISBERG, Robert; RESNICK, Robert (1985). *Quantum Physics of Atoms, Molecules, Solids, and Particles*. 2 ed. [1 ed., 1974], Toronto, John Wiley & Sons, 1985 [Trad. port.: *Física Quântica: Átomos, Moléculas, Sólidos, Núcleos e Partículas*. Trad. Paulo Costa Ribeiro e Enio Frota da Silveira de Marta Feijó Barroso. Rio de Janeiro, Elsevier, 1979 [1974]].
- GOLDSTEIN, Hebert (1951). *Classical Mechanics*. New York, Addison-Wesley, 1951 (2 ed. 1980, 3 ed. 2001).
- GORDON, Walter (1926). “Der Comptoneffekt nach der Schrödingerschen Theorie”. *Zeitschrift für Physik*, 40, 117-133, 1926 (Recebido em 29 de setembro de 1926).
- _____ (1928). “Die Energieniveaus des Wasserstoffatoms nach der Diracschen Quantentheorie des Elektrons”. *Zeitschrift für Physik*, 48(1), 11-14, jan. 1928.
- HACKING, Ian (1983). *Representing and Intervening*. Cambridge, Cambridge University Press, 1983.
- _____ (1985). “Styles of Scientific Reasoning”. *Post-Analytic Philosophy*, New York, Columbia University Press, 1985.
- HEISENBERG, Werner Karl (1925). “Über quantentheoretische Umdeutung kinematischer und mechanischer Beziehungen”. *Zeitschrift für Physik*, 33: 879-883, jul. 1925 [Trad. ingl.: “Quantum-Theoretical Re-Interpretation of Kinematic and Mechanical Relations”. In: HOLTON, Gerald (ed.). *Sources of Quantum Mechanics*. Intr. B. L. Van der Waerden (ed.), New York, Dover, 1967, pp. 261-276].
- HEISENBERG, Werner Karl; EULER, Hans Heinrich (1936). “Folgerungen aus der Diracsehen Theorie der Positrons”. *Zeitschrift für Physik*, 98: 714-732, 1936.

- HOUSTON, William Vermillion (1937). "A New Method of Analysis of the Structure of H_α e D_α ". *Physical Review*, 11: 446-449, mar. 1937.
- JAMMER, Max (1966). *The Conceptual Development of Quantum Mechanics*. New York, McGraw-Hill, 1966.
- JORDAN, Pascual (1927). "Über eine neue Begründung der Quantenmechanik". *Zeitschrift für Physik*, 40, 809-838, 1927 (Recebido em 18 de dezembro de 1926).
- KLEIN, Oscar Benjamin (1927). "Elektrodynamik und Wellenmechanik vom Standpunkt des Korrespondenzprinzips". *Zeitschrift für Physik*, 40, 407-442, 1927 (Recebido em 6 de dezembro de 1926).
- KRAGH, Helge (1984). "Equations with the many Fathers. The Klein-Gordon Equation in 1926". *American Journal Physics*, 52 (11), 1024-1033, nov. 1984.
- KROLL, Norman Mylles & LAMB, Willis Eugene, Jr. (1949). "On the Self-Energy of a Bound Electron". *Physical Review*, 75(3): 388-398, fev. 1949.
- KUHN, Thomas Samuel (1957). *The Copernican Revolution*. Cambridge, Harvard University Press, 1957.
- (1970). *The Structure of Scientific Revolutions*. 2 ed. rev. e ampl. Chicago, University of Chicago Press, 1970 (International Encyclopedia of Unified Science II, 2) (1 ed., 1962; 3 ed. 1996) [Trad. port.: *A Estrutura das Revoluções Científicas*. 10 ed. Trad. Beatriz Vianna Boeira e Nelson Boeira. São Paulo, Perspectiva, 2011 [1970] (Debates, 115)].
- (1977a). "The Relations between the History and the Philosophy of Science". *The Essential Tension: Selected Studies in Scientific Tradition and Change*. Chicago, University of Chicago Press, 1977 (2 ed. rev., 1979), pp. 3-20 [Trad. port.: "As Relações entre a História e a Filosofia da Ciência". *A Tensão Essencial*. Trad. Marcelo Amaral Penna-Forte. São Paulo, Unesp, 2009, pp. 27-44].
- (1977b). "Objectivity, Value Judgment, and Theory Choice". *The Essential Tension: Selected Studies in Scientific Tradition and Change*. Chicago, University of Chicago Press, 1977 (2 ed. rev., 1979), pp. 320-339 [Trad. port.: "Objetividade, Juízo de Valor e Escolha de Teoria". *A Tensão Essencial*. Trad. Marcelo Amaral Penna-Forte. São Paulo, Unesp, 2009, pp. 339-359].
- (1978). *Black-body Theory and the Quantum Discontinuity: 1894-1912*. New York/Oxford, Clarendon/Oxford University, 1978 [Reimpr. *Black-body Theory and the Quantum Discontinuity: 1894-1912, with a New Afterword*. Chicago/London, University of Chicago Press, 1987].
- LAMB, Willis Eugene, Jr. (1955). "Fine Structure of the Hydrogen Atom". *Nobel Lectures, Physics*, New York, Elsevier, 1964, pp. 286-295.

- LAMB, Willis Eugene, Jr.; RETHERFORD, Robert Curtis (1947). "Fine Structure of the Hydrogen Atom by Microwave Method". *Physical Review*, 72: 241-243, 1947.
- LONDON, Fritz Wolfgang (1926a). "Über die Jacobischen Transformationen der Quantenmechanik". *Zeitschrift für Physik*, 37: 915-925, 22 maio 1926.
- (1926b). "Winkelvariable und kanonische Transformationen in der Undulationsmechanik". *Zeitschrift für Physik*, 40: 193-210, 19 set. 1926.
- MANDL, Franz & SHAW, Graham (1984). *Quantum Field Theory*. New York, John Wiley & Sons, 1984.
- MASTERMAN, Margaret (1964). "The Nature of a Paradigm". *Growth of Knowledge Philosophical Review*, LXIII, 1964, pp. 383-394.
- MAXWELL, James Clerk (1873). *A Treatise on Electricity and Magnetism*. London, Clarendon, 1873 (2 ed., 1881; 3 ed., 1891), 2 vols. (Reimp. 3 ed.: New York, Dover, 1954, 2 vols.).
- MEHRA, Jagdish (2001a). "Einstein and the Foundation of Statistical Mechanics". *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 1, pp. 123-152.
- (2001b). "The Historical Origins of the Special Theory of Relativity". *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 1, pp. 210-228.
- (2001c). "The Golden Age of Theoretical Physics: P. A. M. Dirac's Scientific Work from 1924 to 1933". *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 668-705.
- (2001d). "Erwin Schrodinger and the Rise of Wave Mechanics. I. Schrodinger's Scientific Work Before the Creation of Wave Mechanics". *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 706-760.
- (2001e). "Erwin Schrodinger and the Rise of Wave Mechanics. II. The Creation of Wave Mechanics". *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 761-802.
- (2001f). "Erwin Schrodinger and the Rise of Wave Mechanics. III. Early Response and Applications". *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 803-871.
- (2001g). "Niels Bohr's Discussions with Albert Einstein, Werner Heisenberg, and Erwin Schrödinger: The Origins of the Principles of Uncertainty and Complementarity". *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 872-911.

- _____ (2001h). “The Origin of Quantum Field Theory”. *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 959-990.
- _____ (2001i). “Relativistic Electrons and Quantum Fields?”. *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 1030-1091.
- _____ (2001j). “Between Hope and Despair: Quantum Electrodynamics in the 1930”. *The Golden Age of Theoretical Physics*. Singapore, World Scientific, 2001, vol. 2, pp. 1155-1187.
- MEHRA, Jagdish; RECHENBERG, Helmut (1978). *The Historical Development of Quantum Theory*. New York, Springer-Verlag, 1978-1987, 6 vols.
- MILNE, Edward Arthur (1924). “Recent Work in Stellar Physics”. *Proceedings of the Royal Society (London) A*, 36: 94-113, 1924.
- PAIS, Abraham (1988). *Inward Bound: Of Matter and Forces in the Physical World*. Oxford/New York, Clarendon Press/Oxford University Press, 1988 (1 ed., 1986).
- PASTERNAK, Simon (1938). “Note on the Fine Structure of H_{α} e D_{α} ”. *Physical Review*, 54: 1113, dez. 1938.
- PAULI, Wolfgang (1927). “Zur Quantenmechanik des magnetischen Elektrons”. *Zeitschrift für Physik*, 43: 603-623, maio 1927. 1930.
- PESKIN, Michael Edward; SCHROEDER, Daniel (1995). *An Introduction to Quantum Field Theory*. Colorado, Westview Press, 1995 .
- PESSOA, Osvaldo Pessoa, Jr. (2003). *Conceitos de Física Quântica*. São Paulo, Editora Livraria da Física, 2003 (2 ed., 2005), 2 vols.
- PITZER, Kenneth & RORSCHACH, Harold E.; Jr. (1974). “William Vermillion Houston”. *Biographical Memoirs*. Washington, National Academy of Sciences, 1947, vol. XLIV.
- PLANCK, Max (1900). “Zur Theorie des Gesetzes der Energieverteilung im Normalspectrum”. *Verhandlungen der Deutscher Physikalischen Gesellschaft*, 2: 237-245, apresentado em 14 dez. 1900 [Trad. ingl.: “On the Theory of the Energy Distribution Law of the Normal Spectrum”. In: KANGRO, Hans. *Original Paper in Quantum Physics*. Trad. Dirk ter Haar, London, Taylor and Francis, 1972].
- _____ (1906). *Vorlesungen über die Theorie der Wärmestrahlung*. Leipzig, Barth, 1906 (2 ed. rev., 1913; 3 ed. reimp., 1919; 4 ed. rev., 1921; 5 ed. rev., 1923) [Trad. ing. 2 ed.: *The Theory of Heat Radiation*. Trad. Morton Masius. Philadelphia, Blackiston, 1914 (Reimp. New York, Dover, 1959)].

- _____ (1914). “Eine veränderte Formulierung der Quantenhypothesen”. *Sitzungsberichte der Königlich Preussischen Akademie der Wissenschaften*, 2: 918-923, apresentado em 23 jul. 1914.
- SAKURAI, Jun John (1994). *Modern Quantum Mechanics*. 2 ed. rev. San Fu Tuan (ed.). New York, Addison-Wesley, 1994.
- _____ *Advanced Quantum Mechanics*. New York, Addison-Wesley, 1967.
- SCHRÖDINGER, Erwin Rudolf Josef Alexander (1926). “Quantisierung als Eigenwertproblem. IV”. *Anellen der Physik*, 81: 109-139, 1926 [Trad. ingl.: “Quantisations as a Problem of Proper Values (Part IV)”. In: SCHRÖDINGER, Erwin Rudolf Josef Alexander. *Collected Papers on Wave Mechanics*. Trad. J. F. Sheares e W. M. Deans, London and Glasgow, Blackie & Son, 1928, pp. 102-123].
- SCHWEBER, Silvan Samuel (1994). *QED and the Men Who made it: Dyson, Feynman, Schwinger, and Tomonga*. Princeton, Princeton University Press, 1994.
- _____ *An Introduction to Relativistic Quantum Field Theory*. Intr. Hans A. Bethe, Illinois/New York, Row, Peterson and Company, 1961.
- SOMMERFELD, Arnold Johannes Wilhelm (1916). “Zur Quantentheorie der Spektrallinien”. *Annalen der Physik*, 51: 1-94, 125-167, 1916.
- _____ (1939). *Atombau und Spektrallinien*. Braunschweig, Vieweg, 1939.
- STACHEL, John (org.) (2005). *O Ano Miraculoso de Einstein: os Cinco Artigos que Mudaram a Face da Física*. 2 ed. Introd. John Stachel, pref. Roger Penrose, trad. Alexandre Carlos Tort. Rio de Janeiro, UFRJ, 2005.
- WALLER, Ivar (1930). “Die Streuung von Strahlung durch gebundene und freie Elektronen nach der Diracschen relativistischen Mechanik”. *Zeitschrift für Physik*, 61: 837-851, 1930.
- WEISSKOPF, Victor Frederick (1939). “On the Self-Energy of the Electromagnetic Field of the Electron”. *Physical Review*, 56: 72-85, 1939.
- WHEELER, John Archibald & FEYNMAN, Richard Phillips (1945). “Interaction with the Absorber as the Mechanism of Radiation”. *Reviews of Modern Physics*, 17: 157-181, 1945.
- WILLIAMS, Robley Cook (1938). “The Fine of Structures of H_{α} e D_{α} Under Varying Discharge Conditions”. *Physical Review*, 54: 558-568, out. 1938.

ÍNDICE DE NOMES

B

- Bethe, Hans 394, 689
Bohr, Niels 82, 362
Boltzmann, Ludwig 71
Born, Max 95

C

- Compton, Arthur 83, 528

D

- Darwin, Charles Galton 329
de Broglie, Louis 84
Dirac, Paul 111, 244, 343, 506

E

- Ehrenfest, Paul 41, 89
Einstein, Albert 40, 43

F

- Feynman, Richard Phillips 427, 661
French, James Bruce 368, 407

G

- Gordon, Walter 282

H

- Heisenberg, Werner 95
Houston, William Vermillion 628

J

- Jagdish, Mehra 145
Jammer, Max 52, 88, 94, 144, 523
Jordan, Pascual 341

K

- Klein, Oskar Benjamin 282
Kroll, Normal Myles 408, 661
Kuhn, Thomas 23, 61, 467

L

- Lamb, Willis 359
Landé, Alfred 92
London, Fritz Wolfgang 147, 230

M

- Masterman, Margaret 470
Maxwell, James Clerk 46
Mehra, Jagdish 41, 202, 225
Michelson, Albert 90, 364

Morley, Edward 364

P

Pasternack, Simon 366, 628

Planck, Max 63

S

Schrödinger, Erwin 100, 127, 145, 213

Schweber, Silvan 188, 689

Schwinger, Julian 426, 661

T

Tomonaga, Sin-Itiro 674

V

Victor, Weisskopf 407

von Neumann, John 234

W

Weisskopf, Victor 347, 661

Williams, Robley Cook 629

Z

Zeeman, Pieter 91