Universidade de São Paulo
Instituto de Física

CARACTERIZAÇÃO DA AMPLIFICAÇÃO PARAMÉTRICA NO PROCESSO DE MISTURA DE QUATRO ONDAS NA CONFIGURAÇÃO DUPLO- Λ EM VAPOR DE RUBÍDIO

Harold Alberto Rojas Páez

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Martinelli

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo, como requisito parcial para a obtenção
do título de Mestre(a) em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Marcelo Martinelli – Orientador (IF-USP)

Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa (UFPE)

Prof. Dr. Ricardo Elgul Samad (IPEN)

São Paulo

2017

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Rojas Páez, Harold Alberto

Caracterização da amplificação paramétrica no processo de mistura de quatro ondas na configuração duplo- Λ em vapor de Rubídio São Paulo, 2017.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Martinelli
Área de Concentração: Física.

Unitermos: 1. Mistura de quatro ondas; 2. Física atômica; 3. Informação quântica; 4. Ótica não linear; 5. Amplificação paramétrica.

USP/IF/SBI-102/2017

University of São Paulo
Physics Institute

CHARACTERIZATION OF PARAMETRIC AMPLIFICATION IN DOUBLE- Λ CONFIGURATION FOUR-WAVE MIXING PROCESS IN RUBIDIUM VAPOR

Harold Alberto Rojas Páez

Orientador: Prof. Dr. Marcelo Martinelli

Dissertation submitted to the Physics Institute of the University of
São Paulo in partial fulfillment of the requirements for the degree
of Master of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Marcelo Martinelli – Supervisor (IF-USP)

Prof. Dr. Daniel Felinto Pires Barbosa (UFPE)

Prof. Dr. Ricardo Elgul Samad (IPEN)

São Paulo
2017

A mis padres por hacerlo posible con su esmero y dedicación. A veces sacrificando sus propios sueños en pos de ayudarme a alcanzar los míos.

A las dos estrellas que me indican el camino Karen Margarita y Abbi Sofía.

Agradecimentos

Agradeço a Deus que, como diz o Borges, Dios es una esfera inteligible, cuyo centro está en todas partes y la circunferencia en ninguna.

Agradeço a minha filha pela paciência de muitos meses, que nessa primeira etapa da vida parecem anos.

Agradeço Karen Margarita por ser a família que eu escolhi, me fornecendo seu amor até no mais simples dos olhares. E sobretudo por resistir todos estes anos. Amo-te!

Agradeço os meus pais Carlos Rojas e Karime Páez pela luta de tantos anos.

Agradeço à família da Margarita: Moira Ariza, Sigilfredo Álvarez e Diego Álvarez por o amor e cuidado que brindaram à minha filha durante todo este tempo. Especialmente a donha Moira que adiou muitos dos seus projetos por cuidar da Abbi. Também um agradecimento à Conny pela ajuda no cuidado da Abbi.

Uma tentativa séria de agradecimento seria uma outra dissertação, mas vamos lá...

Agradeço ao povo brasileiro por me acolher como um deles neste belo continente, quase infinito, que chamamos Brasil.

Agradeço aos professores Marcelo Martinelli e Paulo Nussenzveig, do Laboratório de Manipulação Coerente de Átomos e Luz, por terem me permitido ser parte de sua equipe. Aprendi que o que vocês esperam não é só formar estudantes, senão colegas.

Agradeço ao meu mestre e orientador Marcelo Martinelli, pelos ensinamentos acadêmicos e humanos e aproveito para expressar também meu respeito e admiração. Obrigado!

Agradeço à todos os colegas do laboratório: Pablo, Túlio Brasil, Álvaro, Igor Konieczniak, Carlitos, Rayssa Bruzaca, Bárbara Ribeiro, Raúl, Luiz Couto e Renato Domenegueti.

Agradeço ao meu amigo Camilo Moreno.

Um agradecimento especial à minha equipe de trabalho Álvaro Montaña e Bárbara Ribeiro. Agradeço ao Álvaro por ser um ótimo colega de trabalho e pelos muitos dias e noites que ficamos ajeitando tudo para observar e caracterizar o fenômeno de 4WM, os dados usados para realizar esta dissertação são o resultado daqueles últimos dias. Agradeço à Bárbara por muitos finais de semana trabalhando nos lasers de diodo, e também pela sua amizade em momentos difíceis.

Agradeço muito aos pós-doutorandos, com os quais tive a oportunidade de aprender. Renné Medeiros, um ótimo e paciente professor, entre muitas outras coisas aprendi dele o olhar calmo ante o problema urgente, lhe devo muito. Breno Teixeira foi um guia imprescindível com suas ideias frescas até nos momentos mais difíceis. Ashok Kumar: sempre entusiasta e disposto a ajudar.

Agradeço às pessoas da secretaria da FEP: Juliane, Luiz e Edi. Especialmente ao Luiz, pela sua gentileza e dedicação, e sobretudo por seus ensinamentos de autor sobre Literatura Brasileira.

Agradeço ao Marcos e todo pessoal da oficina mecânica geral.

Agradeço ao pessoal do suporte em eletrônica, especialmente Edu Monteiro.

Agradeço à agência de fomento CNPQ [Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico] pela concessão da bolsa de mestrado e à FAPESP [Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo] pelo financiamento de diversos equipamentos.

Agradeço muito à Raissa Oblitas sua amizade, e por sua ajuda e comentários para ser mais diáfano no uso da língua, e claro, por me acolher na sua casa nestes últimos difíceis dias.

Agradeço todos os meus amigos de diversas latitudes por ter constituído uma outra família. Susi, Carlos Mario el Costa, Andrés la Ratica, Daniel el Paisa, Oscar Babilonia, Nataly, Saeed Ullah, Dairon el Daironman, Javier el Gordito, Amina, Caio Lago, Eddi Cuevas, Catia Caetano, Miscila, Stefania, Hugini, Luisa, Diana, el compadre José, Julieta e um longo etcétera.

Porque contigo
mientras me fui gastando
tú continuaste
desarrollando tu frescura firme,
tu ímpetu cristalino,
como si el tiempo
que poco a poco me convierte en tierra
fuera a dejar corriendo eternamente
las aguas de mi canto.

Pablo Neruda, Trecho de **Oda a la Poesía**

Resumo

O emaranhamento é uma propriedade intrinsecamente quântica, que pode ser empregada em protocolos de comunicação quântica de informação, como criptografia quântica e teletransporte, e um recurso importante no processamento quântico de informação, visando a implementação de algoritmos mais eficientes que os atualmente empregados, de uso limitado em problemas ditos insolúveis, nos quais, as etapas de processamento crescem exponencialmente com o tamanho dos dados de entrada. O Processo de Mistura de Quatro Ondas [4WM: Four Wave Mixing] na configuração duplo- Λ em vapor de Rubídio tem-se mostrado como uma fonte robusta de estados fortemente emaranhados [Boyer et al., 2008b]. No presente trabalho é caracterizado o ganho paramétrico G dos campos Stokes e anti-Stokes no processo de 4WM associado à linha D_1 do Rubídio. Os parâmetros estudados foram a dessintonia do campo de bombeio Δ , sua intensidade I_B e a temperatura da célula de Rubídio T_{Rb} . Além da caracterização do ganho, estudaram-se também a absorção eletromagneticamente induzida e as intensidades dos feixes conjugados. Obtiveram-se ganhos de até 450% ajustáveis via sintonização destes parâmetros. Os elevados ganhos em meios atômicos permitem geração de emaranhamento sem uso de cavidade e aceitam operação multimodo. Consequentemente podem ser usados na realização de medidas ultraprecisas e ensejam a possibilidade de explorar regimes até agora inatingíveis pelos Osciladores Paramétricos Óticos [OPO] baseados em cristais (nos quais os ganhos são da ordem de 4%). O OPO tem sido estudado em situações acima ou abaixo do limiar, mas na transição rareiam resultados experimentais. Os resultados obtidos foram comparados com a literatura, e o próximo passo é usá-los em cavidades abertas para construir um OPO que seja facilmente operado acima ou abaixo do limiar, e estudar o limite entre vácuo emaranhado e feixes intensos. Espera-se observar estados emaranhados não gaussianos gerados neste sistema e estudar suas aplicações em processamento de informação com variáveis contínuas da luz.

Palavras-chaves: Mistura de Quatro Ondas, duplo- Λ , Ganho Paramétrico

Abstract

Entanglement is an intrinsically quantum property that can be used in quantum communication protocols, such as quantum cryptography and teleportation. It is a basic piece for quantum information processing, aiming at the implementation of more efficient algorithms than those currently used. These new algorithms are important to attack the so called nonsolvable problems, in which, the processing steps grow exponentially with the size of the input data. On the other hand, the Four Wave Mixing Process in the double- Λ level configuration in Rubidium vapor has been shown to be a robust source of strongly entangled fields [Boyer et al., 2008b]. In the present work the parametric gain G of the Stokes and anti-Stokes fields in the 4WM process associated with the D_1 line of Rubidium is characterized. The parameters studied were the detuning Δ and intensity I_B of the pumping field and the temperature of the Rubidium cell TRb . Besides the gain characterization, the electromagnetically induced absorption and the intensities of the conjugated fields were also studied. Adjustable gains up to 450% were achieved via the tuning of those parameters. The high gains in atomic media allow the generation of entanglement without cavity, and permit multi-mode operation. Therefore, they can be used to carry out ultra-precise measurements and allow the possibility of exploring schemes hitherto unattainable by crystal-based Optical Parametric Oscillators (OPO) (with gains of 4 %). The OPO has been studied in situations above or below the threshold, but in the transition experimental results are rare. The results we obtained were compared with literature, and the next step is to use them in open cavities to construct an OPO that can be easily operated above or below the threshold, and to study the boundary between entangled vacuum and intense beams. In this system, it is expected to be observed non-Gaussian entangled states, and to be able to study its applications in information processing with continuous variables states of light.

Key Words: Four-Wave Mixing, double- Λ , Parametric Gain

Conteúdo

1	Mistura de Quatro Ondas	3
1.1	Ótica Não Linear	3
1.2	Abordagem Fenomenológica Clássica	4
1.3	Abordagem Fenomenológica Quântica	7
2	Arranjo Experimental	11
2.1	Arranjo Experimental	11
2.2	Espectroscopia do Rubídio	14
2.2.1	O Rubídio	14
2.2.2	Espectroscopia de absorção saturada	16
2.3	Parâmetros	18
2.3.1	Dessintonia de um Fóton	18
2.3.2	Intensidade dos Campos de Bombeio e Prova	19
2.3.3	Temperatura da Célula	19
2.4	Notação dos Campos Gerados	19
2.4.1	Componentes Stokes e anti-Stokes no Espalhamento Raman Espontâneo	20
2.4.2	Campos Stokes e anti-Stokes no 4WM	20
2.5	Coeficientes de Amplificação e Absorção	22
3	Resultados e Análises: Caracterização da Amplificação Paramétrica	24
3.1	Efeito da Dessintonia do Campo de Bombeio	24
3.2	Efeito da Intensidade do Campo de Bombeio	29
3.3	Efeito da Temperatura da Célula	34
3.4	Comparação com os Resultados da Literatura	36
4	Conclusões e Perspectivas	38
A	Lasers de Diodo	39
A.1	Princípios gerais do diodo laser	39
A.2	Controle de temperatura	40
A.3	Operação monomodo e <i>feedback</i>	41
B	Tentativa: MOPA como Feixe de Bombeio	43

C Instrumentos de Medição e Parâmetros Experimentais	45
C.1 Instrumentos de Medição	45
C.2 Resumo de Parâmetros Experimentais	46
C.3 Parâmetros Usados nos Reportes da Literatura	47

Lista de Figuras

1.1	Geometria da mistura de quatro ondas.	5
1.2	Configuração duplo- Λ	8
2.1	Esquema simplificado do arranjo experimental.	12
2.2	Esquema do laser Ti:Safira.	13
2.3	Diagrama de Níveis do Rubídio	15
2.4	Densidade atômica do vapor de Rubídio como função da temperatura.	15
2.5	Efeito Doppler.	16
2.6	Espectroscopia de absorção saturada.	17
2.7	Espectro de absorção saturada.	18
2.8	Perdas nas faces das células de Rubídio.	19
2.9	Espalhamento Raman.	20
2.10	Canais Stokes e anti-Stokes na configuração duplo- Λ	21
2.11	Sinais adquiridos: prova, conjugado, absorção saturada e Fabry-Perot.	21
2.12	Sinais adquiridos da transmissão do feixe de prova [normalizada ao começo da varredura do ECDL] e o conjugado gerado com detalhe das estruturas.	22
3.1	Espectros de Transmissão do Feixe de Prova.	25
3.2	Intensidade do Feixe Conjugado.	25
3.3	Cartografia do Feixe de Prova.	26
3.4	Cartografia do Feixe Conjugado.	26
3.5	Caracterização de G , G_{EIA} e I_{Conj} na linha D_1 no ^{85}Rb	27
3.6	Caracterização de G , G_{EIA} e I_{Conj} na linha D_1 no ^{87}Rb	27
3.7	Caracterização de G , G_{EIA} e I_{Conj} na linha D_1 no ^{85}Rb na região $[0;2]\text{GHz}$	28
3.8	Dependência de G e G_{EIA} com I_B . Para $\Delta = 1,19\text{ GHz}$	30
3.9	Dependência de I_{Conj} com I_B . $\Delta = 1,19\text{ GHz}$	30
3.10	Dependência de G e G_{EIA} com I_B . $\Delta = 1,08\text{ GHz}$	31
3.11	Dependência de I_{Conj} com I_B . $\Delta = 1,08\text{ GHz}$	31
3.12	Dependência de G e G_{EIA} com I_B . $\Delta = 0,92\text{ GHz}$	32
3.13	Dependência de I_{Conj} com I_B . $\Delta = 0,92\text{ GHz}$	32
3.14	Dependência de G e G_{EIA} com I_B . $\Delta = 0,78\text{ GHz}$	33
3.15	Dependência de I_{Conj} com I_B . $\Delta = 0,78\text{ GHz}$	33

3.16 Dependência de G e G_{EIA} com T_{Rb} [LM35]. Para $I_B = 29,7 \text{ W/cm}^2$ e $\Delta = 1,11 \text{ GHz}$	35
3.17 Dependência de G e G_{EIA} com T_{Rb} [termopar]. Para $I_B = 42,3 \text{ W/cm}^2$ e $\Delta = 1,11 \text{ GHz}$	35
3.18 Dependência de G e G_{EIA} com P_{Rb} . Para $\Delta = 1,11 \text{ GHz}$ e $I_B = \{29,7; 42,3\} \text{ W/cm}^2$	36
3.19 Comparação com a literatura: G [anti-Stokes] em função de Δ	36
3.20 Comparação com a literatura: G [anti-Stokes] em função de I_B	37
3.21 Comparação com a literatura: G [anti-Stokes] em função de T_{Rb}	37
A.1 Limiar de oscilação em lasers de diodo e modos longitudinais.	40
A.2 Comprimento de onda do laser como uma função da temperatura e curva de ganho.	40
A.3 Configuração Littrow e fotografia do ECDL.	41
A.4 Laser monomodo: transmissão de uma Fabry-Perot.	42
B.1 Configuração MOPA como bombeio: tentativa.	43

Lista de Tabelas

2.1	Frequências dos campos Stokes e anti-Stokes.	22
C.1	Instrumentos de medição.	45
C.2	Parâmetros usados nesta caracterização.	46
C.3	Parâmetros usados na literatura.	47

Introdução

A mecânica quântica é uma teoria tremendamente bem sucedida e ocupa uma posição única na história da ciência. Tem resolvido mistérios que abrangem desde supercondutividade macroscópica, até a teoria microscópica das partículas elementares, e provido um melhor entendimento tanto da natureza do vácuo, como dos núcleons. De fato, novos campos do conhecimento, tais como ótica quântica e eletrônica quântica devem-lhe sua existência [Scully et al., 1997].

Na mecânica quântica não há um acordo geral sobre seus fundamentos conceituais e interpretação, observando-se a presença de uma ampla discussão sobre a interpretação da teoria. De fato, existem dezenas de interpretações diferentes [Pessoa Jr., 2006, Styer et al., 2002], que às vezes possuem conceitos mutuamente contraditórios. A coexistência de distintas interpretações indica, como sugere [Zeilinger, 1999], que um princípio de fundação para a mecânica quântica ainda não foi identificado. Um destes conceitos em questão é o da natureza da realidade [Zurek e Wheeler, 1983], que deve ser atribuída aos objetos físicos antes do ato de medição. A desigualdade de Bell tem sido experimentalmente violada em várias implementações, demonstrando assim a existência de emaranhamento e que a mecânica quântica é completa [Bohr, 1935] contrariando o sentido considerado por [Einstein et al., 1935].

Nos estudos de informação quântica, átomos alcalinos recebem destaque por suas possibilidades na manipulação quântica de feixes de luz. A sua interação com diferentes campos pode ser controlada pela coerência de múltiplos níveis acoplados por campos intensos, levando a fenômenos de transparência induzida [Boller et al., 1991, Harris E., 1997, Fleischhauer et al., 2005, Olson e Mayer, 2009], aprisionamento coerente de populações [Alzetta et al., 1976, Arimondo, 1996], amplificação paramétrica, propagação lenta de informação [Vestergaard et al., 1999, Liu Chien et al., 2001, Scheuer et al., 2005], entre outros. Tais sistemas permitem a geração de campos emaranhados, no regime de variáveis discretas ou contínuas, ou o armazenamento de informação do campo eletromagnético no meio atômico, gerando memórias para estados quânticos.

Hoje, há o uso de vapores atômicos para a amplificação paramétrica de campos de vácuo, levando à produção de estados emaranhados próximos às frequências das transições atômicas. Este processo permite gerar altas taxas de compressão de ruído, sem o uso de cavidades. Neste caso, são usadas as múltiplas transições entre os níveis hiperfinos de uma linha de transição atômica. Por estar a vários GHz da ressonância atômica, efeitos de absorção são pequenos. Porém, devido à proximidade das possíveis transições entre os níveis hiperfinos da transição D_1 do Rubídio, temos acoplamento entre o campo de bombeio com os campos de prova e conjugado e a observação de um alto ganho paramétrico.

A injeção de um campo fraco no modo de prova leva à sua amplificação e a consequente geração de um campo no modo conjugado. Como consequência, tem-se uma correlação entre as amplitudes e anticorrelação nas fases dos campos gerados. O resultado é a produção de feixes intensos e quanticamente correlacionados, processo denominado Mistura de Quatro Ondas [4WM: Four-Wave Mixing]. Deste modo, a mistura de quatro ondas em meios atômicos produz campos emaranhados em múltiplos modos espaciais, sendo os modos longitudinais escolhidos pelo campo injetado. Eles têm um ganho ajustável, muito maior do que qualquer meio de amplificação por não-linearidade ótica em estado sólido.

O Oscilador Paramétrico Ótico [OPO] tem sido pouco explorado experimentalmente em regiões próximas ao seu limiar de oscilação, devido a baixos ganhos nos cristais não lineares, de cerca de 4%. Os altos ganhos em vapores atômicos permitiriam investigar a transição da oscilação paramétrica de regimes abaixo do limiar [D'Auria et al., 2010] (onde tem-se os campos de vácuo emaranhados) até regimes acima do limiar, com geração de campos intensos. Estados emaranhados não gaussianos podem ser assim gerados, e emaranhamento além do limite gaussiano pode ser estudado com esta fonte, com implicações no processamento de informação quântica [Dechoum et al., 2010, Dechoum et al., 2011].

O primeiro artigo de observação experimental de *compressão* de ruído [ou *squeezing* no inglês] foi realizado em 1985 pelo grupo de R.E.Sluter nos laboratórios Bell. Seu experimento usou *Mistura de Quatro Ondas* num feixe atômico de Sódio [Slusher et al., 1985a, Slusher et al., 1985b, Slusher et al., 1987]. A partir deste experimento, muitos grupos têm demonstrado compressão, baseados em 4WM usando vapores atômicos. Merece destaque o grupo de Paul Lett [McCormick et al., 2007], que demonstrou pela primeira vez a geração de feixes correlacionados em amplitude, a partir da amplificação de uma semente num meio atômico de Rubídio, na configuração duplo- Λ . Vários experimentos similares têm sido executados na última década [Boyer et al., 2008a, Boyer et al., 2008b, Boyer et al., 2009, Corzo et al., 2013, Glorieux, 2010, Glorieux et al., 2010b, Marino et al., 2008, Marino et al., 2009, McCormick et al., 2008, Pooser et al., 2008, Pooser et al., 2009a, Pooser et al., 2009b, Zhang et al., 2015]

Um dos principais resultados desta dissertação é a caracterização do processo paramétrico na mistura de quatro ondas, na configuração duplo- Λ , como feito por Paul Lett. Para isso, foi estudada a dependência da amplificação com a dessintonia e a intensidade do feixe de bombeio e com a temperatura do meio atômico. Uma vez caracterizada a amplificação paramétrica G será montado um OPO que permitirá estudar o ruído quântico em torno do limiar.

A apresentação deste trabalho está dividida em cinco capítulos. No capítulo 1 se descreve a teoria fenomenológica, clássica e quântica, do processo de mistura de quatro ondas. No capítulo 2 é descrito o arranjo experimental, assim como os parâmetros a serem usados na caracterização. O capítulo 3 é dedicado à análise de resultados. Por último, no capítulo 4, são sumarizadas as principais conclusões do trabalho. Os apêndices incluem uma descrição da fabricação dos lasers de diodo e as características dos instrumentos de medida, assim como os valores dos parâmetros usados durante os experimentos.

Mistura de Quatro Ondas

A Mistura de Quatro Ondas [4WM: Four-Wave Mixing] faz parte de um conjunto de fenômenos amplamente estudados na ótica não linear, chamados de processos paramétricos. No processo paramétrico que será estudado, os estados quânticos finais dos átomos que formam o meio não linear são idênticos aos iniciais. Conseqüentemente, em um processo paramétrico, a população pode ser removida do estado fundamental somente durante intervalos de tempo nos quais reside em um nível virtual. De acordo com o princípio da incerteza, a população pode residir em um nível virtual para um intervalo de tempo da ordem de $\hbar/\delta E$, onde δE é a diferença de energia entre o nível virtual e o nível real mais próximo [Boyd, 2008].

Pode-se observar 4WM em meios de susceptibilidades não lineares do tipo $\chi^{(3)}$. Neste capítulo, analisam-se as configurações que possibilitam a obtenção deste fenômeno. Assim, na seção 1.2 será estudado o 4WM no âmbito da ótica não linear, a fim de determinar a expressão geral dos campos na saída do meio como função da susceptibilidade não linear e da intensidade do campo de bombeio. É importante notar que, no amplificador paramétrico, os campos começam com estados coerentes e terminam com estados comprimidos. Assim, na seção 1.3 se discute o processo de 4WM na configuração duplo- Λ usando um modelo fenomenológico quântico simples que prevê a produção de luz comprimida. A descrição microscópica do fenômeno é tratada em [Glorieux, 2010, Glorieux et al., 2010a, González Arciniegas, 2013].

O conteúdo deste capítulo é baseado principalmente nos livros [Scully et al., 1997, Boyd, 2008], na tese de doutorado [Glorieux, 2010] e na dissertação de mestrado [Jasperse, 2010].

1.1 Ótica Não Linear

Das equações de Maxwell deriva-se a equação de onda em um meio dielétrico,

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -\frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} \quad (1.1.1)$$

Uma expansão em séries de Taylor em potências do campo elétrico macroscópico, supondo aqui que o momento de dipolo por unidade de volumen $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ depende do campo elétrico no mesmo

ponto $\mathbf{r}$ e tempo t , dá

$$P_\alpha(\mathbf{r}, t) = \sum_\beta \chi_{\alpha\beta}^{(1)} E_\beta(\mathbf{r}, t) + \sum_{\beta\gamma} \chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)} E_\beta(\mathbf{r}, t) E_\gamma(\mathbf{r}, t) + \sum_{\beta\gamma\delta} \chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(3)} E_\beta(\mathbf{r}, t) E_\gamma(\mathbf{r}, t) E_\delta(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (1.1.2)$$

Onde P_α , E_β , E_γ , E_δ são as componentes cartesianas dos vetores $\mathbf{P}$ e $\mathbf{E}$ e os índices tomam os valores (x, y, z) . Os coeficientes $\chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)}$, $\chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(3)}$ definem as susceptibilidades de segunda e terceira ordem, respetivamente, e $\chi_{\alpha\beta}^{(1)}$ é o tensor de susceptibilidade da teoria dielétrica ordinária.

Separando P_α em duas partes, uma linear no campo elétrico, e a outra não linear,

$$P_\alpha(\mathbf{r}, t) = P_\alpha^{(L)}(\mathbf{r}, t) + P_\alpha^{(NL)}(\mathbf{r}, t) \quad (1.1.3)$$

Onde,

$$P_\alpha^{(L)}(\mathbf{r}, t) = \sum_\beta \chi_{\alpha\beta}^{(1)} E_\beta(\mathbf{r}, t) \quad (1.1.4)$$

$$P_\alpha^{(NL)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\beta\gamma} \chi_{\alpha\beta\gamma}^{(2)} E_\beta(\mathbf{r}, t) E_\gamma(\mathbf{r}, t) + \sum_{\beta\gamma\delta} \chi_{\alpha\beta\gamma\delta}^{(3)} E_\beta(\mathbf{r}, t) E_\gamma(\mathbf{r}, t) E_\delta(\mathbf{r}, t) + \dots \quad (1.1.5)$$

Uma descrição microscópica geral da resposta ótica não linear foi dada por [Armstrong et al., 1962]. Mas o cálculo dos elementos do tensor susceptibilidade requer uma teoria microscópica apropriada para cada meio material baixo estudo. Na seção 1.2 será apresentada uma descrição que mantém os coeficientes como parâmetros fenomenológicos [Mills, 1991].

No caso simples de um material isotrópico não dispersivo a equação de onda será [Boyd, 2008],

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\epsilon^{(1)}}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2} \quad (1.1.6)$$

Esta equação tem o formato de uma equação de onda não homogênea, onde o termo da resposta não linear age como fonte do lado direito da equação.

1.2 Abordagem Fenomenológica Clássica

Na figura 1.1(a), um campo de bombeio intenso $E_0(\mathbf{k}_0, \omega_0)$ com frequência ω_0 e vetor de onda $\mathbf{k}_0$ e um campo de prova pouco intenso $E_1(\mathbf{k}_1, \omega_1)$ são injetados formando um ângulo θ entre si em um meio de comprimento L caracterizado por uma susceptibilidade não linear $\chi^{(3)}$. Desta configuração, é gerado pelo processo de 4WM um campo $E_2(\mathbf{k}_2, \omega_2)$, chamado de conjugado.

A escolha do nome Mistura de Quatro Ondas [4WM] fica clara ao descrever o processo em termos da conservação do momento, segundo o diagrama de vetores de onda da figura 1.1 (b): duas ondas de bombeio $2\mathbf{k}_0$ e uma onda de prova $\mathbf{k}_1$ são acopladas através de $\chi^{(3)}$ para produzir uma quarta onda $\mathbf{k}_2$, o conjugado [Scully et al., 1997], que satisfaz

$$2\mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2 = 0 \quad (1.2.1)$$

Levando em conta que o índice de refração do vapor de Rubídio que será usado como meio não linear é $\eta \approx 1$, e que a dessintonia entre os campos de prova e conjugado $\omega_2 - \omega_1 \approx 3\text{GHz}$ no caso da linha D_1 do ^{85}Rb , conclui-se que o ângulo entre $\mathbf{k}_0$ e $\mathbf{k}_2$ será também θ [Jasperse, 2010].

Figura 1.1: (a) Geometria da mistura de quatro ondas. (b) Conservação do momento. (c) Conservação da energia.

A lei da conservação da energia para o processo na configuração a ser estudada estabelece a seguinte relação entre as frequências dos campos envolvidos:

$$2\omega_0 - \omega_1 - \omega_2 = 0 \quad (1.2.2)$$

O diagrama de níveis da figura 1.1 é uma representação gráfica da conservação da energia no sistema estudado. Esta configuração é chamada de duplo- Λ e será explicada detalhadamente na seção 1.3. Um caso especial dessa configuração é o chamado caso degenerado, no qual o feixe de prova e o conjugado possuem a mesma frequência e portanto $\omega_0 = \omega_1 = \omega_2$.

Por razões que serão esclarecidas na explicação do arranjo experimental no seguinte capítulo, o campo de bombeio é ortogonal aos campos prova e conjugado. Razão pela qual, visando simplificar o tratamento para o acoplamento entre os três campos $E_j(\mathbf{r}, t)$ [$j = \{0, 1, 2\}$], tratando-os antes como escalares do que como vetores, serão assumidos se propagando em z com polarizações lineares e paralelas.

Na chamada aproximação de envelope lentamente variável, as amplitudes serão da forma $\mathcal{E}_j(z)$ caracterizadas por mudanças desprezíveis na escala dos comprimentos de onda $\lambda_j = 2\pi/|\mathbf{k}_j|$. Assim, os campos $E_j(\mathbf{r}, t)$ [$j = \{0, 1, 2\}$] são dados por:

$$E_j(z, t) = \frac{1}{2} \mathcal{E}_j(z, t) e^{i(k_j z - \omega_j t)} + \text{c.c.} \quad (1.2.3)$$

onde as amplitudes $\mathcal{E}_j(z)$ na dita aproximação de envolvente lenta no tempo e no espaço satisfazem as relações [Scully et al., 1997]

$$\left| \frac{d\mathcal{E}_j(z)}{dz} \right| \ll k_j |\mathcal{E}_j(z)|, \quad \left| \frac{d^2 \mathcal{E}_j(z)}{dz^2} \right| \ll k_j \left| \frac{d\mathcal{E}_j(z)}{dz} \right| \quad (1.2.4)$$

A expressão geral do campo total $E(z, t)$ dentro do meio será dada pela soma do campo de bombeio, de prova e conjugado

$$E(z, t) = \sum_j E_j(z, t) \quad (1.2.5)$$

Para estudar a evolução do campo de prova e do conjugado dentro do meio não linear, usa-se a equação de propagação do campo total $E(z, t)$

$$\frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E(z, t)}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{(3)}(z, t)}{\partial t^2} \quad (1.2.6)$$

sendo $P(z, t)$ a polarização não linear de terceira ordem, que age como uma fonte de radiação que pode conter termos oscilando em frequências diferentes daquelas do campo elétrico total. Ao ser reescrita como uma soma de componentes monocromáticas, tem-se

$$\begin{aligned} P^{(3)}(z, t) &= \chi^{(3)} E(z, t)^3 \\ &= \sum_{\ell} P^{(\omega_{\ell})}(z) e^{i(k_{\ell}z - \omega_{\ell}t)} + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (1.2.7)$$

A equação 1.2.6 ao se considerar as aproximações em 1.2.4, serão reescritas como,

$$\sum_j ik_j \frac{\partial \mathcal{E}_j}{\partial z} e^{i(k_j z - \omega_j t)} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 P^{(3)}}{\partial t^2} \quad (1.2.8)$$

Comparando termo a termo ambos lados da equação 1.2.8 e usando 1.2.1, é possível extrair as equações de propagação para as componentes $e^{i(\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r} - \omega_1 t)}$ e $e^{i(\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r} - \omega_2 t)}$ [Glorieux, 2010]:

$$k_1 \frac{\partial \mathcal{E}_1}{\partial z} = \frac{i\omega_1^2}{\epsilon_0 c^2} P^{(\omega_1)}(z) \quad (1.2.9)$$

$$k_2 \frac{\partial \mathcal{E}_2}{\partial z} = \frac{i\omega_2^2}{\epsilon_0 c^2} P^{(\omega_2)}(z) \quad (1.2.10)$$

onde $P^{(\omega_1)}(z)$ e $P^{(\omega_2)}(z)$ são definidos como

$$P^{(\omega_1)}(z) = \frac{3\chi^{(3)}}{8} (\mathcal{E}_1^2 \mathcal{E}_1^* + 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_2^* + 2\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_0^* + 2\mathcal{E}_0 \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_2^*) \quad (1.2.11)$$

$$P^{(\omega_2)}(z) = \frac{3\chi^{(3)}}{8} (\mathcal{E}_2^2 \mathcal{E}_2^* + 2\mathcal{E}_2 \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_1^* + 2\mathcal{E}_2 \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_0^* + 2\mathcal{E}_0 \mathcal{E}_0 \mathcal{E}_1^*) \quad (1.2.12)$$

Na condição de bombeio intenso $|\mathcal{E}_{1,2}|^2 \ll |\mathcal{E}_0|^2$, os termos contendo $|\mathcal{E}_{1,2}|^2$ podem ser desprezados, obtendo-se

$$P^{(\omega_1)}(z) = \frac{3\chi^{(3)}}{4} (|\mathcal{E}_0|^2 \mathcal{E}_1 + \mathcal{E}_0^2 \mathcal{E}_2^*) \quad (1.2.13)$$

$$P^{(\omega_2)}(z) = \frac{3\chi^{(3)}}{4} (|\mathcal{E}_0|^2 \mathcal{E}_2 + \mathcal{E}_0^2 \mathcal{E}_1^*) \quad (1.2.14)$$

Sem perda de generalidade, com o objetivo de simplificar as contas, vai ser considerado o caso degenerado, $\omega_1 = \omega_2 = \omega_0$. As equações de propagação 1.2.9 e 1.2.10 neste caso são reescritas como

$$\frac{\partial \mathcal{E}_1}{\partial z} = i\Xi_1 \mathcal{E}_1 + i\Xi_2 \mathcal{E}_2^* \quad (1.2.15)$$

$$\frac{\partial \mathcal{E}_2}{\partial z} = i\Xi_1 \mathcal{E}_2 + i\Xi_2 \mathcal{E}_1^* \quad (1.2.16)$$

Na aproximação de bombeio não depletido, a amplitude do campo de bombeio $\mathcal{E}_0$ é considerada como constante durante a propagação, pelo qual também serão os coeficientes Ξ_1 e Ξ_2 , definidos como

$$\Xi_1 = \frac{3\omega_0 \chi^{(3)}}{4c} |\mathcal{E}_0|^2, \quad \Xi_2 = \frac{3\omega_0 \chi^{(3)}}{4c} \mathcal{E}_0^2 \quad (1.2.17)$$

Usando a seguinte mudança de variáveis,

$$\tilde{\mathcal{E}}_1(z) = \mathcal{E}_1(z) e^{-i\Xi_1 z}, \quad \tilde{\mathcal{E}}_2(z) = \mathcal{E}_2(z) e^{i\Xi_1 z} \quad (1.2.18)$$

as equações 1.2.15 e 1.2.16 são reduzidas a

$$\frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}_1}{\partial z} = i\Xi_2 \tilde{\mathcal{E}}_2^* \quad (1.2.19)$$

$$\frac{\partial \tilde{\mathcal{E}}_2^*}{\partial z} = -i\Xi_2^* \tilde{\mathcal{E}}_1 \quad (1.2.20)$$

escritas em forma matricial, como segue:

$$\frac{\partial}{\partial z} \begin{bmatrix} \tilde{\mathcal{E}}_1 \\ \tilde{\mathcal{E}}_2^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & i\Xi_2 \\ -i\Xi_2^* & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\mathcal{E}}_1 \\ \tilde{\mathcal{E}}_2^* \end{bmatrix} \quad (1.2.21)$$

que podem ser resolvidas dadas as condições de contorno. Assim, especificando as amplitudes dos campos prova $\tilde{\mathcal{E}}_1(0)$ e conjugado $\tilde{\mathcal{E}}_2(0)$ na entrada da célula $z = 0$, a solução é dada por

$$\begin{bmatrix} \tilde{\mathcal{E}}_1(z) \\ \tilde{\mathcal{E}}_2^*(z) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh |\Xi_2|z & i\frac{\Xi_2}{|\Xi_2|} \sinh |\Xi_2|z \\ -i\frac{\Xi_2^*}{|\Xi_2|} \sinh |\Xi_2|z & \cosh |\Xi_2|z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \tilde{\mathcal{E}}_1(0) \\ \tilde{\mathcal{E}}_2^*(0) \end{bmatrix} \quad (1.2.22)$$

No caso em que só seja fornecido o campo de prova, $\tilde{\mathcal{E}}_2(0) = \tilde{\mathcal{E}}_{Pr}$, e $\tilde{\mathcal{E}}_1(0) = 0$, obtêm-se

$$\tilde{\mathcal{E}}_1(z) = \tilde{\mathcal{E}}_{Pr} \cosh |\Xi_2|z \quad (1.2.23)$$

$$\tilde{\mathcal{E}}_2^*(z) = i\frac{\Xi_2}{|\Xi_2|} \tilde{\mathcal{E}}_{Pr} \sinh |\Xi_2|z \quad (1.2.24)$$

Levando em conta $|\mathcal{E}_1(L)|^2 = |\tilde{\mathcal{E}}_1(L)|^2$, as intensidades do prova $I_{Pr}(L)$ e do conjugado $I_{Conj}(L)$ na saída do meio ($z = L$) são

$$I_{Pr}(L) = I_{Pr}(0) \cosh^2[|\Xi_2|L] \quad (1.2.25)$$

$$I_{Conj}(L) = I_{Pr}(0) \sinh^2[|\Xi_2|L] \quad (1.2.26)$$

onde $I_{Pr}(0) = |\tilde{\mathcal{E}}_{Pr}|^2$ é a intensidade do campo de prova na entrada da célula. De maneira mais compacta, é possível escrever

$$I_{Pr}(L) = GI_{Pr}(0) \quad (1.2.27)$$

$$I_{Conj}(L) = (G - 1)I_{Pr}(0) \quad (1.2.28)$$

sendo o coeficiente de amplificação ou ganho G , definido como

$$G = \cosh^2[|\Xi_2|L] \quad (1.2.29)$$

Até o momento, o modelo fenomenológico no contexto da ótica não linear descreve a amplificação do feixe de prova e a geração do conjugado.

Para estudar as propriedades quânticas da luz gerada no fenômeno de 4WM, em especial as correlações em intensidade, é necessário descrevê-lo em termos de operadores de criação e aniquilação de fótons. Neste modelo de operadores, verifica-se que a geração de estados comprimidos emerge do fato de este ser um processo onde a criação e aniquilação de fótons ocorre aos pares.

1.3 Abordagem Fenomenológica Quântica

A análise clássica anterior pode se estender a um tratamento fenomenológico quântico, substituindo as variáveis de campo $\mathcal{E}_1$ e $\mathcal{E}_2$ pelos operadores de campo $\hat{E}_1$ e $\hat{E}_2$, que emergem da quantização do campo eletromagnético [Scully et al., 1997, Walls, 2007, Loudon, 2000].

A proposta de 4WM na configuração duplo- Λ em vapor atômico de Rubídio foi sugerida primeiro por [McCormick et al., 2007] e explora a separação dos níveis base do Rubídio para gerar um processo cíclico em quatro passos. Nesta seção, usa-se uma abordagem em termos de operadores de campo associados ao diagrama de níveis da figura 1.2 correspondente à linha D_1 do ^{85}Rb .

O processo representado na figura 1.2 pode ser descrito como segue: (i) um campo de bombeio intenso produz uma transição fora da ressonância do nível base $F = 2$ [$|1\rangle$] até o estado

virtual $|3\rangle$, (ii) um campo pouco intenso, chamado de prova, estimula uma transição de $|3\rangle$ até o estado base $F = 3$ [$|2\rangle$]. (iii) O campo de bombeio produz uma segunda transição fora da ressonância do nível base $F = 3$ até o estado virtual $|4\rangle$, (iv) resultando na emissão espontânea de um fóton conjugado, retornando o átomo ao seu estado original $F = 2$ e fechando o ciclo [Jasperse, 2010].

Assumindo que não há perdas de energia pela interação com o ambiente, a aproximação paramétrica pode ser feita, modelando o sistema em termos da transferência de energia entre os distintos modos do campo: dois fótons do campo de bombeio se convertem em um fóton do campo de prova e outro do campo conjugado, $2\omega_0 = \omega_1 + \omega_2$. Assim, o 4WM da figura 1.2 é um ciclo no qual é aniquilado um fóton de bombeio, criado um fóton de prova, aniquilado outro fóton de bombeio e criado um outro fóton conjugado.

Denotando os operadores de aniquilação do campo de prova, conjugado e bombeio por a_1, a_2 e a_0 respetivamente, e a intensidade da interação por um parâmetro β , o Hamiltoniano de interação do processo é

$$\mathcal{H} = i\hbar\beta a_2^\dagger a_0 a_1^\dagger + \text{c.c.} \quad (1.3.1)$$

Pelo fato do bombeio ser intenso, será considerado que as variações de sua intensidade são desprezíveis quando comparadas à intensidade do bombeio, suposta portanto constante (não-depleção). Em outras palavras, será feita a aproximação de bombeio não depletido usada na seção anterior. Nesta aproximação o estado inicial $|\alpha_0\rangle$ e final do bombeio são idênticos.

Ao considerar o estado quântico do sistema $|\psi\rangle = |\alpha_0\rangle \otimes |s, i\rangle$ como separado em fatores, descrevendo o bombeio $|\alpha_0\rangle$ e os demais campos $|s, i\rangle$, e usar fato de que $a_0 |\alpha_0\rangle = \alpha_0 |\alpha_0\rangle$, a substituição $a_0 \rightarrow \alpha_0$ pode ser feita no Hamiltoniano,

$$\mathcal{H} = i\hbar\alpha_0^2 \beta a_2^\dagger a_1^\dagger + \text{c.c.} \quad (1.3.2)$$

sendo que $\alpha_0^2 = |\alpha_0|^2 e^{i\theta} = I_B e^{i\theta}$. É útil definir o coeficiente $\xi = \beta\alpha_0^2 \propto I_B$ como a nova intensidade

Figura 1.2: **Configuração duplo- Λ .** O desdobramento hiperfino do estado $5P_{1/2}$ é considerado desprezível comparado com as dessintonias dos campos.

da interação e reescrever o Hamiltoniano como

$$\mathcal{H} = i\hbar\xi\beta a_2^\dagger a_1^\dagger + \text{c.c.} \quad (1.3.3)$$

e sua correspondente evolução temporal

$$U(t) = e^{-i\frac{\mathcal{H}}{\hbar}t} = e^{-\xi(a_1 a_2 - a_2^\dagger a_1^\dagger)t} \quad (1.3.4)$$

Supondo que a escala temporal na qual acontece o 4WM é τ [Jasperse, 2010], define-se a evolução no tempo característico τ como

$$S(s) = U(\tau) = e^{-s(a_1 a_2 - a_2^\dagger a_1^\dagger)} \quad (1.3.5)$$

onde $s = \xi\tau$ é denominado parâmetro de compressão e o operador $S(s)$ é conhecido na literatura como operador de compressão de dois modos [Scully et al., 1997].

Antes de discutir as consequências da estrutura do operador $S(s)$ nas correlações em intensidades dos feixes conjugado e prova, é de interesse calcular a evolução temporal dos operadores de aniquilação via a representação de Heisenberg e comparar os resultados com os obtidos na seção anterior:

$$\frac{da_1}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, a_1] = \xi a_2^\dagger \quad (1.3.6)$$

$$\frac{da_2}{dt} = \frac{i}{\hbar} [\mathcal{H}, a_2] = \xi a_1^\dagger \quad (1.3.7)$$

As equações 1.3.6 e 1.3.7 possuem a mesma estrutura das equações 1.2.19 e 1.2.20 e portanto, a estrutura das soluções também. Para desacoplar as equações 1.3.6 e 1.3.7, calcula-se a segunda derivada

$$\frac{d^2 a_1}{dt^2} = \xi \frac{da_2^\dagger}{dt} = \xi^2 a_1, \quad \frac{d^2 a_2}{dt^2} = \xi \frac{da_1^\dagger}{dt} = \xi^2 a_2, \quad (1.3.8)$$

e resolver para os operadores individuais

$$a_1(t) = a_1 \cosh[\xi t] + a_2^\dagger \sinh[\xi t] \quad a_2(t) = a_2 \cosh[\xi t] + a_1^\dagger \sinh[\xi t] \quad (1.3.9)$$

Considerando a propriedade de aditividade do operador de compressão $S(s)$ definido em 1.3.5,

$$S(s_1)S(s_2) = e^{s_1(a_1 a_2 - a_2^\dagger a_1^\dagger)} e^{s_2(a_1 a_2 - a_2^\dagger a_1^\dagger)} = e^{(s_1+s_2)(a_1 a_2 - a_2^\dagger a_1^\dagger)} \quad (1.3.10)$$

pode-se representar em forma matricial o efeito do 4WM na evolução dos operadores de campo como

$$\begin{bmatrix} a_1(t+\tau) \\ a_2^\dagger(t+\tau) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cosh s & \sinh s \\ \sinh s & \cosh s \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1(t) \\ a_2^\dagger(t) \end{bmatrix} \quad (1.3.11)$$

O parâmetro de compressão pode ser escrito como $s = \xi\ell/c$ em termos do comprimento $\ell = c\tau$ percorrido pela luz durante o tempo característico τ e assim, em termos do comprimento L da célula como $s_L = \xi L/c$.

Os operadores número são definidos como $N_j(z) \equiv a_j^\dagger(z)a_j(z)$ com $j = \{1, 2\}$, e seus valores esperados estão relacionados com as intensidades dos campos de prova e conjugado. Assim, ao aplicar o operador de compressão aos operadores número, obtém-se seus valores esperados após a passagem pela célula

$$\langle N_1(L) \rangle = \cosh^2[s_L] \langle a_1^\dagger(0)a_1(0) \rangle + \sinh^2[s_L] \approx G \langle a_1^\dagger(0)a_1(0) \rangle \quad (1.3.12)$$

$$\langle N_2(L) \rangle = \sinh^2[s_L] \langle a_1^\dagger(0)a_1(0) \rangle + \cosh^2[s_L] \approx (G-1) \langle a_1^\dagger(0)a_1(0) \rangle \quad (1.3.13)$$

de onde é possível identificar o ganho $G = \cosh^2[s_L]$, como também obtido na seção anterior.

Pelo fato do 4WM ser um processo cíclico, os fótons de prova e conjugado estão correlacionados no tempo. É razoável que a diferença de intensidades manifeste ruído abaixo do ruído quântico padrão. De fato, é possível mostrar que o grau de compressão [NF:Noise Figure], razão do ruído da diferença de intensidades dos feixes em relação ao ruído quântico padrão, é dado por

$$NF = \frac{1}{2G - 1}, \quad \text{se } NF < 1, \quad \text{há compressão.} \quad (1.3.14)$$

Posto que $G > 1$ para todos os valores reais do parâmetro de compressão s , sempre há compressão de ruído [Jasperse, 2010]. A amplificação paramétrica que resulta no operador de compressão de dois modos [equação 1.3.10] resulta não apenas em correlação quântica de intensidade, mas no estado emaranhado do tipo previsto por EPR, sendo portanto uma ferramenta fundamental para aplicações em informação quântica/ótica quântica.

Arranjo Experimental

O capítulo a seguir é dedicado às técnicas experimentais. Na seção 2.1 descrevem-se os principais componentes do aparato experimental. Na seção 2.2 explicam-se as principais propriedades do Rubídio e os fundamentos básicos da espectroscopia de absorção saturada, técnica que permite obter resolução sub-Doppler. Na seção 2.3 se descreve o espaço de parâmetros utilizados na caracterização do 4WM, sendo eles: a temperatura da célula de vapor de Rubídio T_{Rb} , as intensidades dos campos de bombeio I_B e prova I_{Pr} e as dessintonias Δ de um fóton e δ de dois fótons. A seção 2.4 trata da nomenclatura dos campos gerados. Por último, na seção 2.5 apresenta-se a definição instrumental dos coeficientes de amplificação e absorção.

2.1 Arranjo Experimental

Como dito na seção 1.3 foi mostrado por [McCormick et al., 2007] que com a escolha adequada de parâmetros o 4WM na linha D_1 [~ 795 nm] do ^{85}Rb aproxima-se ao sistema duplo- Λ ideal [Marino et al., 2008] e por isso pode ser usado para como fonte de feixes emaranhados [Boyer et al., 2008b, Boyer et al., 2009]. Posteriormente foi observado por [Pooser et al., 2009b] que compressão de ruído quântico também é obtida na linha D_2 [~ 780 nm] do ^{85}Rb assim como nas linhas D_1 e D_2 do ^{87}Rb . Uma das conclusões principais de [Pooser et al., 2009b] é que a linha D_1 aparece como melhor escolha que a linha D_2 na geração de feixes com correlações quânticas.

O anterior permite concluir que para operação ótima em termos de compressão de ruído quântico, as frequências dos feixes de bombeio e prova devem estar sintonizadas ao redor de ~ 795 nm, correspondente à linha D_1 do Rubídio. Por isso, antes de descrever em detalhe as peças e processos que constituem o aparelho experimental, cujo esquema simplificado é apresentado na figura 2.1, vale a pena discutir brevemente o histórico da seleção das fontes usadas para gerar os feixes de bombeio e prova:

- (i). Primeiro tentou-se infrutuosamente sintonizar ao redor da linha D_1 um laser de diodo com cavidade externa comercial Vortex 6013 [New Focus, 2007] mudando a posição da sua grade de difração.
- (ii). Posteriormente, em colaboração com os estudantes de doutorado Bárbara Ferreira e de mestrado Álvaro Montaña, foram fabricados e sintonizados ao redor da linha D_1 do Rubídio dois lasers

diodo com cavidade externa [ECDL: External Cavity Diode Laser]. A construção destes lasers foi baseada em um protótipo desenvolvido no LMCAL por [da Cruz, 2015, da Cruz, 2015, da Cruz, 1999], no apêndice A são descritos o funcionamento e características dos ECDL.

- (iii). Estes dois ECDL foram usados para gerar os feixes de prova e bombeio, mas o fenômeno de 4WM não foi observado. Provavelmente pela baixa potência fornecida pelo laser de diodo usado como bombeio.
- (iv). Para aumentar a potência do ECDL de bombeio, usou-se um amplificador tipo MOPA como o descrito no apêndice B, mas o meio de ganho do amplificador não atingiu o comprimento de onda ~ 795 nm correspondente à linha D_1 do Rubídio.
- (iv). **Escolha definitiva.** O feixe de bombeio é gerado por um laser de laser de Titânio-Safira [Ti:Safira], cuja fabricação e caracterização foi realizada no Laboratório de Manipulação Coerente de Átomos e Luz [LMCAL], por [Campopiano, 2013]. O feixe de prova é gerado por um dos ECDL fabricados [descritos em (ii)]. A largura de linha do Ti:Safira é estimada por [Campopiano, 2013] em 0,6MHz e a do ECDL estimada, a partir da largura a meia altura da sua transmissão na cavidade FP_{Pr} , em no máximo ≈ 50 MHz.

Figura 2.1: Esquema simplificado do arranjo experimental. [ISO] Isolador óptico. [DC] Detetor do conjugado. [DP] Detetor do prova. [PM: Power Meter] Medidor de Potência. [Rb] Célula de Rubídio. [FP] Cavidade Fabry-Perot. [L] Lente. [C] Colimador. [E] Espelho. [PBS: Polarizing Beamsplitter] Cubo divisor de feixe polarizante. [FO] Fibra óptica. [PR] Prismas anamórficos.

Na figura 2.1 são apresentados os aspectos mais relevantes do dispositivo experimental: à esquerda as fontes dos feixes de bombeio e prova, Ti:Safira e ECDL. Os percursos destes feixes a través dos diferentes elementos óticos estão marcados com linhas vermelhas para bombeio e azuis para o prova. No processo de 4WM os feixes de prova e bombeio interagem com os átomos de Rubídio contidos na célula de vapor [Rb], produzindo a amplificação do prova e geração de um feixe conjugado, representado com a linha cinza. Logo após a passagem pela célula o feixe de bombeio é expulso diante um cubo divisor de feixe polarizante [PBS: Polarizing Beamsplitter], e os feixes prova e conjugado são detetados em DC e DP. Ambos detetores são amplificados [ganho ajustável], DC de Si e DP de InGaAs, a informação completa aparece na tabela C.1.

O isolador ótico [ISO_B] posicionado após o laser Ti:Safira evita retroalimentação no laser. Por meio do divisor de feixe que segue, duas pequenas frações do feixe são separadas. Uma é detectada diretamente e usada no travamento do etalon, a outra amostra do feixe passa por uma cavidade Fabry-Perot [FP_{Ti:Sa}], permitindo a opção de travar o laser em uma ressonância da cavidade de referência, atuando sobre o PZT da cavidade laser. Um esquema da cavidade do laser Ti:Safira e os seus componentes é apresentada na figura 2.2.

Figura 2.2: **Esquema do laser Ti:Safira.** A cavidade é formada por quatro espelhos em geometria borboleta.

O Ti:Safira está montado em uma sala contígua, sendo que o feixe é transportado até o experimento através de uma fibra ótica [FO_B:] o que possui um limiar de dano de ≈ 250 mW. Assim, para realizar o acoplamento do feixe à fibra, usa-se um colimador [C_B] montado sobre um suporte com três graus de liberdade [XYZ_B], em conjunto com duas lentes [L_{1B}-L_{2B}] para realizar o casamento de modo e dois espelhos [E3-E4] para o alinhamento. A eficiência máxima de acoplamento obtida foi de $\approx 70\%$. Estes fatores limitam a potência máxima atingível do feixe de bombeio.

Um conjunto de prismas anamórficos [PR] é usado para transformar o feixe elíptico na saída do ECDL em um feixe aproximadamente circular, por meio da demagnificação na dimensão do eixo maior do feixe. Além disso, uma fração do feixe é usada para verificar se o laser está na configuração monomodo, a partir de uma cavidade Fabry-Perot [FP_{Pr}]. Como no caso do feixe de bombeio, o feixe de prova é acoplado a uma fibra ótica [FO_{Pr}] usando um conjunto similar de espelhos [E1-E2], lentes [L_{1Pr}-L_{2Pr}] suporte [XYZ_{Pr}] e colimador [C_{Pr}]. Desta vez a fibra ótica serve como um filtro, aproveitando a colimação do feixe e seu formato aproximadamente Gaussiano na saída.

Os feixes de prova e bombeio incidem na célula de Rubídio de comprimento $L_{Rb} = 78,05$ mm definindo um ângulo de $\theta \approx 0,1^\circ$. Os conjuntos de lentes [L_B-L₀] e [L_{Pr}-L₀] formam dois telescópios que colimam e ajustam os diâmetros dos feixes de bombeio e prova, respetivamente. O inserto em linha tracejada da figura 2.1 apresenta o formato dos feixes durante o percurso dentro do meio atômico. Os seus comprimentos de Rayleigh são $z_{oB} = 150$ mm e $z_{oPr} = 350$ mm, é dizer os feixes estão bem colimados no percurso pela célula, $z_{oPr}, z_{oB} > 2L_{Rb}$. As cinturas [raios $1/e^2$] dos feixes são $w_B = 326 \mu\text{m}$ e $w_{Pr} = 187 \mu\text{m}$, o feixe de prova está contido no bombeio $w_B > w_{Pr}$. Esta configuração dos feixes, permite assegurar que o feixe de prova durante todo seu percurso através da célula de

Rubídio interage com o sistema átomos-campo de bombeio, ou seja, com o meio de susceptibilidade $\chi^{(3)}$ que é causada precisamente pela interação do meio com o bombeio.

É importante notar que a polarização do feixe de bombeio e prova são escolhidas com lâminas $\lambda/2$ como vertical e horizontal respectivamente. A polarização do feixe conjugado gerado será a mesma do feixe de prova. Esta escolha de polarizações permite usar um PBS para expulsar o feixe de bombeio, cuja potência é medida no detetor [PM: Power Meter]. Os feixes de prova e conjugado, com polarizações horizontais, não sofrem desvio por parte do PBS e são detetados [DP] e [DC].

É importante notar que nos primeiros testes observou-se à saída da fibra ótica um efeito de cavidade Fabry-Perot. Isso pode ser explicado pelo fato dos extremos das fibras serem planos e paralelos, assemelhando-se a um ressonador de espelhos planos do comprimento da fibra, que tem extensão de 10 m. Este efeito foi eliminado com o polimento [Thorlabs Inc., 2006] de uma das pontas até um formato APC [8° Pre-Angled], que são desenhados tal que o ângulo de inclinação minimize as reflexões [Thorlabs Inc., 2017b].

2.2 Espectroscopia do Rubídio

Na subseção 2.2.1 são apresentadas as principais propriedades do Rubídio. E em 2.2.2 explica-se a técnica de espectroscopia de absorção saturada.

2.2.1 O Rubídio

Os átomos alcalinos são caracterizados por apresentar um único elétron [de valência] nos seus níveis de energia mais externos, o que permite descrevê-los de maneira similar ao hidrogênio, de fato as transições entre os níveis da estrutura fina obedecem as mesmas regras de seleção. O Rubídio, com número atômico $Z = 37$, faz parte da família dos metais alcalinos. Deste modo, a configuração eletrônica do estado base do Rubídio é $1s^2 2s^2 2p^6 3s^2 3p^6 3d^{10} 4s^2 4p^6 5s$ ou simplesmente $5^2S_{1/2}$ [Foot, 2005].

Na figura 2.3 (a) é representada a estrutura fina do átomo de Rubídio e as correspondentes transições entre níveis marcadas com o comprimento de onda associado. Em vermelho as linhas D_1 [$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{3/2}$] e D_2 [$5^2S_{1/2} \rightarrow 5^2P_{1/2}$] que correspondem às transições entre o nível base e os dois primeiros níveis excitados.

Os níveis finos possuem à sua vez uma estrutura hiperfina que resulta do acoplamento entre o momento angular total J do elétron de valência e o momento angular total do núcleo I . Na natureza existem dois isótopos de Rubídio: o ^{85}Rb e o ^{87}Rb com momentos angulares totais do núcleo $I_{^{85}\text{Rb}} = 5/2$ e $I_{^{87}\text{Rb}} = 3/2$, e abundâncias naturais relativas η de $\eta(^{85}\text{Rb}) = 72,17(2)\%$ e $\eta(^{87}\text{Rb}) = 27,83(2)\%$ [Steck, 2003, Steck, 2013, Haynes, 2017].

Por causa destas diferenças nos valores de momento nuclear total cada isótopo possui uma estrutura hiperfina deferente. Assim, a estrutura hiperfina dos níveis envolvidos nas transições D_1 e D_2 do ^{85}Rb e ^{87}Rb são apresentadas nas figuras 2.3 (b) e (c), respectivamente.

Figura 2.3: (a) Diagrama Grotrian de níveis (estrutura fina) do Rubídio [Fromm, 1970, ATG, 2017]. Níveis hiperfinos das transições D1 [794.9788509(8) nm] e D2 [780.241209686(13) nm] do (b) ^{85}Rb e (c) ^{87}Rb , marcados com seus valores de F [Steck, 2003, Steck, 2013].

A equação geral usada para descrever a pressão de vapor P_V em elementos metálicos é polinomial na temperatura T . Posto que a temperatura da célula durante todo o experimento foi $T_{\text{Rb}} > 54^\circ\text{C}$ e levando em consideração que o ponto de fusão do Rubídio é $39,31^\circ\text{C}$ [Steck, 2003, Steck, 2013], será usada a equação para a pressão de vapor no caso do Rubídio em fase líquida [Alcock et al., 1984]

$$\log\left(\frac{P_V}{\text{Pa}}\right) = A + \frac{B}{T} \quad (2.2.1)$$

com $A = 9,318$ e $B = -4040\text{K}^{-1}$ [Alcock et al., 1984, Haynes, 2017]. Usando a equação dos gases ideais [Greiner et al., 1997]

$$P = \rho k_B T \quad (2.2.2)$$

com $P = P_V$, ρ a densidade atômica do Rubídio, k_B a constante de Boltzmann e $T = T_{\text{Rb}}$ a temperatura do vapor, ou seja, a temperatura da célula de Rubídio.

A partir de 2.2.1 e 2.2.2 calcula-se a densidade

Figura 2.4: Densidade atômica 2.2.3 do Rubídio $\rho[\text{cm}^{-3}]$ como função da temperatura da célula $T_{\text{Rb}}[^\circ\text{C}]$.

atômica como função da temperatura da célula,

$$\rho = \frac{1}{k_B T_{\text{Rb}}} 10^{A + \frac{B}{T_{\text{Rb}}}} \quad (2.2.3)$$

Esta dependência é mais facilmente observada no gráfico 2.4 de ρ como função T_{Rb} .

2.2.2 Espectroscopia de absorção saturada

Como indicado na figura 2.5, um átomo que absorve radiação na frequência ω_i medida no seu referencial Σ_{At} , absorverá algum dos feixes contrapropagantes de frequências ω medidas no referencial Σ_{Lab} do laboratório quando [Siegman, 1986],

$$\omega = \omega_i \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) \quad (2.2.4)$$

ou reescrito em termos de $\delta = \omega - \omega_i$

$$\frac{\delta}{\omega_i} = \pm \frac{v}{c} \quad (2.2.5)$$

Em um gas de átomos de massa M em

equilíbrio a temperatura T os módulos das velocidades $|\mathbf{v}| = v$ dos seus componentes se distribuem segundo uma função de Maxwell-Boltzmann, em outras palavras a fração de átomos com velocidades na entre v e $v + dv$ é

$$f(v)dv = \sqrt{\frac{M}{2\pi k_B T}} \exp\left\{-\frac{Mv^2}{2k_B T}\right\} dv \quad (2.2.6)$$

Usando a relações 2.2.5 e 2.2.6 é possível encontrar o formato da linha de absorção

$$g_D(\omega) = \frac{c}{u\omega_i\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{c^2}{u^2} \left(\frac{\omega - \omega_i}{\omega_i}\right)^2\right\} \quad (2.2.7)$$

onde $u = \sqrt{2k_B T/M}$ é a velocidade mais provável para átomos de massa M a temperatura T . O valor máximo de 2.2.7 corresponde a $\omega = \omega_0$ e o alargamento Doppler $\Delta\omega_D$ é definido por

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \frac{u}{c} \omega_0 \quad (2.2.8)$$

correspondente à sua largura à meia altura [FWHM: Full Width at Half Maximum].

A derivação anterior foi feita sob a hipótese de que um átomo em repouso absorve radiação exatamente em ω_i . O que acontece na realidade é que os átomos absorvem radiação numa faixa de frequências definida pela largura natural Γ da transição [Foot, 2005]. Por exemplo, no caso da linha D_1 do ^{85}Rb , $\Gamma = 5,7500(56)$ MHz [Steck, 2013]. A largura Doppler $\Delta\omega_D$ a temperatura ambiente é muito maior do que largura natural $\Delta\omega_D \gg \Gamma$ [Foot, 2005]. Razão pela qual a largura natural não será considerada nesta análise.

Figura 2.5: Um átomo com velocidade $\mathbf{v}$ no sistema de referência Σ_{Lab} do laboratório e dois feixes de frequências ω se aproximando a ele. No referencial Σ_{At} do átomo $\mathbf{v} = 0$ e as frequências dos feixes estão desviadas para o vermelho e o azul por causa do efeito Doppler. Os valores de ω_1 e ω_2 estão dados em ambos referenciais. A frequência da transição ω_i corresponde ao valor no referencial do átomo.

A técnica de espectroscopia de absorção saturada permite obter resolução sub-Doppler e assim distinguir entre as diferentes transições hiperfinas do Rubídio. Na figura 2.6 um esquema do arranjo experimental usado para medir o espectro de absorção saturada do feixe de prova. O feixe de prova gerado pelo ECLD está varrendo ao redor da linha D_1 do Rubídio como indicado na figura 2.7 (i). O conjunto [PBS- $\lambda/2$] divide uma fração do feixe de prova em dois feixes com intensidades tais que $I_{\text{proba}} \ll I_{\text{pump}}$. Os feixes contrapropagantes interagem com os átomos de Rubídio e a transmissão do feixe de baixa intensidade é detetada em [D]. O sinal em [D] corresponde ao espectro de absorção saturada mostrado na figura 2.7 (iii).

Como indicado na figura 2.5, no referencial dos átomos com velocidade $v = 0$ ambos feixes possuem a mesma frequência ω . Por isto se $\omega = \omega_i$, como resultado da interação do feixe mais intenso com este grupo de átomos, uma fração importante destes será promovido ao nível excitado. Como consequência haverá uma diminuição da absorção do feixe menos intenso.

Deste jeito, os picos $\{a, c, d, f, g, i, l\}$ de diminuição de absorção em 2.7 (iii) correspondem ao grupo de átomos com $v = 0$ e são identificados como associados às transições hiperfinas marcadas com os mesmos literais na figura 2.7 (i).

Por outro lado, no referencial dos átomos com $v \neq 0$ as frequências de ambos feixes são diferentes razão pela qual não haverá diminuição da absorção, com exceção ao efeito de um certo grupo de átomos que dão origem aos chamados picos de *cross-overs*. Os picos de *cross-over* aparecem em frequências a meio caminho entre pares de transições com um nível comum e afastamento menor do que o alargamento Doppler.

Considerem-se as transições hiperfinas $\{d, f\}$ do ^{85}Rb que compartilham o nível base $5^2S_{1/2}$ como se observa na figura 2.7 (i). Os picos correspondentes a estas transições no espectro de absorção saturada da figura 2.7 (iii) são d e f. A largura Doppler é $\Delta\omega_D \approx 0,8 \text{ GHz}$ e o afastamento entre as transições $0,361 \text{ GHz}$. O pico de *cross-over* entre estas duas transições é e. Do mesmo jeito é fácil identificar os *cross-overs* entre as transições $[a-c]$ e $[g-i]$ como b e h respectivamente.

O coeficiente angular negativo da intensidade do espectro indica que a corrente de injeção do diodo está diminuindo, usando o fato explicado no apêndice A do comprimento de onda [frequência] aumentar [diminuir] com a corrente de injeção, é possível concluir que a frequência aumenta na direção da flecha que indica a varredura. Comparando o espectro de absorção saturada 2.7 (iii) com o diagrama de níveis a escala 2.7 (i) é possível prever a ordem de manifestação das transições ao longo da varredura de menor a maior frequência: $^{87}\text{Rb}:F = 2 \rightarrow F', ^{85}\text{Rb}:F = 3 \rightarrow F', ^{85}\text{Rb}:F = 2 \rightarrow F'$ e $^{87}\text{Rb}:F = 1 \rightarrow F'$. As absorções do ^{85}Rb são maiores do que as do ^{87}Rb pelo fato de usar uma célula de rubídio de abundância natural. Comparação entre a distância relativa dos picos e com o espectro de transmissão da cavidade $[\text{FP}_{\text{pr}}]$ permite identificar todas as características do espectro 2.7 (iii) e elaborar a lista 2.7 (ii).

Figura 2.6: Esquema do arranjo usado para medir o espectro de absorção saturada. A intensidade de saturação da transição D_1 do ^{85}Rb é $I_{\text{sat}} = 4,4879(31) \text{ mW/cm}^2$ [Steck, 2013].

Figura 2.7: (i) Diagrama das linhas D_1 do ^{87}Rb e ^{85}Rb : os deslocamentos hiperfinos estão a escala e as flechas azuis nomeadas com litrais indicam as transições. (ii) Transições e *crossovers* associados às linha D_1 do do ^{87}Rb e ^{85}Rb . (iii) Espectro de absorção saturada da linhas D_1 do Rubídio [^{85}Rb e ^{87}Rb]: os picos nomeados com os literais correspondem às transições hiperfinas e os seus *crossovers*.

2.3 Parâmetros

O processo de mistura de quatro ondas na configuração estudada permite obter amplificações ajustáveis mediante a modificação dos valores de parâmetros do sistema. Nesta seção, são descritos os elementos do espaço de parâmetros estudados experimentalmente na caracterização.

2.3.1 Dessintonia de um Fóton

Um parâmetro crucial na amplificação é a frequência do feixe de bombeio ω_B , que será dada em termos da dessintonia de um fóton Δ

$$\Delta = \omega_B - \omega_0 \quad (2.3.1)$$

definida como a diferença entre a frequência ω_B e ω_0 associada ao *cross-over* da transição ^{85}Rb : $5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{1/2}$. Esta transição corresponde ao pico h no espectro de absorção saturada da figura 2.7, em unidades de comprimento de onda $\lambda_0 = 794,975345 \text{ nm}$ [Steck, 2013]. As medidas do comprimento de onda foram feitas com o medidor de comprimento de onda [WM:Laser Wavelength Meter 671] da Brisol Instruments cuja precisão nominal é de 10^{-4} nm , como elencado na tabela C.1.

2.3.2 Intensidade dos Campos de Bombeio e Prova

As intensidades médias dos campos de bombeio e prova estão dadas por

$$I = \frac{P}{\pi w^2} \quad (2.3.2)$$

sendo P a potência dos feixes e w o raio $1/e^2$ do feixe de perfil gaussiano, definido como a distância a partir do máximo de intensidade, onde a intensidade cai para 13,5% do pico [Melles Griot, 2009].

As potências são medidas com um sensor padrão S121C de Silício da Thorlabs [PM: Power Meter], ajustado para medir em 795 nm. Pelo fato deste sensor estar posicionado após a célula de Rubídio, é necessário corrigir o valor medido considerando as perdas nas faces da célula, como indicado na figura 2.8.

As cinturas dos feixes são mantidas constantes durante o experimento em $w_B = (326 \pm 38)\mu\text{m}$ e $w_{Pr} = (187 \pm 38)\mu\text{m}$. As cinturas foram medidas com um Medidor de Feixe [BP: Beam Profiler] da Thorlabs. As características de PM e BP são apresentadas na tabela C.1.

A intensidade do feixe de prova é muito menor do que a do bombeio. Assim, as intensidades máximas usadas neste trabalho dos feixes de bombeio e de prova foram $I_B = 42,3\text{W}/\text{cm}^2$ e $I_{Pr} = 0,42\text{W}/\text{cm}^2$, respectivamente.

Figura 2.8: Esquema da célula de Rubídio indicando o efeito sobre o feixe incidente (de potência P_0) da passagem pelas faces idênticas A, B, C e D.

2.3.3 Temperatura da Célula

A temperatura da célula T_{Rb} é controlada alterando a corrente que passa através de uma resistência elétrica [fio de chuveiro] enrolada ao redor dela, sendo a temperatura medida no ponto meio da célula com um circuito integrado LM35 [$\sigma_T = \pm 0.1^\circ\text{C}$] e um termopar [$\sigma_T = \pm 1^\circ\text{C}$]. A faixa de trabalho foi $T_{Rb} \in [54; 110]^\circ\text{C}$. Para temperaturas acima de 110°C o material [fita isolante] usado para isolar o fio metálico começava a se degradar. O comprimento da célula de Rubídio utilizada nos experimentos é $L = (78,05 \pm 0,05)\text{mm}$ e sua composição corresponde à abundância natural relativa dos isótopos 72,17(2)% de ^{85}Rb e 27,83(2)% de ^{87}Rb .

2.4 Notação dos Campos Gerados

Nesta seção será discutida a nomenclatura usada ao longo da dissertação para descrever os campos envolvidos no 4WM. Primeiramente, na subseção 2.4.1 é feita uma descrição baseada em [Boyd, 2008] dos campos Stokes e anti-Stokes no efeito Raman espontâneo. Na subseção 2.4.2 é descrita a fenomenologia do 4WM na configuração duplo- Λ em termos da nomenclatura introduzida em 2.4.1 para descrever os campos no efeito Raman espontâneo são usados.

2.4.1 Componentes Stokes e anti-Stokes no Espalhamento Raman Espontâneo

O efeito Raman espontâneo foi descoberto por Chandrasekhara Venkata Raman em 1928. Para observá-lo, uma amostra é iluminada por um feixe de luz, sendo espalhada e analisada espectroscopicamente, como indicado na figura 2.9 (a). Em geral, a luz espalhada contém frequências diferentes da incidente. As novas componentes cujas frequências são menores que a incidente são chamadas de **componentes Stokes** e aquelas com frequências maiores, de **componentes anti-Stokes** [Boyd, 2008].

Os diagramas de níveis das figuras 2.9 (b) e 2.9 (c) representam o espalhamento Raman-Stokes e anti-Stokes respectivamente. O espalhamento Raman-Stokes consiste em uma transição do estado base g ao estado final n através de um nível virtual intermediário associado com o nível excitado n' [figura 2.9 (b)]. Por outro lado, o espalhamento Raman anti-Stokes envolve uma transição do nível n ao g com n' como o nível intermediário [figura 2.9 (c)]. As linhas anti-Stokes são tipicamente mais fracas do que as Stokes pois, em equilíbrio térmico, a população do nível n é menor do que a do nível g pelo fator de Boltzmann $e^{\frac{-\hbar\omega_{ng}}{kT}}$ [Boyd, 2008].

Por último, vale a pena salientar que o efeito Raman espontâneo está relacionado com espalhamento de fótons da rede, isto é, parte da energia do feixe incidente é transmitida a os modos vibracionais [Ashcroft e Mermin, 1976]. Enquanto que, como descrito no capítulo 1, o 4WM é um processo paramétrico no qual os estados iniciais $|i\rangle$ e finais $|i\rangle$ dos átomos são idênticos, e então não existe transferência de energia ao meio atômico. Por essa razão o uso por analogia da mesma notação para descrever ambos fenômenos é simplesmente uma ferramenta descritiva e não implica que a física envolvida neles seja a mesma.

2.4.2 Campos Stokes e anti-Stokes no 4WM

A configuração de três níveis, tipo duplo- A na linha D_1 do ^{85}Rb , usada para gerar a amplificação paramétrica via mistura de quatro ondas consiste dos dois níveis hiperfinos $F = 2$ e $F = 3$ do estado base $5S_{\frac{1}{2}}$ e o estado excitado $5P_{\frac{1}{2}}$, como mostrado nas figuras 2.10 (a) e (b).

A dessintonia do campo de bombeio Δ com relação ao *cross-over* $^{85}\text{Rb}: 5S_{\frac{1}{2}}(F=2) \rightarrow 5P_{\frac{1}{2}}(2c.o.,3)$ e o feixe de prova é varrido ao redor dessa frequência em $\pm 7\text{GHz}$, como indicado em 2.7 (i). A definição da dessintonia de dois fótons δ é apresentada esquematicamente na figura 2.10.

O campo de menor frequência [energia] gerado no 4WM é chamado de **Stokes** e o de maior

Figura 2.9: (a) Espalhamento Raman espontâneo. Diagramas de níveis descrevendo o espalhamento Raman (b) Stokes e (c) anti-Stokes. Figuras tomadas de [Boyd, 2008].

Figura 2.10:

Diagrama de níveis para o processo de 4WM na linha D_1 do ^{85}Rb . O feixe de prova é introduzido como semente pelo (a) canal Stokes e pelo (b) canal anti-Stokes da configuração duplo- Λ .

frequência **anti-Stokes**, por analogia com o efeito Raman espontâneo. Por causa da varredura [ver figura 2.11], o feixe de prova pode assumir ora a frequência do campo Stokes, ora a do anti-Stokes. Quando a frequência do feixe de prova coincide com a do campo Stokes [anti-Stokes], é dito que o feixe de prova entra pelo **canal Stokes** [canal anti-Stokes], sendo amplificado, e um campo conjugado é gerado no canal anti-Stokes [Stokes], conforme figura 2.10 (a) [(b)]. Por esta razão, os espectros de transmissão [figura 2.11 (i)] do feixe de prova apresentam dois picos de ganho, nomeados como $[\text{St}^{85}\text{Rb}]$ e $[\text{a-St}^{85}\text{Rb}]$, e os seus respectivos conjugados [figura 2.11 (ii)].

Figura 2.11: **Conjunto de padrão sinais adquiridos.** Os quatro sinais estão *triggados* com a varredura do ECDL. (i) Transmissão do feixe de prova: detetor do prova [DP]. (ii) Sinal do feixe conjugado gerado após passagem pela célula de Rubídio: detetor do conjugado [DC]. (iii) Espectro de absorção saturada. (iv) Transmissão da cavidade Fabry-Perot [FP_{Pr}].

A figura 2.11 apresenta o conjunto padrão de sinais adquiridos para a seguinte configuração de parâmetros experimentais: $\Delta = 1,15\text{GHz}$, $I_B = 33,6\text{W/cm}^2$, $I_{Pr} = 0,12\text{W/cm}^2$, $T_{Rb} = 83,4^\circ\text{C}$ e $\theta \approx 0,12^\circ$.

Os campos Stokes e Anti-Stokes associados às linhas D_1 do ^{85}Rb e ^{87}Rb são gerados nas frequências dadas na tabela 2.1, relativas à posição do bombeio, onde os sinais positivo e negativo significam deslocamentos em relação ao azul ou vermelho, respectivamente.

Tabela 2.1: Frequências dos campos Stokes e anti-Stokes relativos ao bombeio.

Campo	Átomo	Frequência (GHz)
Stokes	^{87}Rb	-6,83468261090429(9)
	^{85}Rb	-3,0357324390(60)
Anti-Stokes	^{85}Rb	+3,0357324390(60)
	^{87}Rb	+6,83468261090429(9)

2.5 Coeficientes de Amplificação e Absorção

A partir das medidas das potências dos campos, realizados com fotodetetores de ganho ajustável DP e DC, descritos na tabela C.1, são levantados os espectros. A figura 2.12 corresponde aos sinais medidos nos detectores DP e DC para $\Delta = 0.87\text{GHz}$ e sintetiza alguns aspectos relevantes na descrição do sistema.

Figura 2.12: **Prova e conjugado.** Sinais detectados da (a) transmissão do feixe de prova e (b) do feixe conjugado gerado após passagem pela célula de Rubídio. **Detalhe das estruturas dos espectros.** (a.1) Absorção do campo Stokes ^{87}Rb . (a.2) Amplificação e absorção eletromagneticamente induzida [EIA: Electromagnetically Induced Absorption] do campo Stokes ^{85}Rb . (a.3) Estrutura de amplificação e absorção do 4WM degenerado. (a.4) Amplificação do campo anti-Stokes ^{85}Rb . (b.1) Conjugado ao campo Stokes ^{85}Rb : sua frequência é anti-Stokes. (b.2) Conjugado ao 4WM degenerado. (b.3) Conjugado ao campo anti-Stokes ^{85}Rb : sua frequência é Stokes. A imagem inclui indicações das grandezas mensuradas: G_{EIT} , que mede a absorção, o ganho paramétrico G e a intensidade do conjugado. **Configuração de parâmetros experimentais:** $\Delta = 0,87\text{GHz}$, $I_B = 33,6\text{W/cm}^2$, $I_{Pr} = 0,12\text{W/cm}^2$, $T_{Rb} = 83,4^\circ\text{C}$ e $\theta \approx 0,12^\circ$.

No gráfico 2.12 observa-se para cada pico de amplificação um certo formato. A intensidade do campo amplificado é uma função da frequência do feixe de prova e portanto, de δ . Os experimentos descritos em [Glorieux, 2010] mostram que o máximo da amplificação é dado para $\delta \approx 0$.

O gráfico que representa a transmissão do prova está normalizado pela intensidade no começo da varredura do ECDL. A posição da seta representa o bombeio, sendo que a distância ao zero é Δ .

Ao mudar a frequência de bombeio, a estrutura completa dos campos Stokes/anti-Stokes desloca-se simultaneamente, observando-se ora amplificação paramétrica, ora Absorção Eletromagneticamente Induzida [EIA: Electromagnetically Induced Absorption], ou ambas. No capítulo seguinte serão discutidos estes efeitos.

Como estratégia para ponderar esses efeitos, usamos os coeficientes G e G_{EIA} definidos como indicado na figura 2.12,

$$\begin{aligned} G &= \frac{\text{Valor máximo do pico da intensidade do campo amplificado}}{\text{Valor da intensidade do campo sem amplificar}} = \frac{I_a}{I_o} \\ G_{EIA} &= \frac{\text{Valor mínimo do vale da intensidade do campo absorvido}}{\text{Valor da intensidade do campo sem absorção}} = \frac{I_b}{I_o} \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

É importante indicar que maior absorção significa um menor coeficiente G_{EIA} .

Resultados e Análises: Caracterização da Amplificação Paramétrica

Neste capítulo são apresentados os principais resultados obtidos de uma extensa caracterização do processo de mistura de quatro ondas em vapor atômico de Rubídio. Inclui-se também uma série de análises comparativas com os dados reunidos de diversas fontes na literatura. Os dados foram colhidos em colaboração com o estudante de mestrado Álvaro Montaña, os correspondentes à seção 3.1 foram especialmente supervisionados pelo Prof. Dr. Marcelo Martinelli.

3.1 Efeito da Dessintonia do Campo de Bombeio

O primeiro parâmetro estudado foi a dessintonia Δ do campo de bombeio, mantendo os demais parâmetros fixos, conforme os valores dados na tabela C.2. As posições do etalon e do Filtro de Lyot no laser de Titânio-Safira são ajustadas tal que a frequência do bombeio esteja nas proximidades da transição D_1 do Rubídio. Diferentes frequências do feixe de bombeio são atingidas por variações do ângulo do etalon controladas eletronicamente, e o seu subsequente travamento seguidas de ajuste fino atuando sobre o PZT da cavidade laser.

A caracterização é composta por uma amostra de setenta valores de dessintonias aproximadamente equiespaçados no intervalo $\Delta \in [-7; 6]$ GHz. Para cada valor de Δ foi adquirido o espectro de transmissão do feixe de prova e a correspondente leitura do conjugado. Os espectros de transmissão do feixe de prova são reunidos na figura 3.1, e as intensidades dos conjugados gerados na figura 3.2.

Nos gráficos 3.3 e 3.4 são apresentadas as cartografias ou curvas de nível de ambos feixes, prova e conjugado, respetivamente. Em ambos gráficos o eixo horizontal representa a dessintonia do campo de bombeio, e o vertical a varredura em frequência do laser de diodo dada em termos da sua dessintonia com relação à transição $^{85}\text{Rb}: 5S_{1/2}(F=2) \rightarrow 5P_{1/2}$. As escalas de cores são proporcionais às intensidades dos campos conjugado e de prova. No caso do feixe conjugado, o gráfico 3.4 corresponde à leitura do detetor DC. A cartografia do feixe de prova [gráfico 3.3] corresponde à leitura do detetor DP normalizada pelo valor no começo do espectro. Assim, a escala de cores coincidirá com G e G_{EIA} nas posições dos campos Stokes e Anti-Stokes. Nestes gráficos são apontados com os literais (a),(b)...(h) as diferentes características a serem discutidas

Figura 3.1: **Espectros de Transmissão do Feixe de Prova.** No eixo Z é dada a intensidade da transmissão do feixe de prova normalizadas pelo valor no começo da varredura do ECDL. No plano XY, são dadas a dessintonia do feixe de bombeio e a frequência da varredura do feixe de prova. Nomeados com literais os campos: (a) anti-Stokes ^{87}Rb , (b) anti-Stokes ^{85}Rb , (c) 4WM degenerado, (d) Stokes ^{85}Rb e (e) Stokes ^{87}Rb . À direita abaixo: esquema da vista superior.

Figura 3.2: **Intensidade do Feixe Conjugado.** No eixo Z é dada a intensidade do feixe conjugado. No plano XY, são dadas a dessintonia do feixe de bombeio e a frequência da varredura do feixe de prova. Nomeados com literais os conjugados associados aos campos: (f) anti-Stokes ^{85}Rb , (g) 4WM degenerado e (h) Stokes ^{85}Rb .

Figura 3.3: **Cartografia do Feixe de Prova.** No eixo horizontal a frequência da varredura do feixe de prova e no vertical a dessintonia do feixe de bombeio Δ , sendo que a escala em cores representa o ganho G da amplificação paramétrica. Nomeados com literais os campos: (a) anti-Stokes ^{87}Rb , (b) anti-Stokes ^{85}Rb , (c) 4WM degenerado, (d) Stokes ^{85}Rb e (e) Stokes ^{87}Rb .

Figura 3.4: **Cartografia do Feixe de Conjugado.** No eixo horizontal a frequência da varredura do feixe de prova e no vertical a dessintonia do feixe de bombeio Δ , sendo que a escala em cores representa a intensidade do conjugado em unidades arbitrárias. Nomeados com literais os conjugados associados aos campos: (f) anti-Stokes ^{85}Rb , (g) 4WM degenerado e (h) Stokes ^{85}Rb .

Figura 3.5: **Rubídio 85**. No eixo horizontal a dessintonia do feixe de bombeio Δ . No eixo vertical à esquerda, em preto, o ganho G , e em vermelho o coeficiente G_{EIA} da absorção eletromagneticamente induzida (EIA). No eixo vertical à direita a intensidade do feixe conjugado. $T_{Rb} = 83,8^\circ\text{C}$. $I_B = 33,6\text{W}/\text{cm}^2$.

Figura 3.6: **Rubídio 87**. No eixo horizontal a dessintonia do feixe de bombeio Δ . No eixo vertical à esquerda, em preto, o ganho G , e em vermelho o coeficiente G_{EIA} da absorção eletromagneticamente induzida (EIA). No eixo vertical à direita a intensidade do feixe conjugado.

Figura 3.7: Rubídio 85: detalhe da figura 3.5 na região $[0;2]$ GHz. No eixo horizontal a dessintonia do feixe de bombeio Δ . No eixo vertical à esquerda, em preto, o ganho G , e em vermelho o coeficiente G_{EIA} da absorção eletricamente induzida (EIA). No eixo vertical à direita a intensidade do feixe conjugado.

gerando simultaneamente seu conjugado no canal anti-Stokes e viceversa.

As figuras 3.5 e 3.6 mostram o comportamento do ganho G da amplificação paramétrica, do coeficiente G_{EIA} da absorção eletromagneticamente induzida e da intensidade dos campos conjugados correspondentes, como função de Δ . A figura 3.5 refere-se à linha D_1 do ^{85}Rb e a figura 3.6, à linha D_1 do ^{87}Rb . No gráfico 3.5 observa-se amplificação ($G > 1$) do campo Stokes no ^{85}Rb para dessintonias $\Delta \leq -2\text{GHz}$, e $\Delta \in [0, 5; 2]\text{GHz}$, apresentando máximos em $\Delta \approx \{-3, 34; -2, 44; 1, 01\}$ GHz e absorção em $\Delta > -2\text{GHz}$. O feixe conjugado é máximo aproximadamente nas mesmas dessintonias de maior amplificação do campo de prova. Por outro lado, o campo anti-Stokes apresenta amplificação em cerca de 70% da região estudada. Os máximos na amplificação desse campo e o seu conjugado estão em $\Delta \approx \{-3, 63; -2, 01; -0, 78; 0, 77\}$ GHz. É importante notar que para $\Delta > 0, 4\text{GHz}$ não há absorção do campo de prova. De fato, vários experimentos que envolvem a geração de estados comprimidos utilizando a configuração duplo- Λ em ^{85}Rb são realizados ao redor do máximo $\Delta \approx 0, 77$ GHz. Os campos Stokes e anti-Stokes ligados às linhas D_1 do ^{87}Rb manifestam-se quase exclusivamente como vales de absorção, como observado na figura 3.6.

Na cartografia do feixe de prova [figura 3.3] observam-se cinco linhas diagonais paralelas que correspondem a diferentes fenômenos observados na interação dos campos de bombeio e prova com o vapor atômico. A linha central (c) é a amplificação do feixe de prova no processo de mistura de quatro ondas no caso degenerado, isto é, quando $\omega_B = \omega_{Pr}$. As linhas (b) e (d) correspondem aos campos anti-Stokes e Stokes, respectivamente, no processo de mistura de quatro ondas no ^{85}Rb . Os campos anti-Stokes e Stokes associados ao ^{87}Rb estão sobre as linhas (a) e (e), respectivamente. Neste gráfico observa-se maior amplificação nos campos associados ao ^{85}Rb , para $\Delta \approx [-4; -2]$ GHz no caso do Stokes e $\Delta \approx [0; 2]$ GHz no caso do anti-Stokes.

O gráfico 3.4 apresenta um patamar de intensidades próximas ao zero e picos consistentes com as amplificações para o prova, como discutido no parágrafo anterior. Assim, (g) corresponde à detecção do conjugado gerado no processo de mistura de quatro ondas degenerado, (f) e (h) à dos conjugados aos campos de prova anti-Stokes e Stokes, respectivamente.

É importante notar que o campo conjugado ao Stokes[anti-Stokes] possui a frequência do campo de prova anti-Stokes[Stokes]. Isso ocorre porque, como dito no capítulo anterior, uma semente fornecida no canal stokes é amplificada,

3.2 Efeito da Intensidade do Campo de Bombeio

O segundo parâmetro estudado foi a intensidade I_B do campo de bombeio, mantendo os demais parâmetros fixos, conforme os valores dados na tabela C.2. Para isso, foram tomados dados com potências do feixe de bombeio $P_B \in [15, 6; 93, 71]$ mW, mantendo constante o diâmetro dos feixes na região de interação, resultando em $I_B \in [4, 7; 28, 0]$ W/cm². Este procedimento foi repetido com o etalon travado em quatro diferentes dessintonias elencadas na tabela C.2, registrando em cada caso a transmissão do feixe de prova e o seu conjugado. As dessintonias foram escolhidas ao redor do valor ótimo $\Delta \approx 1$ GHz, encontrado na caracterização apresentada na seção anterior.

No ⁸⁵Rb, conforme os resultados apresentados no gráfico 3.5 da seção anterior, para $\Delta \approx 1$ GHz, prevêem-se amplificações dos campos Stokes e anti-Stokes, juntamente com a geração dos respectivos conjugados, e absorção somente pelo campo Stokes. No ⁸⁷Rb [figura 3.6], uma análise dos resultados revela que apenas a absorção do campo Stokes será uma característica relevante. De fato, não foi observada nem amplificação nem geração de conjugado do campo Stokes [⁸⁷Rb]. Os comportamentos descritos neste parágrafo se mantêm na faixa de intensidades estudadas, como vê-se nos gráficos apresentados nesta seção.

Nas figuras 3.8, 3.10, 3.12 e 3.14 apresentam-se as dependências com I_B dos coeficientes: de amplificação G , dos campos Stokes e anti-Stokes do ⁸⁵Rb, e absorção G_{EIA} , dos campos Stokes do ⁸⁵Rb e ⁸⁷Rb, para $\Delta = \{1, 19; 1, 08; 0, 92; 0, 78\}$ GHz nessa ordem. De maneira semelhante, nas figuras 3.9, 3.11, 3.13 e 3.15 apresentam-se as intensidades, dadas em unidades arbitrárias, dos conjugados aos campos Stokes e anti-Stokes do ⁸⁵Rb como função de I_B , para as mesmas dessintonias.

Uma visão de conjunto dos gráficos 3.8, 3.10, 3.12 e 3.14 permite identificar as seguintes tendências na região estudada: (i) a amplificação e a absorção aumentam com a intensidade de bombeio ($G, G_{EIA} \propto I_B$), (ii) o campo anti-Stokes registra ganhos maiores do que o Stokes e (iii) o campo Stokes do ⁸⁵Rb sofre maior absorção do que o Stokes do ⁸⁷Rb.

Uma comparação similar dos gráficos 3.9, 3.11, 3.13 e 3.15 permite concluir: (iv) a intensidade dos feixes conjugados [⁸⁵Rb] aumentam com a intensidade de bombeio e (v) a intensidade do conjugado anti-Stokes é maior do que a do Stokes.

Vale ressaltar que os fatos (ii) e (v) podem ser entendidos como uma consequência da competição dos processos de absorção e amplificação presentes no caso do campo Stokes [⁸⁵Rb], mas não no caso do anti-Stokes [⁸⁵Rb] para $\Delta \approx 1$ GHz.

Os resultados obtidos para $\Delta = 0, 78$ GHz merecem especial comentário. Na figura 3.14 as tendências (i) e (ii) descritas para o campo anti-Stokes são presevadas, o que não ocorre com o campo Stokes no caso da tendência (i). Para explicar este fato, vale a pena voltar à figura 3.5 e notar que para $\Delta \approx 0, 78$ GHz, tanto a amplificação como a absorção estão próximas aos seus valores máximos. Assim, pequenas mudanças ao redor desta dessintonia podem resultar em flutuações de G e G_{EIA} . A dependência das intensidades dos campos conjugados com a intensidade do bombeio parece seguir um comportamento da mesma natureza, como pode se observar na figura 3.15.

Figura 3.8: Coeficientes de amplificação G e absorção G_{EIA} como função da intensidade do campo de bombeio I_B . Para $\Delta = 1,19$ GHz.

Figura 3.9: Intensidade dos campos conjugados aos Stokes e anti-Stokes no ^{85}Rb como função de I_B . $\Delta = 1,19$ GHz.

Figura 3.10: Coeficientes de amplificação G e absorção G_{EIA} como função da intensidade do campo de bombeio I_B . $\Delta = 1,08 \text{ GHz}$.

Figura 3.11: Intensidade dos campos conjugados aos Stokes e anti-Stokes no ^{85}Rb como função de I_B . $\Delta = 1,08 \text{ GHz}$.

Figura 3.12: Coeficientes de amplificação G e absorção G_{EIA} como função da intensidade do campo de bombeio I_B . $\Delta = 0,92$ GHz.

Figura 3.13: Intensidade dos campos conjugados aos Stokes e anti-Stokes no ^{85}Rb como função de I_B . $\Delta = 0,92$ GHz.

Figura 3.14: Coeficientes de amplificação G e absorção G_{EIA} como função da intensidade do campo de bombeio I_B . $\Delta = 0,78$ GHz.

Figura 3.15: Intensidade dos campos conjugados aos Stokes e anti-Stokes no ^{85}Rb como função de I_B . $\Delta = 0,78$ GHz.

3.3 Efeito da Temperatura da Célula

O terceiro parâmetro estudado foi a temperatura da célula de Rubídio T_{Rb} , mantendo os demais parâmetros fixos, conforme os valores dados na tabela C.2. Como explicado no capítulo anterior, a célula de Rubídio está envolta por um resistor metálico [fio de chuveiro]. A potência dissipada pelo fio é $P_{Rb} = I_{Rb} V_{Rb}$ quando passa por ele uma corrente elétrica I_{Rb} e submetido a uma voltagem V_{Rb} . No equilíbrio térmico tem-se que $P_{Rb} \propto T_{Rb}$, sendo então a potência entregue pelo resistor um parâmetro de controle adequado. Por sua vez, como explicado em 2.2.1, a temperatura da célula de Rubídio está relacionada com a densidade atômica [Glorieux, 2010].

A caracterização do sistema foi feita para duas intensidades do campo de bombeio $I_B = \{29, 7; 42, 3\}$ W/cm², aumentando em cada caso o valor da potência entregue pelo fio $P_{Rb}(V_{Rb}, I_{Rb})$ e aguardando até chegar no equilíbrio térmico para realizar a aquisição de dados.

O gráfico 3.16 corresponde aos resultados obtidos na caracterização dos coeficientes G e G_{EIA} como função P_{Rb} no caso $I_B = 29, 7$ W/cm². No eixo horizontal superior também é dada a temperatura da célula medida com um sensor LM35.

No gráfico 3.17 apresentam-se os resultados para G e G_{EIA} como função P_{Rb} no caso $I_B = 42, 3$ W/cm². Desta vez, além do LM35, usou-se um termopar, cujas medidas resultaram sistematicamente maiores que as do LM35. Embora o LM35 seja mais preciso, o termopar é um instrumento mais acurado, ou seja, a medida feita com o termopar é mais próxima do valor verdadeiro do mensurando que a do LM35. Assim, o eixo horizontal superior corresponde ao resultado da medida feita com o termopar.

A partir dos gráficos 3.16 e 3.17 conclui-se que, em termos gerais, o comportamento dos coeficientes de absorção e amplificação é similar ao obtido em função da intensidade de bombeio. Os ganhos dos campos Stokes e anti-Stokes do ⁸⁵Rb aumentam com a temperatura, com maior amplificação do campo anti-Stokes que do Stokes. Conclui-se também dos gráficos 3.16 e 3.17 que a absorção aumenta com a temperatura, sendo que a absorção do campo Stokes do ⁸⁵Rb é sempre maior que a absorção do campo Stokes do ⁸⁷Rb.

Visto que a leitura do termopar é considerada uma melhor estimativa da temperatura da célula T_{Rb} , com suas medidas foi feita uma calibração do tipo $T_{Rb} = AP_{Rb} + B$ para obtenção de temperaturas para os dados no caso $I_B = 29, 7$ W/cm² [figura 3.16]. Então, no gráfico 3.18 apresentam-se os coeficientes G e G_{EIA} como função de P_{Rb} e no eixo horizontal superior é dada a temperatura da célula usando a dita calibração.

O gráfico 3.18 permite evidenciar que com maiores intensidades do campo de bombeio é possível atingir os mesmos ganhos em temperaturas menores. Por isto, escolhas adequadas dos parâmetros podem controlar o ganho da amplificação paramétrica.

Figura 3.16: Coeficientes de amplificação G e absorção G_{EIA} como função da temperatura da célula T_{Rb} medida com o LM35. Intensidade do campo de bombeio $I_B = 29,7 \text{ W/cm}^2$.

Figura 3.17: Coeficientes de amplificação G e absorção G_{EIA} como função da temperatura da célula T_{Rb} medida com o Termopar. Intensidade do campo de bombeio $I_B = 42,3 \text{ W/cm}^2$.

Figura 3.18: Coeficientes de amplificação G e absorção G_{EIA} como função da temperatura estimada da célula T_{Rb} . Para $I_B = \{29, 7; 42, 3\} \text{ W/cm}^2$ e $\Delta = 1, 11 \text{ GHz}$.

3.4 Comparação com os Resultados da Literatura

Uma comparação dos resultados obtidos na presente caracterização com os dados de diversas fontes na literatura é mostrada nas figuras 3.19, 3.20 e 3.21. Comparam-se o coeficiente de amplificação do campo anti-Stokes do ^{85}Rb , que é o que se encontra descrito na literatura.

Figura 3.19: **Comparação com a literatura.** Ganho G correspondente ao campo anti-Stokes em função da dessintonia de Δ .

As condições de operação do sistema caracterizado eram limitadas, no caso das intensidades do campo de bombeio, pela potência máxima de acoplamento permitida pela fibra ótica, e no caso da temperatura da célula pelo sistema de aquecimento.

Figura 3.20: **Comparação com a Literatura.** G correspondente do campo anti-Stokes [^{85}Rb] como função de I_B .

Figura 3.21: **Comparação com a Literatura.** Ganho G correspondente ao campo anti-Stokes em função da temperatura da célula T_{Rb} .

A comparação permite concluir que nosso sistema se mostrou adequado, mesmo operando em regiões dos parâmetros I_B e T_{Rb} abaixo das usadas nos experimentos da literatura.

Conclusões e Perspectivas

Neste trabalho foi realizada a caracterização do ganho paramétrico no 4WM na configuração duplo- Λ semelhante à usada em [McCormick et al., 2007]. Mostra-se que em células de vapor, o ganho na amplificação paramétrica pode ser controlado a partir de alterações na intensidade do campo de bombeio e sua dessintonia e a temperatura da célula de Rubídio.

Na caracterização do 4WM em função da dessintonia do campo de bombeio, verificou-se amplificação e geração de conjugado dos campos Stokes e anti-Stokes, associados à linha D_1 do ^{85}Rb . O campo Stokes apresentou amplificação máxima em $\Delta \approx 0,77$ GHz, sem absorção, portanto, se mostrando um candidato adequado a ser utilizado como semente.

Na caracterização do 4WM em função da intensidade do campo de bombeio para o ^{85}Rb , a amplificação e a absorção aumentam com a intensidade de bombeio ($G, G_{\text{EIA}} \propto I_B$) e a intensidade dos feixes conjugados gerados aumentam com a intensidade de bombeio.

Na caracterização do 4WM em função da temperatura da célula, foi analisado o feixe de prova, cuja amplificação e absorção aumentaram com a temperatura da célula ($G, G_{\text{EIA}} \propto T_{\text{Rb}}$). Além disso, a partir de maiores intensidades do campo de bombeio, é possível atingir os mesmos ganhos em temperaturas menores.

A comparação com a literatura permitiu concluir que o sistema utilizado neste trabalho se mostrou adequado, mesmo operando em regiões de I_B e T_{Rb} abaixo das comumente reportadas.

Obtiveram-se neste trabalho ganhos de até aproximadamente 450%, que podem ser ajustados via sintonização dos parâmetros do sistema, conforme seja de interesse. Sendo que, tais ganhos permitiriam investigar a transição da oscilação paramétrica de regimes abaixo do limiar [D'Auria et al., 2010] (onde tem-se os campos de vácuo emaranhados) até regimes acima do limiar, com geração de campos intensos. Estados emaranhados não gaussianos podem ser assim gerados, e emaranhamento além do limite gaussiano pode ser estudado com esta fonte, com implicações no processamento de informação quântica [Dechoum et al., 2010, Dechoum et al., 2011].

O Oscilador Paramétrico Ótico [OPO] tem sido pouco explorado experimentalmente em regiões próximas ao seu limiar de oscilação, devido a baixos ganhos nos cristais não lineares, de cerca de 4%. O estudante de mestrado Álvaro Montaña tem usado a fonte aqui caracterizada para construir um OPO $\chi^{(3)}$.

Na sequência do trabalho, a partir dos dados inicialmente colhidos, serão estudados em detalhe os seguintes tópicos: (i) o efeito da intensidade do campo de prova no ganho paramétrico, (ii) efeito da dessintonia de dois fótons e (iii) caracterização do 4WM degenerado.

Lasers de Diodo

Como comentado na seção 2.1 o feixe de prova é gerado por um dos dois lasers de diodo com cavidade externa [ECDL: External Cavity Diode Laser] na configuração Littrow que foram montados e sintonizados para varrer em operação monomodo ao redor da linha D_1 [~ 795 nm] do Rubídio. Esta sintonização é atingida através do ajuste de diversos parâmetros tais como corrente de injeção, varredura do PZT e temperatura do diodo. Neste apêndice é apresentada a teoria básica dos lasers de diodo, assim como as características principais do ECLD usado para gerar o feixe de prova.

A.1 Princípios gerais do diodo laser

Em um diodo laser, o meio de ganho é excitado por uma corrente de injeção que passa pela chamada região ativa. A alta concentração de elétrons e buracos na região ativa faz possível a condição de inversão de população. A figura A.1 (a) corresponde à potência de saída do laser de diodo, utilizado neste trabalho, como uma função da corrente de injeção. Acima de certa corrente de injeção, chamada de corrente limiar I_{th} , a emissão estimulada domina sobre a espontânea. Nessa região, a potência de saída da emissão laser é uma função linear da corrente de injeção. Para os lasers utilizados, $I_{th} \approx 35$ mA à temperatura ambiente.

Embora a emissão espectral de um diodo laser monomodo seja bem descrita por uma única Lorentziana, o espectro emitido consiste também de muitas componentes espectrais de menor intensidade. Tem-se assim, um espectro dominado por uma Lorentziana 100 vezes mais intensa do que qualquer outra contribuição. Alguns GHz além da Lorentziana, encontram-se duas bandas laterais associadas a efeitos de relaxação ¹, assim como os modos longitudinais da cavidade vizinhos à linha central.

O espaçamento daqueles modos de cavidade é tipicamente $\Delta\lambda = 0,3$ nm [Camparo, 1985]. Um espectro mostrando os picos dos modos longitudinais é apresentado na figura A.1 (b). Neste caso, o pico central é pelo menos 250 vezes mais intenso que seus vizinhos. Na figura A.1 (c) torna-se evidente que para correntes de injeção acima do limiar, a contribuição dos modos longitudinais decresce apreciavelmente. Este efeito pode ser compreendido com ajuda da curva de ganho que é introduzida em §A.2.

¹"The occurrence of these sidebands is related to the fact that the refractive index of the laser's active material is dependent on the population inversion, and that when a fluorescent photon is emitted the population inversion experiences damped oscillations at the relaxation resonance frequency" [Camparo, 1985].

Figura A.1: (a) Após a corrente limiar, a intensidade da emissão do laser é uma função linear da corrente de injeção. (b) Características espectrais ao redor do pico principal [Nakamura et al., 1978]. (c) Intensidades dos modos da oscilação do laser e os modos longitudinais como função da corrente de injeção [Nakamura et al., 1978]

A.2 Controle de temperatura

Uma das características mais interessantes do diodo laser, no que concerne à física atômica, é a sua versatilidade em termos de sintonização. Normalmente, a sintonização grossa do comprimento de onda é feita por meio de variações na temperatura e uma mudança fina, através de ajustes da corrente de injeção, que se traduzem em mudanças de temperatura por causa do aquecimento Joule.

A figura A.2 (a) mostra uma curva típica da mudança do comprimento de onda como função da temperatura de um diodo laser e possui algumas características de destaque: (i) regiões contínuas caracterizadas por variações lineares de aproximadamente $\sim 0,06 \text{ nm K}^{-1}$, (ii) saltos de modo correspondentes ao espaçamento entre os modos longitudinais $\approx 0,35 \text{ nm}$, e (iii) uma variação global, incluindo saltos de modo, de $\sim 0,25 \text{ nm K}^{-1}$ [Camparo, 1985].

Figura A.2: (a) Comprimento de onda do laser como uma função da temperatura da sua carcaça [Wieman et al., 1991]. (b) Curva de ganho de um laser Fabry-Perot [Thorlabs Inc., 2016].

A curva $\lambda - T$ é melhor compreendida imaginando-se que o pente de modos longitudinais da cavidade está envolvido por uma certa curva de ganho $g(\lambda)$, como mostrado na figura A.2 (b). Dado que a emissão do laser não acontece até a corrente de injeção superar certo limiar, que em termos do ganho do meio, $g_{th} = \alpha_i + \alpha_m$, então, o comprimento de onda da emissão é definido pelo modo que primeiro supere esse limiar [Camparo, 1985, Thorlabs Inc., 2016].

Em lasers semicondutores de injeção, tanto o pente de modos como a curva de ganho dependem da temperatura. Assim, quando o modo do laser não tem ganho suficiente para superar o limiar, o comprimento de onda salta para o modo longitudinal cujo ganho o ultrapasse. Um modelo simples assume que o comprimento de onda do laser corresponde ao modo longitudinal mais próximo ao pico da curva de ganho. É importante notar que os saltos de modo produzem buracos de tamanho $\approx 0,35$ nm na curva $\lambda - T$, que normalmente podem ser evitados com escolhas adequadas de temperatura e corrente de injeção. Nas regiões contínuas da curva $\lambda - T$, uma variação de 1 mK produz aproximadamente um deslocamento de 30 MHz na frequência. Um esquema de estabilização de temperatura é necessário para evitar os efeitos das flutuações no ambiente, que podem degradar a estabilidade no comprimento de onda [Camparo, 1985].

Neste projeto foi utilizado um controlador de temperatura HTC3000 da Wavelength Electronics, que permite atingir a estabilidade nominal de até $0,0009^\circ\text{C}$ [Wavelength Electronics, 2011]. Como elemento ativo, usou-se um *peltier* e a medição da temperatura foi feita com um termistor de 5 K Ω .

O ECDL que finalmente foi usado para gerar o feixe de prova usou o diodo LD-0800-0150-1 S.N. eb040900-can02 da TOPTICA, o comprimento de onda desejado de 795 nm foi obtido ao redor de $9,5^\circ\text{C}$.

A.3 Operação monomodo e *feedback*

Há numerosos esquemas para implementar lasers de diodo com cavidade externa (ECDL), sendo que os lasers utilizados neste trabalho foram construídos na configuração Littrow. A figura A.3 (a) é uma representação esquemática da configuração Littrow e a figura A.3 (b) é uma vista superior de um dos laser fabricados.

Figura A.3: (a) Configuração Littrow [Thorlabs Inc., 2016]. (b) Fotografia de um dos lasers de cavidade externa construídos.

O elemento difrativo usado como seletor do comprimento de onda do *feedback* foi uma grade de difração holográfica de 1600 linhas/mm, junto com um piezoelétrico (PZT), que permite mudar o ângulo relativo entre a grade e o feixe que emerge do diodo.

Na configuração Littrow, a grade de difração é orientada tal que a primeira ordem de difração é refletida de volta no diodo. Esta luz que volta no laser é chamada de *feedback*. Assim, variações no ângulo da grade permitem escolher o *feedback* entre os diferentes modos da figura A.2 (b). A ordem zero é usada como saída do laser.

Quando a grade de difração, lentes de colimação e comprimento da cavidade são escolhidos tal que só um dos modos longitudinais estão na região ativa do diodo laser, o ECDL produz um espectro de emissão de única frequência, denominado laser monomodo. O espectro de emissão dos lasers monomodo utilizado, medido com uma cavidade Fabry-Perot de FSR=1 GHz, é mostrado na figura A.4. Por último deve ser mencionado que em varredura simultânea da corrente de injeção e do PZT podem ser atingidos até 20GHz de varredura em frequência sem salto de modo.

Figura A.4: Transmissão da cavidade Fabry-Perot em varredura: o pente indica que o laser é monomodo. Lembrando que o laser está sintonizado em $\lambda \approx 795\text{nm}$ e FSR= 1 GHz, estima-se que $\text{FSR}[\text{nm}] = \frac{\lambda^2[\text{nm}]^2 \text{FSR}[\text{GHz}]}{c[\text{nm GHz}]} \approx 0,002\text{nm}$.

Tentativa: MOPA como Feixe de Bombeio

A primeira tentativa realizada foi usar uma configuração de laser mestre [ou laser semente] e amplificador ótico como a descrita por [Paschotta, 2008]. Este tipo de arranjo é conhecido como Amplificador de Potência com Oscilador Mestre, ou simplesmente MOPA [Master Oscillator Power Amplifier]. Neste caso, usou-se como laser mestre o ECLD descrito no apêndice §A, e como amplificador ótico um chip de GaAlAs [Spectra Diode Labs, 1996] com região de ganho afunilada [Walpole, 1996].

Figura B.1: (a) Esquema do MOPA usado em [Wilson et al., 1998]. (b) Espectro que apresenta o piso da emissão espontânea do elemento de ganho que se estende por todo o domínio de sintonização do laser.

É importante destacar que o elemento de ganho faz parte de um laser diodo de cavidade externa SDL-8630 [Spectra Diode Labs, 1996], cuja configuração original era a Litrow e que foi modificado anteriormente no laboratório para funcionar como amplificador, o que incluiu a alteração da parte da ótica para modificar o formato do feixe de saída.

A figura B.1(a) apresenta o esquema de MOPA usado em [Wilson et al., 1998], que é similar ao utilizado neste trabalho, com a diferença de que não foi usado o AOM para modificar a frequência do feixe à entrada do amplificador.

Na figura B.1 (b) são mostrados os espectros de ruído base devido à amplificação da emissão

espontânea originada no elemento de ganho, para duas correntes de operação. Estes espectros se estendem por todo o domínio de sintonização do laser, sendo possível concluir que com essa configuração MOPA não será possível gerar o bombeio na linha D_1 do Rubídio. Assim, usou-se como bombeio o laser de Titânio-Safira da sala contígua.

Instrumentos de Medição e Parâmetros Experimentais

Neste apêndice, é condensada a informação técnica relevante sobre os instrumentos de medição usados nos experimentos descritos no corpo da dissertação. Também é apresentado um resumo dos valores dos diferentes parâmetros, fixos e de controle, usados em cada etapa da caracterização.

C.1 Instrumentos de Medição

Tabela C.1: Características e condições de operação dos instrumentos de medição.

Notação/Instrumento	Modelo/Fabricante	Precisão	Operação	Documentação
PM/Sensor Medidor de Potência	S121C/Thorlabs	$\pm 5 \%$	795nm	[Thorlabs Inc., 2017e]
DP/Fotodetector Amplificado InGaAs	PDA10CS/Thorlabs		40dB	[Thorlabs Inc., 2017d]
DC/Fotodetector Amplificado Si	PDA36A/Thorlabs		30dB	[Thorlabs Inc., 2017c]
BP/Medidor de Feixe	BP109-IR/Thorlabs	$1, 1 - 38 \mu\text{m}^{(a)}$		[Thorlabs Inc., 2017a]
WM	Laser Wave Meter 671	10^{-4} nm		[Bristol Instruments, 2016b]
/Medidor de Comprimento de Onda	/Bristol Instruments	[50MHz]		[Bristol Instruments, 2016a]

^(a) Para taxas de amostragem entre 1 – 20Hz.

C.2 Resumo de Parâmetros Experimentais

Tabela C.2: Parâmetros usados na caracterização. O parâmetro de controle é alterado e os demais permanecem fixos. Δ é a dessintonia do feixe de bombeio. I_B é a intensidade do campo de bombeio. I_{Pr} é a intensidade do campo de prova. T_{Rb} é a temperatura da célula de Rubídio. θ é o ângulo entre os feixes de prova e bombeio. T_{Lab} é a temperatura do laboratório durante a tomada de dados do experimento. Os raios $[1/e^2]$ das cinturas dos feixes de bombeio e prova na região de interação foram $R_B = (326 \pm 38)\mu m$ e $R_{Pr} = (187 \pm 38)\mu m$.

Parâmetro de Controle	Δ ($\pm 0,05$ GHz)	$I_B [\pm 5\%]$ (W/cm ²)	$I_{Pr} [\pm 5\%]$ (W/cm ²)	T_{Rb} (°C)	$\approx \theta$ ($\pm 0.01^\circ$)	T_{Lab} (°C)
Δ	$\Delta \in [-7; 6]$	33,6	0,12	$83,8 \pm 0,4$	0,12	$22,9 \pm 0,1$
I_B	0,78 0,92 1,08 1,19	$I_B \in [4, 7; 28, 0]$	0,05	$78,6 \pm 0,5$	0,08	$22,5 \pm 0,1$
I_{Pr}	1,11	30,0	$I_{Pr} \in [0,02; 0,42]$	$78,2 \pm 0,4$	0,08	$22,5 \pm 0,1$
T_{Rb}	1,11	29,7 42,3	0,17 0,14	$T_{Rb} \in [54; 110]$	0,08	$22,8 \pm 0,2$

C.3 Parâmetros Usados nos Reportes da Literatura

Tabela C.3: Principais parâmetros usados nos experimentos de 4WM em vapor de Rubídio na configuração duplo- Λ reportados na literatura. Onde: I_B e I_{Pr} são as intensidades dos campos de bombeio e de prova, T_{Rb} a temperatura da célula de rubídio. Em relação às características da célula de Rubídio L corresponde ao comprimento, e as abreviaturas seguintes são usadas para descrever a sua composição ou as características das faces: isotopicamente puro [IP: Isotopically Pure], abundância natural [NA: Natural Abundance], célula de Rubídio com ângulo de Brewster [BA: Rubidium Cell with Brewster's Angle] e tratamento antireflexo [AR-Coated]. Cada fila corresponde aos parâmetros usados para caracterizar a dependência com um certo parâmetro [PC] de controle da amplificação do campo anti-Stokes.

Experimentos de 4WM em vapor de Rubídio									
Referência	PC	Δ (GHz)	I_B (W/cm ²)	I_{Pr} (W/cm ²)	T_{Rb} (°C)	θ (°)	δ (MHz)	L (mm)	Célula
[Pooser et al., 2009b]	Δ	[0, 4; 1, 3]	120, 5	$\approx$ 0, 1	110	< 1	$\pm$ 2	12	NA
[McCormick et al., 2008]	Δ	[0, 5; 1, 4]	$\approx$ 120, 5	$\approx$ 0, 1	112	0, 3	$\approx$ 0	12, 5	⁸⁵ Rb: IP
[Glorieux, 2010]	Δ	[0; 2, 5]	325, 5	$\approx$ 0, 1	114	0, 29	10	50	⁸⁵ Rb: IP,BA
[Glorieux et al., 2010b]	Δ	[0; 2]	241, 1	$\approx$ [0; 0, 31]	114	0, 06	10	12, 5	⁸⁵ Rb
	I_B	$\approx$ [0; 301, 3]	[110; 126]						
	T_{Rb}	150, 7							
[Jasperse, 2010]	I_B	$\approx$ 0, 6 (a)	[32, 4; 144, 3]	0, 09	125 ^(b)	0, 4	6 [10; 50] ^(c)	12	⁸⁵ Rb: IP,AR
	T_{Rb}		182, 8	0, 02	[110; 134]				
[Zhang et al., 2015]	I_B	$\sim$ 1, 5	[13; 91]	0, 08	120 ^(d)	0, 26	$\approx$ 0	10	NA,BA ^(e)
	T_{Rb}		$\sim$ 129, 9		[105; 135]				
[Cao et al., 2017]	T_{Rb}	1, 2	$\sim$ 245, 5	$\sim$ 0, 04	[104; 128]	0, 57 ^(f)	8	12, 5	⁸⁵ Rb

(a) Na caracterização feita em [Jasperse, 2010] escolheu-se o valor de Δ que maximizasse o ganho. A partir da figura 5.13 (A) desta referência estima-se $\Delta = 0, 6$ GHz.

(b) Não indicado: assume-se o valor ótimo achado na figura 5.8 em [Jasperse, 2010].

(c) O arranjo experimental usado em [Jasperse, 2010] permite controle independente de δ , via modificação da frequência de operação de um Modulador Acusto-ótico [AOM: Acousto-optic Modulator]. Isto permite estudar a dependência do ganho com δ para diferentes intensidades do campo de bombeio, concluindo-se que o valor ótimo (ganho máximo) de $\delta(G_{M\acute{a}x}) \propto I_B$.

(d) Não indicado: assume-se o valor ótimo achado na figura 2 (b) em [Zhang et al., 2015].

(e) A célula está envolta por um metal tipo μ .

(f) O bombeio é cônico e o feixe de prova passa pelo eixo.

Bibliografia

- [Alcock et al., 1984] Alcock, C. B., Itkin, V. P., e Horrigan, M. K. (1984). Vapor pressure equations for the metallic elementd: 298–2500 K. *Canadian Metallurgical Quarterly*, 23(3):309–313. (citado na página 15.)
- [Alzetta et al., 1976] Alzetta, G., Gozzini, A., Moi, L., e Orriols, G. (1976). An Experimental Method for the Observation of R.F. Transitions and Laser Beat in Oriented Na Vapour. *Il Nouvo Cimento*, 36 B(1). (citado na página 1.)
- [Arimondo, 1996] Arimondo, E. (1996). Coherent Population Trapping in Laser Spectroscopy. *Progress In Optics*, XXXV. (citado na página 1.)
- [Armstrong et al., 1962] Armstrong, J. A., Bloembergen, N., Ducuing, J., e Pershan, P. S. (1962). Interactions Between Light Waves in a Nonlinear Dielectric. *Physical Review*, 127(6). (citado na página 4.)
- [Ashcroft e Mermin, 1976] Ashcroft, N. e Mermin, D. (1976). *Solid State Physics*. Thomsom Learning, Inc. (citado na página 20.)
- [ATG, 2017] ATG (2017). Atomic Collisions Group - University of Wisconsin. Energy level diagrams: rare gases, alkalis and molecules. University of Wisconsin. (citado na página 15.)
- [Bohr, 1935] Bohr, N. (1935). Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality be Considered Complete? *Phys. Rev.*, 48:696–702. (citado na página 1.)
- [Boller et al., 1991] Boller, K.-J., Imamoglu, A., e Harris, S. E. (1991). Observation of electromagnetically induced transparency. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2593–2596. (citado na página 1.)
- [Boyd, 2008] Boyd, R. W. (2008). *Nonlinear Optics*. Academic Press, third edition edition. ch. 1. (citado nas páginas 3, 4, 19, and 20.)
- [Boyer et al., 2008a] Boyer, V., Marino, A. M., e Lett, P. D. (2008a). Generation of Spatially Broadband Twin Beams for Quantum Imaging. *Phys. Rev. Lett.*, 100(143601). (citado na página 2.)
- [Boyer et al., 2009] Boyer, V., Marino, A. M., Pooser, R., e Lett, P. (2009). Entangling Light in its Spatial Degrees of Freedom with Four-Wave Mixing in an Atomic Vapor. *ChemPhysChem*, 10:755–760. (citado nas páginas 2 and 11.)
- [Boyer et al., 2008b] Boyer, V., Marino, A. M., Pooser, R. C., e Lett, P. (2008b). Entagled images from four-wave mixing. *Science*, 321. (citado nas páginas v, vi, 2, and 11.)
- [Bristol Instruments, 2016a] Bristol Instruments (2016a). *671 Series Features: operational features of the 671 Laser Wavelength Meter*. (citado na página 45.)
- [Bristol Instruments, 2016b] Bristol Instruments (2016b). *671 Series Laser Wavelength Meter - Data Sheet: technical specifications of the 671 Laser Wavelength Meter*. (citado na página 45.)
- [Camparo, 1985] Camparo, J. C. (1985). The diode laser in atomic physics. *Contemp. Phys.*, 26(5):443–477. (citado nas páginas 39, 40, and 41.)
- [Campopiano, 2013] Campopiano, D. d. M. F. (2013). Construção e Caracterização de um Laser Contínuo de Titânio-Safira. Master’s thesis, IFUSP. (citado na página 12.)

- [Cao et al., 2017] Cao, L., Du, J., Feng, J., Qin, Z., Marino, A. M., Kolobov, M. I., Jing, J., et al. (2017). Experimental observation of quantum correlations in four-wave mixing with a conical pump. *Optics Letters*, 42:1201–1204. (citado na página 47.)
- [Corzo et al., 2013] Corzo, N. V., Glorieux, Q., Marino, A. M., Clark, J. B., Glasser, R. T., e Lett, P. D. (2013). Rotation of the noise ellipse for squeezed vacuum light generated via four-wave mixing. *Phys. Rev. A*, 88(043836). (citado na página 2.)
- [da Cruz, 1999] da Cruz, L. S. (1998–1999). Estabilização de Lasers de Diodo para Experiências de Ótica Quântica e Não-Linear com Átoos Frios. Material interno do LMCAL. (citado na página 12.)
- [da Cruz, 2015] da Cruz, L. S. (2015). *Flutuações de campos eletromagnéticos interagindo com meios atômicos coerentemente preparados*. PhD thesis, IFUSP. (citado na página 12.)
- [D’Auria et al., 2010] D’Auria, V., de Lisso, C., Porzio, A., Solimeno, S., Anwar, J., e Paris, M. A. (2010). Non-Gaussian states produced by close-to-threshold optical parametric oscillators: Role of Classical and Quantum Fluctuations. *Phys. Rev. A*, 81(033846). (citado nas páginas 2 and 38.)
- [Dechoum et al., 2010] Dechoum, K., Hahn, M. D., Vallejos, R. O., e Khoury, A. Z. (2010). Semiclassical Wigner distribution for a two-mode entangled state generated by an optical parametric oscillator. *Phys. Rev. A*, 81:043834. (citado nas páginas 2 and 38.)
- [Dechoum et al., 2011] Dechoum, K., Marques, W. S., e Khoury, A. Z. (2011). Cauchy-Schwarz characterization of tripartite quantum correlations in an optical parametric oscillator. *Phys. Rev. A*, 83:063843. (citado nas páginas 2 and 38.)
- [Einstein et al., 1935] Einstein, A., Podolsky, B., e Rosen, N. (1935). Can Quantum-Mechanical Description of Physical Reality Be Considered Complete? *Physical Review*, 47. (citado na página 1.)
- [Fleischhauer et al., 2005] Fleischhauer, M., Imamoglu, A., e Marangos, J. (2005). Electromagnetically Induced Transparency: Optics in Coherent Media. *Reviews of Modern Physics*, 77. (citado na página 1.)
- [Foot, 2005] Foot, C. J. (2005). *Atomic Physics*. Oxford master series in atomic, optical and laser physics . Oxford University Press. ch. 1,8. (citado nas páginas 14 and 16.)
- [Fromm, 1970] Fromm, D. (1970). Spectral Radiance Between 0.42μ and 1.1μ of Rubidium and Cesium Vapor Arc Lamps as Function of Power Input Pressure. *Applied Optics*, 9(4):913–923. (citado na página 15.)
- [Glorieux, 2010] Glorieux, Q. (2010). *Etude Theorique et Experimentale des Correlations Quantiques Obtenues par Melange a Quatre Ondes dans une Vapeur Atomique*. PhD thesis, Laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques. (citado nas páginas 2, 3, 6, 23, 34, and 47.)
- [Glorieux et al., 2010a] Glorieux, Q., Dubessy, R., Guibal, S., Guidoni, L., Likforman, J.-P., e Coudreau, T. (2010a). Double- Λ microscopic model for entangled light generation by four-wave mixing. *Phys. Rev. A*, 82(033819). (citado na página 3.)
- [Glorieux et al., 2010b] Glorieux, Q., Guidoni, L., Guibal, S., Likforman, J.-P., Coudreau, T., et al. (2010b). Strong Quantum Correlations in Four Wave Mixing in ^{85}Rb Vapor. *Proceedings of SPIE*, 7727(772703). (citado nas páginas 2 and 47.)
- [González Arciniegas, 2013] González Arciniegas, C. A. (2013). Geração de estados não clássicos do campo eletromagnético através do processo de mistura de quatro ondas em meios atômicos. Master’s thesis, Instituto de Física Universidade de São Paulo. (citado na página 3.)
- [Greiner et al., 1997] Greiner, W., Neise, L., e Stöcker, H. (1997). *Thermodynamics and statistical mechanics*. Springer. (citado na página 15.)
- [Harris E., 1997] Harris E., S. (1997). Electromagnetically Induced Transparency. *Physics Today*, 50(7,36). (citado na página 1.)
- [Haynes, 2017] Haynes, W. M., editor (2016–2017). *CRC Handbook of Chemistry and Physics*. Taylor & Francis Group, Boca Raton, Florida, USA, 97th edition edition. (citado nas páginas 14 and 15.)

- [Jasperse, 2010] Jasperse, M. (2010). Relative Intensity Squeezing by Four-Wave Mixing in Rubidium. Master's thesis, School of Physics. The University of Melbourne. (citado nas páginas 3, 4, 8, 9, 10, and 47.)
- [Liu Chien et al., 2001] Liu Chien, Dutton Zachary, Behroozi Cyrus H., e Hau Lene Vestergaard (2001). Observation of coherent optical information storage in an atomic medium using halted light pulses. *Nature*, 409(6819):490–493. 10.1038/35054017. (citado na página 1.)
- [Loudon, 2000] Loudon, R. (2000). *The Quantum Theory of Light*. Oxford Science Publications. Oxford University Press. (citado na página 7.)
- [Marino et al., 2008] Marino, A. M., Boyer, V., e Lett, P. D. (2008). Violation of the Cauchy-Schwarz Inequality in the Macroscopic Regime. *Phys. Rev. Lett.*, 100(233601). (citado nas páginas 2 and 11.)
- [Marino et al., 2009] Marino, A. M., Pooser, R., Boyer, V., e Lett, P. (2009). Tunable delay of Einstein-Podolsky-Rosen entanglement. *Nature*, 457:859–862. (citado na página 2.)
- [McCormick et al., 2007] McCormick, C., Boyer, V., Arimondo, E., e Lett, P. (2007). Strong relative intensity squeezing by 4-wave mixing in Rb vapor. *Opt. Lett.*, 32(178). (citado nas páginas 2, 8, 11, and 38.)
- [McCormick et al., 2008] McCormick, C., Marino, A. M., Boyer, V., e Lett, P. D. (2008). Strong low-frequency quantum correlations from a four-wave mixing amplifier. *Phys. Rev. A*, 78(043816). (citado nas páginas 2 and 47.)
- [Melles Griot, 2009] Melles Griot, C. (2009). *Tutorial: Gaussian Beam Optics*. . (citado na página 19.)
- [Mills, 1991] Mills, D. L. (1991). *Nonlinear Optics: Basic Concepts*. Springer-Verlag. (citado na página 4.)
- [Nakamura et al., 1978] Nakamura, M., Aiki, K., Chinone, N., Ito, R., Umeda, J., et al. (1978). Longitudinal-mode behaviours of mode-stabilized $\text{Al}_x\text{-Ga}_{1-x}\text{-As}$ injection lasers. *J. Appl. Phys.*, 49(9). (citado na página 40.)
- [New Focus, 2007] New Focus (2007). *User's guide, 6000 Vortex Series, Tunable Diode Laser*. New Focus. Smart Optics for Networks. (citado na página 11.)
- [Olson e Mayer, 2009] Olson, A. e Mayer, S. (2009). Electromagnetically Induced Transparency in Rubidium. *Am. J. Phys.*, 77(2):116–121. (citado na página 1.)
- [Paschotta, 2008] Paschotta, R. (2008). Master oscillator power amplifier. Em *Encyclopedia of Laser Physics and Technology Vol 1*. Wiley-VCH, october edition. (citado na página 43.)
- [Pessoa Jr., 2006] Pessoa Jr., O. (2006). Mapa das intetpretações da teoria quântica . Em Martins, R., Boido, G., e & Rodríguez (orgs.), V., editores, *Física: Estudos Filosóficos e Históricos*, pgs. p. 119–52. AFHIC. (citado na página 1.)
- [Pooser et al., 2008] Pooser, R. C., Boyer, V., Marino, A. M., Lett, P. D., et al. (2008). Squeezed light and entangled images from four-wave-mixing in hot rubidium vapor. Em Meyers, R., Shih, Y., e Deacon, K., editores, *Quantum Communications and Quantum Imaging VI*, volume 70920G-1. (citado na página 2.)
- [Pooser et al., 2009a] Pooser, R. C., Marino, A. M., Boyer, V., Jones, K. M., Lett, P. D., et al. (2009a). Low-Noise Amplification of a Continuous-Variable Quantum State. *Phys. Rev. Lett.*, 103(010501). (citado na página 2.)
- [Pooser et al., 2009b] Pooser, R. C., Marino, A. M., Boyer, V., Jones, K. M., Lett, P. D., et al. (2009b). Quantum correlated light beams from non-degenerate four-wave mixing in an atomic vapor: the D1 and D2 lines of ^{85}Rb and ^{87}Rb . *Optics Express*, 17(19). (citado nas páginas 2, 11, and 47.)
- [Scheuer et al., 2005] Scheuer, J., Paloczi, G. T., Poon, J. K. S., e Yariv, A. (2005). Coupled Resonator Optical Waveguides: Toward the Slowing and Storage of Light. *Opt. Photon. News*, 16(2):36–40. (citado na página 1.)
- [Scully et al., 1997] Scully, M. O., Zubairy, M. S., et al. (1997). *Quantum Optics*. Cambridge University Press. (citado nas páginas 1, 3, 4, 5, 7, and 9.)
- [Siegman, 1986] Siegman, A. (1986). *LASERS*. university science books. ch. 1–7. (citado na página 16.)
- [Slusher et al., 1985a] Slusher, R. E., Hollberg, L., Yurke, B., Mertz, J. C., e Valley, J. F. (1985a). Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 55(22). (citado na página 2.)

- [Slusher et al., 1985b] Slusher, R. E., Hollberg, L., Yurke, B., Mertz, J. C., e Valley, J. F. (1985b). Squeezed states in optical cavities: A spontaneous-emission-noise limit. *Phys. Rev. A*, 21(5). (citado na página 2.)
- [Slusher et al., 1987] Slusher, R. E., Yurke, B., Grangier, P., LaPorta, A., Walls, D. F., e Reid, M. (1987). Squeezed light generation by four-wave mixing near an atomic transition. *J. Opt. Soc. Am. B*, 4(10):1453–1464. (citado na página 2.)
- [Spectra Diode Labs, 1996] Spectra Diode Labs (1996). *SDL-7630/8630, Tunable 0.5W CW External Cavity Laser Diode*. (citado na página 43.)
- [Steck, 2003] Steck, D. A. (2003). Rubidium 87 D Line Data. Technical report, Los Alamos National Laboratory. (citado nas páginas 14 and 15.)
- [Steck, 2013] Steck, D. A. (2013). Rubidium 85 D Line Data. Technical report, Los Alamos National Laboratory. (citado nas páginas 14, 15, 16, 17, and 18.)
- [Styer et al., 2002] Styer, D. F., Balkin, M. S., Becker, K. M., Burns, M. R., Dudley, C. E., Forth, S. T., Gaumer, J. S., Kramer, M. A., Oertel, D. C., Park, L. H., Rinkoski, M. T., Smith, C. T., e Wotherspoon, T. D. (2002). Nine formulations of quantum mechanics. *Am. J. Phys.*, 70(3). (citado na página 1.)
- [Thorlabs Inc., 2006] Thorlabs Inc. (2006). *Guide to Connectorization and Polishing Optical Fibers*. (citado na página 14.)
- [Thorlabs Inc., 2016] Thorlabs Inc. (2016). *External cavity diode lasers: tunable wavelength and narrow linewidth. Tutorial*. (citado nas páginas 40 and 41.)
- [Thorlabs Inc., 2017a] Thorlabs Inc. (2017a). *Beam Characterization: Beam Profilers. Thorlabs Catalog*. (citado na página 45.)
- [Thorlabs Inc., 2017b] Thorlabs Inc. (2017b). Conectores de Fibra FC/APC: Mono Modo. (citado na página 14.)
- [Thorlabs Inc., 2017c] Thorlabs Inc. (2017c). *Fotodetectores Amplificados com Transimpedância Si. Catálogo de Produtos*. (citado na página 45.)
- [Thorlabs Inc., 2017d] Thorlabs Inc. (2017d). *Fotodetectores Amplificados de Transimpedância InGaAs. Catálogo de Produtos*. (citado na página 45.)
- [Thorlabs Inc., 2017e] Thorlabs Inc. (2017e). *Sensores Fotodiodo de Potência (Série C). Catálogo de Produtos*. (citado na página 45.)
- [Vestergaard et al., 1999] Vestergaard, H. L., E., H. S., Zachary, D., e H., B. C. (1999). Light speed reduction to 17 metres per second in an ultracold atomic gas. *Nature*, 397(6720):594–598. 10.1038/17561. (citado na página 1.)
- [Walls, 2007] Walls, D. F. (2007). *Quantum optics*. Springer-Verlag. (citado na página 7.)
- [Walpole, 1996] Walpole, J. N. (1996). Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions. *Optical and Quantum Electronics*, 28:623–645. (citado na página 43.)
- [Wavelength Electronics, 2011] Wavelength Electronics (2011). *Temperature controllers HTC 3000 Series*. (citado na página 41.)
- [Wieman et al., 1991] Wieman, C. E., Hollberg, L., et al. (1991). Using diode lasers for atomic physics. *Rev. Sci. Instrum.*, 62(1). (citado na página 40.)
- [Wilson et al., 1998] Wilson, A. C., Sharpe, J. C., McKenzie, C. R., Manson, P. J., e Warrington, D. M. (1998). Narrow-linewidth master-oscillator power amplifier based on a semiconductor tapered amplifier. *Applied Optics*, 37(21):4871–4875. (citado na página 43.)
- [Zeilinger, 1999] Zeilinger, A. (1999). A Foundational Principle for Quantum Mechanics. *Foundations of Physics* 29, 29:631–43. (citado na página 1.)
- [Zhang et al., 2015] Zhang, Z., Wen Feng, Che Junling, Zhang Dan, Li Changbiao, Zhang Yanpeng, Xiao Min, et al. (2015). Dressed Gain from the Parametrically Amplified Four-Wave Mixing Process in an Atomic Vapor. *Scientific Reports*, 5:15058. (citado nas páginas 2 and 47.)
- [Zurek e Wheeler, 1983] Zurek, W. H. e Wheeler, J. A., editores (1983). *Quantum Theory and Measurement*. Princeton Series in Physics. Princeton University Press. (citado na página 1.)