UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTTO DE FÍSICA

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
1606
ex. 1
INSTITUTO DE FÍSICA

"REAÇÕES PERIFÉRICAS INDUZIDAS POR IONS DE $^{16,18}O$ INCIDINDO EM NÚCLEOS DE ^{92}Zr"

SBI-IFUSP
305M810T1606

Solange de Barros

Emi Marcia Takagui

Tese de Doutoramento apresentada ao Instituto de Física da U.S.P.

SÃO PAULO

1989

539.722
T136r
Ex.1
730616

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Takagui, Emi Marcia
Reações periféricas induzidas por íons de $^{16,18}O$ incidindo em núcleos de ^{92}Zr. São Paulo, 1989.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Olacio Dietzsch

Unitermos: 1.Interferência nuclear-coulombiana; 2.Reações com íons pesados em energias próximas da barreira coulombiana; 3.Espalhamento elástico e inelástico nas vizinhanças da barreira coulombiana.

USP/IF/SBI - 61/89

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTTO DE FÍSICA

"REAÇÕES PERIFÉRICAS INDUZIDAS POR IONS DE $^{16,18}O$ INCIDINDO EM NÚCLEOS DE ^{92}Zr" †

Emi Marcia Takagui

Tese de Doutoramento apresentada
ao Instituto de Física da U.S.P.

SÃO PAULO
1989

† trabalho parcialmente financiado por CNPq, FAPESP e FINEP

Resumo

Foram medidas distribuições angulares e funções de excitação do espalhamento de íons de ^{16}O e ^{18}O por ^{92}Zr a energias incidentes em torno da barreira Coulombiana, visando estudar a interferência nuclear-Coulombiana na excitação inelástica dos estados 2^+ (0.934 MeV), 2_2^+ (1.847 MeV) e 3^- (2.340 MeV) do ^{92}Zr, bem como na excitação do estado 2^+ (1.982 MeV) do ^{18}O. Além do espalhamento elástico e dos inelásticos, foram também observadas as reações (^{16}O, ^{15}N) e (^{18}O, ^{17}O), com intensidades comparáveis às das transições inelásticas. Foram obtidas distribuições angulares e funções de excitação também para estas reações. Os resultados experimentais foram analisados com cálculos utilizando a aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA) e com o formalismo de canais acoplados. A análise das distribuições angulares mostra que o padrão da interferência nuclear-Coulombiana na excitação do estado 2^+ do ^{92}Zr, tanto por ^{16}O como por ^{18}O, somente pôde ser reproduzida introduzindo um forte termo de reorientação nuclear, e ao mesmo tempo uma intensidade de transição nuclear muito maior do que o que seria esperado dos valores de B(E2). A introdução de reorientação no estado 3^- também permitiu melhor ajuste à distribuição angular deste estado. A análise da função de excitação do estado 2^+ do ^{92}Zr mostra que, para ajustar a região da interferência nuclear-Coulombiana, é necessário introduzir um termo de acoplamento dependente da energia incidente. Para as reações de transferência, foi obtido um ajuste muito bom, com DWBA, para a reação (^{16}O,^{15}N). Para a reação (^{18}O,^{17}O), entretanto, encontrou-se grande discrepância entre os cálculos DWBA e os dados experimentais. São discutidas as possíveis origens de tais comportamentos fora dos "padrões tradicionais".

Abstract

Angular distributions and excitation functions for the elastic and inelastic scattering of $^{16,18}O$ by ^{92}Zr were measured at energies in the vicinity of the Coulomb barrier, in order to study the Coulomb-nuclear interference in the excitation of the 2^+ (0.934 MeV), 2_2^+ (1.847 MeV) and 3^- (2.340 MeV) states of ^{92}Zr, as well as in the excitation of the 2^+ (1.982 MeV) state of ^{18}O. Besides the elastic and inelastic scattering, the transfer reactions (^{16}O, ^{15}N) and (^{18}O, ^{17}O) were also observed, with intensities comparable to the inelastic excitations. Angular distributions and excitation functions were thus obtained for these reactions as well. The experimental results were analized with DWBA and coupled channels calculations. The results from the analysis of the angular distributions show that the Coulomb-nuclear interference pattern in the $^{92}Zr(2^+)$ excitation, both by ^{16}O and ^{18}O, could only be reproduced by introducing a strong nuclear reorientation term, and at the same time a nuclear transition coupling much stronger than what would be expected from the B(E2) values. The introduction of a nuclear reorientation term in the 3^- excitation also lended to a better fit in the 3^- angular distribution. The results of the analysis of the $Zr(2^+)$ excitation function shows that it is necessary to introduce an energy dependent coupling term in order to fit the Coulomb-nuclear interference pattern. For the transfer reactions, it was seen that DWBA can describe very well the (^{16}O,^{15}N) angular distribution. For the (^{18}O,^{17}O) reaction, however, great discrepancies were found between the DWBA calculations and the experimental data. The possible origins of such "uncommon" behaviour are discussed.

Considerações Iniciais

A realização deste trabalho foi, ao longo de suas várias fases, cercada de condições adversas. Agora, finalmente, é possível apresentá-lo. Não o seria se não tivesse contado com a colaboração de colegas, em sua maioria não titulados mas nem por isso dependentes, na resolução dos inúmeros pequenos grandes problemas experimentais durante a realização das medidas. O apoio de colegas na fase de realização de cálculos de análise de dados também foi essencial.

E, é claro, não teria tido condições de realizar este trabalho não fosse a existência de toda uma infra-estrutura desenvolvida dentro de nosso grupo de pesquisas, competentemente liderado por Olacio Dietzsch. Foi com sua competência, obstinação e trabalho árduo que hoje dispomos de uma câmara de espalhamento refrigerada e de um espectrógrafo magnético instrumentados para a realização de nossos experimentos de Física Nuclear. E não é somente isto. O Olacio é dono de um amplo conhecimento de Física, Física Nuclear e Física Experimental (cito apenas o que circunda a minha atividade científica diária), e é extremamente enriquecedora qualquer discussão de Física com ele. Ao Olacio sou especialmente grata não somente por ter tornado possível a realização deste trabalho, como por todas as

proveitosas discussões e sugestões e também pelo apoio profissional e incentivo que sempre recebi. Enfim, é difícil resumir em poucas palavras a importância do Olacio no desenvolvimento deste trabalho e de minha vida científica e profissional. Sem mencionar a importante dose de solidariedade e companheirismo que me permitiram arranjar forças para superar as adversidades.

Para a realização da parte experimental deste trabalho, foi também imprescindível a colaboração de Kiyomi Koide, Hélio Takai e Antonio Bairrio Nuevo Jr. A eles sou grata não somente por terem sido eles juntamente com o Olacio a desenvolver, construir, testar e tornar operacionais os detectores sensíveis à posição utilizados em nosso trabalho, como também pela sua participação decisiva durante a realização das medidas. Sua grande experiência e dinamismo em questões experimentais foram de infinita valia. Com o Hélio discuti também aspectos da redução de dados multiparamétricos.

Na análise dos dados, Ray Satchler, do Laboratório Nacional de Oak Ridge, foi de importância fundamental. Há vários meses vimos colaborando efetiva e intensamente na solução de um problema que se nos afigurava "anômalo". O Ray, com toda a sua alta atividade científica de reconhecido mérito, é também dono de infinita paciência e disposição a ouvir, comentar ou sugerir. A ele sou especialmente grata por toda a sua imensurável contribuição.

Além do Olácio, Kiyomi, Hélio e Bairrio, participaram também dos esforços de tomada de dados, com muito empenho e força de vontade, Antônio Francisco Monteiro, José Geraldo Pacheco, Luiz Carlos Gomes, Marcos de Souza Mansueto e Suzana Salém Vasconcelos.

Carlos Yokoi e Sílvio Salinas, demonstrando compreensão e apoio ao nosso trabalho, permitiram criar condições para que se concretizassem os cálculos longos e complexos que necessitávamos realizar. A eles sou reconhecida.

Nelson Canzian da Silva e Sandro Mendes Sini colaboraram com os trabalhos finais de digitação e edição desta tese. E Manoel Tiago Freitas da Cruz me deu todo o apoio e compreensão nesta fase de término do trabalho de tese, em que me foi impossível participar, com a contribuição desejada, das reuniões e divisão de tarefas do curso que ministramos e do qual é coordenador.

Agradeço também a Carlos Roberto Marques e João Carlos Terassi, que realizaram boa parte dos desenhos deste trabalho com capricho e eficiência.

Este trabalho envolveu a participação de muitas pessoas e seria impossível mencioná-las todas. Agradeço a todos que de uma forma ou outra contribuiram para a sua realização.

Índice

Introdução 1

1. Aspectos Teóricos dos Espalhamentos Elástico e Inelástico 5

1.1 Modelo Optico para o Espalhamento Elástico 6

1.2 Alguns aspectos da Teoria do Espalhamento e métodos do Espalhamento Inelástico 15

1.3 Fatores de Forma nos modelos coletivos para o Espalhamento Inelástico 28

1.4 Efeitos de Reorientação 39

2. Arranjo Experimental 42

2.1 Os Feixes 43

2.2 Os Alvos 45

2.3 Os arranjos experimentais e a detecção das partículas 49

2.3.1 A Câmara de Espalhamento 52

2.3.2 O Espectrógrafo Magnético 60

2.3.3 Os Detectores a Gás sensíveis à posição 67

2.3.4 A Identificação de partículas de massas próximas 76

3. Dados obtidos 79

3.1 Espectros obtidos na Câmara de Espalhamento 80

3.2 Espectros obtidos no Espectrógrafo Magnético 90

3.3 Distribuição dos estados de carga no Espectrógrafo Magnético 105

3.4 Seções de choque absolutas 111

4. Resultados Experimentais e Análise 117

4.1 Os espalhamentos elástico e inelástico de ^{16}O por ^{92}Zr 118

4.1.1 Parâmetros do Modelo Optico 118

4.1.2 Análise das Distribuições Angulares 127

4.1.3 Análise das Funções de Excitação 161

4.2 Os espalhamentos elástico e inelástico de ^{18}O por ^{92}Zr 165

4.2.1 Parâmetros do Modelo Optico 166

4.2.4 Análise das Distribuições Angulares 169

4.3 As reações de transferência 173

4.3.1 A reação $^{92}Zr(^{16}O,^{15}N)^{93}Nb$ 174

4.3.2 A reação $^{92}Zr(^{18}O,^{17}O)^{93}Zr$ 176

Discussão e Conclusões 180

Apêndice A Distribuição dos estados de carga de íons de Oxigênio atravessando um meio material 184

Referências 192

Introdução

Colisões entre íons pesados a baixas energias (em torno da barreira Coulômbiana) oferecem múltiplas vantagens para o estudo da estrutura do núcleo e de mecanismos de reações nucleares. Com baixa probabilidade de superposição entre os núcleos interagentes, as reações se restringem à superfície nuclear. Informações mais detalhadas sobre a distribuição da matéria nuclear e do potencial de interação nesta região podem ser extraídas, particularmente, do estudo do espalhamento inelástico e de reações de transferência de alguns nucleons. O estudo dos vários processos periféricos, como espalhamento elástico, espalhamento inelástico e reações de transferência, é importante pois estes processos provam regiões diferentes da interação íon-íon, e juntos fornecem um quadro geral para uma melhor compreensão dos mecanismos de reação.

O espalhamento elástico é o processo básico em qualquer colisão, e o entendimento completo do mesmo é pré-requisito para a descrição de processos não elásticos. Como ferramenta prática, o estudo do espalhamento elástico nos fornece informações sobre as propriedades globais da interação entre os núcleos, como raio de interação, difusividade superficial, momento angular crítico, etc., necessárias, seja na forma de funções de onda, seja na forma

de elementos de matriz de espalhamento, à descrição de processos quasi-elásticos.

O campo de estudos do espalhamento inelástico se conecta intimamente com outras áreas da Física de Íons Pesados, como espalhamento elástico, reações de transferência, fenômenos de ressonância e reações de fusão. A teoria do espalhamento inelástico é relativamente simples comparada com reações de rearranjo, e o estudo experimental deste espalhamento fornece um importante teste entre teoria e experiência. Além disso, a competição e interferência entre os processos de excitação Coulombiana e nuclear permite estudar a interação nuclear entre íons pesados, que é sensível à estrutura dos mesmos.

Embora em muitos casos a interferência nuclear-Coulombiana no espalhamento inelástico tenha sido razoavelmente bem descrita por cálculos utilizando a aproximação de Born com ondas distorcidas, ou o formalismo de canais acoplados, com o fator de forma coletivo tradicional, outros casos tem sido observados em que estas descrições não conseguem reproduzir os dados experimentais (v. e.g. Re75, Vi76, Hi76, Es79). A característica principal desta "anomalia" é que as seções de choque calculadas apresentam um padrão de interferência deslocado, de alguns graus, para ângulos maiores em relação aos dados experimentais. Várias propostas foram apresentadas, desde a inclusão de amplitudes de transferência de nucleons (Lo76, Lo77, Lo78), à utilização de fatores de forma semi-

microscópicos de um "caroço" nuclear acoplado a nucleons de valência (La81, Uh83, Li83). O assunto continua sob intensa investigação, agora em contexto mais amplo onde se procura uma descrição unificada para o espalhamento elástico, inelástico e reações de transferência (v. e.g. Th85, Li87, Th88). Estas investigações vieram a se juntar recentemente (Th89) à investigação da "anomalia de limiar" observada em reações com íons pesados na região da barreira Coulombiana.

Esta "anomalia de limiar" foi inicialmente (Ba84, Li85) evidenciada por um comportamento "anômalo" na parte real do potencial optico a energias incidentes decrescentes em direção à barreira Coulombiana, com potenciais exibindo maior atração concomitantemente com a diminuição da absorção. Posteriormente interpretada em termos de relações de dispersão (Na85, Fu85, Ma86), aplicáveis também ao potencial de interação em espalhamentos não-elásticos (Sa87b), esta "anomalia" no potencial optico está sendo investigada (Th89) no contexto de acoplamentos explícitos com canais não elásticos.

O presente trabalho estuda os processos periféricos induzidos por íons de $^{16,18}O$ de baixa energia (em torno da barreira Coulombiana) incidindo em ^{92}Zr, visando uma melhor compreensão dos fenômenos envolvidos nestas interações, bem como a extração de informações sobre a estrutura do ^{92}Zr. O núcleo de Zr foi escolhido por ser um elemento com vários isótopos estáveis, possibilitando um estudo comparativo do efeito da adição de neutrons na

estrutura do Zr e da influência desta estrutura nos mecanismos de reação.

Foram medidas distribuições angulares nos sistemas $^{16}O + ^{92}Zr$ e $^{18}O + ^{92}Zr$, e funções de excitação a ângulos traseiros no sistema $^{16}O + ^{92}Zr$. Os aspectos teóricos relevantes para a interpretação e análise dos resultados experimentais são discutidos no capítulo 1. No capítulo 2 são descritos os arranjos experimentais utilizados, e no capítulo 3 são apresentados os dados obtidos e os métodos de tratamento de dados empregados. No capítulo 4 são exibidos os resultados da análise dos dados utilizando cálculos com a aproximação de Born com ondas distorcidas e com o formalismo de canais acoplados. E na parte final, são resumidos e discutidos os resultados obtidos.

Capítulo 1

Aspectos Teóricos dos Espalhamentos Elástico e Inelástico

Neste capítulo são abordados alguns aspectos da teoria dos espalhamentos elástico e inelástico ligados à interpretação e análise dos resultados do presente trabalho.

1.1 Modelo Optico para o Espalhamento Elástico

O modelo optico caracteriza a interação de dois núcleos através de uma interação *efetiva*, em que o complicado problema de muitos corpos é substituído pela interação de duas partículas através de um potencial, o potencial optico. Tem sido utilizado, com sucesso, na descrição do espalhamento elástico. Além disso, as funções de onda do movimento relativo dos núcleos em colisão, determinadas com os potenciais opticos, são ingredientes essenciais para o cálculo de reações diretas, tais como reações de transferência e espalhamentos inelásticos.

Neste modelo, o potencial de interação nuclear deve ser complexo, sendo que a parte real representa a interação média entre os núcleos colidentes, e a parte imaginária representa a perda de fluxo do canal elástico para outros canais de reação.

Estes potenciais podem ser determinados: (i) a partir das interações nucleon-nucleon entre os pares colidentes ou (ii) admitindo uma forma conveniente e

ajustando os seus parâmetros de forma a descrever adequadamente os dados do espalhamento elástico considerado.

Potenciais de "Folding Model"

No primeiro caso acima mencionado, um procedimento que tem sido bastante utilizado consiste em "somar" as interações nucleon-nucleon de todos os constituintes, através de uma convolução da interação nucleon-nucleon com as densidades nucleares. É o chamado "folding model", e os potenciais são os "folded potentials" (Sa79, Sa83). Para os "double-folded potentials", tem-se:

$$U_F(\vec{r}_\alpha) = \iint \rho_A(\vec{r}_1)\rho_a(\vec{r}_2)\, v(r_{12})\, d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \qquad (1.1)$$

onde $\vec{r}_\alpha$ é o vetor de posição do centro de $\underline{A}$ até o centro de $\underline{a}$, $\vec{r}_1$ é o vetor de posição do nucleon em $\underline{A}$ em relação a seu centro, $\vec{r}_2$ é o vetor de posição do nucleon em $\underline{a}$ em relação a seu centro, r_{12} é a distância entre o nucleon em $\underline{A}$ e o nucleon em $\underline{a}$, $\rho_i(\vec{r})$ é a distribuição dos nucleons no estado fundamental do núcleo i, e $v(r_{12})$ é a interação nucleon-nucleon.

Neste modelo de "folding", as *distribuições de densidade nuclear* podem ser obtidas de cálculos de Hartree-Fock, a partir de orbitais do modelo de camadas, ou podem ter formas fenomenológicas. A *interação nucleon-nucleon* pode

ou não ser dependente da densidade, pode provir de uma aproximação fenomenológica ou de uma aproximação mais "realística", i.e., em que se faz alguma tentativa de relacioná-la a propriedades conhecidas do espalhamento nucleon-nucleon. De qualquer forma, parâmetros existem que podem ser ajustados de acordo com os dados experimentais.

Deve-se lembrar ainda que o potencial *optico* é complexo, e as interações nucleon-nucleon usadas nos "folded potentials" são em geral reais. Usualmente utiliza-se uma forma fenomenológica para a parte imaginária. Assim, não é que os "folded potentials" sejam melhores que os potenciais mais fenomenológicos por terem menos parâmetros a serem ajustados. Mas sim, por permitirem, de uma forma direta, a introdução de vínculos, tanto de hipóteses teóricas, como de dados experimentais, e.g. espalhamento de electrons, e com isto testar tais hipóteses teóricas ou obter novas informações físicas.

Potenciais Fenomenológicos

No caso dos potenciais opticos mais fenomenológicos, escolhe-se uma parametrização conveniente para a forma dos potenciais, e ajustam-se os valores dos parâmetros de maneira a descrever adequadamente os dados experimentais. Uma das formas que tem sido bastante utilizada para a parte nuclear é a de Woods-Saxon:

$$\mathrm{Re}\ U(r) = -V\ f_V(r), \tag{1.2}$$

$$\mathrm{Im}\ U(r) = -W\ f_W(r), \tag{1.3}$$

$$f_i(r) = [1 + \exp(x_i)]^{-1}, \tag{1.4}$$

$$x_i = (r-R_i)/a_i, \tag{1.5}$$

onde V e W são, respectivamente, as profundidades das partes real e imaginária, R_i, $i=V,W$, são, respectivamente, os raios das partes real e imaginária, e a_i, $i=V,W$, as difusividades das partes real e imaginária, respectivamente. Usualmente, no caso de espalhamento de íons pesados, ${}^{a}x_1+{}^{A}x_2$,

$$R_i = r_i\ (A^{1/3}+a^{1/3}), \tag{1.6}$$

onde r_i, $i=V,W$, são os parâmetros de raio.

A parte imaginária dada por (1.3) é chamada de absorção "de volume". Mas muitas vezes, quando se tem um aumento de absorção na superfície, usa-se uma forma chamada de absorção "de superfície", dada por:

$$\mathrm{Im}\ U(r) = 4W_D\ df_D(r)/dr, \tag{1.7}$$

ou a soma dos termos "de volume" e "de superfície". O termo de superfície apresenta um pico em $r=R_D$, e o fator 4 é introduzido apenas para se ter um valor de pico de $-W_D$.

A parte real é também, muitas vezes, parametrizada como:

$$\text{Re } U(r) = -V\,[f_V(r)]^{\nu}, \qquad (1.8)$$

com ν=2 sendo bastante usada.

Potencial Coulombiano

A parte Coulombiana dos potenciais opticos pode ser obtida por convolução da interação carga-carga com as distribuições de densidade de carga ("folded Coulomb potential"), dada por (1.1) com $v(r_{12})$ expressa como $1/r_{12}$ e com as densidades ρ sendo as densidades de carga, usualmente obtidas de medidas como espalhamento de electrons.

Também se usa, muitas vezes, o potencial entre uma carga puntiforme $Z_a e$ e uma carga $Z_A e$ uniformemente distribuída numa esfera de R_C:

$$\begin{aligned} U_C(r) &= \frac{Z_a Z_A e^2}{r}, && r \geq R_C \\ &= \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_C}\left(3 - \frac{r^2}{R_C^2}\right), && r \leq R_C, \end{aligned} \qquad (1.9)$$

com $R_C = r_C\,(A^{1/3}+a^{1/3})$.

Ambiguidades

Quando são utilizados os potenciais mais fenomenológicos para descrever o espalhameento elástico, muitas vezes se encontram várias "famílias" que produzem o mesmo espalhamento. Das várias ambiguidades conhecidas, há uma que merece ser mencionada e que se manifesta em situações de forte absorção: é a ambiguidade contínua de Igo (Ig59). Nestas situações, o espalhamento é sensível apenas à região superficial dos núcleos, ou seja, à "cauda" do potencial. Assim, potenciais com diferentes parâmetros mas equivalentes nesta região produzem o mesmo espalhamento. Por exemplo, os potenciais de Woods-Saxon (1.2) e (1.3) reduzem-se a simples exponenciais quando $(r-R) \gg a$:

$$\begin{aligned} \text{Re } U(r) &\rightarrow -[V \exp(R_V/a_V)] \exp(-r/a_V), \\ \text{Im } U(r) &\rightarrow -[W \exp(R_W/a_W)] \exp(-r/a_W). \end{aligned} \qquad (1.10)$$

Desta forma, para valores dados de a_V e a_W, quaisquer pares (V,r_V) e (W,r_W) que dêem o mesmo valor para as grandezas entre colchetes darão o mesmo potencial em $(r-R)\gg a$. Como V, r_V, W e r_W podem variar continuamente, a ambiguidade é dita contínua.

Dependência com a energia

A dependência dos potenciais opticos com a energia de bombardeio já foi objeto de análises sistemáticas de dados de espalhamento com íons leves há várias décadas, sendo já esperada como um reflexo de efeitos de não-localidade quando se utilizam potenciais locais equivalentes (Pe62). Se esta dependência fosse toda atribuída à não-localidade, esta teria um "alcance" de ~1 fm (Sa83).

Para o espalhamento de íons pesados, por outro lado, não se observara, até recentemente, praticamente qualquer dependência com a energia, resultado este demonstrado (Ja74) como plausível utilizando o "folding model" para relacionar o potencial local no sistema a+A com um potencial não-local no sistema nucleon+A (Sa83).

Anomalia de Limiar ("Threshold Anomaly")

Medidas mais recentes (Ba84, Li85, Fu85) do espalhamento de íons pesados em energias nas vizinhanças da barreira Coulombiana evidenciaram, entretanto, uma forte dependência com a energia, e um comportamento "anômalo" para a parte real do potencial optico: enquanto a parte imaginária sofre uma diminuição de intensidade com o decréscimo da energia (mais e mais canais de reação sendo fechados pela barreira Coulombiana), a parte real se torna mais atrativa.

Relações de Dispersão

O comportamento "anômalo" observado nos potenciais opticos do espalhamento de íons pesados nas proximidades da barreira Coulombiana ("threshold anomaly") é hoje atribuído a uma relação de dispersão (Na85, Ma86) conectando a parte real e a parte imaginária dos potenciais opticos. Seja:

$$U(E) = V(E) + i W(E), \qquad (1.11)$$

com

$$V(E) = V_0 + \Delta V(E), \qquad (1.12)$$

onde V_0 contém apenas eventuais dependências espúrias com a energia, como as devidas a efeitos de não-localidade, e ΔV é o termo dispersivo. A relação de dispersão é expressa como:

$$\Delta V(E) = \frac{P}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{W(E')}{E'-E} dE', \qquad (1.13)$$

onde P denota valor principal. Entende-se portanto que esta relação de dispersão aplica-se à dependência *intrínseca* dos potenciais opticos com a energia. Na Fig. 1.1 (extraída da referência Na85) é exibido um exemplo da aplicação da relação de dispersão aos dados de $^{16}O + ^{208}Pb$, de Lilley et al. (Li85).

A anomalia de limiar nada mais é que uma expressão dos efeitos de acoplamento (reais ou "virtuais") com canais

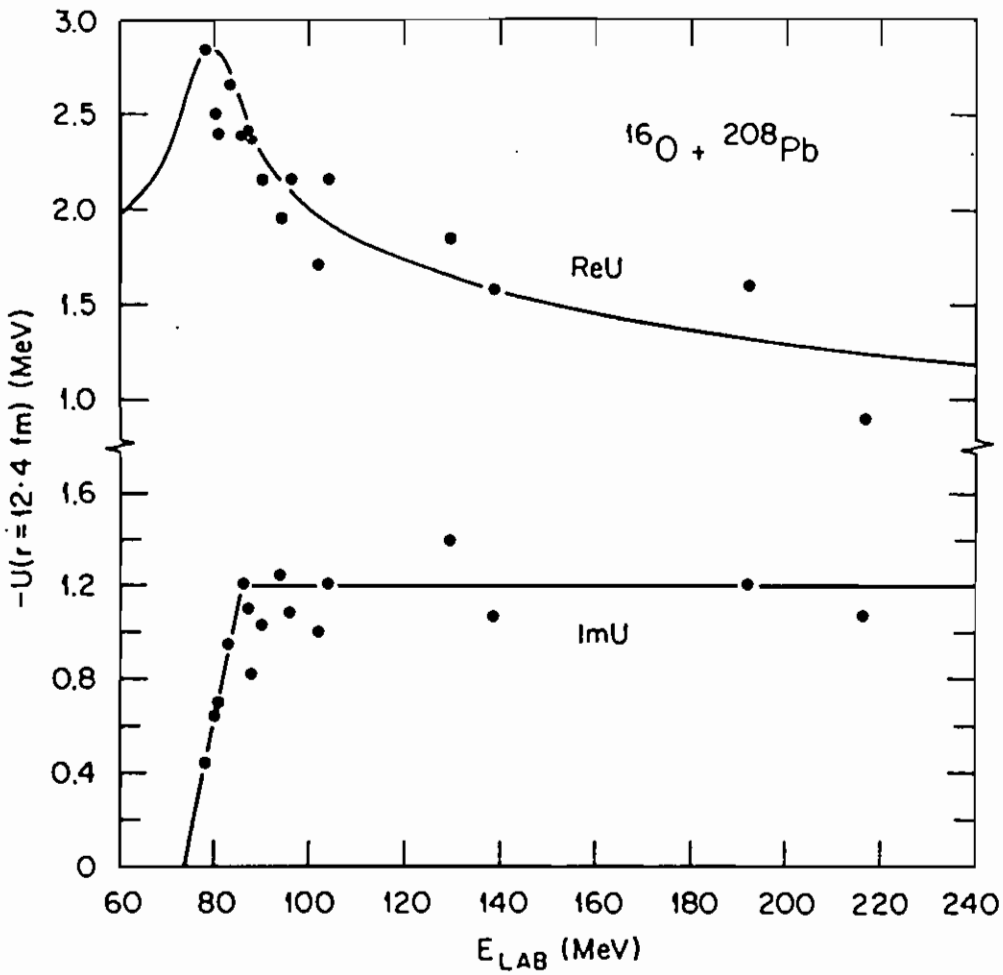

Fig. 1.1 Exemplo ilustrando a aplicação das relações de dispersão aos dados do espalhamento $^{16}O + ^{208}Pb$. (Figura extraída da referência Na85 com dados de Li85).

não elásticos: qualitativamente, pode-se dizer que a altas energias a colisão se dá "abruptamente" e resulta em real absorção do canal elástico (gera $W \neq 0$), e à medida que a energia diminui, tornando-se próxima ou abaixo da barreira Coulombiana, W decresce porque a real absorção é inibida, e as interações são mais adiabáticas, com excitações virtuais que resultam num potencial de polarização real (ΔV).

Formalmente, a relação de dispersão é consequência do princípio da causalidade: a dependência de $U(E)$ se translada para uma não-localidade temporal usando transformada de Fourier, e impondo que uma onda espalhada não pode ser gerada antes da onda incidente interagir, chega-se a (1.13) (Ma86).

1.2 Alguns aspectos da Teoria do Espalhamento e métodos do Espalhamento Inelástico

A onda incidente e as ondas espalhadas

No espalhamento de uma partícula incidente a por um núcleo-alvo A, a função de onda que descreve o sistema antes da colisão é dada por:

$$\exp(i\vec{k}_\alpha.\vec{r}_\alpha)\psi_\alpha \qquad (1.14)$$

onde $\vec{k}_\alpha$ é o vetor número de onda do movimento relativo no canal de entrada α, e ψ_α é a função de onda intrínseca no canal α que descreve os estados internos de $\underline{a}$ e $\underline{A}$.

Com a colisão, haverá ondas espalhadas para cada canal β aberto, e a função de onda total tem a forma:

$$\exp(i\vec{k}_\alpha.\vec{r}_\alpha)\psi_\alpha + \sum_\beta \psi^{(\alpha)(+)}_{scatt,\beta} \qquad (1.15)$$

sendo que, assintoticamente,

$$\psi^{(\alpha)(+)}_{scatt,\beta}(\vec{r}) \sim f_{\beta\alpha}(\theta,\varphi)\,\frac{\exp(ik_\beta r_\beta)}{r_\beta}\,\psi_\beta \qquad (1.16)$$

Nas expressões acima, não é considerada, por simplicidade, a distorção das ondas pelo campo Coulombiano. Nem por isto elas perdem sua generalidade, já que os campos Coulombianos são amortecidos assintoticamente. Tal questão será abordada mais adiante.

Amplitude de espalhamento, Amplitude de transição e seção de choque

Na expressão (1.16) a *amplitude de espalhamento* $f_{\beta\alpha}$ é a amplitude da onda esférica emergente no canal β induzida por uma onda plana de amplitude unitária no canal α. Para $\beta = \alpha$, tem-se o espalhamento elástico.

A seção de choque é dada por:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{v_\beta}{v_\alpha} \cdot |f_{\beta\alpha}(\theta,\varphi)|^2, \qquad (1.17)$$

onde v_α e v_β são as velocidades relativas nos canais α e β.

Para propósitos manipulativos, define-se também uma *amplitude de transição* $T_{\beta\alpha}$:

$$T_{\beta\alpha} = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} f_{\beta\alpha} \qquad (1.18)$$

e a (1.17) se escreve:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha\mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \cdot \frac{k_\beta}{k_\alpha} \cdot |T_{\beta\alpha}(\theta,\varphi)|^2. \qquad (1.19)$$

Equação de Schrödinger

Para se calcular o espalhamento, deve-se achar uma solução da equação de Schrödinger que tenha a forma (1.15) com a condição assintótica (1.16). A equação de Schrödinger $H\Psi = E\Psi$ pode ser convenientemente escrita como:

$$(E-H_\alpha-K_\alpha-V_\alpha)\Psi = 0 \qquad (1.20a)$$

ou $$(E-H_\beta-K_\beta-V_\beta)\Psi = 0 \qquad (1.20b)$$

sendo $$H = H_\alpha+K_\alpha+V_\alpha = H_\beta+K_\beta+V_\beta \qquad (1.21)$$

E é a energia total do sistema, $H_\alpha(x_\alpha) = H_a + H_A$ é o hamiltoniano intrínseco de $\underline{a}$ e $\underline{A}$ no canal α, K_α é o operador energia cinética do movimento relativo no canal α, e V_α é o potencial de interação entre $\underline{a}$ e $\underline{A}$ no canal α. H_β, K_β e V_β são analogamente definidos.

Uma solução *formal* de (1.20) pode ser obtida escrevendo-se (1.20b) como:

$$(E-H_\beta-K_\beta)\Psi_\alpha^{(+)} = V_\beta\Psi_\alpha,^{(+)} \qquad (1.22)$$

e expandindo $\Psi_\alpha^{(+)}$ como:

$$\Psi_\alpha^{(+)} = \sum_\beta \xi_\beta(\vec{r}_\beta)\psi_\beta, \qquad (1.23)$$

onde $\xi_\beta(\vec{r}_\beta)$ descreve o movimento relativo dos dois núcleos no canal β, e ψ_β é a função de onda intrínseca dos núcleos no canal β. Inserindo (1.23) em (1.22), e multiplicando-se, à esquerda, por ψ_β^*, e integrando nas coordenadas internas, obtém-se:

$$(E_\beta - K_\beta)\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = (\psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}), \qquad (1.24)$$

onde E_β é a energia cinética do movimento relativo no canal β.

A equação (1.24) pode ser formalmente resolvida utilizando-se as técnicas de função de Green, obtendo-se:

$$\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = \exp(i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha)\delta_{\alpha\beta} - \frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \left\langle \frac{\exp(ik_\beta|\vec{r}_\beta - \vec{r}'_\beta|)}{|\vec{r}_\beta - \vec{r}'_\beta|} \psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \right\rangle . \qquad (1.25)$$

Tomando-se, em (1.25), o limite para $r_\beta \gg r'_\beta$, e comparando-se com a forma assintótica dada pelas (1.15)-(1.16), obtém-se:

$$f_{\beta\alpha}(\theta,\varphi) = f_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = -\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \left\langle \exp(i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}'_\beta)\psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \right\rangle \qquad (1.26)$$

e

$$T_{\beta\alpha}(\theta,\varphi) = T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta,\vec{k}_\alpha)$$
$$= \langle \exp(i\vec{k}_\beta.\vec{r}'_\beta)\psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)\rangle \qquad (1.27)$$

As equações (1.25)-(1.27) são apenas soluções formais das equações de Schrödinger para o espalhamento, (1.20) ou (1.24). Mas são mais específicas por incorporarem as condições de contorno requeridas. E, além disso, tem uma forma apropriada para ser o ponto de partida de aproximações.

Alguns métodos e aproximações mais comumente utilizados para se resolver as equações (1.20) ou (1.24) serão agora abordados.

(i) Método dos canais acoplados para o espalhamento inelástico (CC)

A função de onda total Ψ é expandida como:

$$\Psi = \sum_\alpha \xi_\alpha(\vec{r}_\alpha)\psi_\alpha, \qquad (1.28)$$

onde a soma, *infinita*, se estende sobre todos os possíveis estados internos de $\underline{a}$ e $\underline{A}$. Inserindo (1.28) em (1.20a), e multiplicando-se, à esquerda, por ψ_α^*, e integrando em todas as coordenadas internas, obtém-se:

$$(E_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha\alpha})\,\xi_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} V_{\alpha\alpha'}\,\xi_{\alpha'}(\vec{r}_\alpha), \qquad (1.29)$$

onde $$V_{\alpha\alpha'}(\vec{r}_\alpha) = \langle \psi_\alpha | V_{\alpha'} | \psi_{\alpha'} \rangle \qquad (1.30)$$

A equação (1.29) é uma de um conjunto infinito de *equações acopladas* para cada um dos possíveis estados de $\underline{a}$ e $\underline{A}$. A solução de $\xi_\alpha(\vec{r}_\alpha)$ deve obedecer a forma assintótica dada pelas (1.15)-(1.16). Entretanto, na prática, é impossível considerar o número infinito de estados de $\underline{a}$ e $\underline{A}$. É necessário fazer uma *aproximação*, considerando apenas alguns canais que se espera teoricamente, ou sabe-se de experimentos, serem fortemente acoplados, sendo o efeito dos outros canais representado através de *potenciais opticos complexos*. É neste ponto que os *modelos* são introduzidos. Os elementos não diagonais são expressos em termos de *fatores de forma radiais*, que são calculados no contexto de modelos particulares a cada caso.

As equações acopladas podem então ser resolvidas por diversas técnicas, que serão expostas mais adiante.

(ii) Método das ondas distorcidas (DW)

Seja:

$$V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) = U_\beta(r_\beta) + W_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) \qquad (1.31)$$

Inserindo (1.31) em (1.24), obtém-se:

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\,\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = (\psi_\beta | W_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}) \qquad (1.32)$$

Se se inclui em $U_\beta(r_\beta)$ uma grande parte dos efeitos médios de V_β, então W_β pode ser tratada como uma perturbação. Note-se que $U_\beta(r_\beta)$ não depende das coordenadas internas e não pode portanto induzir transições entre estados internos. Se U_β é escolhida tal que:

$$U_\beta(r_\beta) = (\psi_\beta | V_\beta | \psi_{\beta'}) \qquad (1.33)$$

então (1.32) se torna:

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\,\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = \sum_{\beta' \neq \beta} (\psi_\beta | W_\beta | \psi_{\beta'})\,\xi_{\beta'}(\vec{r}_\beta) \qquad (1.34)$$

Utilizando as técnicas de função de Green, pode-se resolver (1.34) formalmente. E daí, obtém-se a amplitude de transição (Sa83):

$$\begin{aligned} T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) &= T_\beta^{(0)}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)\,\delta_{\alpha\beta} \\ &\quad + \langle x_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta)\psi_\beta | W_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \rangle , \end{aligned} \qquad (1.35)$$

onde $T_\beta^{(0)}$ é a amplitude da transição elástica, e $x_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta)$ é a temporal reversa de $x_\beta^{(+)}$, que é solução da equação homogênea envolvendo U_β apenas:

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\, x_\beta^{(+)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) = 0 \qquad (1.36)$$

Estas funções $x_\beta^{(+)}$ são chamadas *ondas distorcidas* e descrevem o espalhamento elástico de $\underline{b}$ por $\underline{B}$ devido a U_β.

Note-se que (1.35) ainda envolve $\Psi_\alpha^{(+)}$, e não é a solução "prática". Utilizando a expansão de Born com ondas distorcidas para $\Psi_\alpha^{(+)}$, e inserindo em (1.35), o primeiro termo corresponde à chamda *aproximação de Born com ondas distorcidas* (DWBA):

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \langle x_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta)\psi_\beta | W_\beta | x_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)\psi_\alpha \rangle \qquad (1.37)$$

DWBA nas equações CC

Teorias com ondas distorcidas partem da premissa que o espalhamento elástico é o evento mais importante quando dois núcleos colidem. Espalhamento elástico inclui a idéia de absorção do fluxo elástico para outros canais de reação, em que nenhum é de maior importância e assim esses muitos acoplamentos podem ser representados, de uma forma média, através de potenciais ópticos complexos. Quando os acoplamentos a canais individuais não são muito fracos, ou quando há forte correlação entre alguns deles, o simples uso de potenciais complexos para representar a absorção do fluxo elástico para os canais não-elásticos pode não ser

suficiente, e é necessário representar os acoplamentos explicitamente usando o método dos canais acoplados.

A DWBA corresponde, no método CC, a resolver as equações acopladas até primeira ordem no potencial de acoplamento. Como ilustração, considere-se a (1.29) já com o modelo de interação e de função de onda para considerar apenas o canal elástico α e o canal de interesse α':

$$(E_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha\alpha}) u_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \sum_{\alpha'' \neq \alpha} V_{\alpha\alpha''} u_{\alpha''}(\vec{r}_\alpha) \qquad (1.38a)$$

$$(E_{\alpha'} - K_\alpha - V_{\alpha'\alpha'}) u_{\alpha'}(\vec{r}_\alpha) = \sum_{\alpha'' \neq \alpha} V_{\alpha'\alpha''} u_{\alpha''}(\vec{r}_\alpha) \qquad (1.38b)$$

Se os elementos não diagonais de V_α são pequenos, eles tem pequeno efeito e podem ser desprezados em (1.38a). Mas não em (1.38b) porque a $u_{\alpha'}$ só tem ondas emergentes e iria a zero sem um termo inomogêneo para atuar como fonte. Assim:

$$(E_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha\alpha}) u_\alpha(\vec{r}_\alpha) \approx 0 \qquad (1.39)$$

$$(E_{\alpha'} - K_\alpha - V_{\alpha'\alpha'}) u_{\alpha'}(\vec{r}_\alpha) \approx V_{\alpha'\alpha} u_\alpha(\vec{r}_\alpha) . \qquad (1.40)$$

A (1.40) tem a forma da (1.34), e a amplitude da transição na DWBA é :

$$T_{\alpha'\alpha}^{DWBA} = \langle \tilde{u}_{\alpha'}^{(-)} \psi_{\alpha'} | V_\alpha | \tilde{u}_\alpha^{(+)} \psi_\alpha \rangle , \qquad (1.41)$$

onde $\tilde{u}^{(+)}$ é solução da equação:

$$(E_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha\alpha})\tilde{u}_\alpha^{(+)}(\vec{r}_\alpha) = 0 \qquad (1.42)$$

Por outro lado, as técnicas usuais de função de Green, aplicadas às (1.39)-(1.40), levam à mesma expressão para a amplitude de transição. Assim, a DWBA corresponde a resolver CC até primeira ordem no potencial de acoplamento.

Deve-se notar que as ondas distorcidas $\tilde{u}$ descrevem o espalhamento elástico causado pelas interações diagonais $V_{\alpha\alpha}$ ou $V_{\alpha'\alpha'}$ apenas, e *não contém* os efeitos devidos ao acoplamento entre estes dois canais. Neste sentido, o que aqui foi denominado DWBA não corresponde ao que comumente se chama "cálculos com DWBA", pois nestes o potencial óptico é ajustado de maneira a reproduzir o espalhamento elástico e contém, portanto, o efeito de *todos* os canais não-elásticos. Nos capítulos de análise de dados, as referências a DWBA correspondem ao último caso.

Resolução das equações acopladas

Na resolução de equações acopladas envolvendo reações com íons pesados, alguns "grandes" problemas adicionais surgem, que não se manifestam nos sistemas leves. Citamos alguns destes problemas:

(i) a excitação Coulombiana: o grande alcance das interações Coulombianas de multipolo requer integração das equações até distâncias muito grandes, antes que o "matching" com as

funções de Coulomb (espalhamento pelo termo de monopolo) possa ser feito. Para consistência, isto também requer um grande número de ondas parciais.

(ii) o número de equações acopladas em cada conjunto com um dado (J,π) pode ser grande. Neste sentido, são necessárias técnicas eficientes para não tornar os cálculos proibitivos.

No caso (i), uma descrição detalhada do método empregado para superar o problema encontra-se nas referências Rh80 e Ra81 (v. também Sa83 para uma descrição das idéias básicas). A idéia é distinguir três regiões no espaço:

(1) uma região interior, $0 \leq r \leq R_N$, em que ambas as forças, nuclear e Coulombiana, atuam, sendo que para $r > R_N$ as forças nucleares são desprezíveis. Nesta região interior, as equações acopladas são resolvidas integralmente, "sem aproximações". Tipicamente, R_N da ordem da soma dos raios dos núcleos é adequado.

(2) uma região intermediária, $R_N \leq r \leq R_\infty$, em que as interações Coulombianas de multipolo $\lambda \geq 1$ ainda produzem acoplamentos importantes. Nesta região tem-se a excitação Coulombiana pura.

(3) uma região assintótica, $r > R_\infty$, em que apenas o termo de monopolo Coulombiano $(1/r)$ sobrevive. Nesta região, as funções de onda são conhecidas analiticamente, e são as funções de Coulomb.

A questão central é então resolver adequadamente o problema na região intermediária, pois R_∞ pode atingir

centenas de fm! Um método eficiente de resolução foi desenvolvido por Rhoades-Brown e colaboradores (Rh80), fazendo uso da técnica de fatorização de Alder e Pauli (Al69), em que as "funções de Coulomb acopladas" são escritas como funções de Coulomb usuais moduladas por uma amplitude a(r), que varia lentamente e que contém a influência dos acoplamentos Coulombianos. O método consiste em resolver as equações acopladas para as amplitudes a(r), e demonstra-se (Rh80) que as equações acopladas de segunda ordem podem ser, em razão da variação lenta de a(r), reduzidas a equações acopladas de primeira ordem, e estas, por sua vez, resolvidas com a primeira aproximação de Born (DWBA).

Em relação ao problema levantado em (ii), o método tradicional (v. e.g. Bu63) envolve, num conjunto de N equações acopladas, a sua resolução N vezes, obtendo-se com isto a matriz S[NxN] completa, embora apenas uma coluna seja necessária para se obter as seções de choque desejadas. Quando N se torna grande, o que geralmente ocorre quando se tem sistemas com íons pesados, é previsível a inviabilidade do método tradicional. Para superar este problema, várias técnicas iterativas foram desenvolvidas. Uma que tem sido utilizada com sucesso é a das iterações seqüenciais (Ra72, Rh80a). A idéia básica é que, ao se resolver determinada equação em determinada iteração, as informações obtidas dos canais precedentes na mesma iteração, e dos canais restantes na iteração anterior, são inseridas nos termos de

acoplamento. A título de ilustração, seja a equação (1.29) escrita com notação compacta e num espaço de configuração de três canais. As equações a serem resolvidas, seqüencialmente, são:

$$
\begin{aligned}
&D_1(r)x_1^{(1)}(r) = 0 \\
&D_2(r)x_2^{(1)}(r) = U_{21}(r)x_1^{(1)}(r) \\
&D_3(r)x_3^{(1)}(r) = U_{31}(r)x_1^{(1)}(r) + U_{32}(r)x_2^{(1)}(r) \qquad (1.43) \\
&D_1(r)x_1^{(2)}(r) = U_{12}(r)x_2^{(1)}(r) + U_{13}(r)x_3^{(1)}(r) \\
&D_2(r)x_2^{(2)}(r) = U_{21}(r)x_1^{(2)}(r) + U_{23}(r)x_3^{(1)}(r) \\
&\cdots\cdots\cdots
\end{aligned}
$$

As iterações prosseguem até que certo critério de convergência seja satisfeito. Neste tipo de técnica, a ordem em que os canais são fornecidos é importante. Esta técnica permite resolver equações acopladas mais eficientemente, embora possam ocorrer situações em que os cálculos divergem.

1.3 Fatores de forma nos modelos coletivos para o Espalhamento Inelástico

Excitações coletivas nos núcleos significam movimentos correlacionados e lentos comparados com os movimentos individuais dos nucleons constituintes. As

excitações mais facilmente reconhecidas são as rotações de um núcleo com deformação permanente e as vibrações de forma de núcleos que, em média, são esféricos. Nos modelos coletivos para a estrutura do núcleo, o ponto de partida é a construção de densidades de transição (mudanças de forma) e potenciais de transição. A idéia básica é introduzir, numa distribuição de densidade $\rho(r)$ esfericamente simétrica, alguns parâmetros de deformação multipolar $\alpha_{\lambda\mu}$, que são então tratados como variáveis dinâmicas do modelo (v. e.g. Bo75 para um estudo detalhado). A discussão que será feita a seguir toma como base os estudos de Broglia et al. (Br 78) e de Landowne e Vitturi (La 84).

Fator de forma no modelo vibracional

Os estados coletivos de núcleos esféricos podem ser interpretados como estados vibracionais correspondentes a modos de excitação da superfície. No método "tradicional" considera-se que a superfície do núcleo sofre deformações, sendo a posição $r=R$ da superfície dependente da direção (θ,φ) segundo a expressão:

$$R = R(\theta,\varphi) = R_0[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\varphi)], \qquad (1.44)$$

onde as variáveis coletivas $\alpha_{\lambda\mu}$ definem a amplitude do modo vibracional de multipolaridade λ em torno do raio médio R_0.

Para pequenas oscilações em torno do equilíbrio, todos os modos podem ser tratados como vibrações harmônicas independentes, e o Hamiltoniano é escrito como:

$$H = \sum_{\lambda\mu}\left[\frac{1}{2D_\lambda} |\pi_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} C_\lambda |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right], \qquad (1.45)$$

onde $\pi_{\lambda\mu}$ é o momento conjugado a $\alpha_{\lambda\mu}$, $\pi_{\lambda\mu} = -i\hbar\partial/\partial\alpha_{\lambda\mu}$, e D_λ e C_λ são, respectivamente, os parâmetros de massa e de força restauradora, e são determinados a partir da energia do modo, $\hbar\omega_\lambda = (C_\lambda/D_\lambda)^{1/2}$, e das taxas de transição eletromagnéticas.

As amplitudes de deformação podem se escritas em termos dos operadores de criação e aniquilação:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \left[\frac{\hbar\omega_\lambda}{2C_\lambda} \right]^{1/2} [c^+_{\lambda\mu} + (-1)^\mu c_{\lambda-\mu}]. \qquad (1.46)$$

O operador de multipolo elétrico $M(E\lambda,\mu)$ relaciona-se com estas amplitudes de deformação através de:

$$M(E\lambda,\mu) = \frac{3Ze}{4\pi} (R_C)^\lambda \alpha_{\lambda\mu}, \qquad (1.47)$$

com $$R_C = r_C A^{1/3} \text{ ou } R_C = r_C a^{1/3} \qquad (1.48)$$

para excitação do alvo ou do projétil, respectivamente.

A probabilidade de transição elétrica de um estado fundamental 0^+ para um estado de spin λ de um fonon, $B(E\lambda,0^+\rightarrow\lambda)$, é obtida a partir de (1.47) e (1.46):

$$B(E\lambda,0^+\rightarrow\lambda) \equiv \langle\lambda\|M(E\lambda,\mu)\|0\rangle = \left[\frac{3Ze}{4\pi}(R_C)^{\lambda}\,\beta_{\lambda}^{C}\right]^2, \quad (1.49)$$

onde $$\beta_{\lambda}^{C} = \langle\lambda\|\alpha_{\lambda\mu}\|0\rangle = (2\lambda+1)^{1/2}\left[\frac{\hbar\omega_{\lambda}}{2C_{\lambda}}\right]^{1/2} \quad (1.50)$$

é a amplitude de ponto-zero do estado vibracional λ (mais comumente chamada de parâmetro de deformação de carga). O produto $\beta_{\lambda}{}^{C}R_C$ é a raiz quadrática média do deslocamento da superfície (mais comumente chamada de comprimento de deformação).

No espalhamento inelástico de $\underline{a}$ por $\underline{A}$, com excitação de $\underline{A}$ a partir de um estado fundamental 0^+ para um estado de spin λ de um fonon, os elementos de matriz da transição podem ser escritos como:

$$\langle\Psi_f|V|\Psi_i\rangle = \langle\lambda\mu|V_C+V_N|00\rangle = \frac{F_{\lambda}(r)}{(2\lambda+1)^{1/2}}\,Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\varphi), \quad (1.51)$$

com $V(\vec{r}) = V_C(\vec{r})+V_N(\vec{r})$. (1.52)

Na expressão (1.51) $F_\lambda(r)$ é o fator de forma radial.

O termo Coulombiano V_C pode ser escrito em termos de uma expansão multipolar. Para uma carga puntual incidente em uma distribuição uniforme, deformada, de raio R_C^U, tem-se:

$$V_C(r) = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi Z_a e}{2\lambda+1} M(E\lambda,\mu) Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\varphi) \times \begin{cases} (1/r)^{\lambda+1} & , r \geq R_C^U \\ r^\lambda/(R_C^U)^{2\lambda+1} & , r \leq R_C^U \end{cases} \quad (1.53)$$

onde $R_C^U = r_C(A^{1/3}+a^{1/3})$.

Para o elemento de matriz da excitação Coulombiana, tem-se:

$$\langle \lambda\mu | V_C | 00 \rangle = \frac{3Z_a Z_A e^2}{(2\lambda+1)^{3/2}} \beta_\lambda^C (R_C)^\lambda Y^*_{\lambda\mu}(\theta,\varphi) \times \begin{cases} (1/r)^{\lambda+1} & , r \geq R_C^U \\ r^\lambda/(R_C^U)^{2\lambda+1} & , r \leq R_C^U \end{cases} \quad (1.54)$$

O fator de forma Coulombiano é dado por:

$$F_\lambda^C(r) = \frac{3Z_a Z_A e^2}{(2\lambda+1)^{3/2}} \beta_\lambda^C (R_C)^\lambda \times \begin{cases} (1/r)^{\lambda+1} & , r \geq R_C^U \\ r^\lambda/(R_C^U)^{2\lambda+1} & , r \leq R_C^U \end{cases} \quad (1.55a)$$

ou

$$F_\lambda^C(r) = \frac{4\pi Z e}{a} \frac{}{2\lambda+1} [B(E\lambda, 0^+ \rightarrow \lambda)]^{1/2} \times \begin{cases} (1/r)^{\lambda+1} & , r \geq R_C^U \\ r^\lambda / (R_C^U)^{2\lambda+1} & , r \leq R_C^U \end{cases} \quad (1.55b)$$

Nota-se, observando as expressões (1.55), que o fator de forma Coulombiano apresenta um máximo agudo em $r = R_C^U$ como resultado de se considerar o alvo como uma distribuição de carga com corte abrupto, além de se considerar o projétil como uma carga puntual. O efeito de se considerar distribuições mais "suaves" de carga é arredondar o ápice no fator de forma (Sa83). O efeito é maior se o tamanho do projétil é considerado. Assim, se o espalhamento é sensível à parte interna do fator de forma, é necessário considerar modelos mais realísticos. Com isto, nota-se também que a escolha de R_C no modelo de distribuição de carga uniforme é arbitrária, uma vez que o modelo só é aplicável a situações de forte absorção, onde o espalhamento só é sensível à parte externa do fator de forma, e portanto insensível à posição do "ápice".

Para a determinação da parte nuclear dos elementos de matriz, é conveniente expressar os operadores de criação e aniquilação de fonons, c^+ e c, em termos das amplitudes α e dos momentos conjugados π:

$$c_{\lambda\mu} = \left[\frac{C_\lambda}{2\hbar\omega_\lambda} \right]^{1/2} (-1)^\mu \alpha_{\lambda-\mu} + \frac{i}{\hbar} \left[\frac{\hbar\omega_\lambda}{2C_\lambda} \right]^{1/2} \pi_{\lambda\mu}. \quad (1.56)$$

Assim, obtém-se:

$$\langle \lambda\mu | V_N | 00 \rangle = \langle 0 | [c_{\lambda\mu}, V_N] | 0 \rangle =$$
$$= \left[\frac{\hbar\omega_\lambda}{2C\lambda} \right]^{1/2} \langle 0 | \frac{\partial}{\partial\alpha_{\lambda\mu}} V_N | 0 \rangle, \quad (1.57)$$

onde se admite que V_N é função da distância entre as superfícies dos núcleos, e portanto é função de $\alpha_{\lambda\mu}$. Em primeira ordem, esta distância é dada por:

$$s = r - R_a(\theta+\pi, \varphi+\pi) - R_A(\theta, \varphi), \quad (1.58)$$

com R_a e R_A dados por (1.44). Assim, tem-se:

$$\frac{\partial}{\partial\alpha_{\lambda\mu}} V_N = -R_A Y^*_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \frac{\partial}{\partial r} V_N \quad (1.59)$$

e

$$\langle \lambda\mu | V_N | 00 \rangle = - \frac{1}{(2\lambda+1)^{1/2}} \beta_\lambda^N R_A Y^*_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \frac{d}{dr} U_N, \quad (1.60)$$

sendo

$$U_N = \langle 0 | V_N | 0 \rangle . \qquad (1.61)$$

Nas expressões acima, U_N é a parte nuclear do potencial óptico complexo que descreve o espalhamento elástico, e β_λ^N é o parâmetro de deformação nuclear.

O fator de forma nuclear é dado por:

$$F_\lambda^N(r) = -\beta_\lambda^N R_A \frac{d}{dr} U_N . \qquad (1.62)$$

Sendo U_N complexo, o fator de forma nuclear é também complexo. Se os parâmetros geométricos são diferentes para a parte real e imaginária, a deformação dada por (1.44) é aplicada separadamente a cada parte. Neste caso, os parâmetros de deformação nuclear são dois, $\beta_\lambda^N(Re)$ e $\beta_\lambda^N(Im)$. Não há uma relação definida entre os dois. As duas hipóteses mais comumente utilizadas são:

$$\beta_\lambda(Re) = \beta_\lambda(Im) \qquad (1.63a)$$

e

$$\beta_\lambda(Re) R_{Re} = \beta_\lambda(Im) R_{Im} . \qquad (1.63b)$$

A inclusão de deformação no potencial imaginário pode ser ou pode não ser necessária para descrever os dados experimentais. Quando a excitação Coulombiana é desprezível, e os potenciais real e imaginário têm a mesma geometria, a inclusão de acoplamento imaginário afeta apenas a magnitude

das seções de choque. Entretanto, se a excitação Coulombiana é considerável, a interferência entre as amplitudes Coulombiana e nuclear é afetada pela fase da segunda, a qual sempre contem em termo $\tan^{-1}(W/V)$ mesmo quando os potenciais real e imaginário têm a mesma geometria.

A relação entre β_λ^N e β_λ^C também não é definida. Há apenas a sugestão de que as deformações de massa de carga devam seguir uma à outra, aproximadamente. Seguindo sugestão de Blair (Bl63) e considerações de Hendrie (He73), adota-se:

$$\beta_\lambda^N R_N = \beta_\lambda^C R_C . \qquad (1.64)$$

Mas aqui há também a questão da ambigüidade na escolha de R_C. Apenas sugere-se que R_C esteja em escala com medidas de distribuição de carga obtidas, por exemplo, através de espalhamento de eléctrons. O "folding model" poderia fornecer uma relação entre os comprimentos de deformação nuclear e Coulombiano sem passar pelas ambiguidades dos parâmetros de raio, mas aqui também é necessário fazer hipóteses sobre os comprimentos de deformação do neutron versus o do proton (v. e.g. Sa87a, Sa89).

E há também a questão da relação entre deformação de potencial e deformação de distribuição de densidade. O potencial e a densidade só teriam a mesma deformação se o projétil fosse puntual e o potencial fosse obtido por

convolução ("folding") da densidade com uma interação de alcance nulo. Aqui também é freqüente adotar-se:

$$\beta_\lambda(\text{pot})R_0(\text{pot}) = \beta_\lambda(\text{dens})R_0(\text{dens}). \qquad (1.65)$$

A expressão (1.65) é particularmente plausível quando os potenciais apresentam a ambigüidade de Igo (v. seção 1.1). Neste caso, é o comprimento de deformação βR a grandeza significativa.

Fator de forma no modelo rotacional

Os fatores de forma para a excitação de estados rotacionais de núcleos deformados podem ser obtidos de maneira mais conveniente introduzindo uma densidade deformada, e utilizando um potendial obtido com o "folding" desta densidade com um interação nucleon-núcleo (potencial de "single-folding"):

$$V_N(\vec{r},\beta) = \int \rho_A(\vec{r}\,',\beta)U_{na}(|\vec{r}-\vec{r}\,'|)\,d\vec{r}\,' \qquad (1.66)$$

e

$$\rho_A(\vec{r},\beta) = \rho_A(r-R_A[1+\beta Y^*_{20}(\theta,\varphi)]). \qquad (1.67)$$

Na expressão (1.66), U_{na} é o potencial entre um nucleon do alvo A e o núcleo espalhado a, e a integral é realizada num sistema de coordenadas em que o eixo-z está ao longo do eixo de simetria da forma de equilíbrio. Na expressão (1.67),

apenas a deformação permanente é considerada, sem deformações correspondentes a vibrações. O parâmetro de deformação é dado por β.

Para se obter os fatores de forma, os elementos de matriz de (1.66) devem ser calculados entre funções de onda rotacionais. Para a banda rotacional do estado fundamental de um núcleo par-par, as funções de onda são:

$$|IM\rangle = \left[\frac{2I+1}{8\pi^2}\right]^{1/2} D^{I}_{MO}(\theta_i)|x\rangle, \qquad (1.68)$$

onde $|x\rangle$ é o estado intrínseco. Assim, obtém-se (La84):

$$\langle IM|V_N(\vec{r},\beta)|OO\rangle = \frac{F_I(r)}{(2I+1)^{1/2}} Y^*_{IM}(\theta,\varphi) \qquad (1.69)$$

com

$$F_I(r) = (2I+1)^{1/2}\pi^{1/2}\int_0^{\pi} d\theta' \sin\theta' P_I(\cos\theta') V_N^{int}(r,\theta',\beta), \qquad (1.70)$$

onde $V_N^{int}(r,\theta',\beta) = \int d\vec{r}' \langle x|\rho_A(\vec{r}')|x\rangle U_{na}(|\vec{r}-\vec{r}'|)$ (1.71)

é o potencial íon-íon no sistema intrínseco.

Para parâmetros de deformação β pequenos, pode-se expandir V_N^{int} em potênciasa de β. Para a excitação do estado 2^+, obtém-se (La84):

$$F_2(r) \simeq -\beta_2 R_A \frac{d}{dr} U_N(r) \qquad (1.72)$$

onde $$U_N(r) = (4\pi)^{-1/2} F_0(r) \qquad (1.73)$$

é a componente de monopolo do potencial deformado, ou seja, a parte responsável pelo espalhamento elástico apenas.

Das expressões (1.72) e (1.62) nota-se que, em primeira ordem, os fatores de forma no modelo vibracional são formalmente equivalentes àqueles no modelo rotacional. Só que no segundo caso β representa uma deformação permanente, e no primeiro caso uma amplitude de vibração.

1.4 Efeitos de Reorientação

Embora em primeira ordem o modelo vibracional e o modelo rotacional produzam o mesmo espalhamento inelástico, a situação muda quando se consideram os termos de segunda ordem. Se há um elemento de matriz da interação V que é diagonal no estado excitado, uma segunda aplicação de V pode produzir espalhamento adicional sem alterar o estado de excitação do núcleo. Como tal processo inclui transições

entre sub-estados magnéticos, $M \rightarrow M'$, é chamado de *efeito de reorientação*. Para um vibrador harmônico puro, que não tem momentos estáticos sendo em média esférico, o termo de reorientação é nulo porque os elementos de matriz diagonais são nulos. Já um núcleo com deformação permanente possui momentos de quadrupolo estático e outros multipolos superiores, e pode ser reorientado. O sinal da amplitude de reorientação, relativamente à amplitude de primeira ordem, depende do sinal do parâmetro de deformação, i.e., se a deformação é prolata ou oblata. Tipicamente a reorientação causa um deslocamento do padrão das oscilações nas distribuições angulares, e a direção do deslocamento é determinada pelo sinal da deformação.

Para se calcular o efeito da reorientação pelo campo Coulombiano é necessário fornecer os elementos de matriz reduzidos $\langle I_i \| M(E\lambda) \| I_f \rangle$, relacionados às probabilidades reduzidas de transição $B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f)$ (em $e^2 b^\lambda$) através de:

$$B(E\lambda; I_i \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_i+1} \left| \langle I_i \| M(E\lambda) \| I_f \rangle \right|^2 \qquad (1.74)$$

O momento de quadrupolo estático do estado excitado é dado (em barns) por (Al56):

$$Q_I e = \langle I \| M(E2) \| I \rangle \left[\frac{16\pi I(2I-1)}{5(2I+1)(I+1)(2I+3)} \right]^{1/2} \qquad (1.75a)$$

ou

$$Q_I e = \left[\frac{16\pi I(2I-1)}{5(I+1)(2I+3)} \right]^{1/2} [B(E2; I \to I)]^{1/2} \qquad (1.75b)$$

Capítulo 2

Arranjo Experimental

No presente capítulo é apresentado um breve resumo descrevendo a montagem experimental e os equipamentos utilizados nas medidas realizadas, e situando os cuidados tomados na fase de preparação do experimento e na fase de aquisição de dados.

2.1 Os Feixes

Os feixes de ^{16}O e ^{18}O utilizados foram obtidos com o acelerador eletrostático tipo "tandem" da USP, de tensão nominal máxima de 8 MV no terminal.

A Fig. 2.1 mostra um esquema do sistema de aceleração e análise do feixe. Íons negativos, como O^- ou OH^-, produzidos por uma fonte de íons de extração direta ("duoplasmatron"), são pré-acelerados até o ímã seletor, onde um campo magnético adequado seleciona os íons a serem acelerados. Estes, sofrem uma deflexão de 90°, e são acelerados na direção do terminal do acelerador (carregado positivamente). No interior do terminal, filmes finos de Carbono interceptam o feixe, provocando, nas moléculas de OH^-, a ruptura, além da liberação de electrons. Íons positivos de Oxigênio emergem em diversos estados iônicos, cujas distribuições dependem, essencialmente, da velocidade

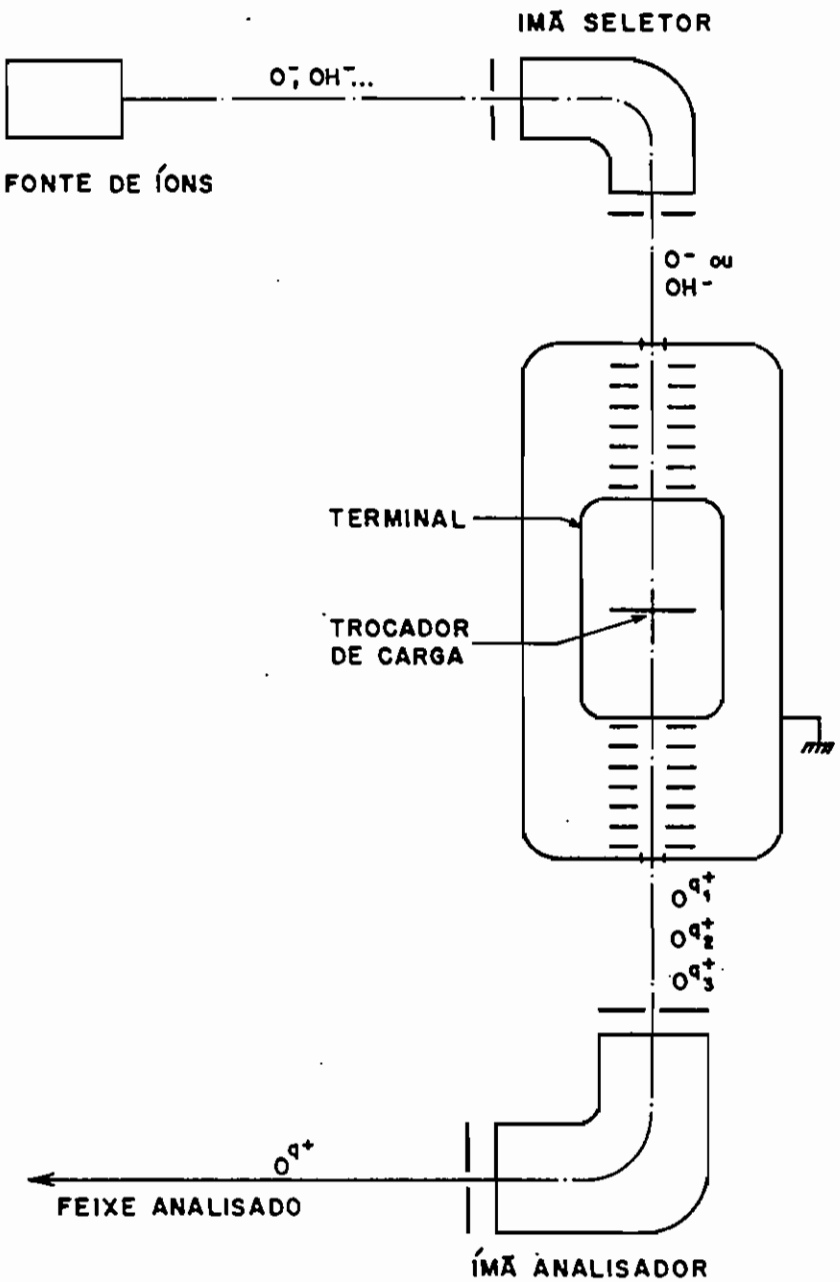

Fig. 2.1 Esquema do sistema de aceleração e análise do feixe de Oxigênio. Íons negativos, produzidos na fonte de íons, são defletidos e selecionados em massa pelo ímã seletor, e são então acelerados, por atração, ao terminal. Após troca de carga, são repelidos pelo terminal, e sofrem nova aceleração, sendo analisados, em momento e estado de carga, pelo ímã analisador.

com que os íons atravessam esses filmes.* Agora positivos, os íons são novamente acelerados, sendo a aceleração tanto maior quanto maior for o estado de carga do íon. À saída do tubo acelerador outro eletro-ímã, com campo magnético calibrado (HI75, Ro75), permite a seleção (momento linear/estado iônico) das partículas do feixe. Um conjunto de fendas, à entrada e à saída deste sistema analisador, limita a dispersão em energia do feixe analisado. A fenda de saída controla também, através de um sistema eletrônico de retro-alimentação, as variações de tensão no terminal do acelerador.

Nas medidas realizadas a dispersão em energia do feixe foi limitada em 50 keV, tendo em vista a resolução experimental desejada e a intensidade e estabilidade do feixe.

2.2 Os Alvos

Os alvos de Zircônio utilizados foram confeccionados segundo técnicas de fabricação de filmes finos. Os alvos foram obtidos por evaporação a vácuo de óxido de Zircônio ou

---

* Para a tensão de 8 MV no terminal e feixe de Oxigênio, os estados de carga 5^+ e 6^+ correspondem a cerca de 40% e 30%, respectivamente, do feixe emergente, e o estado 7^+, a menos que 10%, o que, na prática, inviabiliza a utilização de feixes com energias superiores a 56 MeV.

de Zircônio metálico, isotopicamente enriquecidos em ^{92}Zr, a 95.4% e 94.6%, respectivamente.

Na fabricação dos alvos a partir do óxido foram utilizados cadinhos de Carbono, e o material foi evaporado sobre lâminas de vidro nas quais previamente se depositou uma fina (~10 $\mu g/cm^2$) camada de Carbono. Uma solução de RBS (composto orgânico solúvel em água) foi utilizada no preparo das lâminas para permitir a flutuação, em água (destilada), da película evaporada, que é então estendida em pequenas molduras metálicas, apropriadas à montagem na câmara de espalhamento. O emprego de substratos de Carbono foi necessário para conferir resistência mecânica à película.

A dificuldade maior na confecção destes alvos é a necessidade de um aquecimento lento do material, aliada a uma alta temperatura de evaporação, o que aquece demais as lâminas de vidro, e provoca deteriorações na película de Carbono que podem comprometer a obtenção dos alvos. Além dos cuidados durante a etapa de aquecimento e evaporação, bem como na escolha dos parâmetros geométricos da montagem para a evaporação, é também necessário que o filme de Carbono tenha alta resistência mecânica, no que muito influi a qualidade do Carbono utilizado na sua confecção. Filmes de Carbono de baixa qualidade se rompem logo no início da evaporação do Zircônio e comprometem a seqüência da evaporação.

Alvos uniformes com espessuras entre 10 e 20 $\mu g/cm^2$ foram produzidos com este método e utilizados em parte das medidas realizadas. Entretanto tentativas posteriores de confecção de novo lote de alvos foram frustradas pela impossibilidade de obtenção de bons filmes de Carbono, possivelmente devida à qualidade inadequada do Carbono disponível. Os lotes posteriores de alvos foram feitos a partir de Zircônio metálico.

Na confecção dos alvos a partir do Zircônio metálico, utilizou-se o mesmo método desenvolvido em nosso laboratório, para a confecção de alvos de Rutênio (Ko83). Tal método utiliza cadinhos de Tungstênio feitos com barras de 1/8" de diâmetro levemente escavadas no topo, onde é colocado o material a ser evaporado (v. Fig. 2.2). O aquecimento é feito por bombardeamento eletrônico, e é de extrema importância ter-se uma boa focalização dos electrons sobre o material a ser evaporado, obtida através de ajustes no posicionamento do sistema focalizador. A evaporação deve ser rápida para evitar a formação de ligas metálicas com o material do cadinho, as quais usualmente tem temperaturas de evaporação bem mais elevadas. O aquecimento focalizado no material e a evaporação rápida diminuem os problemas associados ao aquecimento das lâminas onde se deposita a substância evaporada. Por outro lado, por ser um método onde o material rapidamente se aquece, não se adaptou à evaporação do óxido de Zircônio.

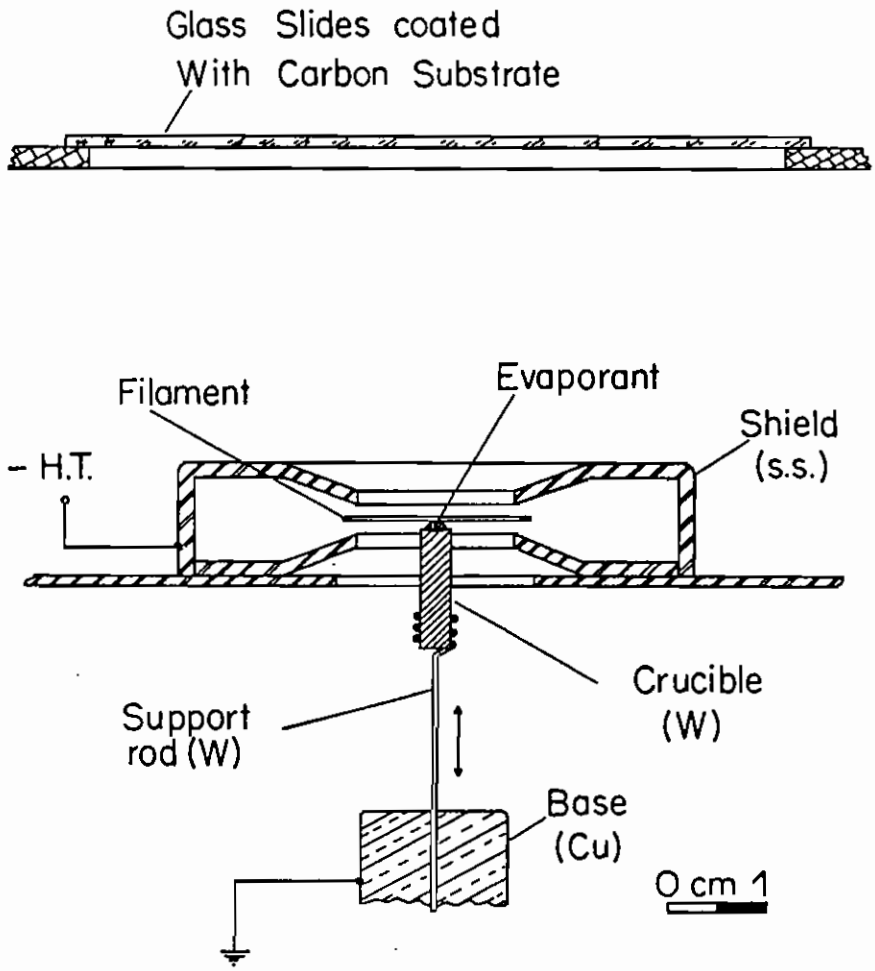

Fig. 2.2 Representação esquemática da montagem utilizada na evaporação de Rutênio, também utilizada na evaporação do Zircônio metálico. O cadinho de Tungstênio está no potencial de terra, e o filamento está no mesmo potencial negativo que o colimador de electrons (shield). No caso da evaporação do Zircônio, não se usou substrato de Carbono nas lâminas de vidro: apenas RBS. (Figura retirada da referência Ko83).

Na evaporação de Zircônio metálico com este método não foi necessária a utilização de substratos de Carbono. Mas para tanto, o preparo das lâminas com RBS mostrou-se crítico, sendo necessário dispor, sobre a lâmina, uma camada espessa e de alta homogeneidade. Também o processo de flutuação da película exigiu maior cuidado (água morna facilitou a liberação da película), sobretudo pela tendência da mesma em enrolar. Não obstante as dificuldades encontradas na obtenção de alvos auto-sustentados, optou-se por não usar substratos de Carbono, por ser menor, nos alvos auto-sustentados, a taxa de contaminação por outros elementos. Alvos com espessuras entre 10 e 20 $\mu g/cm^2$ foram utilizados nas medidas experimentais realizadas.

2.3 Os Arranjos Experimentais e a Detecção das Partículas

Foram utilizadas essencialmente duas montagens experimentais distintas, ambas envolvendo equipamentos desenvolvidos por este grupo de pesquisa: uma com detectores de estado sólido montados numa câmara de espalhamento refrigerada (Hi75), e outra com um detector a gás sensível à posição (Ko83a e Ko86) disposto no plano focal de um espectrógrafo magnético (Cr78). Estas montagens estão descritas nos sub-ítens que se seguem.

No caso das medidas de função de excitação, a utilização da câmara de espalhamento com um detector de geometria anular, para detecção a ângulos traseiros, é mais eficiente e conveniente. Nesta região angular, o alargamento cinemático ($dE/d\theta$) das partículas espalhadas é bastante reduzido, o que permite o uso de grandes aberturas angulares de detecção,* sem que com isto se piore a resolução em energia das partículas detectadas. Além disto, a geometria anular permite a detecção das partículas espalhadas em todas as direções do espaço que formam o mesmo ângulo θ com a direção de incidência do feixe. Assim, a detecção pode ser feita dentro de ângulos sólidos relativamente grandes,** o que possibilita uma acumulação de dados em tempos mais curtos.

Já no caso das medidas de distribuição angular, a utilização do espectrógrafo magnético se faz necessária nos ângulos mais dianteiros. Nestes, uma melhor resolução em energia é requerida, não somente porque as partículas espalhadas pelos diversos contaminantes dos alvos tem energias próximas, como também porque os eventos inelásticos que se deseja estudar tem seções de choque muito menores que os elásticos, o que torna mais crítica a extensão da cauda

---

* Nas medidas realizadas em ângulos traseiros foram utilizadas aberturas angulares cerca de cinco a seis vezes maiores do que nas medidas em ângulos de máximo alargamento cinemático.

** Nos detectores anulares os ângulos sólidos empregados chegaram a ser até quinze vezes maiores do que nos detectores utilizados em outros ângulos.

de baixa energia do pico elástico sobre a região dos picos inelásticos. Os espectros obtidos no espectrógrafo magnético apresentaram melhor resolução, por um fator dois a três, que os espectros obtidos na câmara de espalhamento, permitindo melhor discriminação dos níveis de energia.

Entretanto, o tempo de acumulação de dados com o espectrógrafo magnético é bem maior, pois, afora a impossibilidade de detecção simultânea em vários ângulos de espalhamento, é também impossível detectar, numa única medida, todos os íons correspondentes a um mesmo grupo de partículas emergentes das reações: os íons com iguais quantidades de movimento, mas com estados de carga diferentes, seguem trajetórias com raios de curvatura bastante distintos. Com o detector utilizado (Ko83a e Ko86), que tem cerca de 40 cm de comprimento, não mais que dois estados de carga podem ser detectados simultaneamente. O estabelecimento dos valores absolutos das seções de choque requer o conhecimento das probabilidades dos diversos estados de carga, as quais variam com o ângulo de espalhamento, e devem ser medidas (v. seção 3.3). Assim, são necessárias medidas adicionais com outros valores de campo magnético.

A região de ângulos traseiros da distribuição angular do sistema ^{16}O + ^{92}Zr foi medida utilizando a câmara de espalhamento, e a região de ângulos dianteiros foi obtida com o espectrógrafo magnético. Já no caso do sistema ^{18}O + ^{92}Zr, em que as reações de transferência de um ou dois

neutrons, especialmente as de um neutron, apresentam seções de choque não desprezíveis face ao espalhamento inelástico, além de popularem as mesmas regiões no espectro de energias emergentes (Q ~ -1.3 MeV para $^{92}Zr(^{18}O,^{17}O)^{93}Zr$), as medidas das distribuições angulares foram integralmente realizadas no espectrógrafo magnético. Isto pela possibilidade de uma boa identificação de partículas de massas próximas oferecida pelo sistema de detecção utilizado (v. seção 2.3.4).

2.3.1 A Câmara de Espalhamento

Nas medidas feitas com detectores de estado sólido utilizou-se uma câmara de espalhamento refrigerada, de 60 cm de diâmetro (Hi75). Os detectores são montados sobre um suporte circular com ranhuras radiais que admite a montagem de vários detectores simultaneamente. Este suporte pode ser girado externamente sem a perda do alto vácuo, e permite definir a posição angular dos detectores com uma precisão de ±0.1°.

No centro da câmara, um suporte para alvos, dotado de movimento vertical com controle externo, permite a colocação de até seis alvos nucleares. Este suporte é também dotado de movimento giratório para que se possa alterar o ângulo do alvo com respeito à direção do feixe. Este ângulo é escolhido em função dos ângulos de detecção, tendo em

vista minimizar efeitos da espessura dos alvos na resolução dos espectros de energia, ou seja, minimizar as *diferenças* entre as perdas de energia sofridas pelas partículas quando a reação ocorre a diferentes profundidades no alvo (Co59).

O suporte para alvos é isolado eletricamente da câmara de espalhamento, e permite a aplicação de altas tensões de até 4.5 kV nos alvos. O uso de altas tensões positivas reduz consideravelmente o número de electrons ejetados nas colisões do feixe com os átomos do alvo. Isto não só aumenta a vida útil dos detectores como também evita a degradação da resolução na energia medida. O uso de altas tensões nos alvos visando evitar que electrons atinjam os detectores é uma alternativa conveniente em relação à utilização de ímãs, pois permite montagens mais compactas. Entretanto, há que se considerar que existe um limite para o valor máximo de alta tensão aplicável ao sistema, que, dependendo do caso, pode não ser suficiente. Nas medidas realizadas foram utilizadas tensões entre 2 kV e 4.5 kV.

Para diminuir o ruído térmico dos detectores, e com isto melhorar a sua resolução em energia, o suporte giratório sobre o qual são fixadas as montagens abrigando os detectores foi resfriado a temperaturas entre -20C e -30C. Nestas temperaturas, em que o ruído térmico é sensivelmente menor, torna-se também possível aplicar tensões de operação maiores que as nominais, o que aumenta a eficiência na coleta de carga e reduz assim, nos espectros de energia medidos, a extensão da cauda de baixa energia dos picos.

Nas medidas de distribuição angular realizadas com o equipamento descrito foram utilizados simultaneamente quatro detectores, e a Fig. 2.3 mostra um esquema simplificado desta montagem. O feixe, proveniente do acelerador, é levado ao centro da câmara por intermédio de lentes focalizadoras quadrupolares e eletro-ímãs direcionadores. As fendas F1 e F2 colimam o feixe e definem a direção e a divergência do feixe no alvo. Estas fendas são isoladas eletricamente da câmara de espalhamento, permitindo leituras das correntes incidentes e assim auxiliando a otimização da transmissão do feixe até o alvo. O feixe incidente no alvo é monitorado pelo copo de Faraday situado na parte posterior da câmara de espalhamento.

Além dos quatro detectores montados no suporte giratório, foram utilizados mais dois detectores fixos para a monitoração do feixe incidente. Estes são dispostos em montagens externas ao suporte giratório, simetricamente à direção do alinhamento optico da linha de feixe. Uma das finalidades de tais detectores é monitorar a direção do feixe incidente, permitindo corrigir a direção do feixe, ou determinar o desvio desta em relação à direção do alinhamento optico, e com isto corrigir também a leitura do ângulo de espalhamento.

A outra finalidade de tais detectores é possibilitar a normalização das seções de choque medidas a valores absolutos (seção 3.4). Para tanto, os mesmos devem ser fixados em ângulos onde o espalhamento elástico é

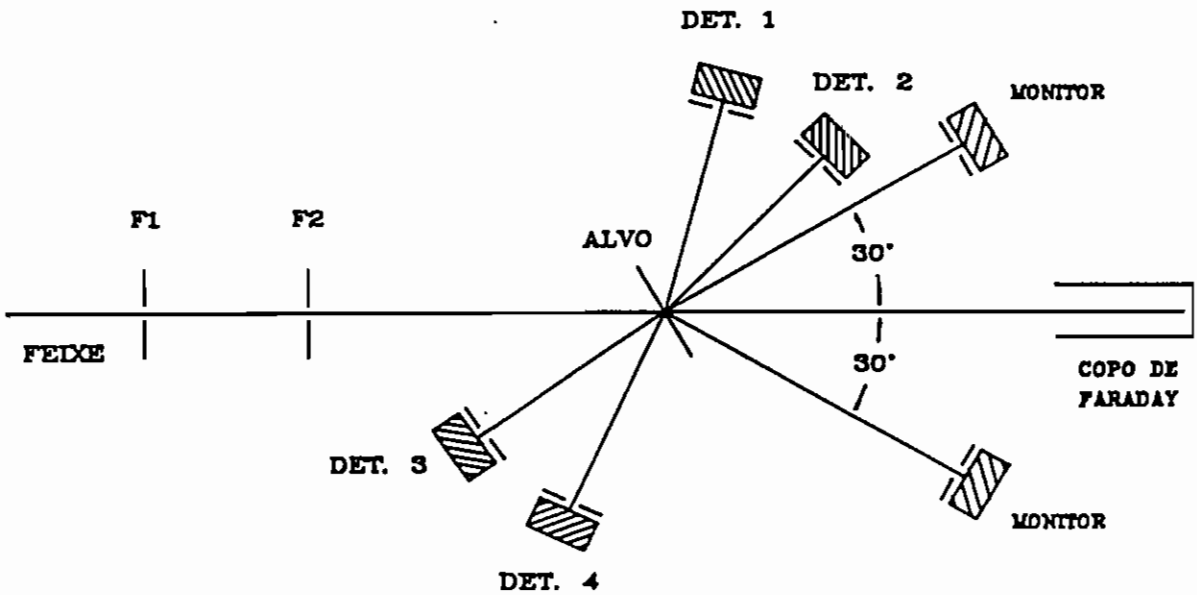

Fig. 2.3 Esquema da montagem experimental utilizada na câmara de espalhamento refrigerada para a medida de distribuições angulares. As fendas F1 e F2 definem a direção e a divergência do feixe incidente no alvo. Os detectores colocados a 30° monitoram o feixe. Os detectores numerados de 1 a 4 são montados sobre um suporte giratório que pode ser movido externamente sem a perda do alto vácuo no sistema. Os colimadores à frente dos detectores definem o ângulo sólido de detecção. Os alvos são montados num suporte isolado eletricamente da câmara de espalhamento e são colocados a um potencial positivo para evitar a liberação de electrons.

puramente coulombiano, e portanto as seções de choque são conhecidas. Entretanto, como as seções de choque de Rutherford variam de maneira extremamente rápida nestes ângulos dianteiros, é importante determinar com precisão a direção do feixe incidente, e por isto é importante a utilização de dois detectores de monitoração simétricos (v. seção 3.4).

Nas medidas de função de excitação, o esquema geral de montagem segue de perto o esquema utilizado nas medidas de distribuição angular, exceto pelo fato de que o detector utilizado tem geometria anular, e a montagem é colocada a 180°, para detecção a ângulos traseiros. Nestas medidas, o suporte giratório é mantido fixo, e o alvo é mantido perpendicular ao feixe incidente (a superfície do alvo contendo os núcleos em estudo voltada para o detector).

Na Fig. 2.4 é visto um detalhe da montagem dos detectores não anulares. As fendas na frente dos detectores definem o ângulo sólido de detecção, conhecidas as suas distâncias ao centro espalhador.

No caso dos detectores não anulares, as fendas utilizadas tem geometria retangular, com a menor dimensão contida no plano da reação. É neste plano que fica definida a máxima abertura angular de detecção, pois, ao longo da outra dimensão da fenda, o ângulo de espalhamento pouco varia, dada a simetria azimutal das reações em torno da linha de feixe incidente. Tendo em vista a resolução em

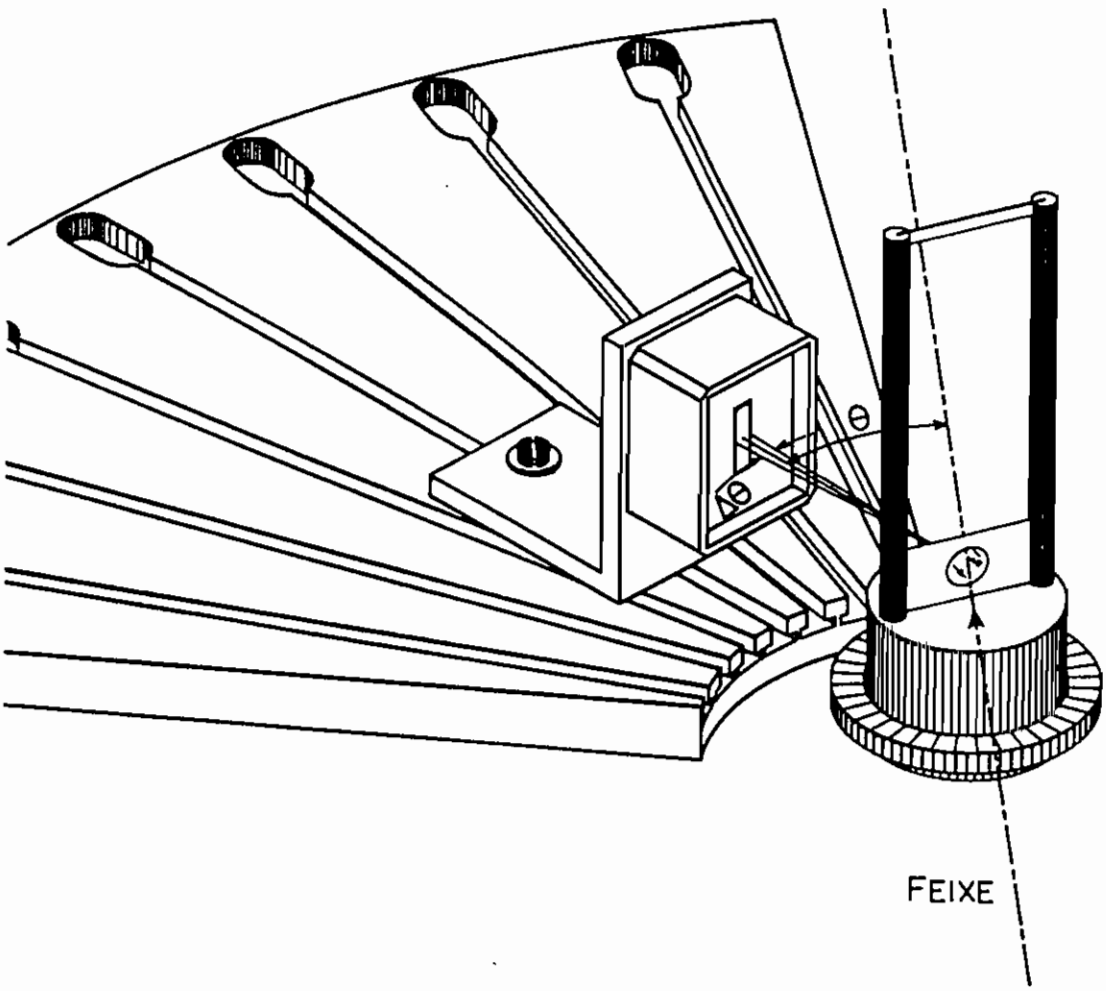

Fig. 2.1 Vista parcial da montagem utilizada na câmara de espalhamento refrigerada para a medida de distribuições angulares, mostrando a peça que abriga os detectores, o suporte giratório sobre o qual são montados os detectores, e o suporte para alvos. As fendas que definem o ângulo sólido de detecção são retangulares, com a menor dimensão no plano da reação. O suporte para alvos pode ser girado em torno do centro da câmara de espalhamento, e está a um potencial elétrico positivo em relação a esta para inibir a emissão de electrons pelo alvo.

energia desejada, e o tempo médio de acumulação de dados, a abertura angular dos detectores foi limitada a 0.5° para utilização em ângulos de maior alargamento cinemático, e a 0.9° para utilização nos ângulos de menor alargamento cinemático. Com isto, limitou-se a contribuição deste fator à resolução em energia a 120 keV. Os ângulos sólidos correspondentes são iguais, aproximadamente, a 2 e 4 msr.

Para o detector anular, utilizou-se uma abertura angular de cerca de 2.7°, com ângulo sólido de, aproximadamente, 33 msr.

Tratamento Eletrônico dos pulsos produzidos pelos Detectores

Na Fig. 2.5 é apresentado o esquema do arranjo eletrônico utilizado, nas medidas de distribuição angular, para o tratamento dos pulsos produzidos pelos detectores de barreira de superfície. O arranjo utilizado nas medidas de função de excitação é similar. As cargas liberadas pelos detectores pela passagem das partículas carregadas, proporcionais à energia depositada nos mesmos, são convertidas em pulsos de tensão por pré-amplificadores sensíveis à carga. Os pulsos são em seguida amplificados por amplificadores espectroscópicos, e digitalizados por conversores análogo-digitais (ADC).

Entre o sistema principal de amplificação (amplificadores espectroscópicos) e os ADC's, são utilizados, nos casos em que se deseja obter o máximo

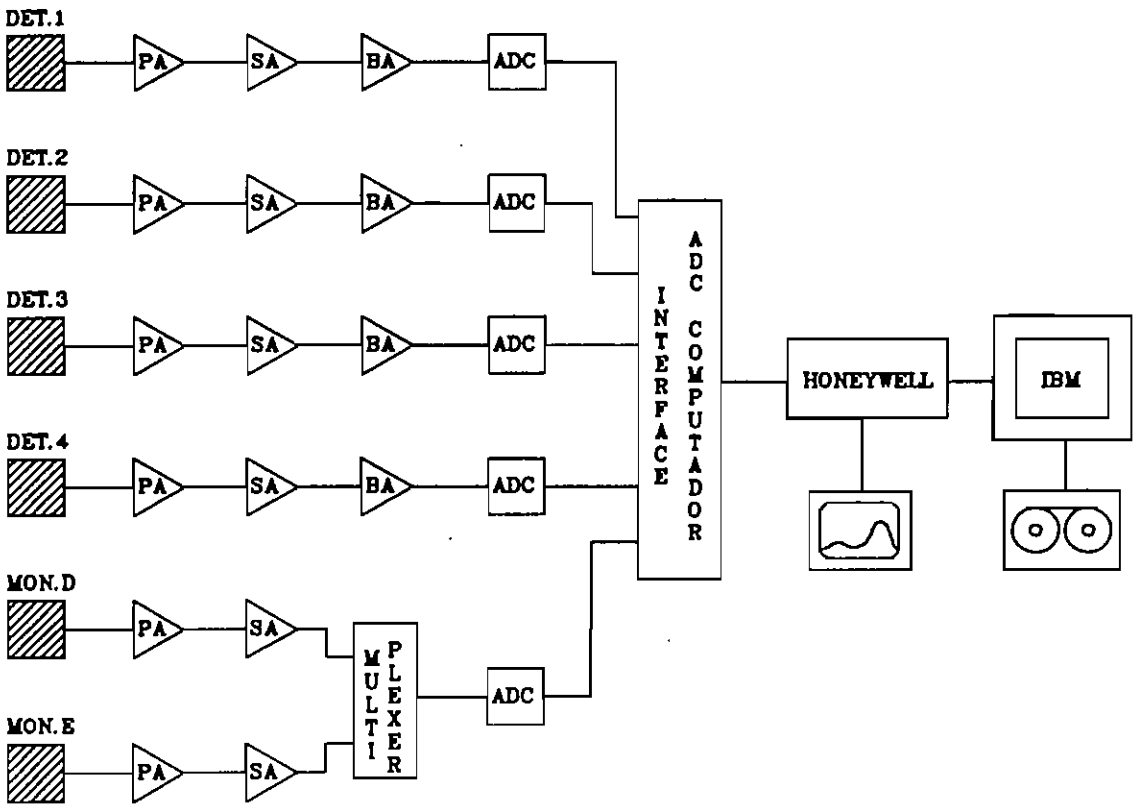

Fig. 2.5 Diagrama de blocos da eletrônica e do sistema de aquisição de dados para a análise dos pulsos produzidos nos detectores de estado sólido utilizados na câmara de espalhamento refrigerada. PA são pré-amplificadores sensíveis à carga, SA são amplificadores espectroscópicos, e BA ("biased amplifier") são amplificadores polarizados. ADC são os conversores análogo-digitais, e Honeywell é o mini-computador utilizado no armazenamento intermediário dos dados e na monitoração dos espectros, que são, ao fim de cada medida, transferidos para o computador IBM.

aproveitamento do poder resolutivo do sistema de detecção, amplificadores polarizados ("biased amplifier"). Tais amplificadores são dotados de ajuste contínuo para o nível inferior de corte em amplitude e para a amplificação da amplitude excedente, e permitem expandir a região de interesse do espectro de modo a cobrir a região de trabalho do ADC. As informações digitais provenientes do ADC são então transferidas para o minicomputador HONEYWELL, onde são convenientemente tratadas e armazenadas, no caso, na forma de distribuições de frequência da energia das partículas detectadas (espectros de energia). Ao fim de cada medida, os espectros são transferidos para o computador IBM, e a região de memória do minicomputador utilizada para acumulação de dados é liberada para nova medida.

2.3.2 O Espectrógrafo Magnético

Conforme já mencionado, em muitas das medidas realizadas foi necessário dispor de espectros com melhor resolução. Nestes casos, utilizou-se detectores a gás no plano focal de um espectrógrafo magnético.

O espectrógrafo magnético utilizado tem peças polares divididas ("split pole") (Sp67), e está acoplado a uma câmara de espalhamento de 42 cm de diâmetro. Uma

descrição detalhada do espectrógrafo utilizado encontra-se na referência Cr78.

A Fig. 2.6 mostra um desenho esquemático do espectrógrafo magnético, da câmara de espalhamento e da câmara de detecção.

O feixe, proveniente do sistema de análise do acelerador, é levado ao centro da câmara de espalhamento por eletro-ímãs direcionadores, e focalizado, na posição em que se encontra o alvo, por lentes quadrupolares. No interior da câmara de espalhamento, um conjunto de duas fendas de 1 mm de largura por 3 mm de altura define as dimensões do feixe no alvo, objeto para o espectrógrafo magnético. Um outro conjunto de fendas, de dimensões ligeiramente maiores, é utilizado, a um potencial negativo em relação às fendas de definição do objeto, para evitar que o feixe espalhado nas bordas das fendas de definição atinja o alvo.

Dois detectores de barreira de superfície, montados simetricamente a 30.6° em relação à direção de incidência do feixe, e fora do plano da reação, monitoram o feixe incidente, e permitem a normalização, a valores absolutos, das seções de choque medidas (seção 3.4). A montagem destes monitores inclui ímãs permanentes que evitam que os electrons espalhados do alvo atinjam os detectores. Um copo de Faraday, eletricamente isolado e com supressor de electrons, capta o feixe incidente após sua passagem pelo

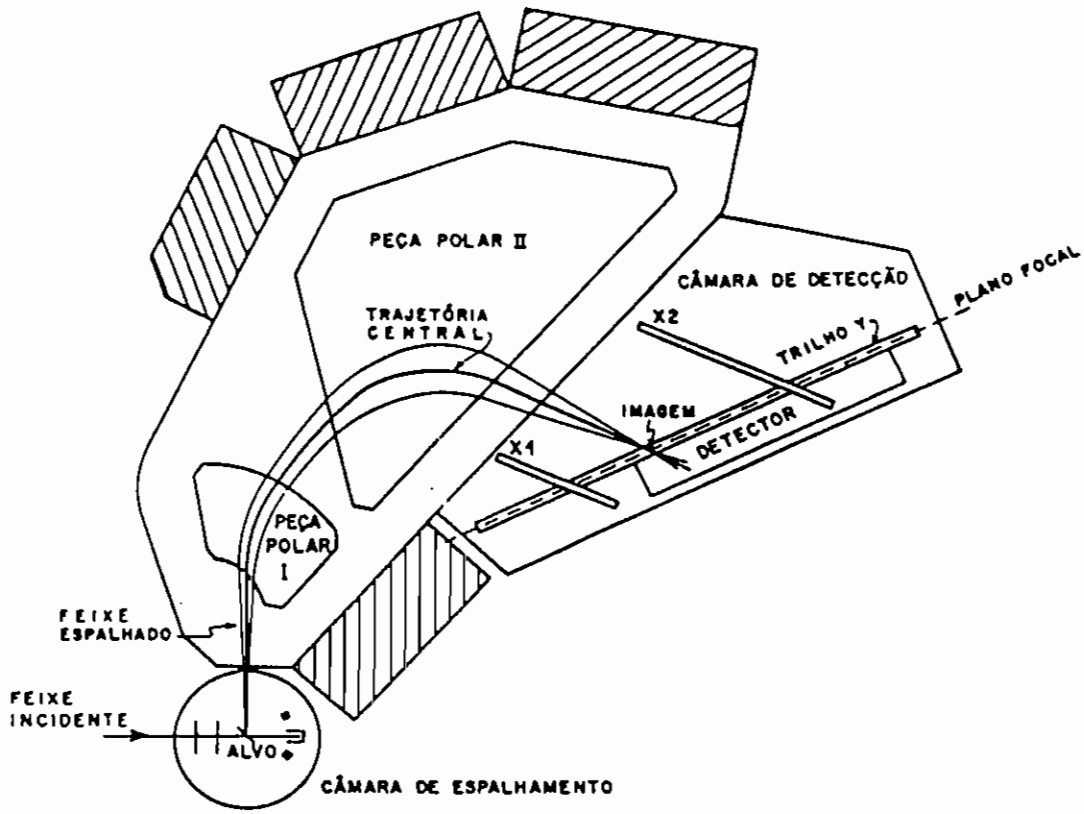

Fig. 2.6 Esquema do espectrógrafo magnético, da câmara de espalhamento e da câmara de detecção. O feixe espalhado no alvo é analisado pelo campo magnético e focalizado no plano focal. Neste plano situa-se o detector sensível à posição. X1 e X2 são trilhos que permitem, através de acionamento remoto, deslocar o detector para diferentes planos focais.

alvo, permitindo a determinação de sua intensidade, bem como da carga total incidente durante as medidas.

No centro da câmara, um suporte para alvos permite a colocação de até seis alvos, que podem ser posicionados na altura da linha de feixe por controle externo, sem a perda do alto vácuo.

O espectrógrafo magnético está acoplado à câmara de espalhamento por um sistema de vedação dinâmica, que permite girar o espectrógrafo em torno da câmara sem a perda do alto vácuo. À entrada do espectrógrafo, um conjunto de fendas horizontais e verticais, com controles externos e independentes para a variação das dimensões, permite definir o ângulo sólido, bem como a abertura angular de detecção. A extensão desta abertura influencia de maneira direta a resolução em (ΔE,E) dos espectros (seção 3.2), a menos que o alargamento cinemático seja desprezível, o que normalmente não ocorre em reações com íons pesados.

Por outro lado, o espectrógrafo magnético é um instrumento para análise de feixes de partículas, que não apenas separa, em trajetórias distintas, feixes com diferentes razões p/q (momento linear/estado iônico), mas também focaliza, numa região de pequenas dimensões sobre o (assim chamado) plano focal, feixes de partículas provenientes de um mesmo canal de reação, mas espalhadas no *intervalo* angular subtendido pela abertura de entrada. Desta forma, efeitos do alargamento cinemático nos espectros *de*

posição são compensados pelas características focalizadoras do campo magnético do instrumento (Sp67).

Assim, do ponto de vista de resolução *em posição*, o espectrógrafo magnético é um equipamento que permite a utilização de grandes aberturas angulares de detecção (até ~ 3.5°, no espectrógrafo utilizado). Tais aberturas angulares são totalmente proibitivas em medidas como as realizadas na câmara de espalhamento refrigerada (seção 2.3.1), onde as únicas informações acerca das partículas detectadas originam de medidas de energia.

Entretanto, nem sempre as informações referentes apenas à posição de incidência das partículas ao longo do plano focal são suficientes - é o caso em que vários tipos de partículas provenientes de reações diversas no alvo tem mesmas rigidezas magnéticas (campo magnético * raio de curvatura), e seguem portanto trajetórias no ímã com mesmos raios de curvatura. Nestes casos, são também necessárias informações acerca de suas energias, para que possam ser identificadas (seção 2.3.4). Nestas circunstâncias, as aberturas angulares de detecção devem ser escolhidas tendo em vista a resolução em (ΔE,E) necessária para a identificação.

Nas medidas realizadas com feixe de ^{18}O, a abertura angular de detecção foi fixada entre 1.2° e 1.8°, com ângulos sólidos entre 0.8 e 1.2 msr. Note-se que estas aberturas angulares ainda são bem maiores do que as utilizadas com detectores de barreira de superfície na

câmara de espalhamento refrigerada (entre 0.5° e 0.9°), pois a resolução, em energia, requerida para *apenas* identificar tipos de partículas, é certamente inferior à necessária para resolver grupos de partículas provenientes dos vários canais de saída no sistema investigado (seção 2.3.4).

Na região de campo magnético, as partículas são defletidas segundo a relação:

$$B\rho = \frac{|\vec{p}|}{q},$$

onde B é o módulo da indução magnética, ρ é o raio de curvatura efetivo da trajetória, $\vec{p}$ é o momento linear, e q é o estado iônico da partícula. Partículas com diferentes razões (momento linear/estado iônico) seguem, pois, trajetórias com raios de curvatura distintos, e, conforme já mencionado, grupos provenientes de um mesmo canal de saída, mas que tem diferentes ângulos de entrada no ímã, acabam por ser focalizados em determinada posição no interior do espectrógrafo. Para alargamentos cinemáticos próximos, o lugar geométrico das posições de foco para os diversos feixes de partículas com raios de curvatura diferentes é, aproximadamente, um plano, chamado de plano focal. É neste plano que são colocados os detectores sensíveis à posição.

A posição Y (Fig. 2.6) de incidência das partículas ao longo do plano focal guarda uma relação, linear em primeira aproximação, com o raio de curvatura ρ da

trajetória. A determinação das constantes de calibração foi feita utilizando reações nucleares em sistemas de estados finais bem conhecidos (Sa81), e também medindo a variação da posição de incidência de grupos elásticos por variação do campo do magnético do ímã (Cr78). Estas calibrações foram feitas para os planos focais respectivos, sendo válidas apenas nestes planos. Para outros planos focais, com outras inclinações em relação à direção de incidência das partículas, as constantes devem ser "rebatidas" para o plano em uso através de considerações geométricas (Ta78).

A localização do plano focal do espectrógrafo magnético depende do alargamento cinemático das partículas defletidas, sendo, pois, dependente da partícula detectada e de seu ângulo de espalhamento. No espectrógrafo utilizado, o detector pode ser colocado na posição do plano focal da reação em estudo deslocando-se, ao longo dos trilhos (X1,X2), o suporte (trilho Y na Fig. 2.6) onde o detector é fixado. A determinação da dependência da posiçao do plano focal com o alargamento cinemático do feixe defletido encontra-se discutida em detalhes na referência Cr78. Como o espectrógrafo foi projetado para poder utilizar emulsões nucleares como elemento detector de partículas, a incidência das mesmas no plano focal se dá a um ângulo de aproximadamente 45° em relação à normal ao plano.

2.3.3 Os Detectores a Gás sensíveis à posição

Nas medidas realizadas no espectrógrafo magnético foram utilizados dois tipos de detector a gás sensível à posição, ambos com cerca de 40 cm de comprimento ao longo do plano focal. Inicialmente, nas medidas realizadas com o sistema ^{16}O + ^{92}Zr, utilizou-se uma câmara de arrasto com contador proporcional monofilar e leitura de posição pelo método da linha de atraso (Ko83a). Já nas medidas para o sistema ^{18}O + ^{92}Zr, realizadas posteriormente, utilizou-se um detector E-ΔE com câmara de ionização, e leitura de posição pelo mesmo método da linha de atraso (Ko86, Ta86).

Na Fig. 2.7 é apresentado um esquema, em corte transversal, do conjunto (câmara de arrasto - contador proporcional), e na Fig. 2.8, do detector E-ΔE com câmara de ionização. A separação entre o volume interno, preenchido de gás, e a região de alto vácuo, onde se encontra o detector, é feita através de membranas de mylar aluminizado.

A partícula carregada, ao entrar no detector, ioniza o gás por colisão com suas moléculas. Os electrons liberados no interior da região delimitada pelos fios de arrasto ("drift wires"), onde um campo elétrico uniforme é estabelecido com a aplicação, nos fios, de tensões

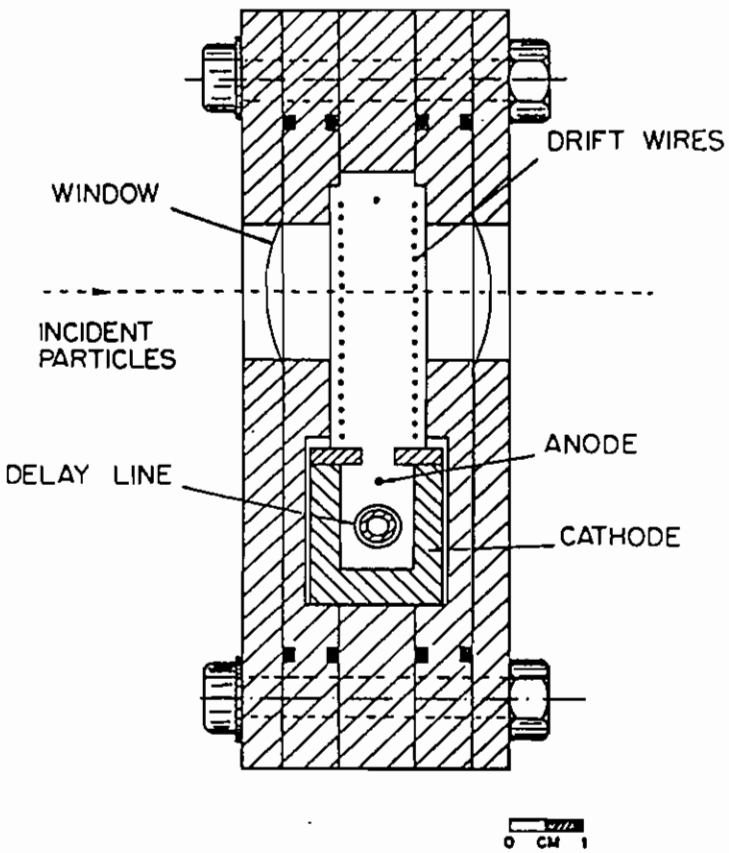

Fig. 2.7 Esquema, em corte transversal, da câmara de arrasto com contador proporcional e leitura de posição pelo método da linha de atraso. (Figura extraída da referência Ko83a).

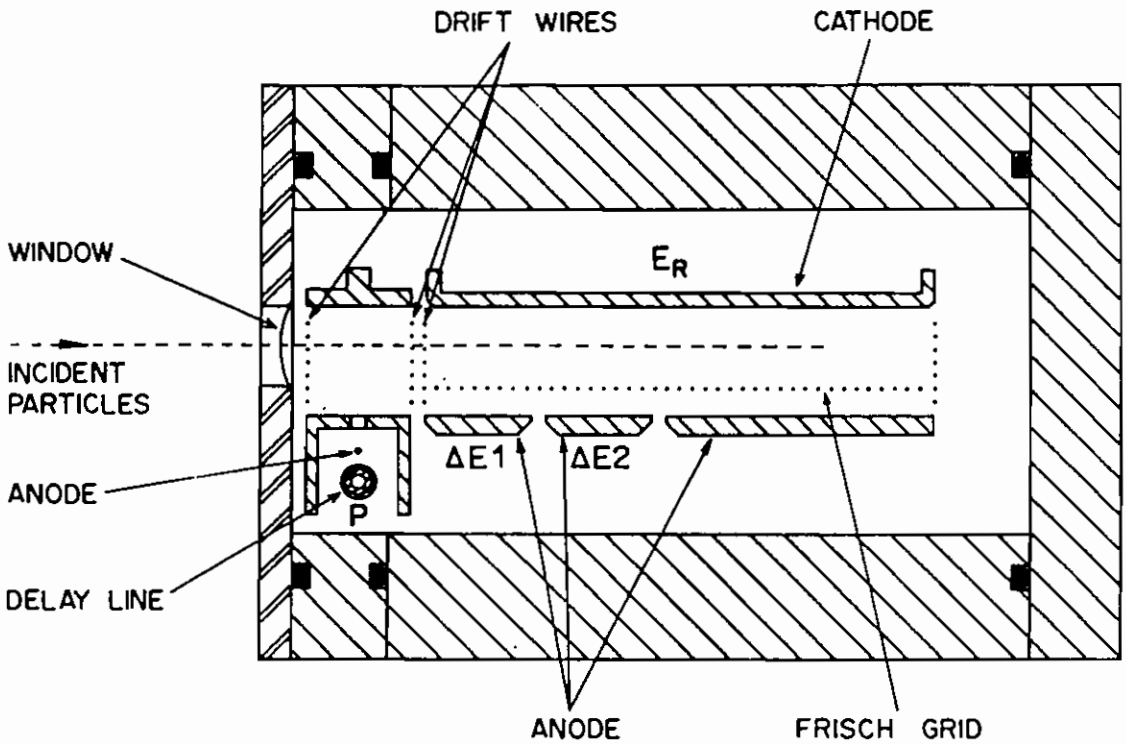

Fig. 2.8 Esquema, em corte transversal, do detector E-ΔE com câmara de ionização e leitura de posição pelo método da linha de atraso.

linearmente crescentes na direção do anodo, são transportados ao contador proporcional ("Anode Wire"). Abaixo deste se encontra uma linha de transmissão de forma helicoidal que constitui a linha de atraso ("Delay Line"). A avalanche de cargas provenientes da ionização secundária do gás pelos electrons primários, na região do intenso campo elétrico do anodo, induz um pulso na linha de transmissão. O pulso caminha, em ambas as direções, aos extremos da linha. A diferença entre os tempos de propagação dos pulsos aos dois extremos indica a posição de incidência da partícula no detector.

No primeiro detector (Fig. 2.7), a medida da energia depositada pela partícula detectada é feita no contador proporcional. Sendo um detector de pequena espessura, apenas a perda parcial de energia, sofrida pela partícula no volume delimitado pelos fios de arrasto, é medida.

No caso do detector E-ΔE com câmara de ionização (Fig. 2.8), pode-se medir, simultaneamente, a energia residual da partícula detectada, e sua perda diferencial de energia (ΔE). A perda parcial de energia é medida no anodo ΔE, e a energia residual, no catodo. As diferenças de tensão entre catodo, grade de Frisch, e anodo ΔE são tais que os electrons produzidos na região entre o catodo e a grade caminham na direção do anodo ΔE. Como o anodo é constituído de diversos eletrodos, a perda diferencial de energia pode ser medida, pois as cargas que atingem cada eletrodo são

aquelas produzidas na região acima do mesmo. A energia residual, por sua vez, é medida por um pré-amplificador sensível à carga conectado ao catodo.

Eletrônica associada ao Detector

Na Fig. 2.9 é apresentado um esquema da eletrônica para a análise dos pulsos da câmara de arrasto. O circuito é composto essencialmente por dois ramos, um para a análise temporal dos pulsos provenientes da linha de atraso, o outro para a análise do sinal da energia depositada pela partícula ao atravessar o detector.

O tratamento dos pulsos provenientes da linha de atraso é exatamente o mesmo nos dois detectores (câmara de arrasto e câmara de ionização). O tratamento dos pulsos de energia é também, em essência, o mesmo para os dois detectores: os pulsos de carga, provenientes do detector, são convertidos em pulsos de tensão por pré-amplificadores sensíveis à carga, e em seguida amplificados por amplificadores espectroscópicos. Entretanto, os modelos de pré-amplificador diferem quanto à sua capacitância de entrada, que deve ser alta para o caso dos pulsos da câmara de ionização já que, neste caso, a capacitância intrínseca do detector é grande (>200 pf). Já a capacitância intrínseca dos contadores proporcionais é baixa (<100 pf).

No ramo referente à análise temporal dos pulsos da linha de atraso, utilizam-se módulos eletrônicos apropriados

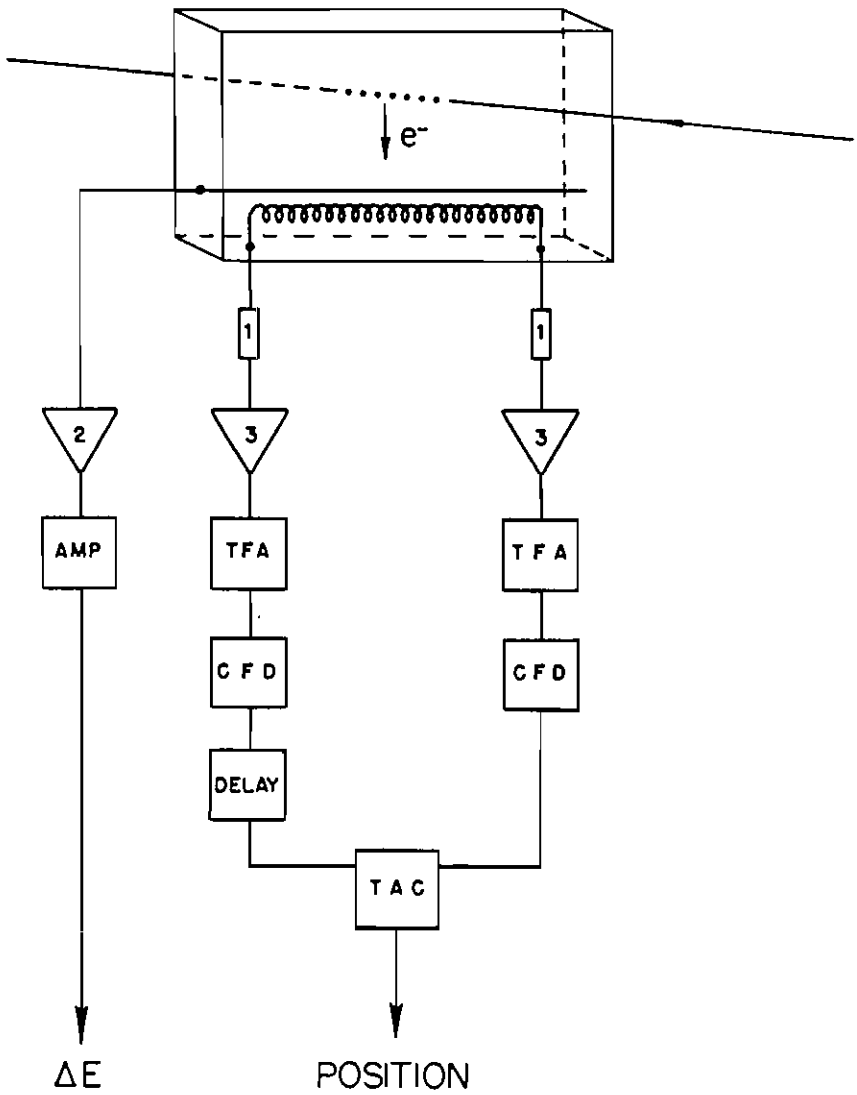

Fig. 2.9 Diagrama de blocos da eletrônica para a câmara de arrasto com contador proporcional e leitura de posição pelo método da linha de atraso. 1: "casador" de impedância; 2: pré-amplificador sensível à carga; 3: pré-amplificador rápido; AMP: amplificador espectroscópico; TFA: amplificador rápido ("Timing Filter Amplifier"); CFD: discriminador de fração constante ("Constant Fraction Discriminator"); TAC: conversor tempo-amplitude ("Time to Amplitude Converter"). (Figura extraída da referência Ko83a).

para o tratamento de pulsos rápidos. Os sinais provenientes da linha são processados por pré-amplificadores rápidos de baixo ruído, e amplificados por amplificadores de larga banda passante e constantes de integração/diferenciação na faixa dos nanosegundos ("Timing Filter Amplifier"). Em seguida, passam por um estágio onde são gerados sinais de marcação temporal ("Constant Fraction Discriminator"). Os sinais de tempo gerados são então utilizados num conversor tempo-amplitude ("Time to Amplitude Converter"), para a medida da diferença de tempo de transmissão entre o pulso gerado na linha de atraso que caminhou para um dos extremos e o que caminhou para o outro extremo. Tal diferença de tempo, conforme já mencionado, está associada à posição de incidência da partícula no detector.

Em um dos ramos do circuito de análise temporal o pulso sofre um atraso adicional (ramo esquerdo na Fig. 2.9), para se deslocar a origem das diferenças de tempo, tal que sejam sempre positivas para qualquer posição da linha de atraso onde ocorra a indução de um pulso.

Na Fig. 2.10 é apresentado o diagrama de blocos da eletrônica utilizada nas medidas realizadas com o detector E-ΔE sensível à posição. O circuito de coincidência tem a função de verificar a existência simultânea (num intervalo de tempo de aproximadamente 5 μs) dos pulsos de posição, perda parcial de energia, e energia residual. Ocorrendo a coincidência, os pulsos são convertidos por conversores

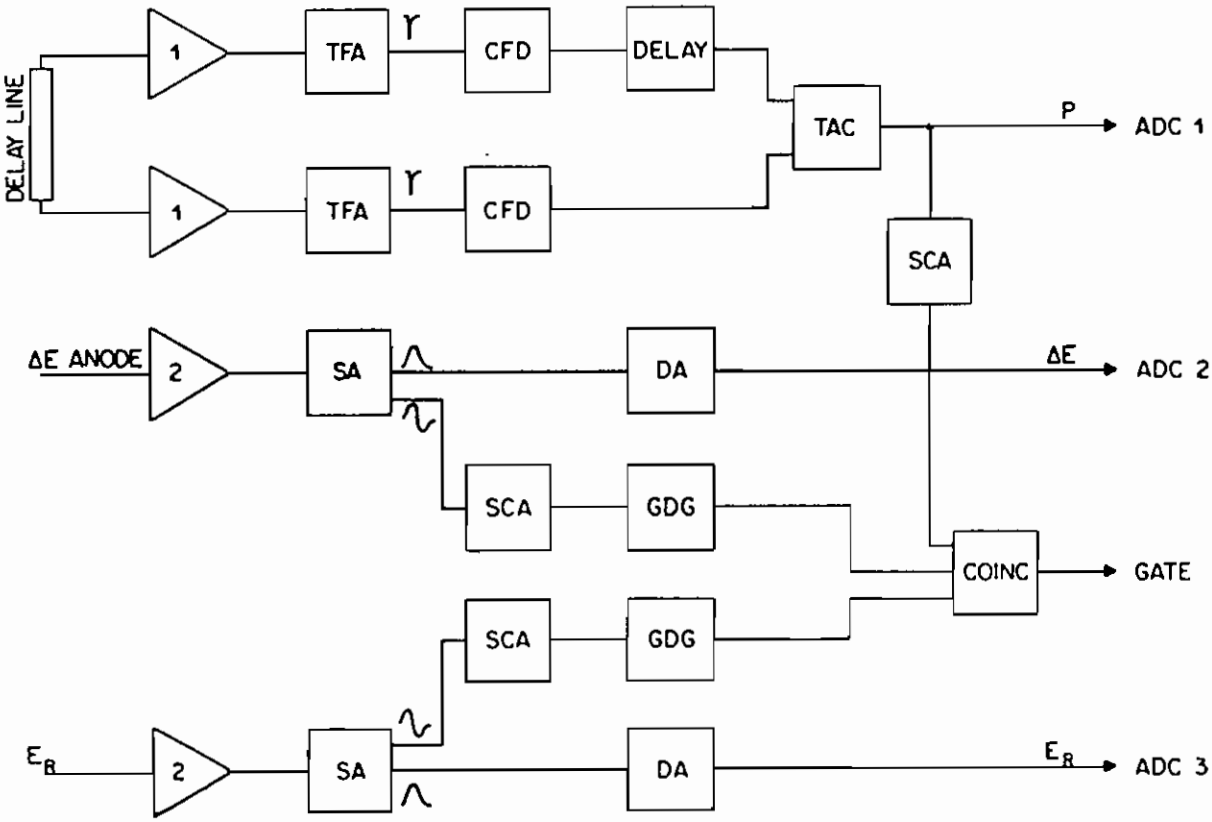

Fig. 2.10 Diagrama de blocos da eletrônica utilizada na análise dos pulsos do detector E-ΔE com leitura de posição pelo método da linha de atraso. 1: pré-amplificador rápido; 2: pré-amplificador de carga; TFA: amplificador rápido ("Timing Filter Amplifier"); CFD: discriminador de fração constante ("Constant Fraction Discriminator"); TAC: conversor tempo-amplitude ("Time to Amplitude Converter"); SA: amplificador espectroscópico ("Spectroscopy Amplifier"); DA: amplificador com atraso temporal ("Delay Amplifier"); SCA: analisador mono-canal ("Single Channel Analyzer"); GDG: gerador de atraso ("Gate and Delay Generator"); COINC: gerador de sinal de coincidência; ADC: conversor análogo-digital ("Analog to Digital Converter"). (Figura adaptada da referência Ta86)

análogo-digitais (ADC) para serem armazenados no computador, na forma de espectros monoparamétricos, ou evento a evento, na forma de trincas ordenadas multiparamétricas ($\Delta E, E_R, P$), para posterior análise. A segunda forma de armazenamento permite identificar grupos de partículas de massas distintas (seção 2.3.4). Com o circuito de coincidência, eliminam-se em grande parte os pulsos provenientes de outras fontes que não o evento detectado, tais como ruídos, pois os ADC's são habilitados apenas quando existe um pulso à saída do módulo de coincidência ("GATE", na figura).

Na Fig. 2.10, "SCA" são analisadores mono-canal ("Single Channel Analyzer"), que fornecem, para cada pulso que satisfaz as "condições de entrada" quanto à sua amplitude, um pulso de altura constante à saída. Ajustando-se convenientemente as "condições de entrada", tal que pulsos com amplitude abaixo de certo limiar sejam rejeitados (como por exemplo os ruídos de pequena amplitude), diminui-se também o tempo morto do restante do sistema de análise de pulsos. Eliminam-se também coincidências casuais entre ruídos. "GDG" são geradores de atraso ("Gate and Delay Generator") e "DA" são amplificadores com atraso temporal ("Delay Amplifier"), utilizados para permitir ajustar a coincidência temporal entre os pulsos provenientes de um mesmo evento que entram no módulo de coincidência, bem como a coincidência entre o sinal à saída deste módulo e os

pulsos de posição (P), energia residual (E_R) e perda parcial de energia (ΔE) a serem analisados pelos ADC's.

2.3.4 A Identificação de Partículas de Massas Próximas

Para uma precisa identificação do íon detectado, é necessário que se identifique tanto o seu número atômico quanto a sua massa atômica. Existem várias maneiras de se realizar esta identificação (Go75), dentre as quais citaremos apenas uma diretamente associada às grandezas medidas no experimento realizado. Neste método, é necessário que se conheça, para cada partícula, a sua energia (E), a sua perda parcial de energia (ΔE), e a sua rigidez magnética ($B\rho$). Estas grandezas estão relacionadas entre si através das seguintes fórmulas (não relativísticas):

$$\Delta E = \frac{M.Z^2}{E} \qquad (2.1)$$

$$B\rho = \frac{(M.E)^{1/2}}{q} \qquad (2.2)$$

onde M é a massa da partícula, Z é o seu número atômico, e q é o seu estado de carga.

O conhecimento de (E, ΔE) para cada evento detectado permite identificar as partículas segundo o seu número atômico. Da equação (2.1), nota-se que partículas com o mesmo produto ($M.Z^2$) estarão representadas, num gráfico de ΔE versus $1/E$ ou versus E, por pontos que se distribuem ao longo de uma mesma "linha", reta na primeira representação, hipérbole na segunda representação. Partículas com diferentes produtos ($M.Z^2$) estão sobre "linhas" diferentes. Como a dependência com Z é quadrática, partículas com mesmo Z e massas atômicas próximas situam-se sobre "linhas" próximas, enquanto partículas com mesma massa atômica e Z's próximos estarão sobre "linhas" mais afastadas. A largura destas "linhas" está associada com a resolução nas medidas de (E, ΔE). Assim, se a resolução for adequada, é possível separar os vários grupos de partículas detectadas segundo o seu número atômico.

Selecionado, quanto ao número atômico, o grupo de partículas que se deseja analisar, o conhecimento de (E, Bρ), ou equivalentemente, (E, Posição), de cada partícula, permite a determinação da massa. Da equação (2.2), nota-se que partículas com a mesma razão $(M)^{1/2}/q$ serão representadas, num gráfico de Posição versus $(E)^{1/2}$ ou versus E, por pontos ao longo de uma mesma "linha", cuja largura está relacionada à resolução na medida de (E, Posição). Se a resolução for adequada, é possível separar os grupos de partículas quanto às suas massas. Quanto ao estado de carga q, a separação em posição é suficientemente grande.

Tanto que, ao longo de aproximadamente 40 cm de extensão do detector, não mais que dois estados de carga para um mesmo grupo de partículas podem ser detectados simultaneamente.

Selecionado, quanto ao número atômico e número de massa, o grupo de partículas provenientes da reação que se deseja estudar, podem ser obtidos facilmente os espectros monoparamétricos para cada um dos parâmetros.

Para que o conjunto de informações (ΔE,E,Posição) seja conhecido para cada evento, é necessário que o sistema de aquisição de dados armazene este conjunto, evento a evento, e de forma ordenada nos parâmetros. Posteriormente, este arquivo de informações sequenciais é analisado por programas de computador. Embora durante a fase de aquisição de dados seja possível monitorar o experimento, é conveniente que a redução definitiva dos dados seja feita "a posteriori", utilizando, na seleção dos grupos de partículas que se deseja estudar, o conjunto completo das informações sequenciais adquiridas em cada medida.

Conforme será visto no capítulo 3, os dados obtidos com o detector E-ΔE sensível à posição permitiram uma boa discriminação entre os grupos de partículas de massas 16, 17, 18.

Capítulo 3

Dados Obtidos

Neste capítulo são apresentados os dados experimentais obtidos com as montagens experimentais descritas no capítulo 2. São também descritos os métodos utilizados na redução dos dados.

3.1 Espectros obtidos na Câmara de Espalhamento

Os espectros obtidos utilizando-se a câmara de espalhamento refrigerada são provenientes de detectores de barreira de superfície, empregando-se eletrônica convencional para o tratamento dos pulsos (seção 2.3.1). Os cuidados experimentais requeridos para otimizar a resolução em energia dos espectros estão discutidos no seção 2.3.1. As medidas realizadas referem-se à função de excitação, a ângulos traseiros, e a parte da distribuição angular, a 56 MeV, com o sistema ^{16}O + ^{92}Zr.

Na Fig. 3.1 é apresentado um espectro obtido com um detector anular, nas medidas da função de excitação, e na Fig. 3.2, um espectro das partículas espalhadas a 95° (lab.), obtido nas medidas da distribuição angular.

A resolução típica nos espectros da função de excitação é de ~150 keV, sendo, no melhor caso, 134 keV, e, no pior caso, 166 keV. No espectro apresentado na Fig. 3.1 a

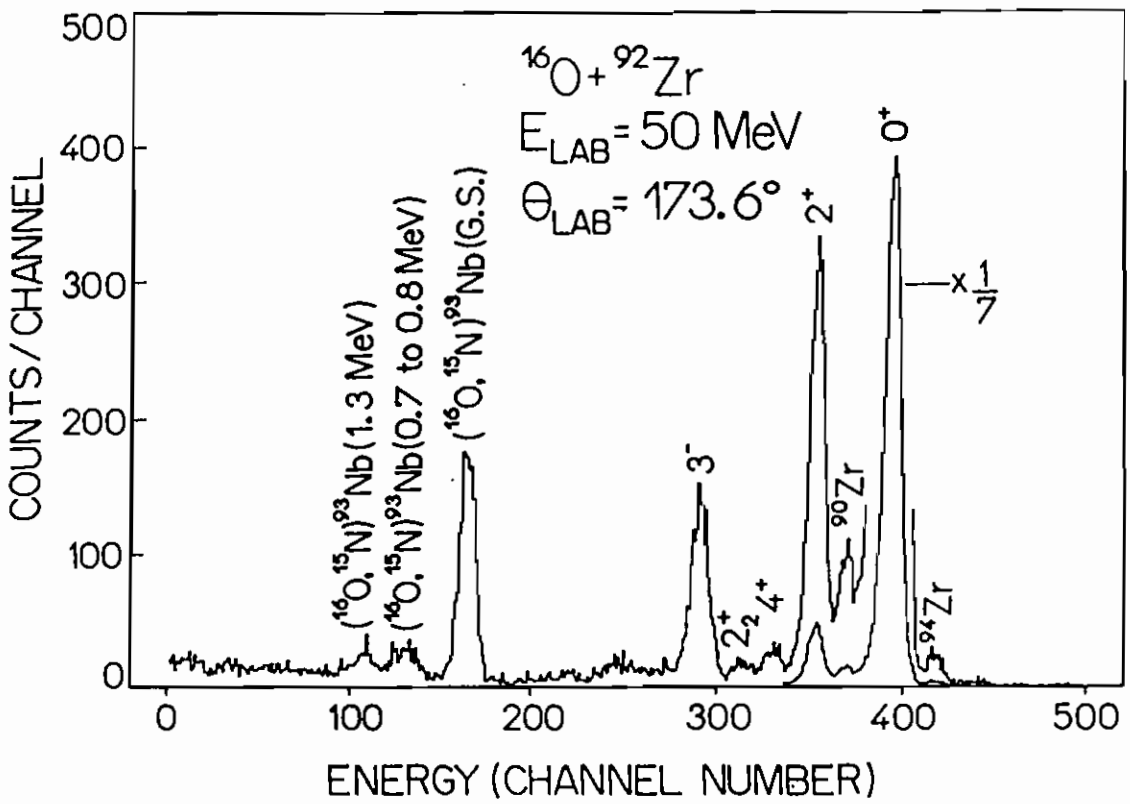

Fig. 3.1 Espectro obtido com detector de barreira de superfície anular resfriado a ~-30C. A resolução (FWHM) é de ~150 keV. Nota-se a presença de grupos de partículas provenientes da reação (^{16}O,^{15}N), com intensidades comparáveis às dos grupos inelásticos estudados. Nota-se também a clara separação dos grupos provenientes do espalhamento elástico pelos isótopos contaminantes do alvo.

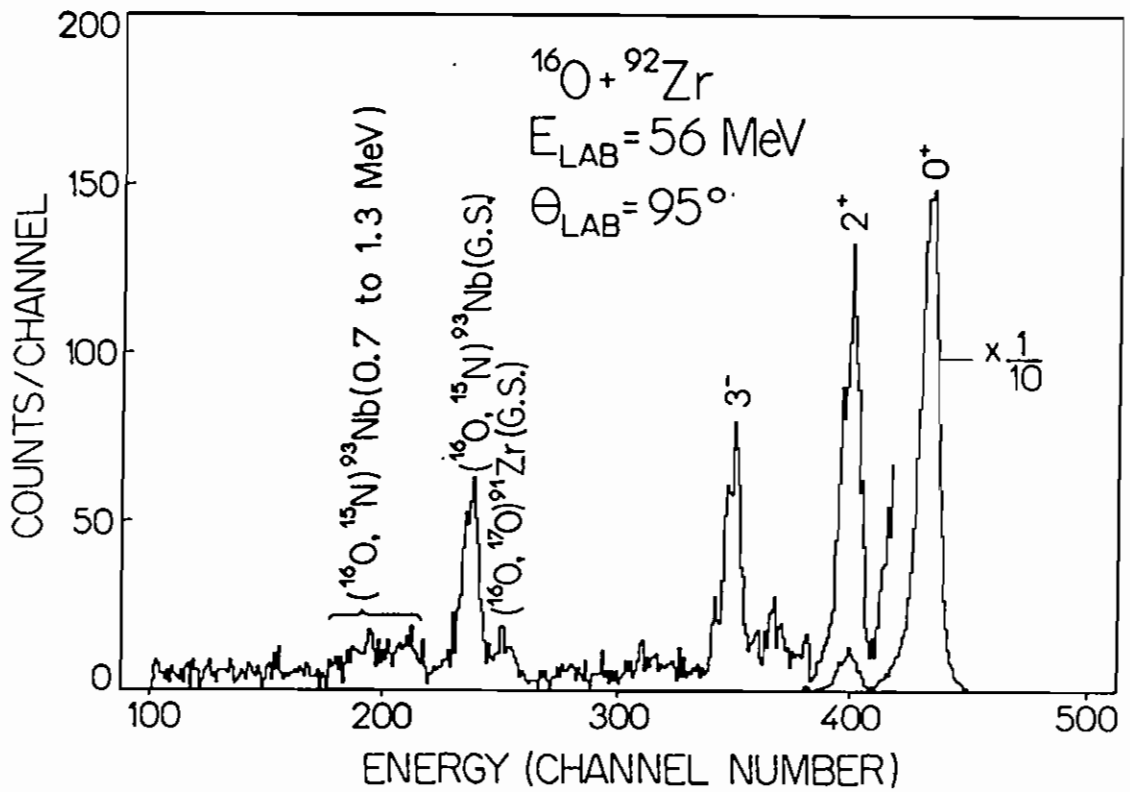

Fig. 3.2 Espectro das partículas espalhadas a 95°, obtido com detector de barreira de superfície resfriado a ~-30C. A resolução (FWHM) é de ~200 keV. Nota-se a presença de grupos de partículas provenientes das reações $(^{16}O,^{15}N)$ e $(^{16}O,^{17}O)$. O primeiro apresenta intensidade comparável à dos grupos inelásticos estudados. O segundo tem intensidade bem menor, tendo sido observado em apenas alguns ângulos de espalhamento.

resolução é de ~150 keV. Já no caso dos espectros da distribuição angular, a resolução varia entre 200 e 300 keV. O espectro apresentado na Fig. 3.2 tem ~200 keV de resolução.

Nota-se a presença de grupos de partículas provenientes de reações de transferência de um nucleon, particularmente, da reação de "stripping" de um proton, (^{16}O,^{15}N), que apresenta, no experimento realizado, condições cinemáticas favoráveis à sua ocorrência ("Q-window effect").* Conforme se vê nos espectros (Figs. 3.1 e 3.2), os picos associados à população do estado fundamental do ^{93}Nb tem intensidades comparáveis às intensidades dos picos do espalhamento inelástico.

Foi também identificado, tentativamente, um grupo de partículas associado à reação $^{92}Zr(^{16}O,^{17}O)^{91}Zr(G.S.)$. Entretanto, este grupo apresenta-se com baixa intensidade em relação aos outros grupos de partículas estudados, e foi observado apenas em alguns dos espectros. Para qualquer identificação mais precisa deste grupo, seria necessário dispor de uma montagem experimental adequada, com sistema de identificação de partículas, conforme já discutido no seção 2.3.4.

---

* Com base em trajetórias clássicas, chega-se a um valor de Q_{otimo}~-5 MeV para uma energia incidente de 56 MeV, enquanto o valor de Q para a reação que popula o estado fundamental do núcleo residual (^{93}Nb) é de ~-6 MeV.

Para a identificação dos diferentes grupos de partículas, emergentes das colisões no sistema ^{16}O + ^{92}Zr, foram utilizadas, conjuntamente, as informações extraídas dos espectros obtidos com a câmara de espalhamento refrigerada, e aquelas obtidas com o espectrógrafo magnético. A identificação foi feita com base apenas em análise cinemática, a partir de informações sobre as energias e sobre os momentos lineares das partículas. Dentre todas as possíveis reações de transferência ("pick-up" e "stripping") de um proton ou de um neutron, apenas as reações (^{16}O,^{15}N) e (^{16}O,^{17}O) foram observadas nos espectros.

No caso da reação (^{16}O,^{15}N), os picos a ela associados foram observados tanto nos espectros da função de excitação e da distribuição angular determinadas com a câmara de espalhamento refrigerada, como nos espectros da distribuição angular medida no espectrógrafo magnético. Nos espectros da função de excitação, os picos associados a esta reação foram observados a energias incidentes entre 40 e 54 MeV, e nos espectros da distribuição angular, a ângulos entre 74° e 105° (referencial do centro de massa). Considerando o intervalo abrangente de energias incidentes e ângulos em que os picos foram observados, bem como a coerência entre as informações de energia (câmara) e as de momento linear (espectrógrafo), pode-se considerar confiável a identificação feita, ainda que não se tenha utilizado um sistema de identificação de partículas.

Análise dos espectros

Para que se possa determinar as seções de choque dos processos excitados na colisão é necessário determinar as áreas dos picos correspondentes nos espectros. Entretanto, nem sempre os picos se apresentam suficientemente afastados de seus vizinhos, e em região de fundo desprezível. Nestes casos, é necessário utilizar programas de ajustes de picos. A escolha da forma do pico depende do tipo de espectro a ser analisado, do método de detecção utilizado, enfim, da interação da partícula detectada com o meio detector e das propriedades deste meio.

Na análise dos espectros provenientes de detectores de barreira de superfície foi utilizado um programa de computador (Sa75) que admite ser a mesma a forma de todos os picos do espectro. Tal hipótese é aceitável desde que todos os picos da região a ser analisada sejam provenientes de espalhamentos por núcleos de massas próximas, tal que a contribuição, na resolução em energia dos espectros, do alargamento cinemático das partículas detectadas, seja aproximadamente a mesma para todos os picos.

No programa, o "pico padrão" é construído a partir do pico elástico, sendo descrito, nas vizinhanças do máximo e na região de altas energias, pelo próprio pico experimental, e tendo uma cauda de baixas energias descrita por uma exponencial de hipérbole.

Esta forma de pico foi extensivamente testada em espectros obtidos com detectores de barreira de superfície, particularmente, em espectros de ^{16}O espalhados por ^{118}Sn, ^{208}Pb e ^{209}Bi (Be72), em que a cauda de baixas energias do pico elástico pôde ser muito bem observada, pois o primeiro pico inelástico se encontra suficientemente afastado do pico elástico. Em todos os espectros, os ajustes se mostraram bastante satisfatórios. Além disto, os valores de probabilidade de excitação coulombiana obtidos destes espectros se mostraram consistentes com resultados obtidos a partir de outros métodos de medida. Tais análises fornecem bases experimentais credenciáveis para se aceitar esta forma para o pico padrão.

No ajuste dos espectros, são variados os parâmetros que definem a hipérbole, e as alturas dos picos em relação ao pico padrão, de forma a minimizar a função x^2. O programa permite também descontar a contribuição de picos "contaminantes", cuja altura relativa ao pico padrão deve então ser fornecida. Esta opção é útil para se tratar a contribuição dos outros isótopos presentes nos alvos, conhecida a composição isotópica do material utilizado em sua confecção.

Na Fig. 3.3 é apresentado um espectro obtido com detector anular, nas medidas da função de excitação, e na Fig. 3.4, um espectro obtido nas medidas da distribuição angular. As curvas contínuas representam resultados dos ajustes feitos pelo programa.

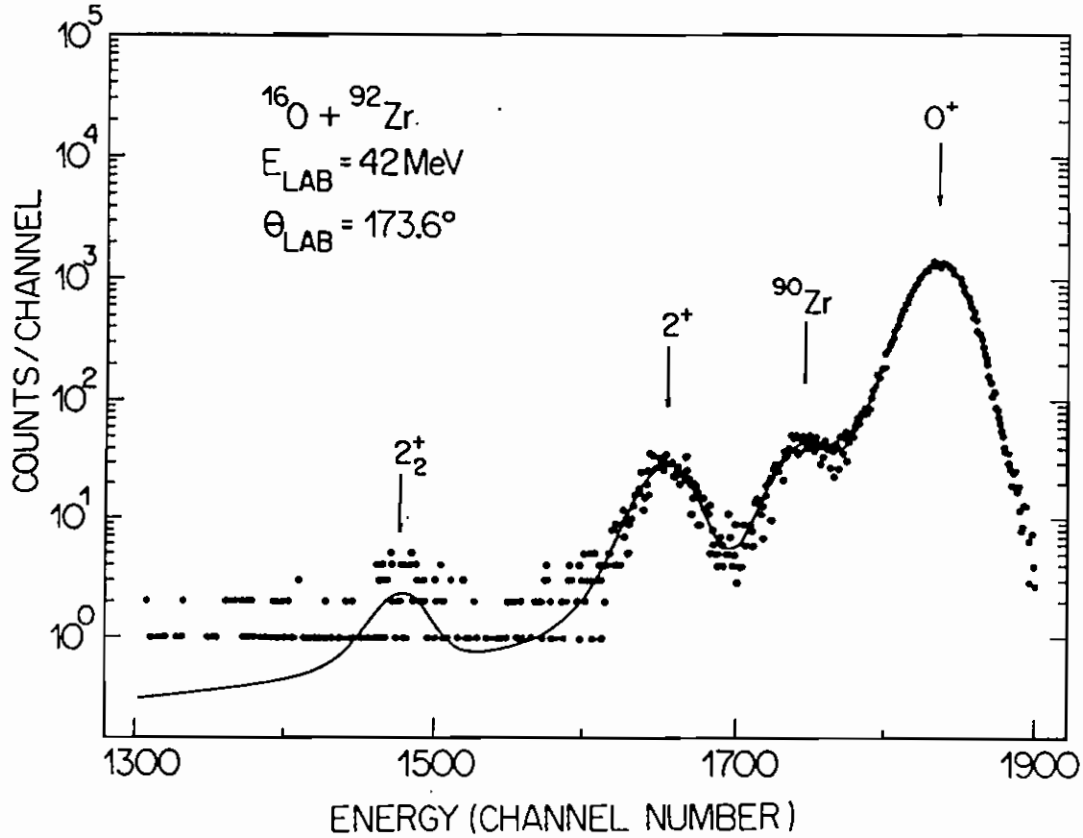

Fig. 3.3 Espectro dos íons de ^{16}O retro-espalhados por ^{92}Zr, já descontadas as contribuições dos isótopos contaminantes presentes no alvo, exceto do isótopo de massa 90. Neste caso, optou-se por efetuar o ajuste do pico correspondente. A linha cheia representa o melhor ajuste ao espectro.

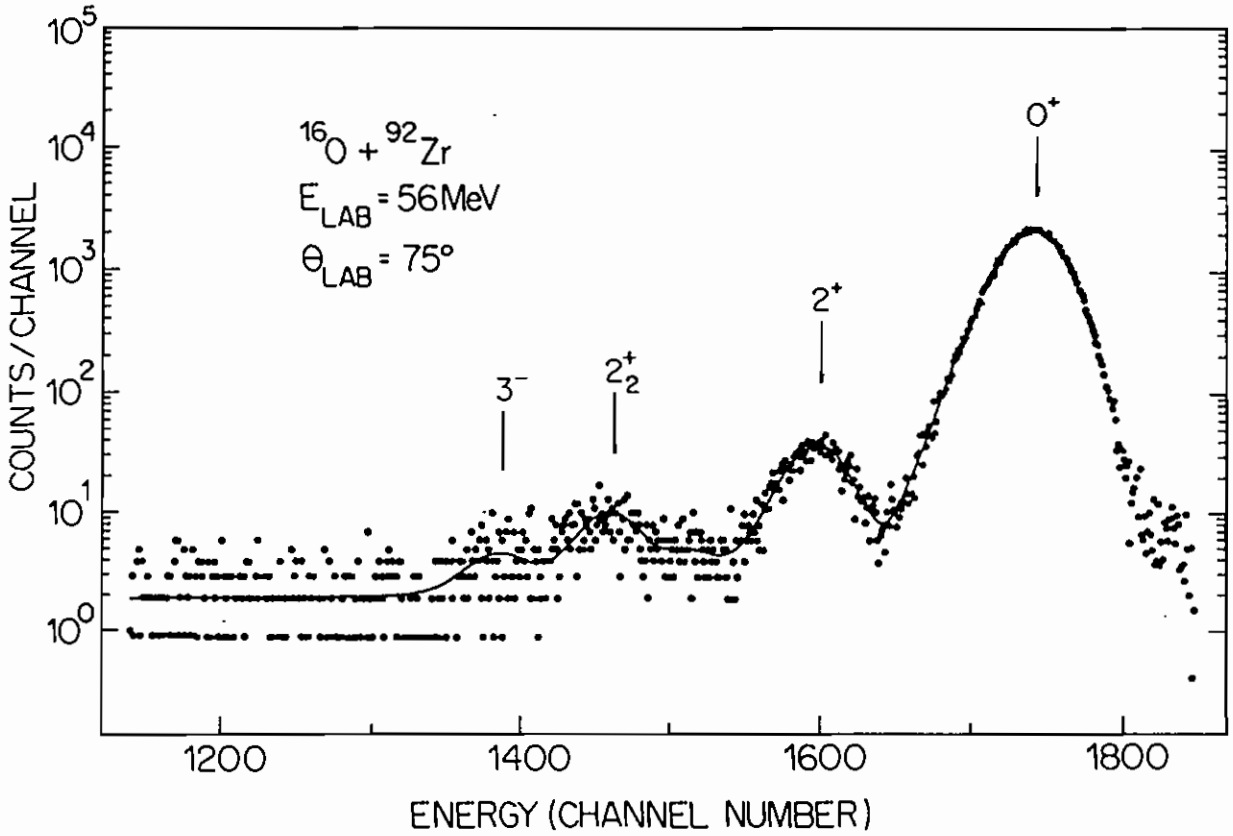

Fig. 3.1 Espectro dos íons de ^{16}O espalhados a 75° por ^{92}Zr, já descontadas as contribuições dos isótopos contaminantes presentes no alvo. A linha cheia representa o melhor ajuste ao espectro.

Nos espectros obtidos com detector anular, o pico correspondente ao espalhamento elástico pelo isótopo (contaminante) de massa 90 se apresenta suficientemente separado do pico elástico do ^{92}Zr, a ponto de ser visualizado com clareza (v. Fig. 3.3). Nestes casos, optou-se por ajustar este pico, ao invés de "subtraí-lo" dos espectros. Os ajustes dos espectros medidos a energias incidentes abaixo da barreira coulombiana apresentaram, para a razão entre as áreas dos dois picos, resultados concordantes com o esperado das especificações de composição isotópica fornecidas pelo fabricante do isótopo.*

Nos espectros obtidos nas medidas da distribuição angular, os picos do espalhamento pelos isótopos contaminantes não estão resolvidos do pico do espalhamento pelo ^{92}Zr. Nestes casos, os picos contaminantes foram "subtraídos" segundo as especificações de composição isotópica fornecidas pelo fabricante. Tal procedimento não é, a rigor, correto para os ângulos em que a seção de choque elástica não é mais coulombiana. As incertezas introduzidas nos valores resultantes das seções de choque estão discutidos no seção 3.4.

---

* Acima da barreira coulombiana, as razões entre as áreas dos dois picos não podem ser comparadas diretamente com as razões entre as porcentagens dos isótopos, pois as seções de choque (não coulombianas) podem ser significativamente diferentes.

3.2 Espectros obtidos no Espectrógrafo Magnético

Conforme já ressaltado anteriormente, no capítulo 2, parte das medidas foi realizada utilizando um espectrógrafo magnético, apesar da necessidade de um maior tempo de acumulação de dados com este equipamento. As medidas com o sistema ^{16}O + ^{92}Zr foram realizadas com a câmara de arrasto com contador proporcional monofilar, e linha de atraso para a leitura da posição de incidência das partículas. As medidas com o sistema ^{18}O + ^{92}Zr foram feitas com a câmara de ionização E-ΔE, com leitura de posição também por linha de atraso (v. seção 2.3.3).

Nas medidas com o sistema ^{16}O + ^{92}Zr não se utilizou sistema de identificação de partículas, tendo sido registrados apenas os espectros de posição. Na Fig. 3.5 é apresentado um espectro das partículas espalhadas a 85° (lab.). Nota-se a presença do pico correspondente à população do estado fundamental do ^{93}Nb na reação (^{16}O,^{15}N). A resolução experimental total nos espectros, para os íons de ^{16}O, situa-se entre 1.6 e 2.0 mm. No espectro da Fig. 3.5, é de 2.0 mm, o que corresponde, em energia, a uma resolução de 85 keV.

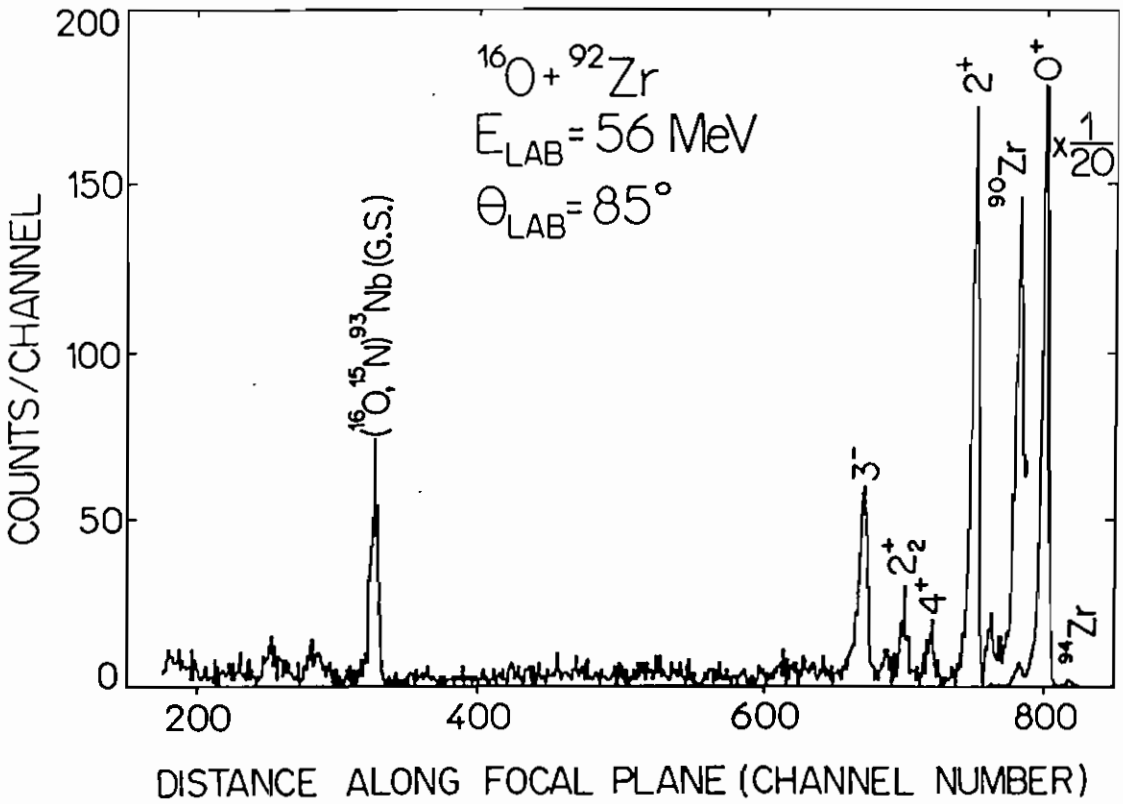

Fig. 3.5 Espectro de posição obtido com o conjunto (câmara de arrasto - contador proporcional monofilar) sensível à posição, no plano focal do espectrógrafo magnético. A resolução experimental total (FWHM) corresponde, em energia, a 85 keV. Nota-se a presença de grupos de partículas provenientes da reação $(^{16}O, ^{15}N)$ com intensidades comparáveis às dos grupos inelásticos estudados.

Já no caso das medidas realizadas com o sistema ^{18}O + ^{92}Zr, foi possível utilizar o sistema de aquisição de dados visando a identificação das partículas. Para tanto, as informações de energia residual (E_R), perda parcial de energia (ΔE), e posição de incidência das partículas ao longo do plano focal do espectrógrafo (P) foram registradas para cada evento detectado.

Com os dados obtidos foi possível separar completamente as partículas detectadas quanto às suas massas, para valores entre A = 16 e A = 18. Os dados armazenados em fita magnética foram lidos por programas de computador para, numa primeira etapa, contabilizar o número de eventos registrados para cada par de valores de (E_R, P). Estas contagens podem então ser representadas graficamente como funções de duas variáveis, em representação tridimensional, ou, na forma mais conveniente para análise, em representação bidimensional E_R versus P, onde a densidade de pontos para cada "coordenada" (P,E_R) é proporcional ao número de contagens registradas para aqueles valores de (E_R, P). Um exemplo desta representação é visto na Fig. 3.6.

A identificação dos números de massa das partículas pode ser feita com auxílio da relação (2.2) (v. seção 2.3.4). A partir desta relação, chega-se a:

$$E = B^2 \frac{q^2}{M} \rho^2 \qquad (3.1)$$

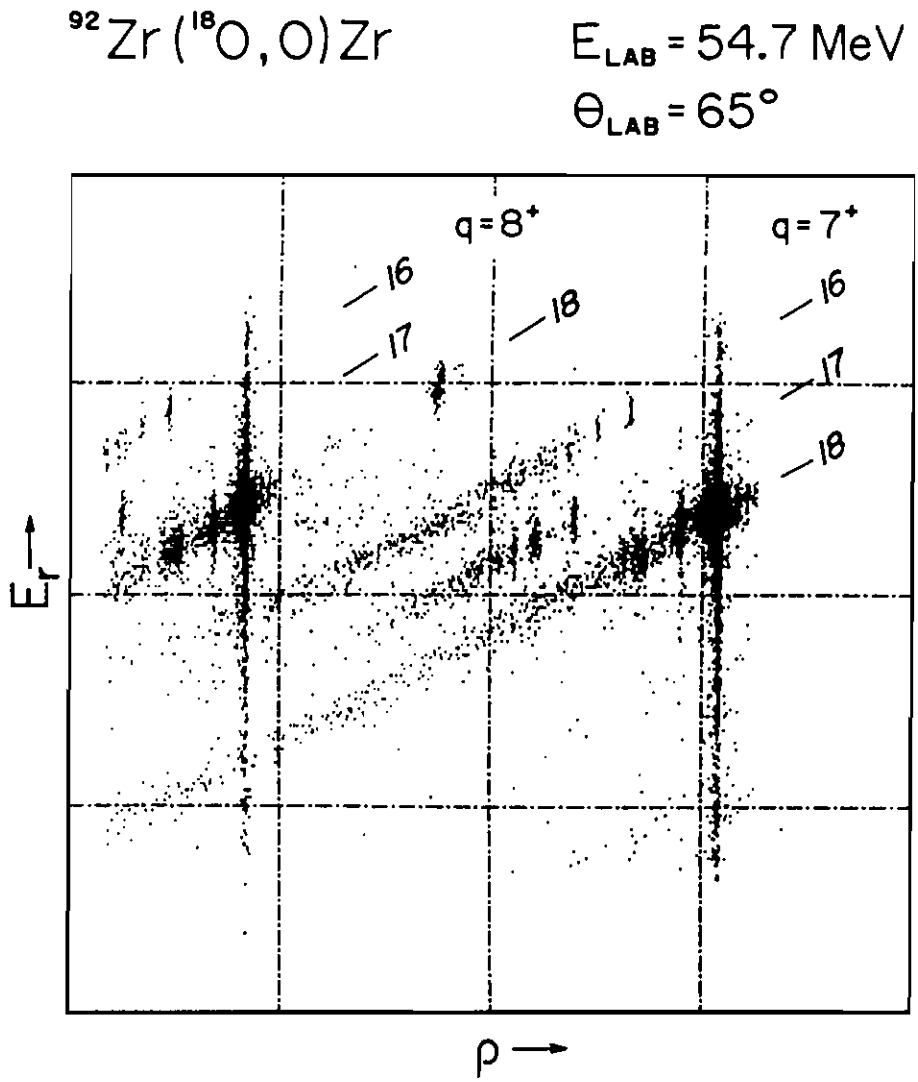

Fig. 3.6 Representação bidimensional da intensidade de contagens em função da energia residual (E_r) e do raio de curvatura (ρ) das partículas detectadas com o detector E-ΔE sensível à posição, no plano focal do espectrógrafo magnético. Partículas com a mesma massa e estado iônico correspondem a pontos ao longo de uma mesma "linha". As "linhas" de massa 16, 17 e 18 estão assinaladas para os dois estados iônicos simultaneamente detectados, $q = 7^+$ e $q = 8^+$. Os grupos correspondentes ao espalhamento elástico por ^{92}Zr são os mais intensos nas linhas de massa 18. Na linha de massa 18, $q = 8^+$, o grupo à direita do grupo elástico do ^{92}Zr corresponde ao espalhamento elástico pelo contaminante Tungstênio.

onde B é a intensidade do campo magnético do ímã, E é a energia da partícula defletida, M, a sua massa, q, o seu estado de carga, e ρ, o raio de curvatura da sua trajetória. Assim, partículas com mesma massa e mesmo estado iônico serão representadas, num gráfico E versus ρ (ou, equivalentemente, E versus P), por pontos ao longo de uma parábola. Partículas com mesmo estado iônico e massas distintas estarão sobre parábolas distintas, assim como partículas com mesma massa e em diferentes estados iônicos.

Na Fig. 3.6 nota-se uma clara separação entre os grupos de partículas de massas 16, 17 e 18. Mas isto só foi possível dada a boa resolução obtida nas medidas de energia e de posição. Se a resolução em energia fosse, por exemplo, pior por um fator dois, não seria possível separar claramente as várias "linhas" de massa.

Nota-se também, na Fig. 3.6, que, no caso dos dados presentes, a separação entre grupos de massas distintas não pode ser feita analogicamente, através de um sistema de "janelamento" no pico de energia correspondente a cada massa, e contagem apenas dos pulsos de posição em coincidência com os pulsos dentro da "janela". Isto porque as energias das partículas correspondentes a cada grupo de massas são muito próximas, e os picos não aparecem resolvidos nos espectros de energia. Mesmo o pico correspondente ao grupo de massa 16 encontra-se sobreposto à cauda de altas energias do pico elástico. Mas com sistema de

aquisição de dados multiparamétricos, o sistema de detecção utilizado mostrou desempenho altamente satisfatório.

No gráfico da Fig. 3.6 os dados foram representados em termos de energia residual (E_r, na figura) versus ρ, e não E versus ρ. Para efeitos de identificação de massas, não foi necessário corrigir os valores de energia medidos, para se levar em conta a perda de energia sofrida pelas partículas antes de atingirem a região sensível do catodo. O comportamento observado das "linhas" de massa é similar ao previsto pela equação (3.1). Na identificação, foram utilizados cálculos cinemáticos juntamente com a curva de calibração do espectrógrafo, para os estados discretos populados nas colisões.

Também não foi necessário proceder à identificação do número atômico das partículas como descrito no seção 2.3.1. Cálculos cinemáticos foram suficientes para esclarecer que, na região dos estados discretos populados, correspondentes às partículas detectadas de massas 18 e 17, apenas as partículas associadas às reações $(^{18}O,^{18}O)$ e $(^{18}O,^{17}O)$ seriam encontradas. O grupo de partículas detectadas com massa 16 não foi analisado por serem muito baixas as contagens registradas. Foram observados, neste grupo, dois picos correspondentes à população do estado fundamental e do primeiro estado excitado na reação $^{92}Zr(^{18}O,^{16}O)^{94}Zr$. Mas apenas em alguns ângulos estes picos foram claramente observados.

Nas figuras 3.7 e 3.8 são apresentados, esquematicamente, os resultados de cálculos cinemáticos para o sistema ^{18}O + ^{92}Zr, no mesmo ângulo de espalhamento correspondente aos dados da Fig. 3.6. Na Fig. 3.7 são representadas as posições de incidência (ρ, em unidades relativas) previstas para os diversos grupos de partículas de massas 18 e 17, correspondentes às reações lá indicadas. Para as reações (^{18}O,^{18}O) e (^{18}O,^{17}O), foram representados os grupos mais fortemente populados. Para as demais reações, foram representados apenas os grupos correspondentes à população do estado fundamental do núcleo residual.

Na Fig. 3.8, o eixo horizontal corresponde, igualmente, a ρ, e o eixo vertical corresponde à energia das partículas, também em unidades relativas. As linhas tracejadas servem apenas como guia para melhor visualizar as várias "linhas" de massa, e foram traçadas segundo retas, e não segundo parábolas.

Além dos cálculos de cinemática, verificou-se também que as outras reações que não (^{18}O,O) teriam condições cinemáticas bastante desfavoráveis para sua ocorrência, como pode ser apreciado a partir dos números apresentados na Tab. 3.1. Na tabela, são comparados os valores de Q para cada reação e os respectivos valores de Q_{otimo}, calculado segundo expressão obtida classicamente (Bu71).

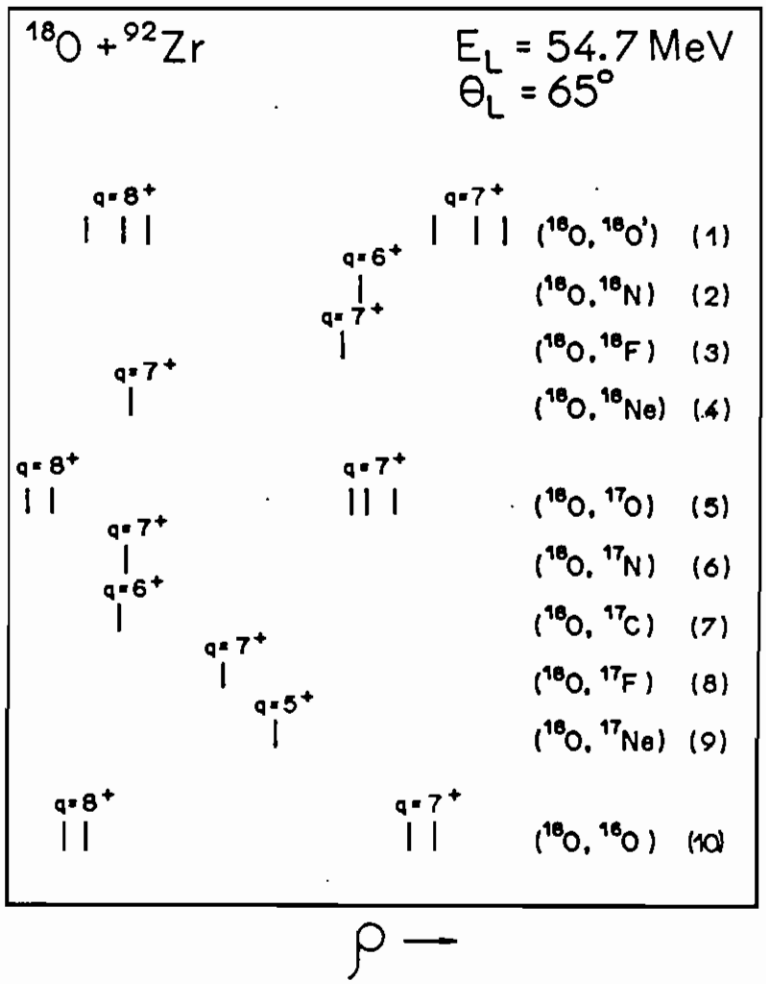

Fig. 3.7 Representação das posições relativas de incidência (ρ) no plano focal do espectrógrafo magnético, obtidas de cálculos cinemáticos para várias reações possíveis que tem produtos emergentes de massas 18 e 17. Os estados de carga correspondentes estão indicados na figura. As reações estão numeradas, para sua identificação na representação da Fig. 3.8.

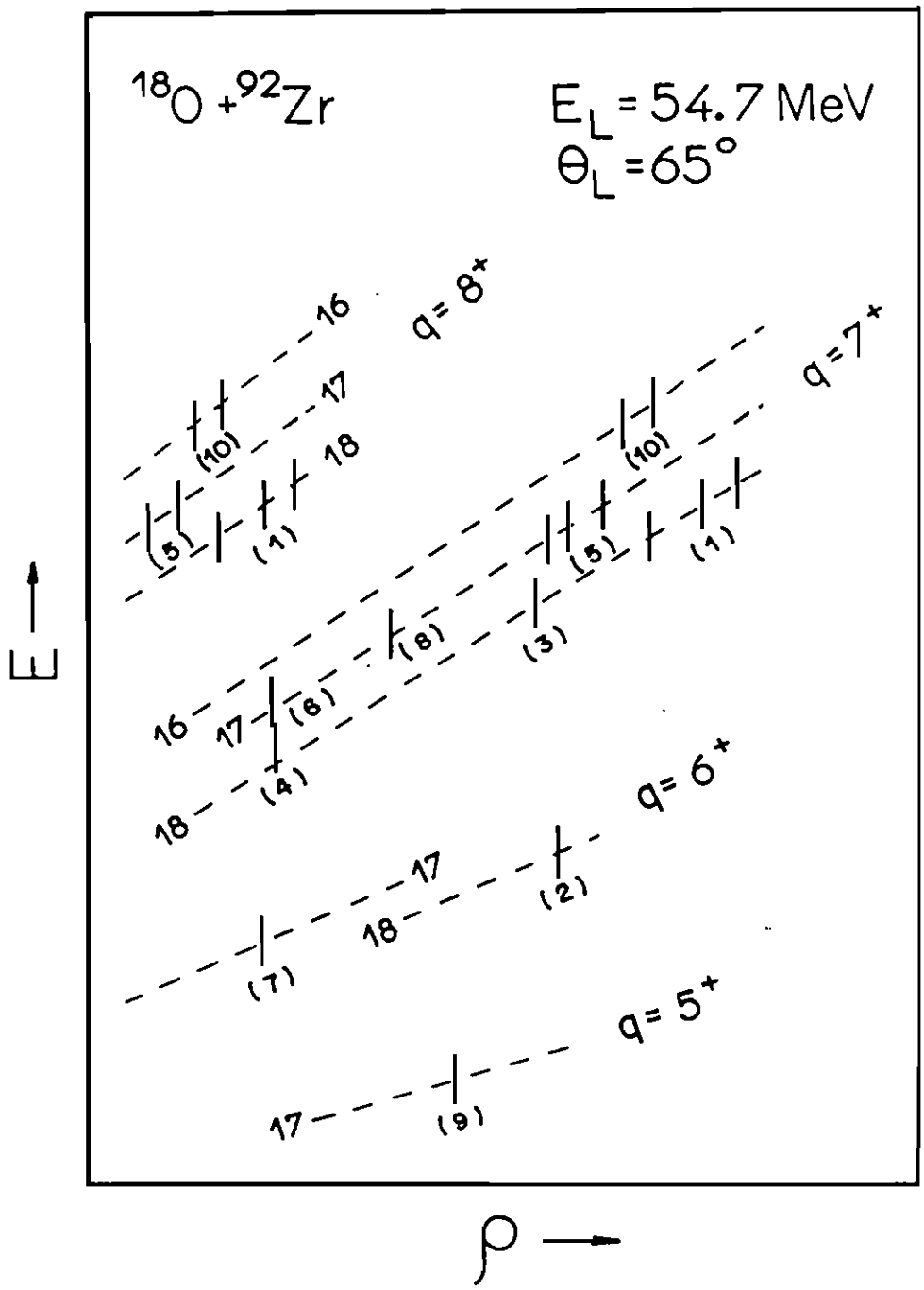

Fig. 3.8 Representação da energia versus posição relativa de incidência (ρ) no plano focal do espectrógrafo magnético, para os produtos emergentes de massas 18, 17 e 16 representados na Fig. 3.7. Os números se referem às mesmas reações lá especificadas. As linhas tracejadas são apenas um guia para melhor visualizar as várias "linhas" de massa. Observando as "linhas" de massa A = 18 e A = 17, q = 7^+ e q = 8^+, nota-se que as regiões dos estados discretos populados nos espalhamentos elástico e inelástico, (1), e na reação (^{18}O,^{17}O), (5), não são contaminadas por partículas provenientes de outras reações.

Tab. 3.1 Valores de $Q_{G.S.}$ e Q_{otimo} para as reações $(^{18}O,^{18}X)$ e $(^{18}O,^{17}X)$ a E_{inc} = 54.7 MeV.

Reação	$Q_{G.S.}$ (MeV)	Q_{otimo} (MeV)*
$^{92}Zr(^{18}O,^{18}O)^{92}Zr$	0.0	0.0
$^{92}Zr(^{18}O,^{18}N)^{92}Nb$	-16.1	-4.7
$^{92}Zr(^{18}O,^{18}F)^{92}Y$	-5.3	+4.4
$^{92}Zr(^{18}O,^{18}Ne)^{92}Sr$	-11.6	+8.6
$^{92}Zr(^{18}O,^{17}O)^{93}Zr$	-1.3	0.0
$^{92}Zr(^{18}O,^{17}N)^{93}Nb$	-9.9	-4.7
$^{92}Zr(^{18}O,^{17}C)^{93}Mo$	-20.0	-9.7
$^{92}Zr(^{18}O,^{17}F)^{93}Y$	-6.9	+4.4
$^{92}Zr(^{18}O,^{17}Ne)^{93}Sr$	-25.8	+8.6

*) Q_{otimo} calculado segundo a expressão (Bu71):

$$Q_{otimo} = E_{CM}\left[\frac{Z_1^f . Z_2^f}{Z_1^i . Z_2^i} - 1\right]$$

onde os índices "i" e "f" referem-se, respectivamente, ao canal de entrada e ao canal de saída.

Identificadas as "linhas" de massa na representação bidimensional E_R versus ρ, podem ser traçadas linhas poligonais delimitando "ilhas" de massas, tais que o programa de computador considere, para cada "ilha", apenas os eventos "contidos" na mesma. Selecionados os eventos, podem ser obtidos, trivialmente, os espectros correspondentes a cada um dos parâmetros medidos, a saber, posição, energia residual e perda parcial de energia. No caso dos dados obtidos, os espectros de interesse a serem utilizados na obtenção das seções de choque são os espectros de posição.

Nas figuras 3.9, 3.10 e 3.11 são apresentados os espectros de posição correspondentes, respectivamente, à totalidade dos produtos de espalhamento e reação detectados, ao espalhamento (^{18}O,$^{18}O'$), e à reação (^{18}O,^{17}O), para os mesmos dados da Fig. 3.6. Para ilustração, são também apresentados, na Fig. 3.12, os espectros de energia residual, em escala logaritmica para as contagens, para ressaltar as contribuições, ao espectro total, das partículas das reações de transferência.

Para a obtenção das seções de choque, os espectros de posição foram analisados por programas de ajustes de picos desenvolvidos para micro-computadores (RI86), ou ainda, nos casos mais favoráveis, foram analisados pela simples somatória das contagens dos canais nos intervalos

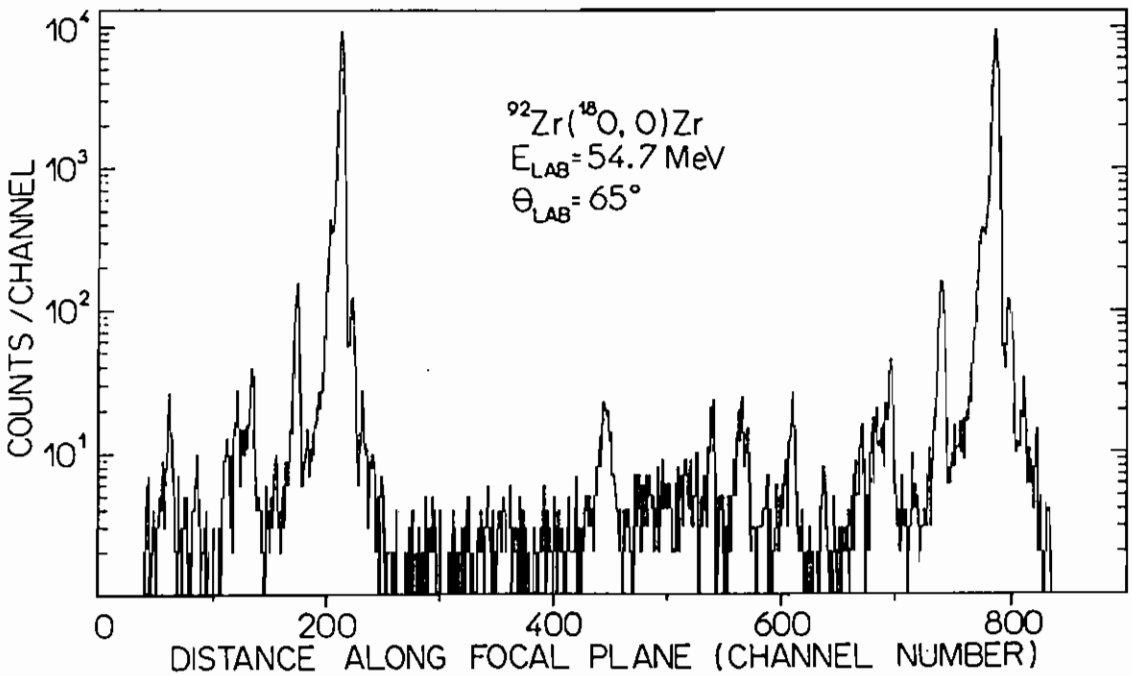

Fig. 3.9 Espectro de posição dos dados experimentais da Fig. 3.6, correspondente à totalidade dos produtos de espalhamento e reação detectados.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
INSTITUTO DE FÍSICA

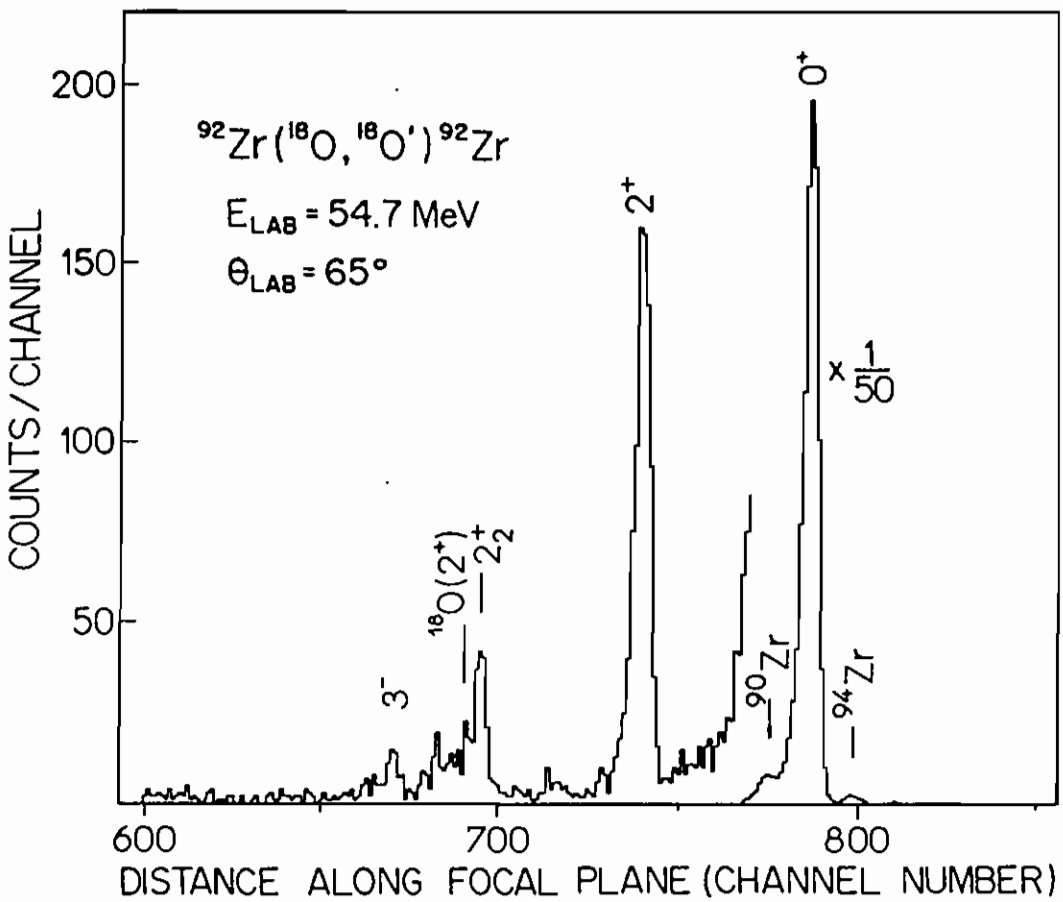

Fig. 3.10 Espectro de posição dos dados experimentais da Fig. 3.6, para as partículas provenientes dos espalhamentos elástico e inelástico. A resolução experimental total (FWHM) corresponde, em energia, a uma resolução de 75 keV.

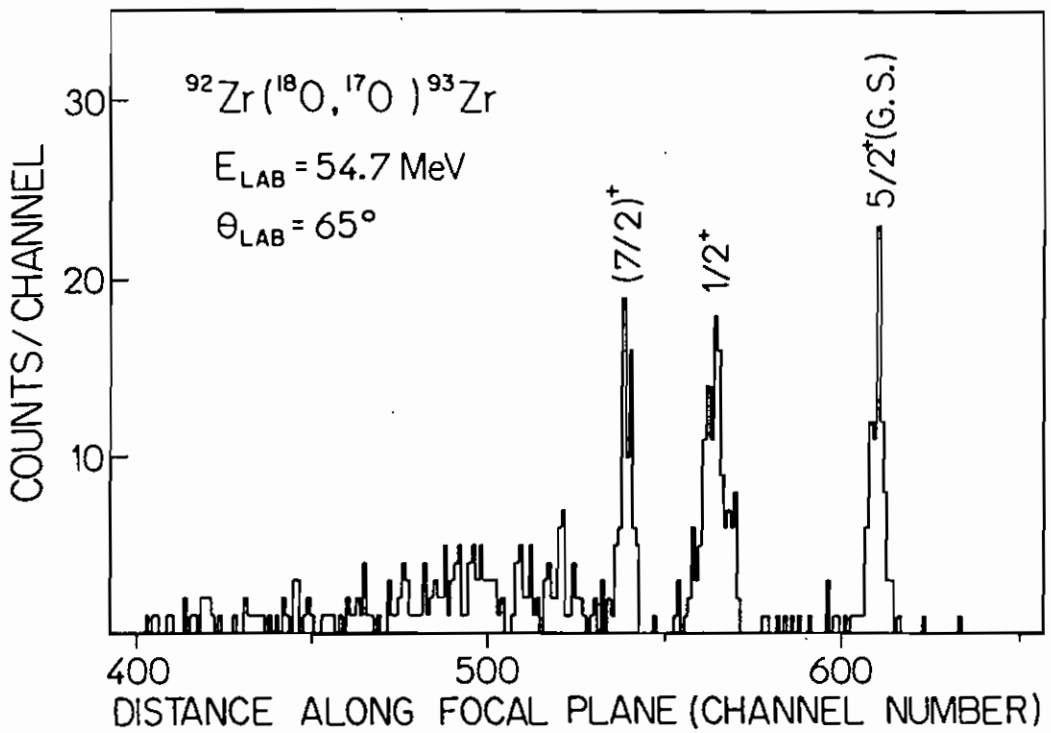

Fig. 3.11 Espectro de posição dos dados experimentais da Fig. 3.6, para as partículas provenientes da reação (^{18}O, ^{17}O).

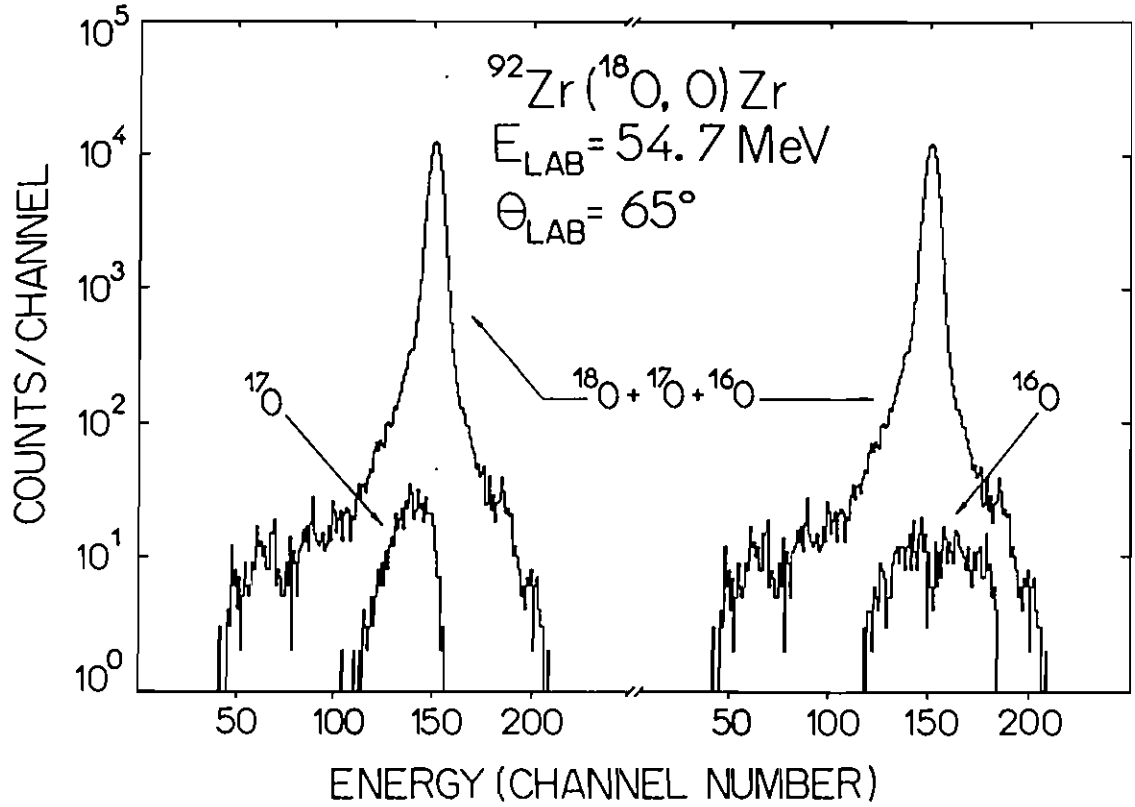

Fig. 3.12 Espectro de energia residual dos dados experimentais da Fig. 3.6, mostrando a contribuição dos íons de ^{17}O e ^{16}O, provenientes das reações $(^{18}O,^{17}O)$ e $(^{18}O,^{16}O)$, no espectro total.

delimitando os picos. Dada a alta resolução experimental, não foi necessário utilizar programas de ajustes de alta sofisticação, consumindo horas do sistema B-6900 por espectro, como foi o caso dos espectros adquiridos com detectores de barreira de superfície.

3.3 Distribulção dos Estados de Carga no Espectrógrafo Magnético

Partículas neutras ou carregadas, ao atravessarem um meio material, trocam electrons com os átomos do meio ao longo de suas trajetórias, sofrendo variações em seus estados de carga. As variações prosseguem até que, a determinada profundidade, atinge-se uma situação de equilíbrio estatístico em que a taxa de perda de electrons se iguala à taxa de captura, e a distribuição dos estados de carga permanece estacionária. Nestas condições, a distribuição dos estados de carga do feixe emergente independe do estado de carga incidente, sendo função da velocidade do íon emergente, de seu número atômico e do número atômico do alvo.

Ao serem analisados por instrumentos magnéticos, os íons são defletidos com raios de curvatura que dependem de seus estados de carga. Como o número de estados de carga

que podem ser observados simultaneamente é limitado, é necessário conhecer a distribuição das frações P(q) destes estados iônicos para se determinar seções de choque absolutas em medidas feitas com espectrógrafo magnético.

Para as medidas de P(q) de íons de Oxigênio atravessando filmes de Zircônio, o campo magnético do ímã foi ajustado de modo a se observar, simultaneamente quando possível, dois estados de carga. Assim, foram obtidos espectros para os estados iônicos com $q=8^+$ e $q=7^+$, $q=7^+$ e $q=6^+$, e $q=5^+$. Na Fig. 3.13 é visto um conjunto destes espectros. Na normalização das probabilidades P(q), as contribuições dos estados iônicos com $q\leq 4$ foram consideradas nulas.

Para a determinação de P(q), os espectros obtidos em tomadas não simultâneas foram renormalizados uns aos outros. Nesta renormalização, foi necessário utilizar como referência, no caso do estado de carga 5^+, as contagens registradas nos detectores de monitoração (seção 2.3.2) montados na câmara de espalhamento. Tal procedimento introduz, na área renormalizada, incertezas associadas à flutuação da direção do feixe incidente. Estas incertezas podem ser consideráveis (v. seção 3.4) se a seção de choque elástica variar rapidamente com o ângulo de espalhamento. Entretanto, na normalização das probabilidades P(q), a contribuiçao desta fonte de incerteza é reduzida, pois o estado de carga 5^+ é uma fração muito pequena (≤ 0.01) do

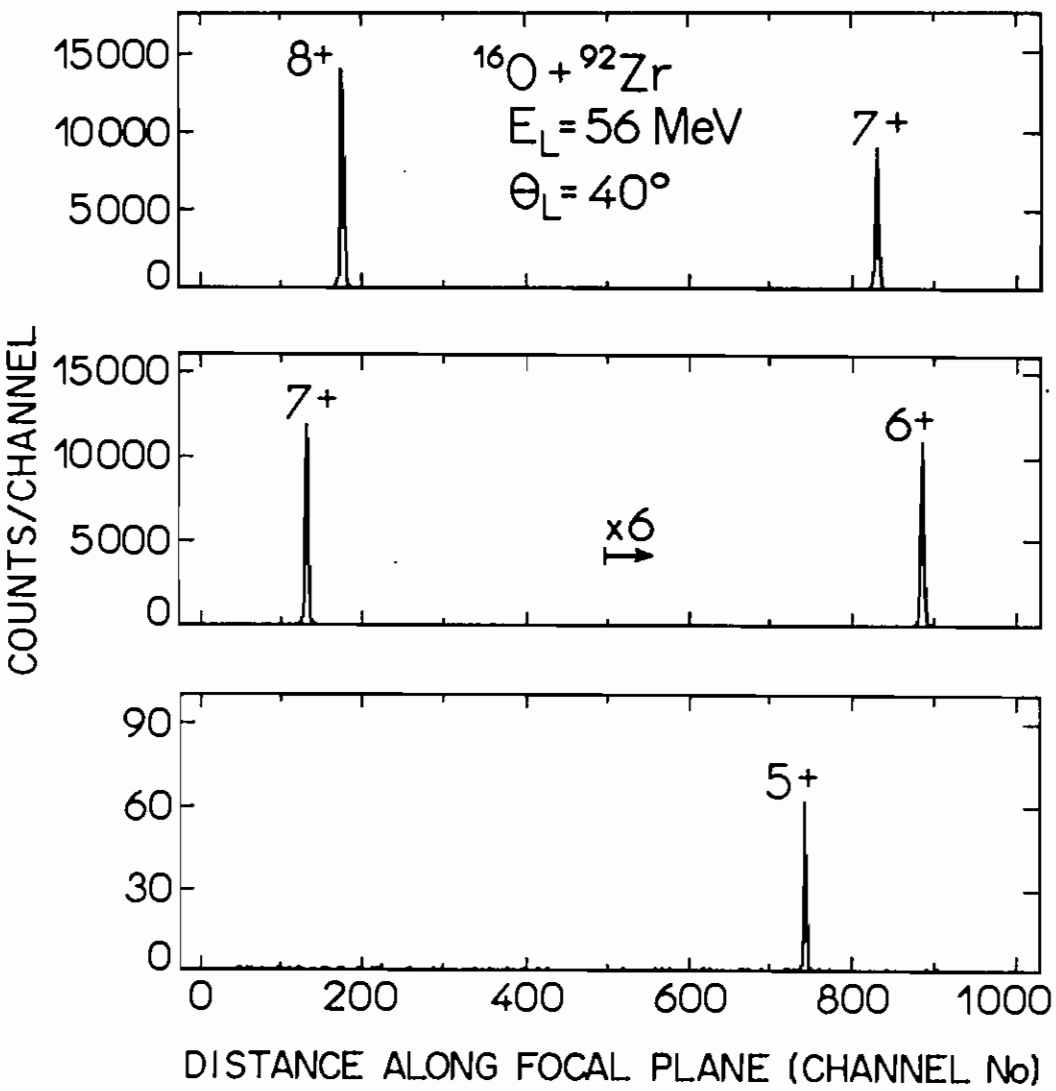

Fig. 3.13 Espectros do espalhamento elástico de ^{16}O por ^{92}Zr obtidos nas medidas da distribuição dos estados de carga. Os espectros em (a), (b) e (c) correspondem a diferentes valores de campo magnético.

total. Assim, as incertezas nos valores de P(q), q≥6, provêm basicamente das incertezas estatísticas nas áreas dos picos.

Na Fig. 3.14 são apresentados os resultados de P(q), q=6^+, 7^+ e 8^+, em função da energia do íon emergente do alvo, e na Fig. 3.15, os resultados de P(7^++8^+). Nota-se que os dados referentes à soma das probabilidades dos dois estados de carga mais intensos, P(7^++8^+), sofrem menor flutuação, e foram estes os dados utilizados na normalização da maioria das seções de choque. As curvas contínuas foram extraídas das tabelas de Marion (Ma68), estando renormalizadas aos nossos dados por um fator N≈0.98.

Os dados das tabelas de Marion (1968) não levam em conta as especificidades do meio que o íon atravessa. A probabilidade de um determinado estado iônico é calculada a partir das probabilidades de perda e captura de electrons pelo íon, sendo estas empiricamente expressas em termos da razão da velocidade do íon pela velocidade clássica do electron nos orbitais possíveis, com parâmetros (dois) ajustados aos dados experimentais disponíveis. Apesar disto, o acordo com nossos dados experimentais é razoável (dentro de 2%, em média), embora o comportamento com a energia apresente uma tendência divergente de nossos dados nas energias mais altas. No apêndice A é discutida a questão da influência do meio material nas distribuições dos estados de carga dos íons emergentes, e nossos dados experimentais são

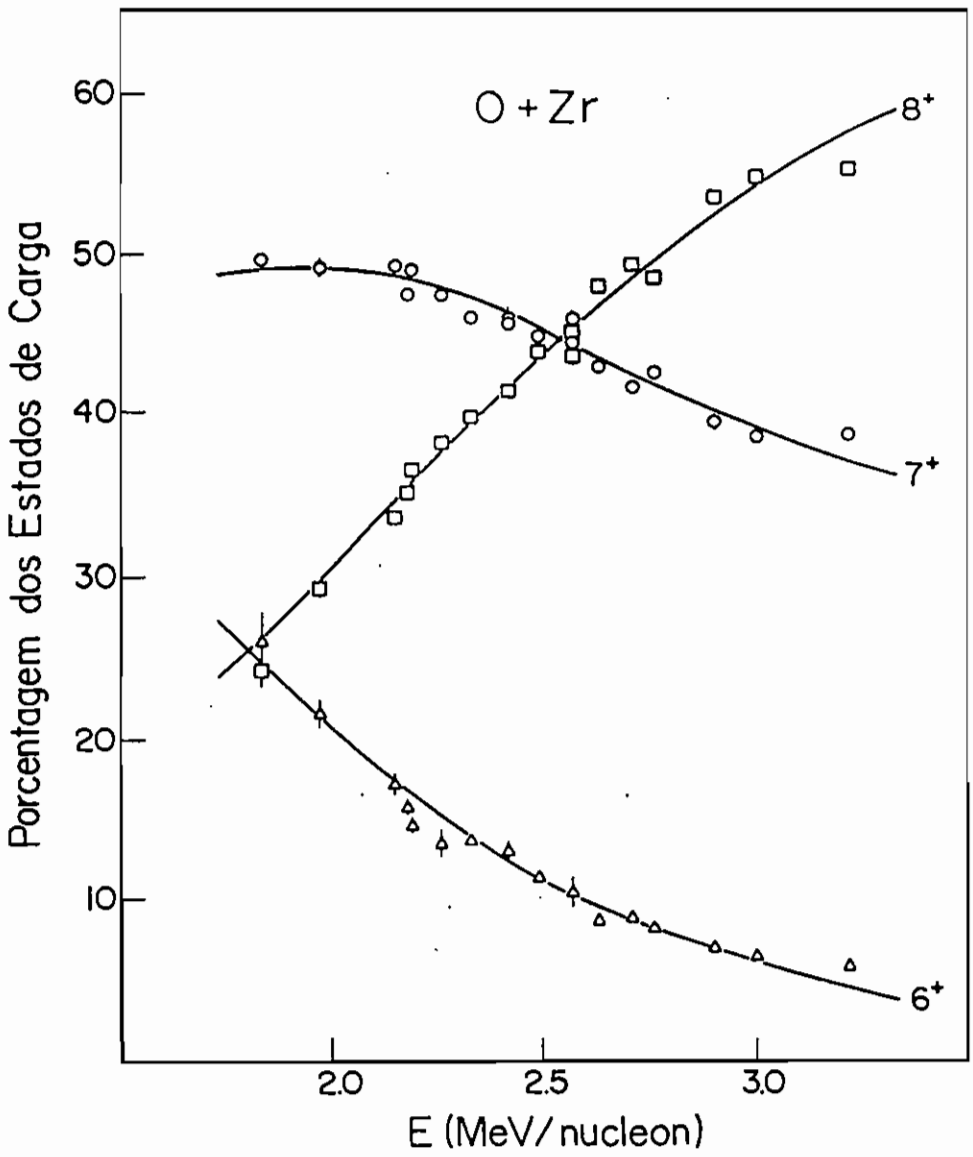

Fig. 3.14 Porcentagens dos estados de carga 6^+, 7^+ e 8^+ de íons de Oxigênio após passagem por alvos de Zircônio, em função da energia do íon emergente, comparadas com valores das tabelas de Marion (curvas contínuas) normalizados (N≈0.98) aos nossos dados.

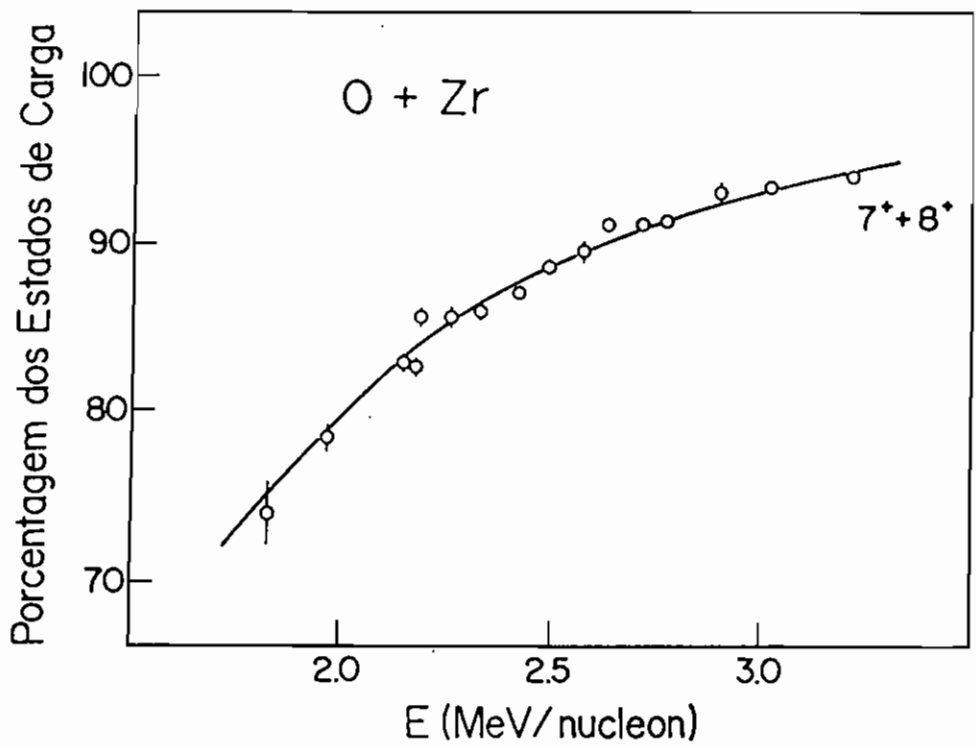

Fig. 3.15 Porcentagem dos estados de carga (7^++8^+) de íons de Oxigênio emergentes de alvos de Zircônio, em função da energia emergente. A curva contínua corresponde a valores extraídos das tabelas de Marion, normalizados (N≈0.98) aos nossos dados.

comparados com dados provenientes de outras medidas e com previsões teóricas e fórmulas empíricas.

3.4 Seções de Choque Absolutas

Conforme descrito no capítulo 2, foram utilizados, durante as medidas, dois detectores fixos de monitoração, simetricamente dispostos em relação à direção do alinhamento optico da linha de feixe, para permitir não somente a correção da direção do feixe, como também a normalização das seções de choque medidas a valores absolutos.

O número de partículas $N(\theta)$ espalhadas na direção de ângulo θ, dentro do ângulo sólido $\Delta\Omega$, é proporcional à seção de choque $[d\sigma/d\Omega](\theta)$ do processo, ao ângulo sólido $\Delta\Omega$, à espessura efetiva do alvo e, e à carga total Q incidente:

$$N(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_L(\theta) \cdot \Delta\Omega \cdot e \cdot Q \qquad (3.2)$$

onde $[d\sigma/d\Omega]_L(\theta)$ é a seção de choque no referencial de laboratório. A razão entre o número de partículas detectadas no ângulo θ e o número daquelas detectadas no ângulo θ_M do monitor dependerá, portanto, apenas das seções de choque dos processos envolvidos e dos ângulos sólidos de detecção

correspondentes. O conhecimento destes ângulos sólidos (determinados geometricamente) e da seção de choque do processo medido no monitor permite determinar as seções de choque no ângulo θ. Usualmente, o processo medido no monitor é o espalhamento elástico, e o monitor é colocado em ângulos onde o espalhamento de Rutherford é dominante. A seção de choque no ângulo θ é então determinada através de:

$$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_L(\theta) = \frac{N(\theta)}{N(\theta_M)} \cdot \frac{\Delta\Omega^M}{\Delta\Omega} \cdot (\frac{d\sigma_R}{d\Omega})_L(\theta_M) \qquad (3.3)$$

ou, para seções de choque no referencial do centro de massa:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N(\theta)}{N(\theta_M)} \cdot \frac{\Delta\Omega^M}{\Delta\Omega} \cdot \frac{C_F}{C_F{}^M} \cdot \frac{d\sigma_R}{d\Omega}(\theta_M) \qquad (3.4)$$

onde C_F e $C_F{}^M$ são os fatores de conversão de ângulos sólidos do referencial de laboratório para o de centro de massa.

No caso de medidas realizadas num espectrógrafo magnético, o número de partículas $N_q(\theta)$ detectadas não corresponde à totalidade das partículas $N(\theta)$ espalhadas dentro do ângulo sólido $\Delta\Omega$ (v. seção 3.3). Assim, é necessário fazer a correção apropriada para se determinar as seções de choque absolutas:

$$N(\theta) = \frac{N_q(\theta)}{P_q(\theta)} \qquad (3.5)$$

onde $P_q(\theta)$ é a fração de partículas com estado de carga q espalhadas no ângulo θ.

Esse método de normalização de seções de choque não é afetado por não-uniformidades do alvo ou por problemas associados à medida da carga incidente (e.g. a fuga de electrons do copo de Faraday usado para medir a corrente incidente). Mas é afetado por flutuações na direção de incidência do feixe, que podem provocar flutuações significativas nas contagens dos monitores se a seção de choque variar rapidamente com o ângulo, o que em geral é o caso, pois os monitores são normalmente colocados a ângulos dianteiros para observar o espalhamento Rutherford. No caso da montagem experimental utilizada nas medidas com o sistema O+Zr, a flutuação nas contagens registradas nos monitores pode chegar a ±7% para uma flutuação de ±0.5° na diração de incidência do feixe.

Mas a média das contagens registradas nos monitores (mais exatamente, a média das razões das contagens pelos ângulos sólidos de detecção respectivos) flutua muito menos, pois o aumento na contagem de um deles implica na diminuição da contagem do outro. No caso do sistema O+Zr estudado, a flutuação na média não ultrapassa ±0.2% para uma flutuação de ±0.5° na direção de incidência do feixe. Esta é

uma das razões para se utilizar dois detectores de monitoração simétricos.

O uso de dois monitores simétricos permite também não somente corrigir a direção do feixe durante as medidas, como também determinar se houve algum desvio da direção média do feixe em relação à direção do alinhamento optico, e quanto foi este desvio. A determinação deste desvio é feita a partir das razões entre as contagens nos dois monitores, $N^*(+\theta_M)/N^*(-\theta_M)$, onde N^* é a contagem por ângulo sólido de detecção, e conhecendo-se o comportamento da seção de choque com o ângulo. Com isto, é possível fazer correções nos valores dos ângulos lidos na escala graduada. Nas medidas realizadas da função de excitação, a direção média do feixe não se desviou de mais que 0.2° da direção do alinhamento optico. Nas medidas da distribuição angular, realizadas com o sistema $^{16}O+^{92}Zr$, o desvio máximo foi de 0.4°, e com o sistema $^{18}O+^{92}Zr$, de 0.6°.

Analisando-se a expressão utilizada para a obtenção das seções de choque absolutas (3.3 ou 3.4), verifica-se que as incertezas nos valores obtidos provêm:

(i) das incertezas nas contagens registradas;

(ii) das incertezas nos ângulos sólidos;

(iii) da incerteza na seção de choque de Rutherford.

Para o cálculo das contribuições de (i), deve ser lembrado que o alvo contém outros isótopos contaminantes, e os picos dos espalhamentos elásticos no isótopo estudado e

nos contaminantes podem não estar resolvidos. Neste caso, a alternativa é recorrer-se às especificações de composição isotópica fornecidas pelo fabricante. Conhecendo-se o comportamento da seção de choque com a massa do núcleo espalhador, pode-se determinar a fração a ser descontada do pico global. Tal é o caso se a seção de choque for Rutherford. Se a dependência da seção de choque com a massa do núcleo espalhador não for conhecida, só é possível considerar apenas as especificações de composição isotópica. Tal procedimento introduz um erro cuja magnitude deve ser estimada. Tal foi o caso nas medidas da distribuição angular no sistema $^{16}O+^{92}Zr$, realizadas na câmara de espalhamento refrigerada. O erro máximo cometido foi avaliado em ±0.4%, a partir das seções de choque elásticas medidas para a função de excitação, em que foi possível analisar também o contaminante de massa 90 do Zircônio.

As contribuições dominantes para as incertezas nas contagens registradas provem das incertezas estatísticas e das incertezas do processo de ajuste de picos. No que segue, ambas as contribuições serão referidas como incertezas estatísticas apenas. Quanto às incertezas nos ângulos sólidos, variam de ±2.5 a ±3%.

A incerteza na seção de choque de Rutherford provem basicamente das incertezas nos ângulos dos monitores, e estas são associadas essencialmente à geometria do sistema, pois a variação da direção do feixe contribui muito pouco se dois monitores simétricos são utilizados. Assim, a

incerteza nas seções de choque de Rutherford utilizadas são de cerca de ±4%.

Nota-se que tanto (ii) como (iii) tem origens geométricas associadas com a montagem experimental, e são portanto incertezas sistemáticas que afetam da mesma maneira todas as medidas realizadas com uma mesma montagem. Assim, a incerteza na escala absoluta das seções de choque é de cerca de ±5%.

Na obtenção das distribuições angulares e funções de excitação, os dados obtidos em períodos diferentes foram normalizados uns aos outros, tal que $\sigma_{el.}/\sigma_R$ fosse igual a 1.0 na região de Rutherford. A incerteza de ±5% na escala absoluta das seções de choque foi utilizada apenas como parâmetro de verificação da consistência entre os dados de diferentes períodos. Na apresentação dos resultados, as seções de choque experimentais são exibidas apenas com as incertezas estatísticas.

As distribuições angulares e funções de excitação obtidas serão exibidas no capítulo que segue, onde serão comparadas a predições teóricas, e os resultados serão discutidos.

Capítulo 4

Resultados Experimentais e Análise

Neste capítulo são apresentados os resultados experimentais referentes às distribuições angulares e funções de excitação medidas nos sistemas $^{16}O+^{92}Zr$ e $^{18}O+^{92}Zr$. São também apresentados os resultados das análises efetuadas com a aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA) e considerando o acoplamento de canais (CC).

4.1 Os Espalhamentos Elástico e Inelástico de ^{16}O por ^{92}Zr

Os espalhamentos elástico e inelástico de ^{16}O por ^{92}Zr foram medidos: (a) a uma energia incidente de 56 MeV, abrangendo ângulos de espalhamento entre 40° e 155° (ref. laboratório), e (b) a energias incidentes entre 34 e 54 MeV, a um ângulo de espalhamento de 173.6° (ref. laboratório). Os procedimentos experimentais de tomada e redução de dados encontram-se descritos nos capítulos 2 e 3, respectivamente.

4.1.1 Parâmetros do Modelo Optico

As distribuições angulares do espalhamento elástico de ^{16}O por ^{92}Zr, a E_{inc}=56 MeV, foram analisadas com os programas Abacus-3 (Au77, Au78) e Ptolemy (Ma78), que

procuram os parâmetros dos potenciais opticos que melhor descrevem o espalhamento elástico experimental.

No procedimento de busca, os parâmetros são variados a partir de um conjunto inicial dado, de forma a minimizar a função x^2, dada por:

$$x^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{\sigma_i^{teor} - R\,\sigma_i^{exp}}{s_{\sigma_i}} \right]^2 \qquad (4.1)$$

onde N é o número de pontos experimentais, R é uma constante de normalização, e $s_{\sigma i}$ é a incerteza na seção de choque experimental σ_i^{exp}.

Foram considerados potenciais opticos com a forma de Woods-Saxon dada pelas expressões (1.2)-(1.5) do capítulo 1. Para o potencial Coulombiano utilizou-se a expressão (1.9) referente a uma carga puntual interagindo com uma esfera de carga uniformemente carregada. Não se notou qualquer sensibilidade das seções de choque elásticas com o parâmetro de raio Coulombiano.

A fim de investigar as ambiguidades existentes nos potenciais opticos, foram efetuados ajustes a partir de diversos conjuntos de parâmetros iniciais diferentes. Nos ajustes, a difusividade da parte real foi mantida fixa, para diversos valores deste parâmetro. Para cada difusividade, a profundidade do potencial real foi também mantida fixa, para diversos valores. Foram considerados tanto potenciais com as

mesmas "geometrias" (dadas pelos parâmetros de raio e difusividade) nas partes real e imaginária, como potenciais com geometrias independentes nas partes real e imaginária. Os resultados obtidos com o procedimento descrito encontram-se nas tabelas 4.1 (geometrias real e imaginária iguais, com $r_V=r_W=r_0$ e $a_V=a_W=a$) e 4.2 (geometrias real e imaginária independentes), e as seções de choque correspondentes a alguns dos conjuntos de parâmetros são exibidas juntamente com os dados experimentais na Fig. 4.1.

Na Tab. 4.1, as duas últimas colunas ilustram que, para uma mesma difusividade, pode haver um conjunto contínuo de pares (V,r_0) e (W,r_0) que correspondem a um mesmo potencial em distâncias grandes $(r-R \gg a)$, e que produzem o mesmo espalhamento elástico. Esta ambiguidade nos potenciais ópticos é a chamada ambiguidade contínua de Igo (v. Cap. 1), bastante comum nos casos de forte absorção. A Fig. 4.1 evidencia que os três conjuntos A1, A2 e A3, bem como os três conjuntos B1, B2 e B3, da Tab. 4.1, produzem o mesmo espalhamento elástico. A Fig. 4.2 ilustra a variação radial dos potenciais correspondentes aos conjuntos B1, B2 e B3 da Tab. 4.1. Nota-se que eles apenas diferem entre si para distâncias inferiores a 10 fm. O fato de produzirem o mesmo espalhamento elástico indica que o espalhamento é insensível a detalhes dos potenciais para distâncias inferiores a 10 fm, ou seja, nas vizinhanças de algum "raio de forte absorção" a onda incidente é completamente absorvida e não contribui mais para o espalhamento elástico.

Tab. 4.1 Parâmetros dos potenciais ópticos obtidos no presente trabalho para o espalhamento elástico de ^{16}O por ^{92}Zr a E_{lnc} = 56 MeV, utilizando a forma de Woods-Saxon (v. texto) com parâmetros de raio e difusividade iguais para as partes real e imaginária.

Cjto	V (MeV)	W (MeV)	r_0 (fm)	a (fm)	x^2	$V.e^{R/a}$** (MeV)	$W.e^{R/a}$** (MeV)
A1	20.*	6.9	1.383	0.40*	0.35	7.3×10^{11}	2.5×10^{11}
A2	80.*	18.9	1.307	0.40*	0.41	7.6×10^{11}	1.8×10^{11}
A3	130.*	28.9	1.280	0.40*	0.46	7.7×10^{11}	1.7×10^{11}
B1	50.*	16.8	1.303	0.45*	0.38	3.5×10^{10}	1.2×10^{10}
B2	100.*	31.2	1.259	0.45*	0.36	3.5×10^{10}	1.1×10^{10}
B3	200.*	60.0	1.215	0.45*	0.36	3.5×10^{10}	1.1×10^{10}
C1	45.*	17.6	1.280	0.50*	0.61	3.0×10^{9}	1.2×10^{9}
C2	121.*	43.9	1.210	0.50*	0.51	3.0×10^{9}	1.1×10^{9}
D1	32.*	13.2	1.280	0.55*	1.21	4.1×10^{8}	1.7×10^{8}
D2	60.*	22.0	1.230	0.55*	1.03	4.1×10^{8}	1.5×10^{8}
D3	91.*	33.0	1.197	0.55*	0.94	4.1×10^{8}	1.5×10^{8}
E1	54.*	21.1	1.210	0.60*	1.57	7.8×10^{7}	3.1×10^{7}
E2	122.*	46.0	1.140	0.60*	1.35	7.8×10^{7}	2.9×10^{7}
F1	20.*	7.8	1.257	0.70*	4.86	6.1×10^{6}	2.4×10^{6}
F2	80.*	27.5	1.117	0.70*	3.04	6.0×10^{6}	2.1×10^{6}
F3	150.*	50.5	1.054	0.70*	2.82	6.0×10^{6}	2.0×10^{6}

*) Parâmetros mantidos fixos durante o processo de minimização de x^2 (v. texto).
**) $R = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$.

Tab. 4.2 Parâmetros dos potenciais opticos obtidos no presente trabalho para o espalhamento elástico de ^{16}O por ^{92}Zr a E_{inc} = 56 MeV, utilizando a forma de Woods-Saxon (v. texto) com parâmetros de raio e difusividade das partes real e imaginária independentes.

Cjto	V (MeV)	W (MeV)	r_V (fm)	r_W (fm)	a_V (fm)	a_W (fm)	x^2
G1	20.*	6.9	1.383	1.384	0.40*	0.3992	0.35
G2	80.*	18.9	1.307	1.306	0.40*	0.4008	0.41
H1	50.*	16.7	1.305	1.321	0.45*	0.4162	0.36
H2	100.*	31.2	1.260	1.270	0.45*	0.4326	0.36
H3	200.*	60.0	1.215	1.221	0.45*	0.4413	0.36
I1	92.*	33.0	1.206	1.280	0.55*	0.4239	0.41
J1	20.*	7.8	1.274	1.372	0.70*	0.4193	0.63

*) Parâmetros mantidos fixos durante o processo de minimização de x^2 (v. texto).

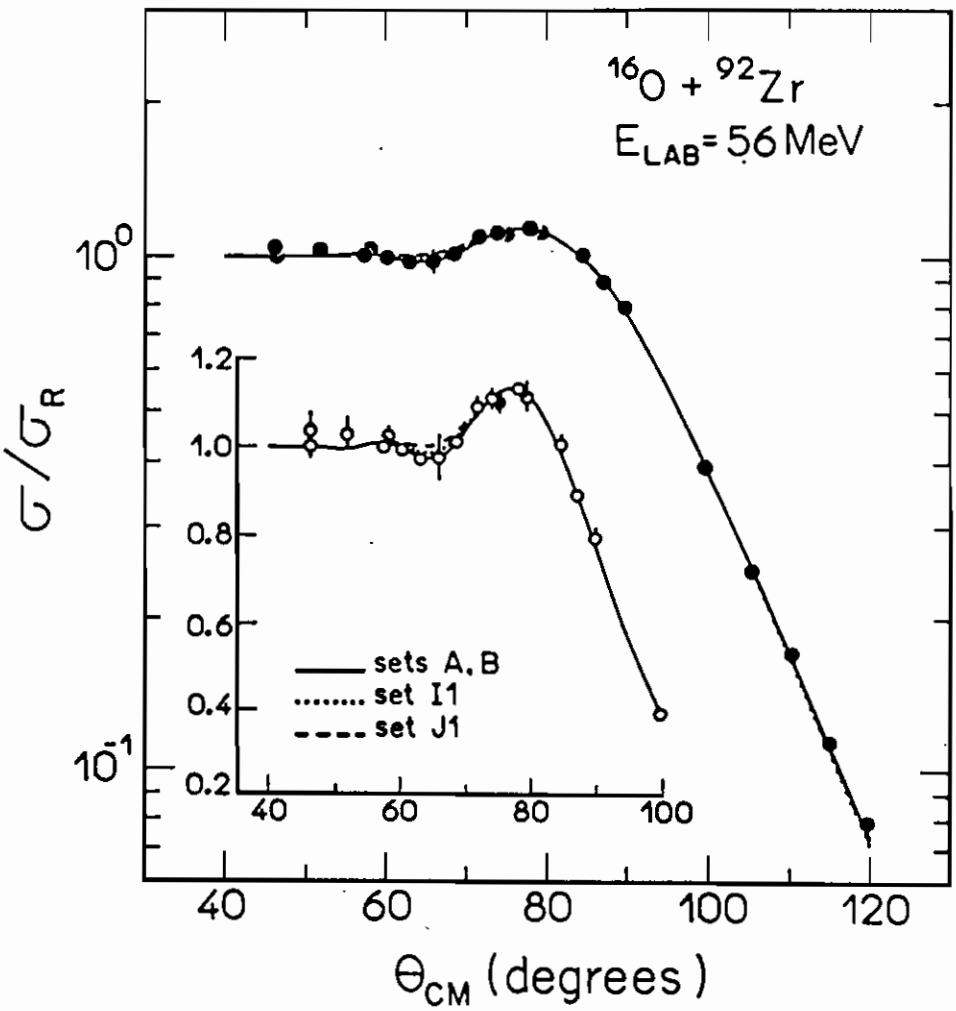

Fig. 4.1 Distribuição angular experimental do espalhamento elástico de ^{16}O por ^{92}Zr a E_{lnc}=56 MeV, comparada com cálculos de modelo optico utilizando os parâmetros especificados nas tabelas 4.1 e 4.2. As seções de choque estão divididas pelas seções de choque do espalhamento Rutherford.

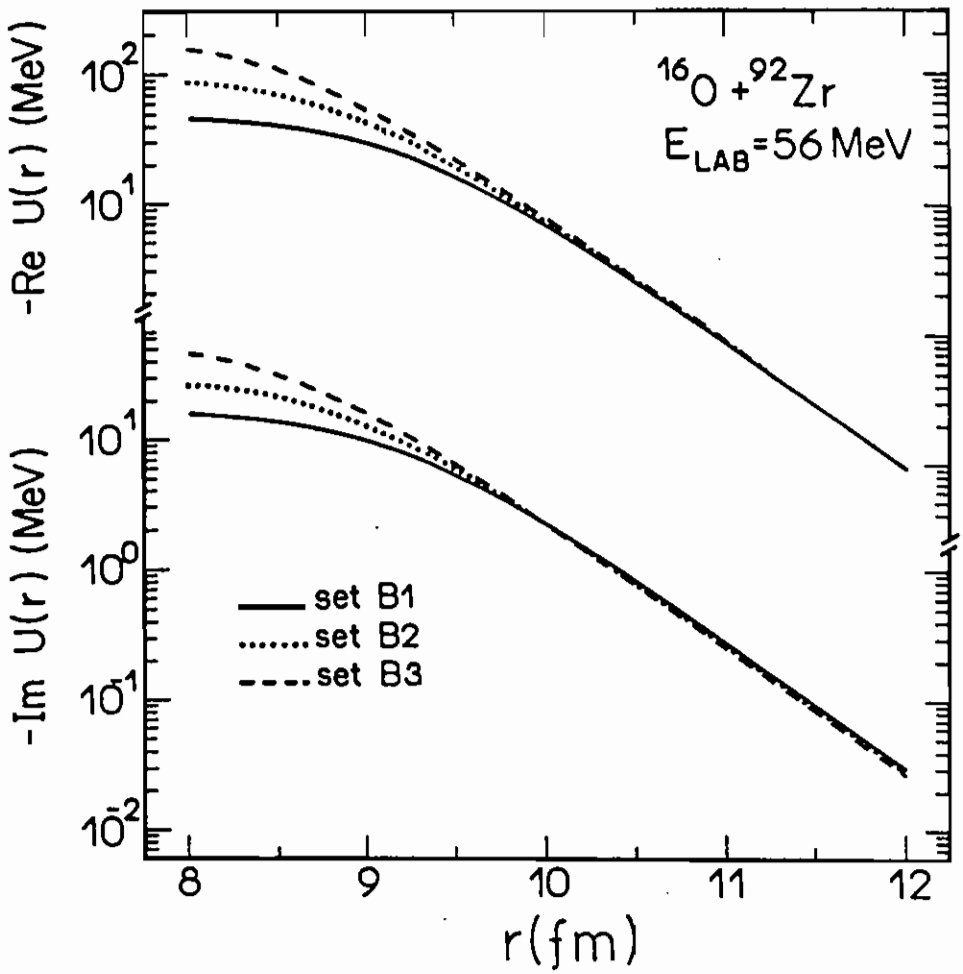

Fig. 4.2 A ambiguidade contínua de Igo nos potenciais de Woods-Saxon que produzem o mesmo espalhamento elástico no sistema ^{16}O + ^{92}Zr a E_{inc}=56 MeV, ilustrada para os conjuntos de parâmetros B1, B2 e B3 da tabela 4.1. Abaixo de 10 fm, o espalhamento elástico é insensível a detalhes do potencial optico.

Observando os valores de χ^2 na Tab. 4.1, nota-se que os conjuntos com parâmetros de difusividade maiores que 0.5 não conseguem produzir um bom ajuste (comparativamente aos melhores ajustes) aos dados experimentais, e os valores de χ^2 aumentam para as difusividades maiores. Um exame da Tab. 4.2 ajuda a esclarecer parte do problema: quando se permite que os parâmetros geométricos das partes real e imaginária sejam independentes, a difusividade da parte imaginária sempre resulta em valores em torno de 0.4, e portanto consideravelmente distantes dos valores assumidos quando se usam os mesmos parâmetros geométricos para as partes real e imaginária com grandes difusividades.

Por sua vez, os valores de χ^2 da Tab. 4.2 indicam que os mesmos crescem para parâmetros de difusividade da parte real crescentes. Um exame da Fig. 4.1 permite notar que as difusividades maiores "alisam" o mínimo na distribuição angular a $\theta \approx 65°$. A variação radial dos potenciais correspondentes às curvas teóricas da Fig. 4.1 é ilustrada na Fig. 4.3.

Foi também obtido por Satchler (Sa87) um potencial optico utilizando o "double-folding model" (Sa79, Sa83), com uma interação nucleon-nucleon M3Y (Sa76, Be77). Este potencial pode ser representado, na região de interesse entre 9 e 13 fm, por um potencial de Woods-Saxon com difusividade a_V=0.63 fm. O espalhamento elástico correspondente "alisa" o mínimo em $\theta \approx 65°$. Embora os

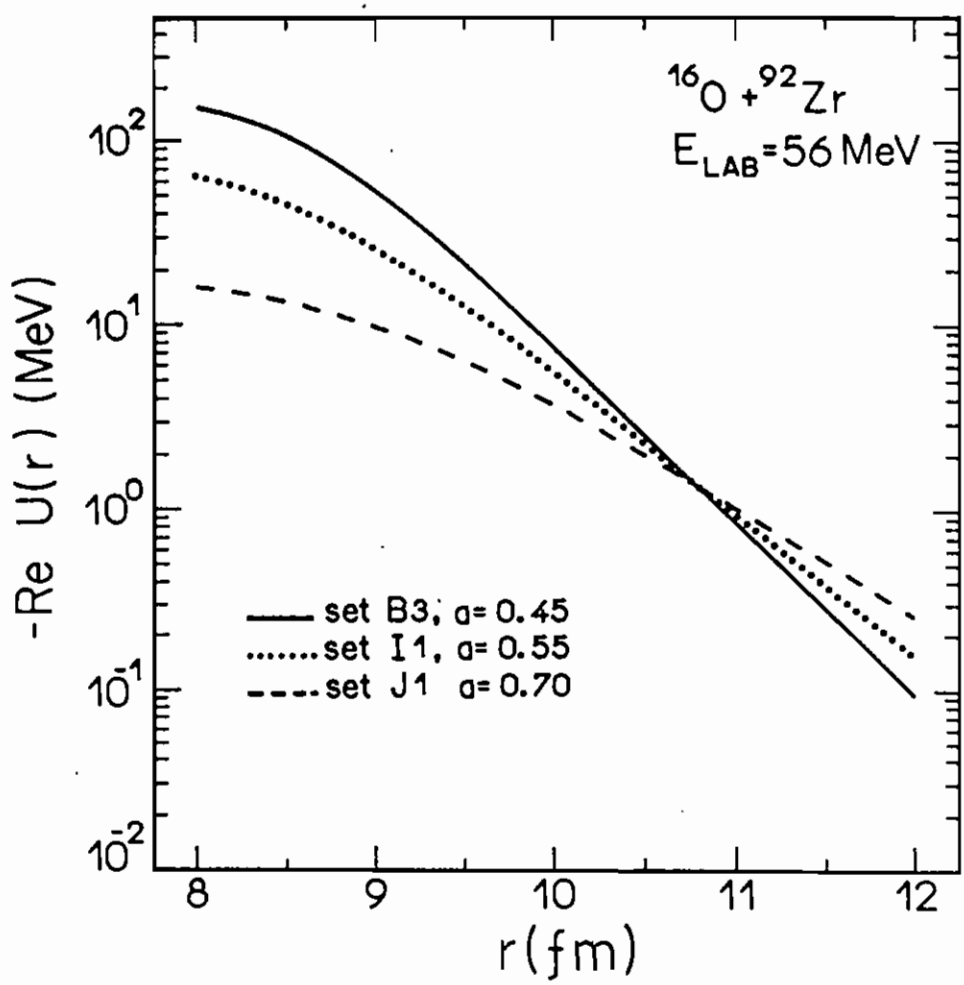

Fig. 4.3 Potenciais opticos com diferentes difusividades que, excetuando a região entre 60° e 70° (ref. C.M.), produzem o mesmo espalhamento elástico no sistema $^{16}O + ^{92}Zr$ a E_{inc}=56 MeV (v. Fig. 4.1). Os parâmetros são os especificados nas tabelas 4.1 e 4.2.

potenciais utilizando o "folding model" possam ser mais realísticos, optou-se por utilizar, nas análises subsequentes, os potenciais fenomenológicos de Woods-Saxon, que produzem um melhor ajuste aos dados experimentais. Além disso, a "anomalia de limiar" (v. Cap. 1 e referências lá mencionadas) não somente implica na necessidade de uma renormalização dos potenciais de "folding" para se conseguir ajuste aos dados experimentais na região da barreira Coulombiana (no nosso caso, N≈1.3), como também pode implicar numa forma radial dependente da energia (Ma86a). Aliás, nossos resultados obtidos com o procedimento de procura de parâmetros opticos, indicando uma forma diferente (difusividade menor) em relação aos cálculos com "folding model", concordam com as "experiências teóricas" (Ma86a) para o potencial real perto da "anomalia de limiar".

4.1.2 Análise das Distribuições Angulares

As distribuições angulares do espalhamento inelástico de ^{16}O (E = 56 MeV) por ^{92}Zr foram analisadas com cálculos de DWBA e de canais acoplados, utilizando os programas Ptolemy (versão para canais acoplados com excitação Coulombiana) (Rh80, Rh80a) e Ecis (versão incluindo excitação Coulombiana) (Ra81).

Para os cálculos das seções de choque inelásticas foram utilizados fatores de forma macroscópicos calculados de acordo com as expressões (1.55), (1.62) e (1.72) do capítulo 1.

Foi inicialmente investigada a sensibilidade das seções de choque inelásticas a ambigüidades dos potenciais ópticos determinados pelo espalhamento elástico, e a efeitos do acoplamento de canais. A grande discrepância entre as distribuições angulares teóricas e os resultados experimentais, particularmente no caso da excitação do primeiro estado 2^+ (E_x = 0.934 MeV) do ^{92}Zr, motivou uma investigação detalhada sobre possíveis maneiras de se produzir o efeito desejado nas distribuições calculadas, visando uma melhor compreensão do processo físico envolvido nestas excitações. A seguir, são apresentados os resultados destas investigações.

<u>O espalhamento inelástico e as ambigüidades no potencial óptico</u>

Os vários conjuntos de parâmetros ópticos determinados pelo espalhamento elástico experimental (v. tabelas 4.1 e 4.2) foram utilizados para calcular, em DWBA e em CC, as seções de choque para as excitações inelásticas dos estados 2^+ (E_x = 0.934 MeV) e 3^- (E_x = 2.340 MeV) do ^{92}Zr. Na Fig. 4.4 são exibidos os resultados de cálculos de DWBA para o estado 2^+, e na Fig. 4.5, para o estado 3^-,

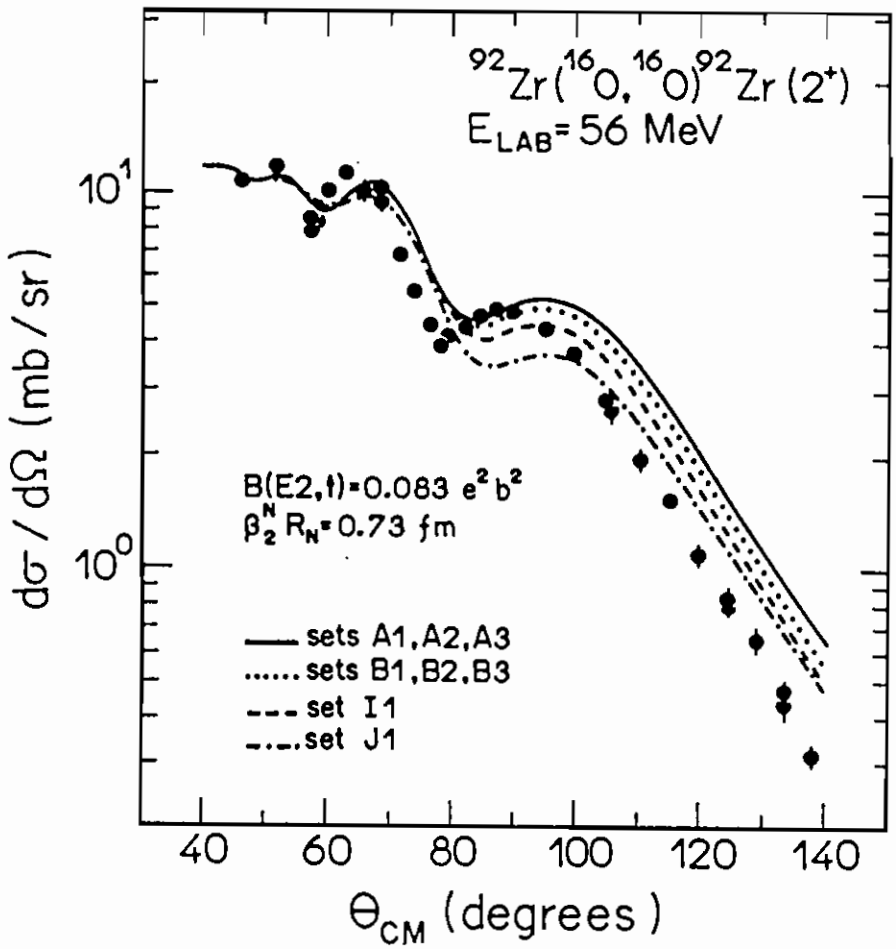

Fig. 4.1 Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de ^{16}O por ^{92}Zr a E_{inc}=56 MeV, excitando o primeiro estado 2^+ do ^{92}Zr (E_x=0.934 MeV), comparada com cálculos de DWBA utilizando vários conjuntos de parâmetros opticos especificados nas tabelas 4.1 e 4.2. Os conjuntos que apresentam a ambiguidade contínua de Igo produzem também o mesmo espalhamento inelástico quando se utiliza o mesmo *comprimento de deformação* nuclear $\beta^N R_N$.

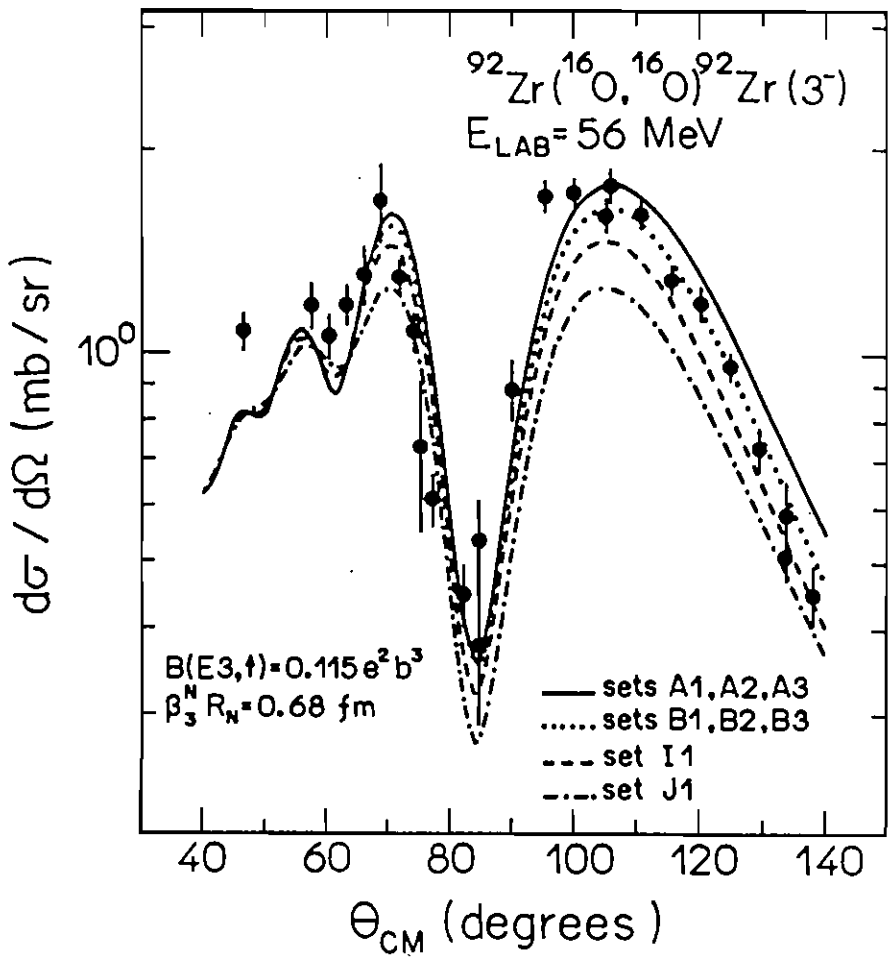

Fig. 4.5 Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de ^{16}O por ^{92}Zr a E_{inc}=56 MeV, excitando o primeiro estado 3^- do ^{92}Zr (E_x=2.340 MeV), comparada com cálculos de DWBA utilizando vários conjuntos de parâmetros opticos especificados nas tabelas 4.1 e 4.2. Os conjuntos que apresentam a ambiguidade contínua de Igo produzem também o mesmo espalhamento inelástico quando se utiliza o mesmo *comprimento de deformação* nuclear $\beta^N R_N$.

juntamente com as respectivas seções de choque experimentais. Nota-se, em ambos os casos, que os conjuntos que apresentam a ambigüidade contínua de Igo - (A1, A2, A3) e (B1,B2,B3) - produzem também o mesmo espalhamento *inelástico* quando se utiliza o mesmo comprimento de deformação nuclear, indicando que estas excitações também são insensíveis à parte interna do potencial de interação. O mesmo se aplica aos resultados de cálculos de canais acoplados.

Nas figuras 4.4 e 4.5 também se nota, por outro lado, que as distribuições angulares inelásticas calculadas com potenciais de diferentes difusidades diferem entre si, principalmente nos ângulos maiores. Há que se ressaltar, entretanto, que o mesmo comprimento de deformação em potenciais com difusividades diferentes fornece fatores de forma com intensidades distintas.

Nas figuras 4.6 e 4.7 são exibidas as seções de choque calculadas com dois potenciais de difusividades diferentes, mostrando separadamente as contribuições das excitações nuclear e Coulombiana, nos estados 2^+ e 3^-, respectivamente. Nota-se, como esperado, que a contribuição maior para o espalhamento a ângulos traseiros vem da excitação nuclear, e esta é ligeiramente diferente para os dois potenciais.

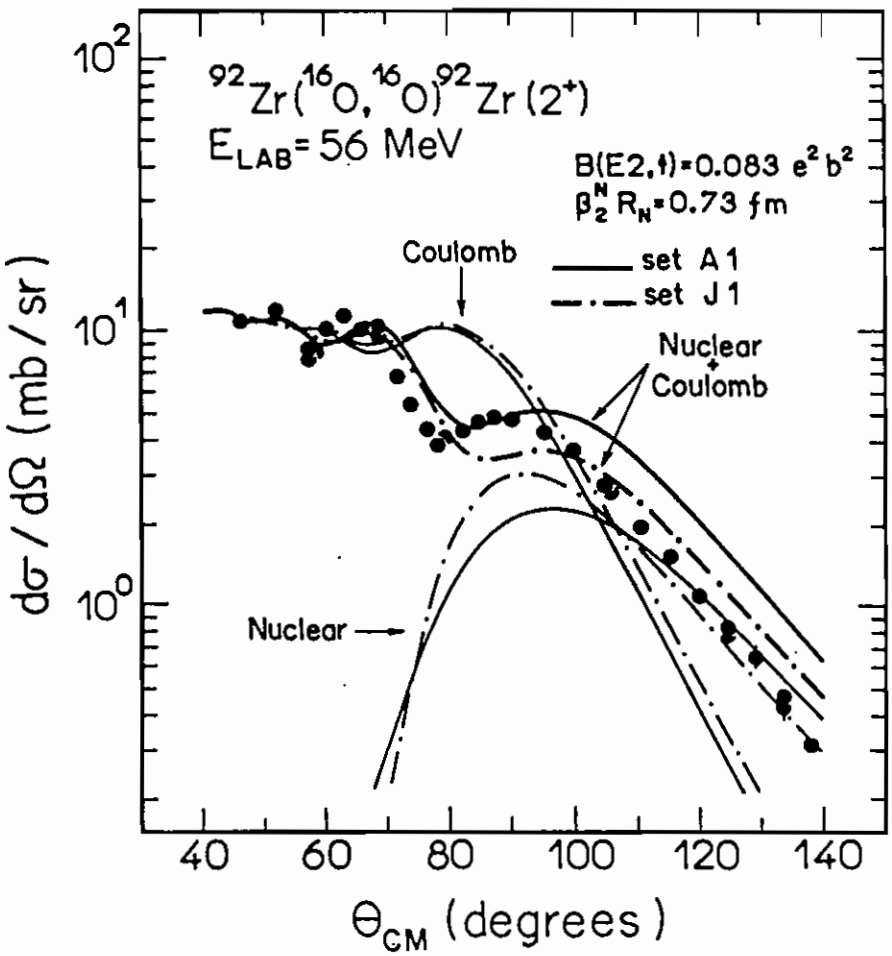

Fig. 4.6 A interferência nuclear-Coulombiana na excitação inelástica do $^{92}Zr(2^+$ 0.934 MeV) por ^{16}O a E_{inc}=56 MeV, calculada com DWBA para dois conjuntos distintos de parâmetros opticos (tabelas 4.1 e 4.2). São indicadas as contribuições devidas (I) à excitação Coulombiana apenas e (II) à excitação nuclear apenas. A excitação Coulombiana é dominante nos ângulos dianteiros, e a interferência inverte a fase das oscilações.

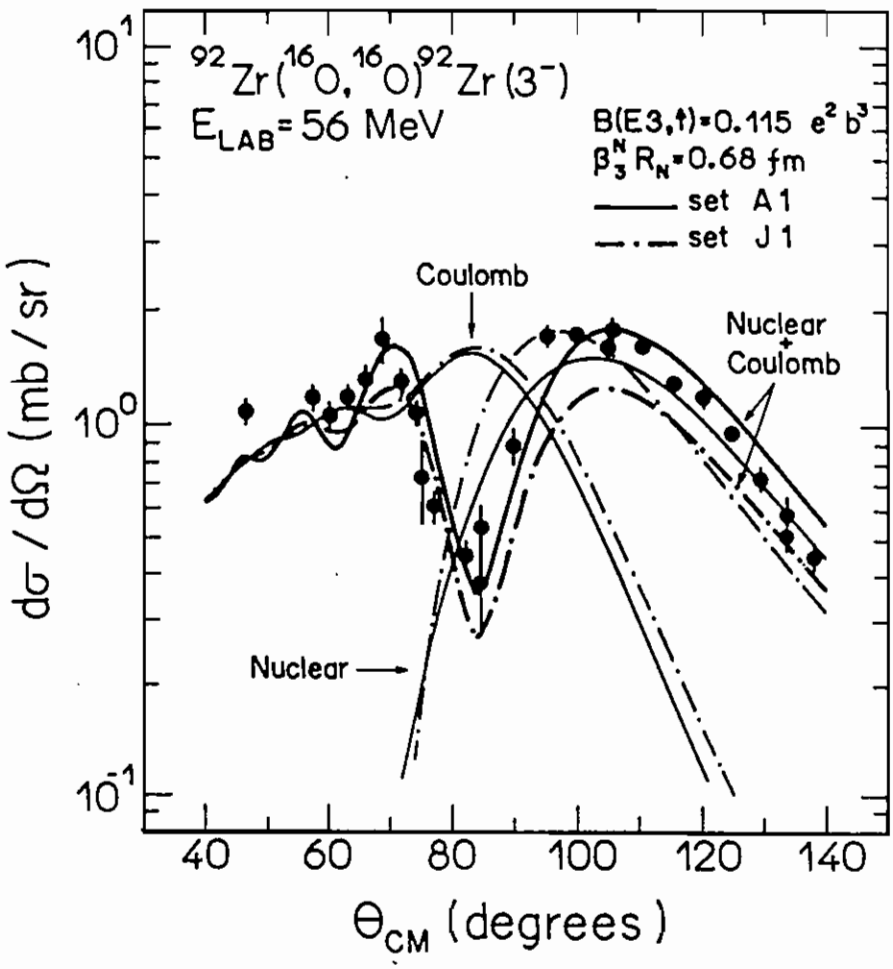

Fig. 1.7 A interferência nuclear-Coulombiana na excitação inelástica do $^{92}Zr(3^-$ 2.340 MeV) por ^{16}O a E_{inc}=56 MeV, calculada com DWBA para dois conjuntos distintos de parâmetros opticos (tabelas 1.1 e 1.2). São indicadas as contribuições devidas (I) à excitação Coulombiana apenas e (II) à excitação nuclear apenas. A excitação nuclear e a Coulombiana são comparáveis, e a interferência inverte a fase das oscilações nos ângulos dianteiros.

É também interessante observar, nas figuras 4.6 e 4.7, o caráter destrutivo da interferência nuclear-Coulombiana: ao redor dos ângulos em que as contribuições separadas das excitações nuclear e Coulombiana são máximas, a seção de choque resultante das duas interações apresenta um mínimo. Este mínimo é tanto mais pronunciado quanto mais próximas em intensidade são as duas contribuições, i.e., as duas *amplitudes* de espalhamento. Nota-se, nas figuras 4.6 e 4.7, que as excitações nucleares dos estados 2^+ e 3^- são comparáveis. As excitações Coulombianas entretanto diferem em ordem de grandeza, pois a interação Coulombiana, de longo alcance, depende sensivelmente da multipolaridade da transição (v. expressão (1.55)). No caso da excitação do estado 3^-, as contribuições das duas interações, nos ângulos "razantes", são comparáveis, e o mínimo na distribuição angular resultante é pronunciado. Já no caso da excitação do estado 2^+, o mínimo é menos pronunciado.

O efeito do acoplamento de canais

Na Fig. 4.8 são exibidas as seções de choque calculadas com DWBA e com canais acoplados, para a excitação dos estados 2^+ e 3^- do ^{92}Zr e para o espalhampento elástico. Com o propósito de verificar apenas a extensão dos efeitos de acoplamento nas seções de choque, todos os cálculos foram realizados com o mesmo potencial óptico da análise do espalhamento elástico. Nota-se que o acoplamento não é

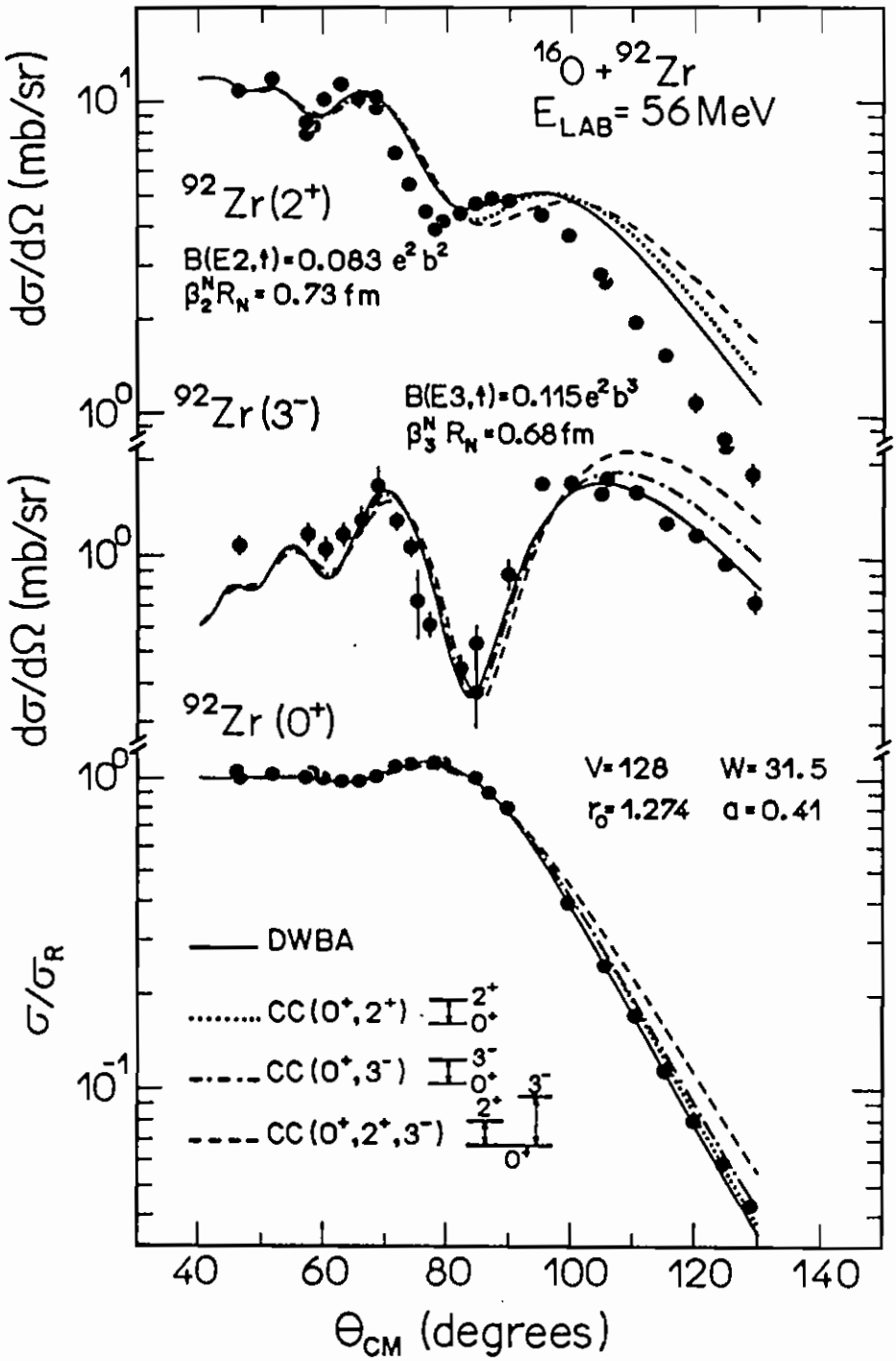

Fig. 1.8 Efeito do acoplamento de canais no sistema ^{16}O + ^{92}Zr a E_{inc}=56 MeV, nos canais inelásticos (i) $^{92}Zr(2^+)$ e (ii) $^{92}Zr(3^-)$ e no canal elástico. O potencial optico e o mesmo nos cálculos de DWBA e nos de canais acoplados.

desprezível e que qualquer cálculo deve passar por um reajuste dos potenciais ópticos complexos. Particularmente na parte imaginária, que representa, de uma forma média, a absorção do fluxo incidente para canais não considerados explicitamente nas equações acopladas.

Análise da excitação do estado 2^+

Conforme se verifica por exemplo nas figuras 4.4 e 4.8, as seções de choque calculadas para a excitação do primeiro estado 2^+ (E_x = 0.934 MeV) do ^{92}Zr estão longe de descrever adequadamente os dados experimentais. A posição do mínimo da seção de choque na interferência nuclear-Coulombiana (C-N) calculada está deslocada para ângulos maiores em relação aos dados experimentais. Além disso, as seções de choque calculadas são bem maiores, nos ângulos traseiros, que os dados experimentais.

Foram então realizados cálculos extensivos envolvendo procura de parâmetros ópticos e parâmetros de deformação que pudessem descrever, adequada e simultaneamente, os dados tanto do espalhamento inelástico como do espalhamento elástico. Foram considerados tanto esquemas de acoplamento envolvendo apenas os estados 0^+ e 2^+, como também esquemas envolvendo os estados 0^+, 2^+ e 3^- do ^{92}Zr. Nos processos de busca foram utilizadas várias combinações diferentes de parâmetros a serem variados, pois

nem sempre o melhor ajuste corresponde à introdução de um maior número de graus de liberdade. Entretanto nenhum dos ajustes apresentou resultados satisfatórios: o simples acoplamento entre 0^+ e 2^+, ou entre 0^+, 2^+ e 3^-, juntamente com o modelo macroscópico tradicional para o fator de forma, não consegue descrever adequadamente os dados experimentais.

Na Fig. 4.9 pode ser visto o resultado do melhor ajuste obtido nas condições acima descritas. Nota-se que a região da interferência C-N é pobremente descrita, além da tendência, nos ângulos traseiros, da seção de choque calculada ficar acima dos valores experimentais.

Assim, foram realizados cálculos fora dos procedimentos "tradicionais" (modelo coletivo, descrito no capítulo 1) a fim de se encontrar uma maneira de se produzir o efeito desejado nas seções de choque calculadas, e buscar um entendimento físico do problema. Foi feita uma análise exaustiva das várias possibilidades executáveis com os programas de análise e computadores disponíveis. Como possíveis alternativas, investigaram-se os efeitos de: (i) variar a fase do fator de forma nuclear; (ii) incluir amplitudes de duas etapas; (iii) utilizar um modelo semi-microscópico para o fator de forma do ^{92}Zr; (iv) incluir o efeito de reorientação. Os resultados destas investigações são apresentados a seguir.

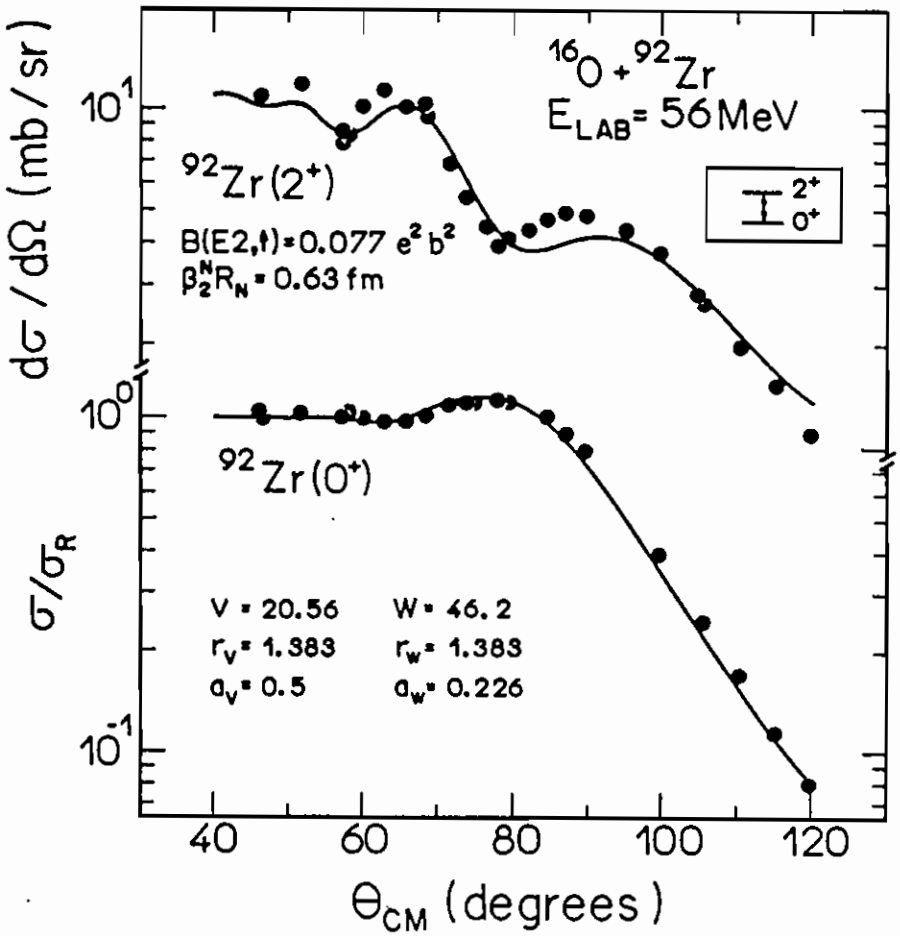

Fig. 4.9 Cálculos de canais acoplados referentes ao melhor ajuste obtido para a excitação inelástica do $^{92}Zr(2^+$ 0.934 MeV) por ^{16}O a E_{inc}=56 MeV. Dentre DWBA, CC(0^+,2^+) e CC(0^+,2^+,3^-), o melhor ajuste foi obtido considerando apenas os canais elástico e $^{92}Zr(2^+)$ inelástico. Apenas a região angular perto da interferência nuclear-Coulombiana é exibida.

Calculos alterando a fase do fator de forma nuclear

A interação nuclear é complexa enquanto a interação Coulombiana é real. Assim, a fase do fator de forma nuclear deve alterar o padrão da interferência C-N (Sa7O), mesmo que a intensidade se mantenha constante.

Para se investigar a influência desta fase no padrão da interferência C-N, foram variadas as razões W'/V', mantendo $[V'^2 + W'^2]^{1/2}$ constante, onde W' e V' são as profundidades do potencial utilizado no fator de forma nuclear:

$$F^N(r) = -\beta(Re)R_V \frac{d}{dr}[V' f_V(r)] - i\beta(Im)R_W \frac{d}{dr}[W' f_W(r)] \qquad (4.2)$$

com $f_j(r)$ dado por (1.4)-(1.5). Mantendo o produto βR constante e considerando $f_V(r) = f_W(r) = f(r)$ pode-se escrever:

$$F^N(r) = -\beta R[V' + iW']\, df/dr =$$

$$= -\beta R[V'^2 + iW'^2]^{1/2}[\cos\alpha + i \sin\alpha]\, df/dr \qquad (4.3)$$

$$\text{com } \alpha = \tan^{-1}(W'/V'). \qquad (4.4)$$

Na Fig. 4.10 são ilustrados os resultados (a) para alguns valores da fase α e os resultados (b)(c) mantendo α

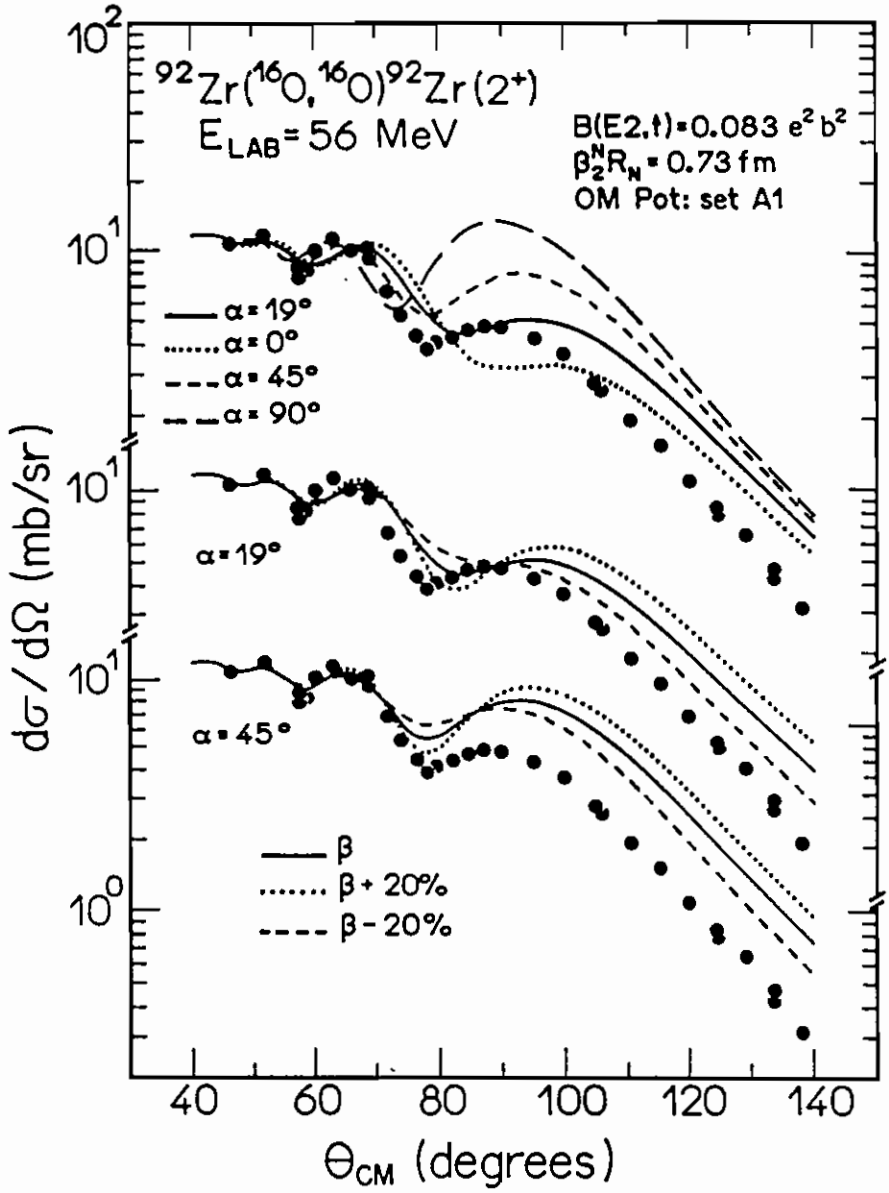

Fig. 1.10 Efeito da mudança da fase da interação nuclear nas seções de choque de DWBA da excitação inelástica do $^{92}Zr(2^+$ 0.934 MeV) por ^{16}O a E_{inc}=56 MeV, e efeito da variação do parâmetro de deformação nuclear para uma fase fixa. Como esperado, nota-se que a fase da interação nuclear afeta sensivelmente a posição angular do mínimo (na seção de choque) da interferência nuclear-Coulombiana. Já a variação do parâmetro de deformação nuclear altera apenas a amplitude da oscilação no padrão da interferência, mantendo a posição angular do mínimo. Para a fase que produz um mínimo no ângulo desejado, as seções de choque nos ângulos traseiros são altas demais em relação aos dados experimentais.

constante e variando o parâmetro de deformação β. Nota-se em (a) que a posição do mínimo da seção de choque na interferência C-N depende do valor de α. Em (b) e (c) nota-se que o valor do parâmetro de deformação β não afeta a posição do mínimo, mas apenas a amplitude da oscilação no padrão da interferência. E nota-se que quando a posição do mínimo é adequada (α≈45°) as seções de choque nos ângulos traseiros são altas demais.

É interessante notar (v. expressão (4.2)) que variar α utilizando potenciais com intensidades diferentes daquelas dos potenciais ópticos é equivalente a, no modelo macroscópico tradicional, ($V' = V$ e $W' = W$), considerar deformações diferentes para as partes real e imaginária. Na tabela 4.3 são apresentados, para os valores de α considerados nos cálculos da Fig. 4.10, os valores de V' e W' e os correspondentes valores de $[\beta(Re)R_V]$ e $[\beta(Im)R_W]$ no modelo macroscópico tradicional. Para a fase α≈45°, que produz um mínimo da seção de choque no ângulo adequado, a deformação da parte imaginária é cerca de três vezes a deformação da parte real.

Foram também realizados cálculos alterando os parâmetros geométricos do potencial utilizado no fator de forma. Estas alterações produziram mudanças drásticas não somente nas seções de choque inelásticas como também nas seções de choque elásticas, não sendo possível, inclusive,

Tab. 4.3 Valores de V' e W' (com $[V'^2+W'^2]^{1/2}$ = constante) utilizados no fator de forma nuclear do $^{92}Zr(2^+)$ para modificar, em relação à descrição macroscópica tradicional, a fase α da interação nuclear, e valores dos comprimentos de deformação real e imaginário que, na descrição macroscópica tradicional, correspondem a estas mesmas fases (v. texto). Aqui α=0 corresponde a uma interação puramente real e α=90° a uma interação puramente imaginária.

MODIFICADO*			TRADICIONAL**	
V' (MeV)	W' (MeV)	α (graus)	$\beta_2^N(Re)R_V$ (fm)	$\beta_2^N(Im)R_W$ (fm)
20.0***	6.9***	19.	0.73***	0.73***
21.16	0.0	0.	0.77	.0
0.0	21.16	90.	.0	2.24
14.96	14.96	45.	0.55	1.58

*) Utilizou-se $\beta_2^N(Re)R_V=\beta_2^N(Im)R_W$=0.73 fm em todos os cálculos.
**) V e W utilizados no fator de forma nuclear são os do potencial optico, conjunto A1 da tabela 4.1.
***) Neste caso o fator de forma modificado coincide com o tradicional.

ajustar, simultaneamente, os dados do espalhamento elástico e inelástico.

Cálculos incluindo amplitudes de duas etapas

A fim de investigar o efeito da inclusão de amplitudes de duas etapas na excitação inelástica do estado 2^+, foram realizados cálculos incluindo um estado "fictício" 0^+ a 4.5 MeV de excitação. Na Fig. 4.11 são exibidos os resultados destes cálculos. Nota-se que as amplitudes de duas etapas (relacionadas a β_{02} e β_{12} na figura) realmente afetam a posição do mínimo da seção de choque na interferência C-N, enquanto a excitação direta (dada por β_{01} na figura) afeta apenas a amplitude da oscilação no padrão da interferência. Da mesma forma como quando é alterada a fase do fator de forma nuclear, para valores de β_{02} e β_{12} que produzem um mínimo no ângulo adequado, as seções de choque nos ângulos traseiros são altas demais.

Cálculos utilizando o modelo de "core+valence" no fator de forma nuclear

Foram também realizados cálculos de DWBA utilizando um potencial de transição obtido pelo "folding" de uma interação efetiva M3Y (Sa76, Be77) com uma densidade de transição construída com o modelo de "core+valence" (Sa89).

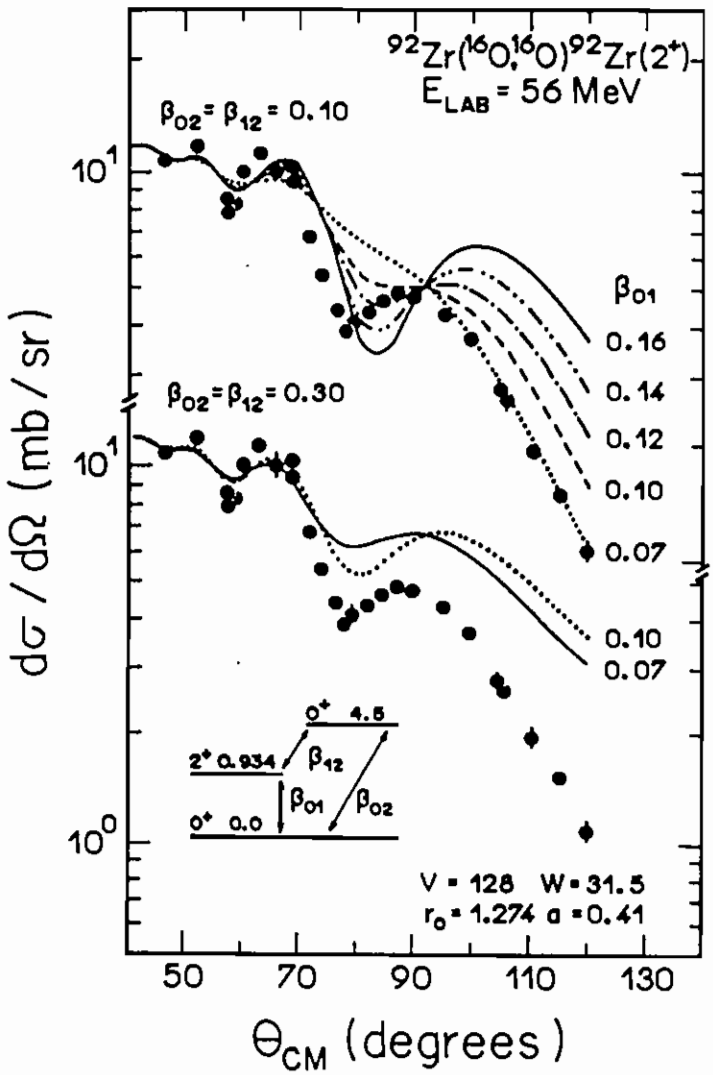

Fig. 1.11 Cálculos de canais acoplados para a excitação inelástica do $^{92}Zr(2^+$ 0.934 MeV) por ^{16}O a E_{inc}=56 MeV, envolvendo um estado "fictício" 0^+ a 4.5 MeV acoplado ao canal elástico e ao canal $^{92}Zr(2^+)$ inelástico. As intensidades dos acoplamentos, relacionadas aos valores de β, estão especificadas na figura. Os termos de acoplamento Coulombiano com o canal "fictício" foram considerados nulos. Nota-se que os termos associados à excitação do $^{92}Zr(2^+)$ em duas etapas (β_{02} e β_{12}) afetam a posição angular do mínimo no padrão da interferencia nuclear-Coulombiana, enquanto o termo associado à excitação direta (β_{01}) altera apenas a amplitude da oscilação no padrão da interferência. Valores de β_{02} e β_{12} que produzem um mínimo no ângulo desejado não produzem seçoes de chogue adequadas nos ângulos traseiros. É exibida apenas a regiao angular perto da interferência nuclear-Coulombiana.

Neste modelo, o núcleo de ^{92}Zr é tratado como um caroço de ^{90}Zr mais dois nêutrons de valência no orbital $2d_{5/2}$. As densidades de transição são então escritas como soma das densidades do caroço e das partes de valência. Estas são construídas a partir de orbitais do modelo de camadas. A excitação 2^+ do ^{92}Zr é representada como um reacoplamento $0^+ \rightarrow 2^+$ dos dois nêutrons de valência.

Na Fig. 4.12 são exibidos os resultados obtidos com este modelo utilizando três potenciais ópticos deferentes (Sa88). Apesar deste modelo ter sido aplicado com êxito na descrição de dados do espalhamento partículas alfa por ^{92}Zr (Sa89), não foi satisfatório para descrever o espalhamento de ^{16}O por ^{92}Zr.

Cálculos incluindo o efeito de reorientação

Cálculos incluindo o efeito de reorientação tornaram possível obter um bom ajuste simultaneamente à seção de choque 2^+ inelástica e à seção de choque 0^+ elástica. A Fig. 4.13 exibe os resultados obtidos, utilizando os parâmetros da tabela 4.4. Há que se ressaltar que o bom ajuste aos dados experimentais só foi possível com a inclusão de um forte termo de reorientação ($\beta_{22} = 3.8\beta_2$) e simultaneamente um grande aumento na deformação nuclear ($\beta_2^N = 2.3\beta_2^C$).

Na figura são também exibidas as contribuições individuais das excitações Coulombiana e nuclear.

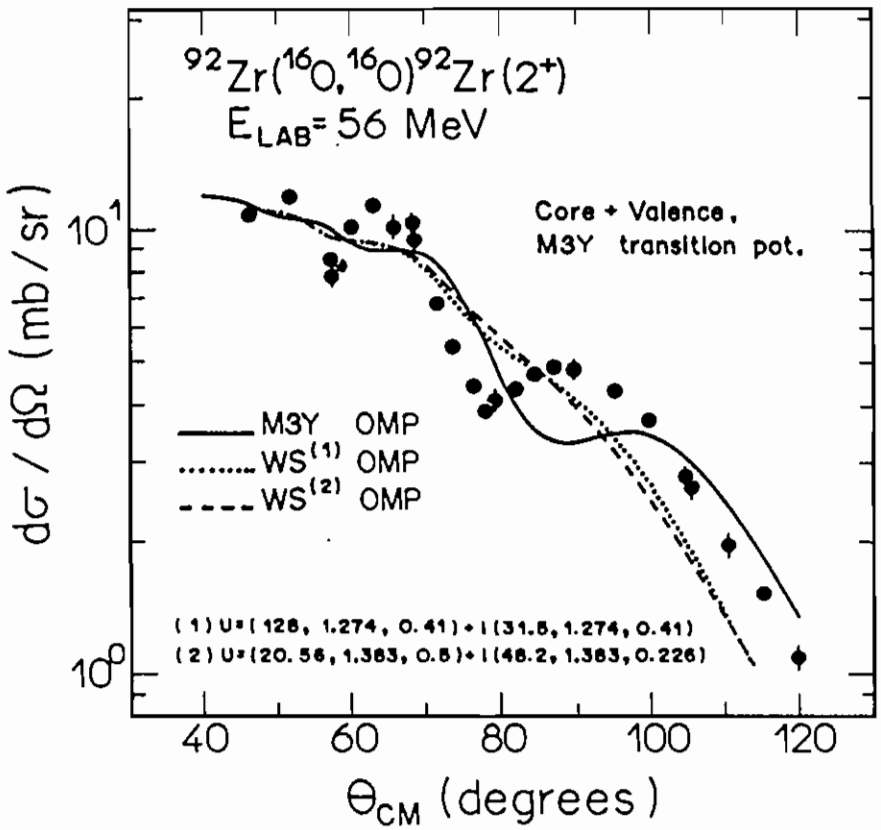

Fig. 1.12 Cálculos de DWBA para a excitação inelástica do $^{92}Zr(2^+$ 0.934 MeV) por ^{16}O a E_{inc}=56 MeV, utilizando um potencial de *transição* construído pelo procedimento de "folding" a partir de uma interação efetiva M3Y, e do modelo "core + valence" para a densidade de transição (v. texto). São exibidos os resultados obtidos com três potenciais opticos diferentes: (i) potencial optico obtido por "folding" com interação M3Y, (ii) potencial optico tipo Woods-Saxon com 4 parâmetros e (iii) potencial optico tipo Woods-Saxon com 6 parâmetros. Apenas a região angular perto da interferência nuclear-Coulombiana é exibida.

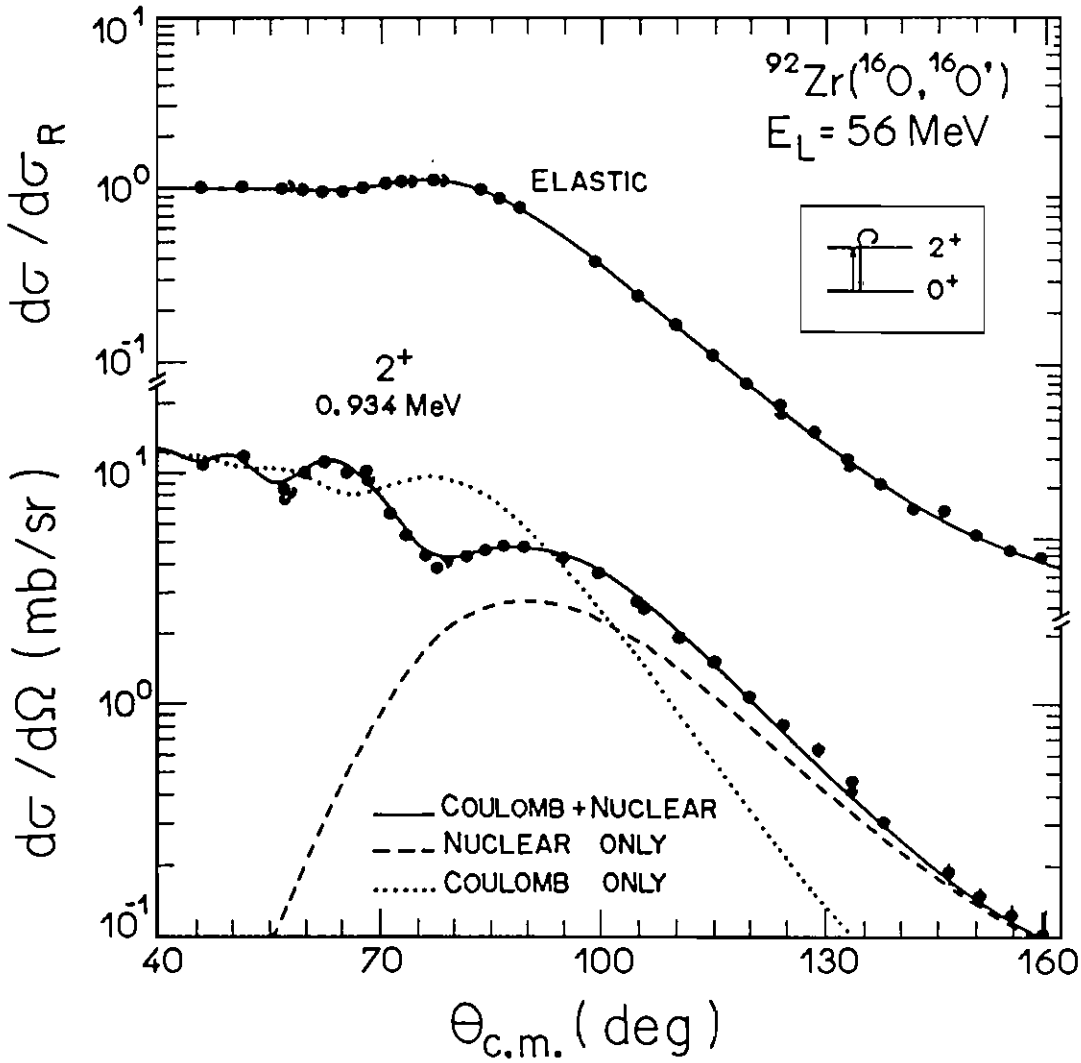

Fig. 4.13 Cálculos de canais acoplados para a excitação inelástica do $^{92}Zr(2^+$ 0.934 MeV) por ^{16}O a E_{inc}=56 MeV, incluindo efeito de reorientação. O bom ajuste aos dados experimentais só foi possível com a inclusão de um forte termo de reorientação ($\beta_{22} \approx 4\beta_2$) e simultaneamente um grande aumento no parâmetro de deformação nuclear β_2^N, tal que $\beta_2^N/\beta_2^C \approx 2.3$. Os valores dos parâmetros utilizados encontram-se na tabela 4.4. São também exibidas as contribuições das excitações Coulombiana e nuclear puras.

Tab. 4.4(a) Parâmetros ópticos utilizados nos cálculos incluindo o efeito de reorientação.

V (MeV)	W (MeV)	r_o (fm)	a (fm)	r_C (fm)
628.	117.	1.2	0.4	1.2

Tab. 4.4(b) Parâmetros "de deformação" utilizados nos cálculos incluindo o efeito de reorientação

	COM REORIENTAÇÃO*				SEM REOR**	
Estado	β_λ^N	β_λ^C	$\beta_{\lambda\lambda}^N$	$\beta_{\lambda\lambda}^C$	β_λ^N	β_λ^C
2^+	0.25	0.108	0.95	0.410	0.108	0.108
3^-	0.17	0.22	0.50	0	0.10***	0.22
2_2^+	0.05	0.075	0.10	0.10 $_{**}$	0.008$_{**}$	0.075

*) $\beta(Im) = 0.5\beta(Re)$

**) Resultado típico, sem ajuste.

***) $\beta(Im) = 1.5\beta(Re)$

$_{**}$) $\beta^N(2^+-2_2^+) = \beta^C(2^+-2_2^+) = 0.15$

$_{**}$) $a_V^{FF} = a_W^{FF} = 0.6$, $\beta(Im) = 0.5\ \beta(Re)$

Comparando-se a Fig. 4.13 com a Fig. 4.6, nota-se que é a excitação nuclear que apresenta contribuições diferentes. No cálculo apresentado na Fig. 4.13, a contribuição nuclear se estende até ângulos mais dianteiros (parâmetros de impacto maiores, em termos semi-clássicos), e é menor nos ângulos maiores (parâmetros de impacto menores), produzindo assim um padrão de interferência deslocado para ângulos menores. A Fig. 4.14 ilustra bem os efeitos de cada uma das contribuições: enquanto uma diminuição de 40% no termo de reorientação nuclear altera visivelmente o padrão da interferência C-N (gráfico inferior na figura), uma diminuição no termo de reorientação Coulombiana, de $Q_2 = 3.8Q_{rot}$ até $Q_2 = 0$ (gráfico superior na figura), altera muito pouco o padrão da interferência.

A Fig. 4.15 compara um ajuste "típico" obtido sem incluir efeito de reorientação com o ajuste obtido incluindo este efeito. Os parâmetros são os da tabela 4.1. A parte inferior da figura exibe a curva obtida quando os termos de reoerientação são tornados nulos, os outros parâmetros se mantendo os mesmos do ajuste com reorientação, ressaltando quão forte é a influência do termo de reorientação necessário para se ajustar os dados experimentais.

Análise da excitação do estado 3^-

A análise da excitação inelástica do estado 3^- (E_x = 2.340 MeV) do ^{92}Zr foi feita com cálculos de DWBA, de

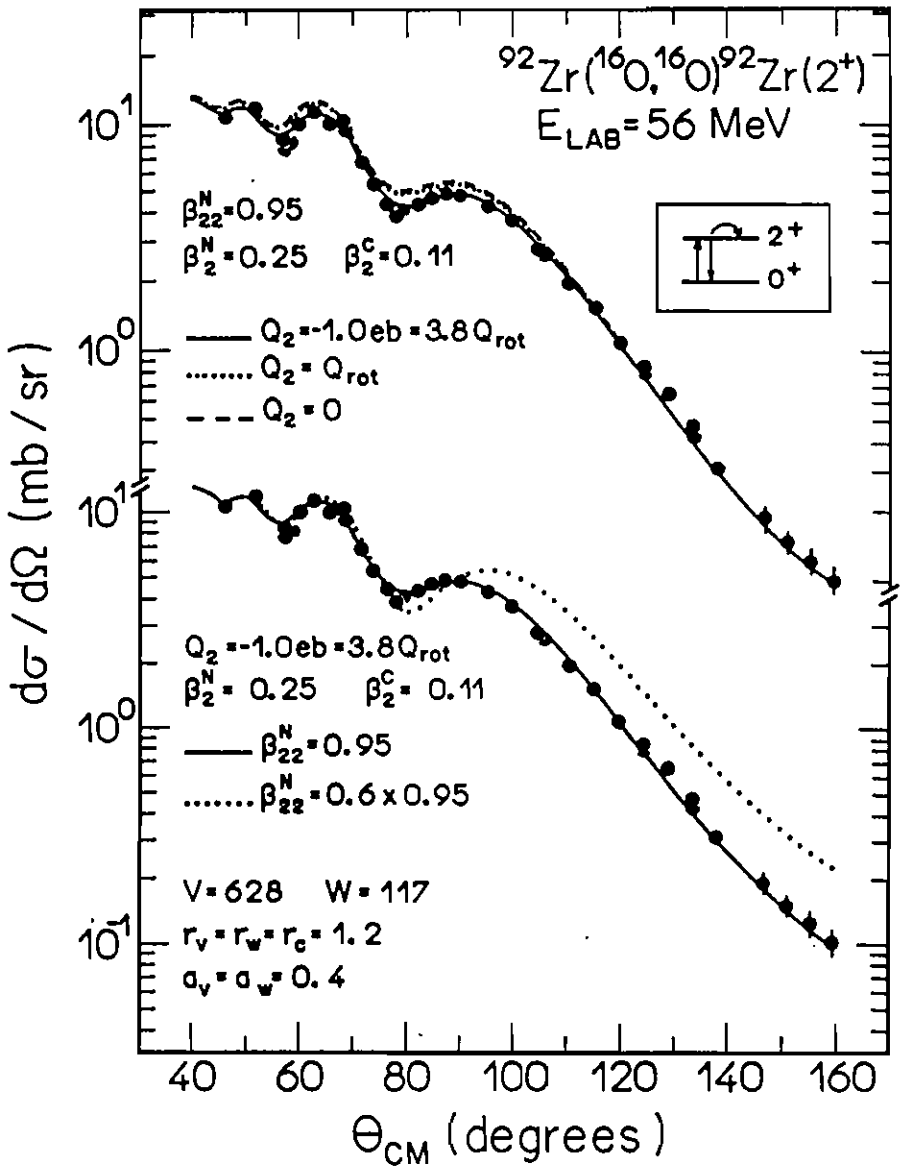

Fig. 4.14 Cálculos de canais acoplados incluindo efeito de reorientação na excitação inelástica do $^{92}Zr(2^+$ 0.934 MeV), exibindo em separado os efeitos dos termos de reorientação Coulombiana e nuclear. Nota-se que o efeito da reorientação Coulombiana é muito menor que o efeito da parte nuclear. Neste caso, uma diminuição de 40% em relação ao valor utilizado para obter bom ajuste já desloca, visivelmente, a posição angular do mínimo no padrão da interferência nuclear-Coulombiana.

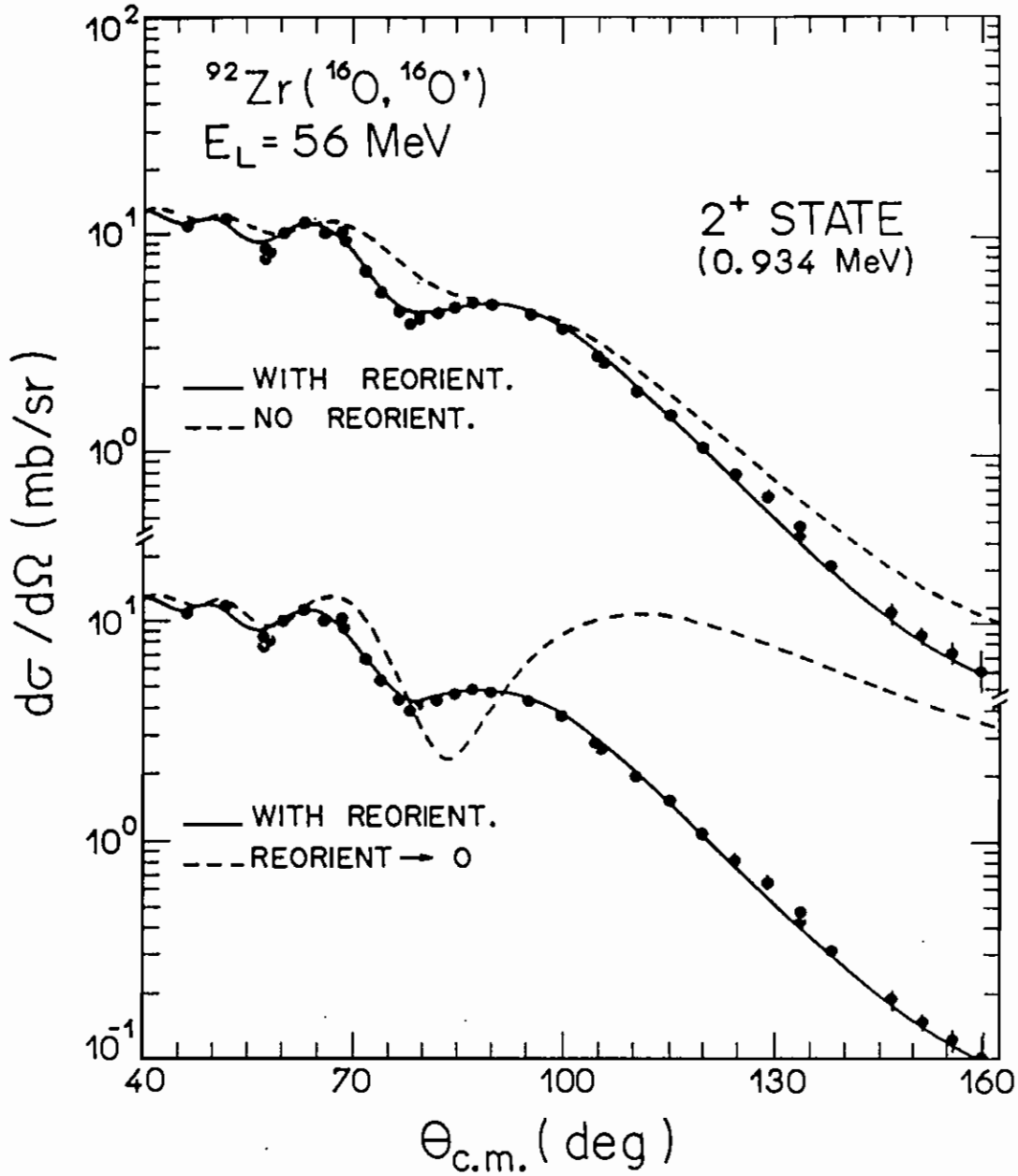

Fig. 4.15 (a) Comparação entre um ajuste "típico", obtido sem incluir efeito de reorientação, com o ajuste obtido incluindo este efeito na excitação inelástica do ^{92}Zr (2^+ 0.934 MeV). Os parâmetros são os da tabela 4.4. (b) Curva do ajuste com reorientação e curva com os mesmos parâmetros exceto que os termos de reorientação são nulos. A diferença entre as duas curvas ilustra quão forte é o efeito do termo de reorientação necessário para se ajustar os dados experimentais.

canais acoplados sem nenhuma reorientação, canais acoplados com reorientação do estado 3^- e do estado 2^+, e canais acoplados sem reorientação do estado 3^- mas com reorientação do estado 2^+ O melhor ajuste, exibido na Fig. 4.16, corresponde a incluir reorientação do estado 3^- e do estado 2^+. Os parâmetros utilizados são os da tabela 4.1.

Os outros ajustes são exibidos nas figuras 4.17 e 4.18. Na Fig. 4.17 são exibidos cálculos de DWBA e CC sem nenhuma reorientação. Na Fig. 4.18 são exibidos cálculos de CC com e sem reorientação do estado 3^-, mas sempre incluindo a reorientação do estado 2^+. Nota-se, comparando a curva exibida na parte superior da Fig. 4.17 com a curva tracejada da Fig. 4.18(a), que ambos os cálculos sem reorientação do estado 3^-, incluindo ou não reorientação do estado 2^+, dão resultados muito semelhantes, ou seja, para o estado 3^-, a inclusão do acoplamento com o estado 2^+ e sua respectiva reorientação pode ser representada implicitamente na parte imaginária do potencial óptico, como é o caso do ajuste mostrado na Fig. 4.17. A parte (b) da Fig. 4.18 evidencia a intensidade do termo de reorientação do estado 3^- utilizado para se produzir o ajuste exibido na Fig. 4.16.

Nota-se, nas figuras 4.17 e 4.18, que mesmo os cálculos mais simples produzem ajustes até satisfatórios para o estado 3^-. Entretanto, como se percebe na tabela 4.4(b), os parâmetros de deformação β_3^N são bastante diferentes, se se inclui ou não a reorientação do estado 3^-.

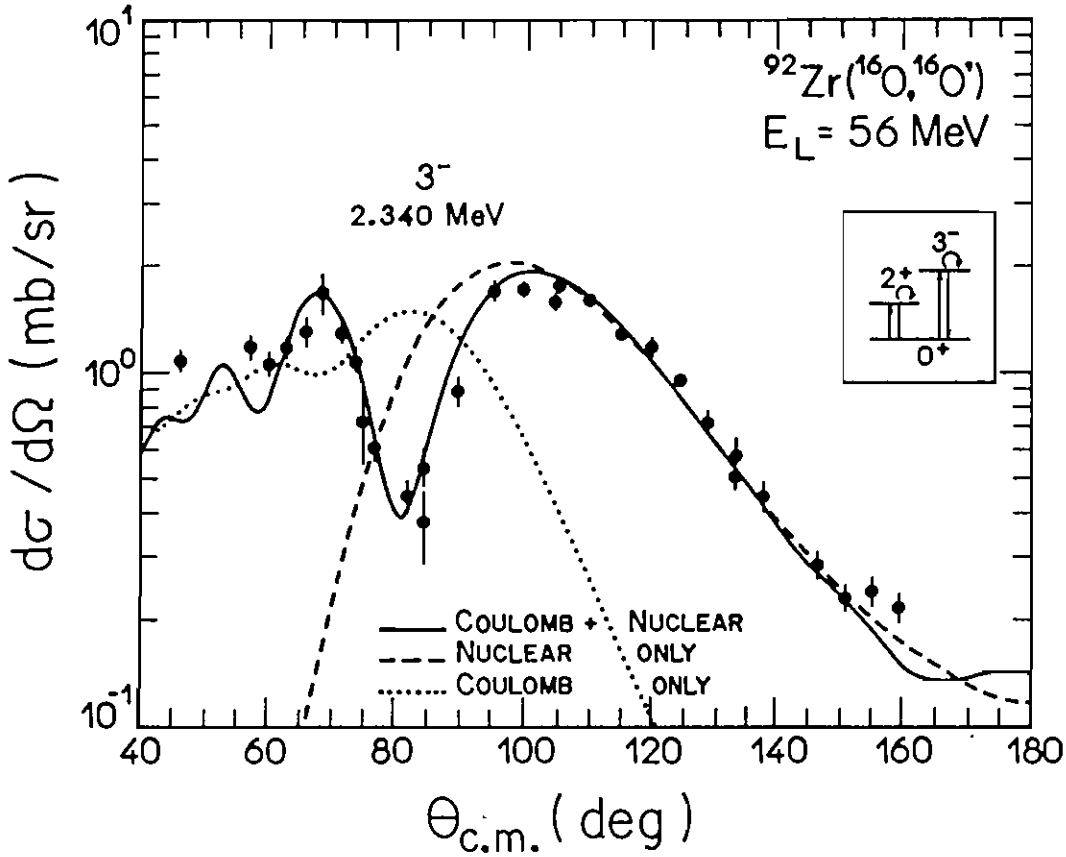

Fig. 4.16 Cálculos de canais acoplados para a excitação inelástica do ^{92}Zr (3^- 2.340 MeV) por 160 (E = 56 MeV), incluindo reorientação dos estados 3^- e 2^+. Os parâmetros utilizados são os da tabela 4.4.

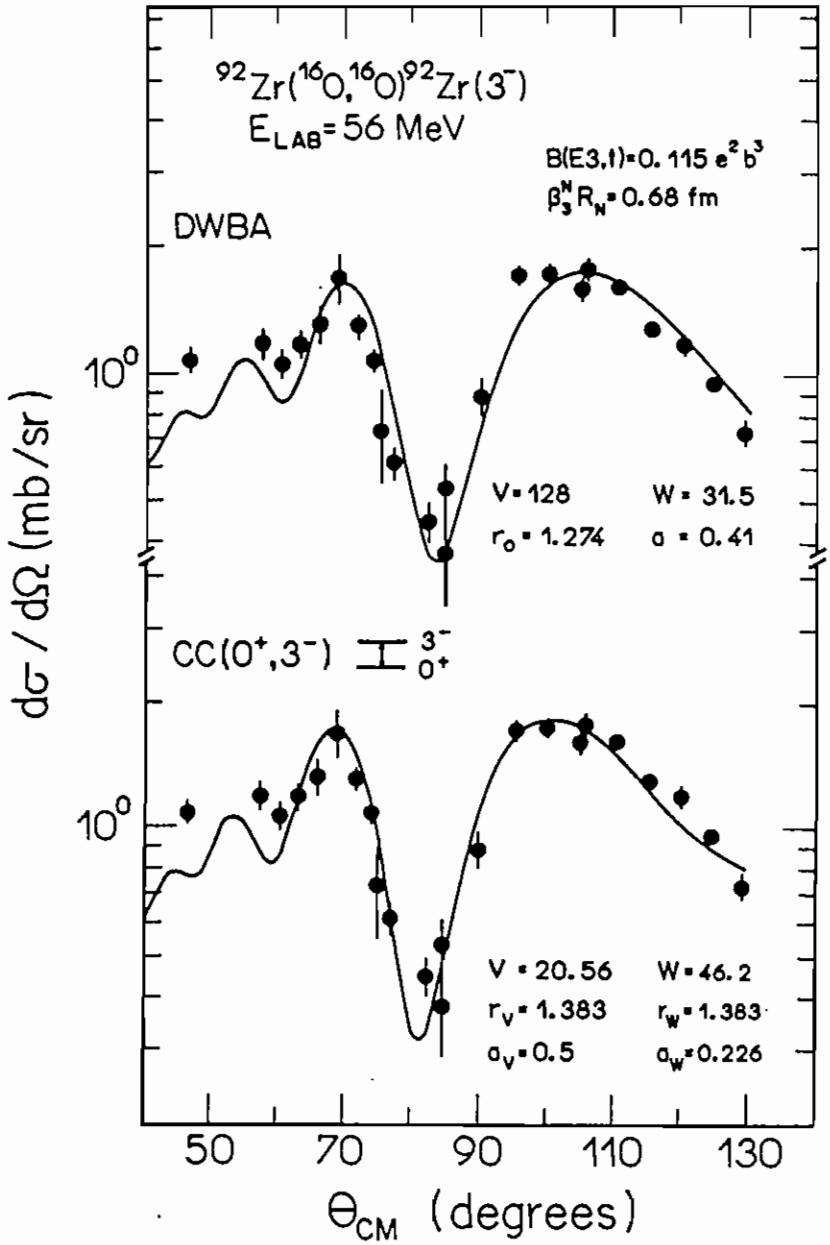

Fig. 4.17 Cálculos de DWBA e de canais acoplados para a excitação inelástica do ^{92}Zr (3^- 2.340 MeV) por 160 (E = 56 MeV), sem a inclusão de nenhum termo de reorientação. A figura exibe os dados experimentais apenas na região da interferência nuclear-Coulombiana, sendo que os dados completos estão reproduzidos na Fig. 4.16.

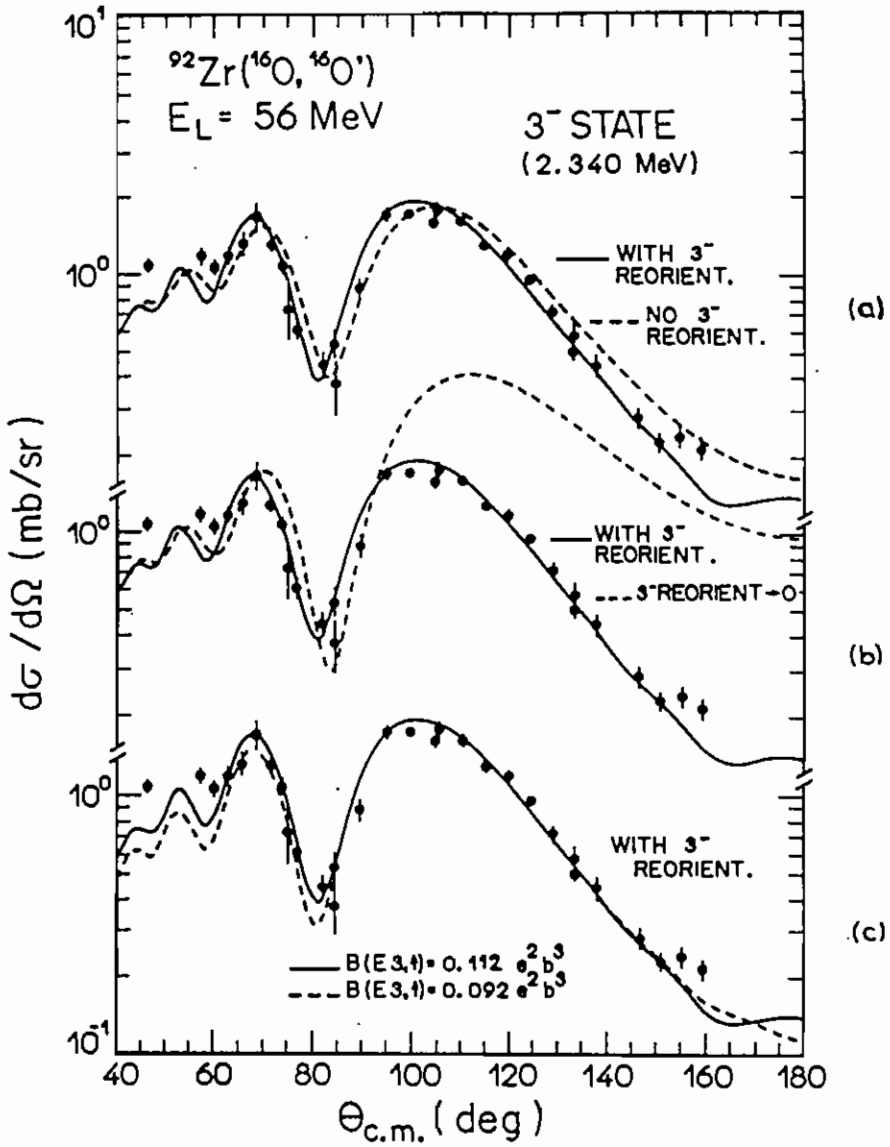

Fig. 4.18 (a) Comparação entre um ajuste típico, obtido sem incluir efeito de reorientação, com o ajuste obtido incluindo este efeito na excitação inelástica do ^{92}Zr (3^- 2.340 MeV). Os parâmetros são os da tabela 4.4. Em todos os cálculos a reorientação do estado 2^+ foi considerada. (b) Curva do ajuste com reorientação do estado 3^- e curva com os mesmos parâmetros exceto que os termos de reorientação do estado 3^- são nulos. (c) Curvas do ajuste com reorientação do estado 3^- para dois valores da probabilidade de excitação B(E3, ↑).

Nota-se que as deformações de carga e de massa são bastante distintas quando não se inclui o efeito de reorientação.

É verdade que a igualdade entre as deformações de carga e de massa não deve ser levada às últimas consequências (ou, da mesma forma, a igualdade dos comprimentos de deformação, caso os parâmetros de raio nuclear e Coulombiano sejam diferentes). Há que se lembrar que os parâmetros de raio, tanto nuclear quanto Coulombiano, estão sujeitos a ambiguidades (v. Cap.1 - sec. 1.3). No caso da excitação Coulombiana, o espalhamento é determinado por $B(E\lambda)$ (v. (1.55)), ou $\beta^C R^\lambda$, e não por $\beta^C R$. Assim, para um mesmo espalhamento, dependendo do valor do parâmetro de raio, o valor de β^C (e de $\beta^C R$) é diferente, como pode ser visto na tabela 4.5. Entretanto a "prática" tem mostrado que o valor usual de r_C = 1.20-1.25 fm permite acordo razoável entre as deformações de carga e de massa.

Assim, parece-nos que a melhor descrição da excitação inelástica do estado 3^- é a que inclui o efeito de reorientação, pois não somente o ajuste visual é melhor, como também as deformações de carga e de massa são mais "coerentes" entre si.

Uma última observação a ser feita na análise da excitação do estado 3^- concerne à determinação do valor de $B(E3)$. Medidas eletromagnéticas são bastante difíceis, neste caso, de serem realizadas por ser a excitação Coulombiana muito fraca. Nossos dados foram obtidos em energia não muito

Tab. 4.5 Parâmetros de deformação β_λ^C e $\beta_\lambda^C R_C$ do ^{92}Zr correspondentes a determinados B(E2) e B(E3), para diferentes valores do parâmetro de raio.

r_C	$B(E2,\uparrow) = 0.083 e^2b^2$		$B(E3,\uparrow) = 0.115 e^2b^3$	
(fm)	β_2^C	$\beta_2^C R_C$(fm)	β_3^C	$\beta_3^C R_C$(fm)
1.2	0.103	0.56	0.22	1.21
1.3	0.088	0.51	0.18	1.03
1.4	0.076	0.48	0.14	0.89

acima da barreira Coulombiana, e as seções de choque a ângulos dianteiros são sensíveis ao valor de B(E3). Com isto, pode-se estabelecer limites para B(E3). A partir dos resultados de nossa análise pode-se estimar um valor $B(E3,0^+ \rightarrow 3^-) = 0.10 \pm 0.02 e^2b^3$.

Cabe aqui um comentário acerca dos parâmetros ópticos utilizados nos cálculos incluindo reorientação: o mesmo potencial obtido do ajuste dos dados da excitação do estado 2^+ foi utilizado nos cálculos incluindo o acoplamento do estado 3^-, o que provocou leve alteração nas seções de choque anteriormente calculadas incluindo apenas os estados 0^+ e 2^+. O pico elástico perto de 80° sofre leve redução, mas pode ser restaurado com um pequeno decréscimo da absorção, como seria de se esperar e como é ilustrado na Fig. 4.19.

Análise da excitação do estado 2_2^+

A excitação inelástica do estado 2_2^+ (E_x = 1.847 MeV) do ^{92}Zr foi analisada com cálculos de canais acoplados. Os resultados são exibidos na Fig. 4.20. Na parte superior são apresentadas as curvas referentes a vários tipos de acoplamento. Nota-se que a introdução de amplitudes de duas etapas (curva pontilhada) diminui as seções de choque nos ângulos maiores, e a introdução de efeito de reorientação (curva tracejada) diminui mais ainda estas seções de choque.

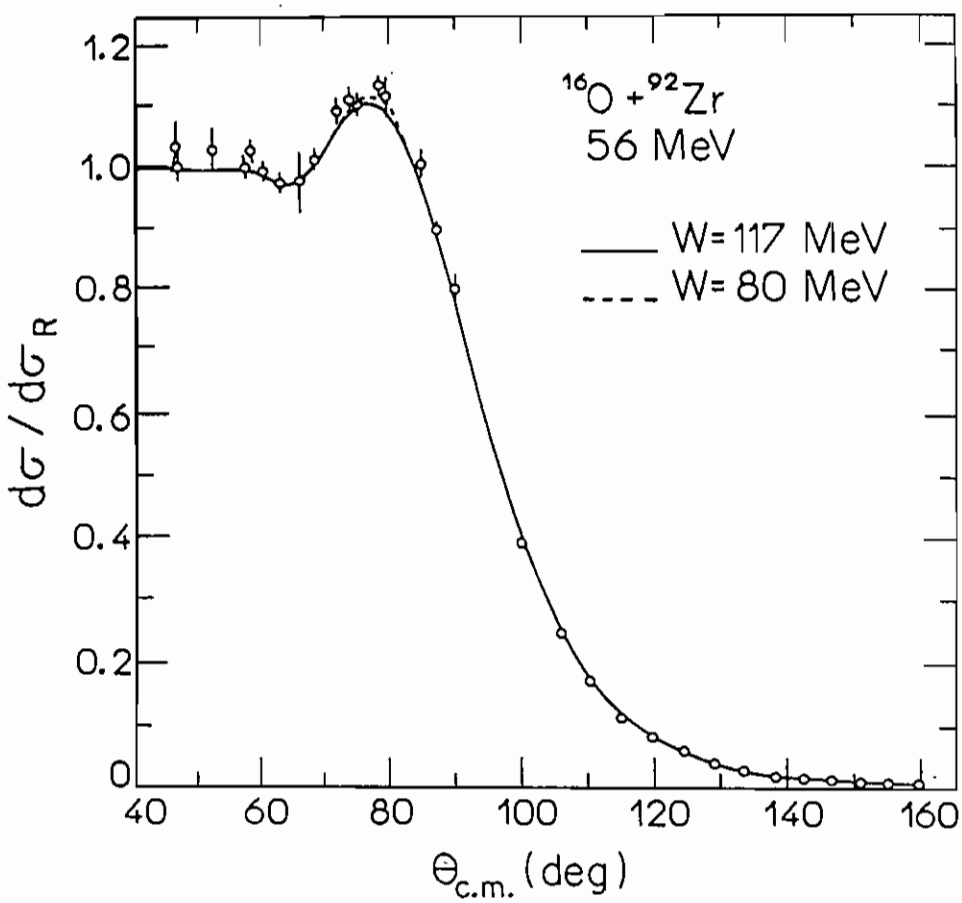

Fig. 4.19 Efeito da diminuição da absorção do potencial optico nas seções de choque elásticas. A escala linear é utilizada neste gráfico para ressaltar o comportamento da seção de choque nas proximidades do máximo.

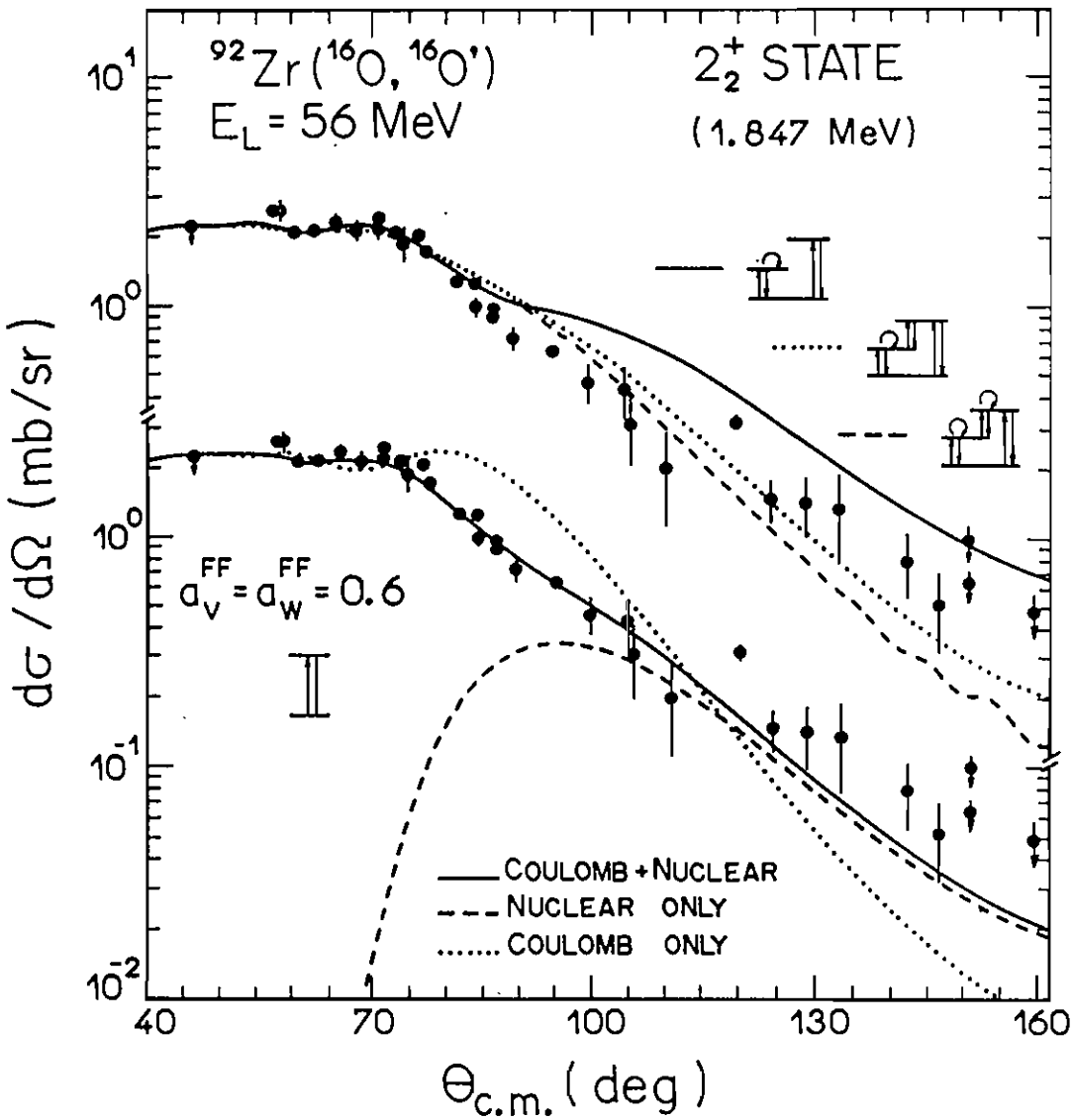

Fig. 1.20 Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de ^{16}O (56 MeV) por ^{92}Zr, excitando o segundo estado 2^+ (E_x = 1.847 MeV) do ^{92}Zr, comparada com cálculos de canais acoplados com parâmetros fornecidos na tabela 1.1. Na parte superior são apresentadas as curvas referentes a vários tipos de acoplamento indicados na figura. Na parte inferior é ilustrado um procedimento de se diminuir as seções de choque entre 80° e 110°, aumentando a difusividade do potencial utilizado no fator de forma nuclear.

Em todas as situações entretanto as seções de choque entre 80° e 110° são altas demais.

Na parte inferior da figura é ilustrado um modo de se obter um bom ajuste aos dados experimentais, tornando o fator de forma nuclear mais difuso. Tal procedimento é plausível pois o estado em questão é um estado fraco, e o "folding" com o mesmo resultaria num fator de forma mais difuso.

Os parâmetros utilizados estão especificados na tabela 4.4.

4.1.3 Análise das Funções de Excitação

As funções de excitação do espalhamento elástico e inelástico de ^{16}O por ^{92}Zr, a 174.7° (ref.C.M.), foram analisadas com cálculos de canais acoplados, utilizando o programa Ecis (Ra72, Ra81).

As seções de choque inelásticas foram calculadas utilizando os fatores de forma macroscópicos dados pelas expressões (1.55) e (1.62) do capítulo 1. Foram utilizados potenciais ópticos fenomenológicos com a forma de Woods-Saxon dada pelas expressões (1.2)-(1.5). Os cálculos foram realizados considerando apenas o acoplamento 0^+-2^+ simples.

Os resultados indicam que, para ajustar simultaneamente a seção de choque elástica e a seção de choque de excitação do estado 2^+, é necessário introduzir uma forte dependência, com a energia incidente, nas intensidades das partes real e imaginária do potencial óptico. A Fig. 4.21 mostra os resultados para $V(E)$, $W(E)$ obtidos por procura automática ou "gridding" manual. A forma do potencial foi mantida fixa, com os parâmetros $r_V = r_W = 1.274$ e $a_V = a_W = 0.41$, bem como as deformações de carga e de massa, dadas através de $B(E2,\uparrow) = 0.083e^2b^2$ e $\beta_2{}^N R_N = 0.73$ fm . Para energias incidentes abaixo de 43 MeV o espalhamento se mostrou insensível ao potencial nuclear. Para energias acima de 49 MeV não foi possível obter nenhum resultado (problemas de precisão numérica). A Fig. 4.22 mostra os resultados do ajuste às seções de choque experimentais.

Por ser pequeno o número de dados em cada energia, além da procura automática foi também realizado um processo de "gridding", para verificar a existência ou não de outros valores de (V,W) que poderiam fornecer as mesmas seções de choque. Assim, na Fig. 4.21, há mais de um par (V,W) em algumas energias, e neste caso foram utilizados símbolos diferentes para cada par. Também notou-se, em algumas situações, certa "insensibilidade" a um dos parâmetros dentro de um certo intervalo, indicado por linha pontilhada na figura.

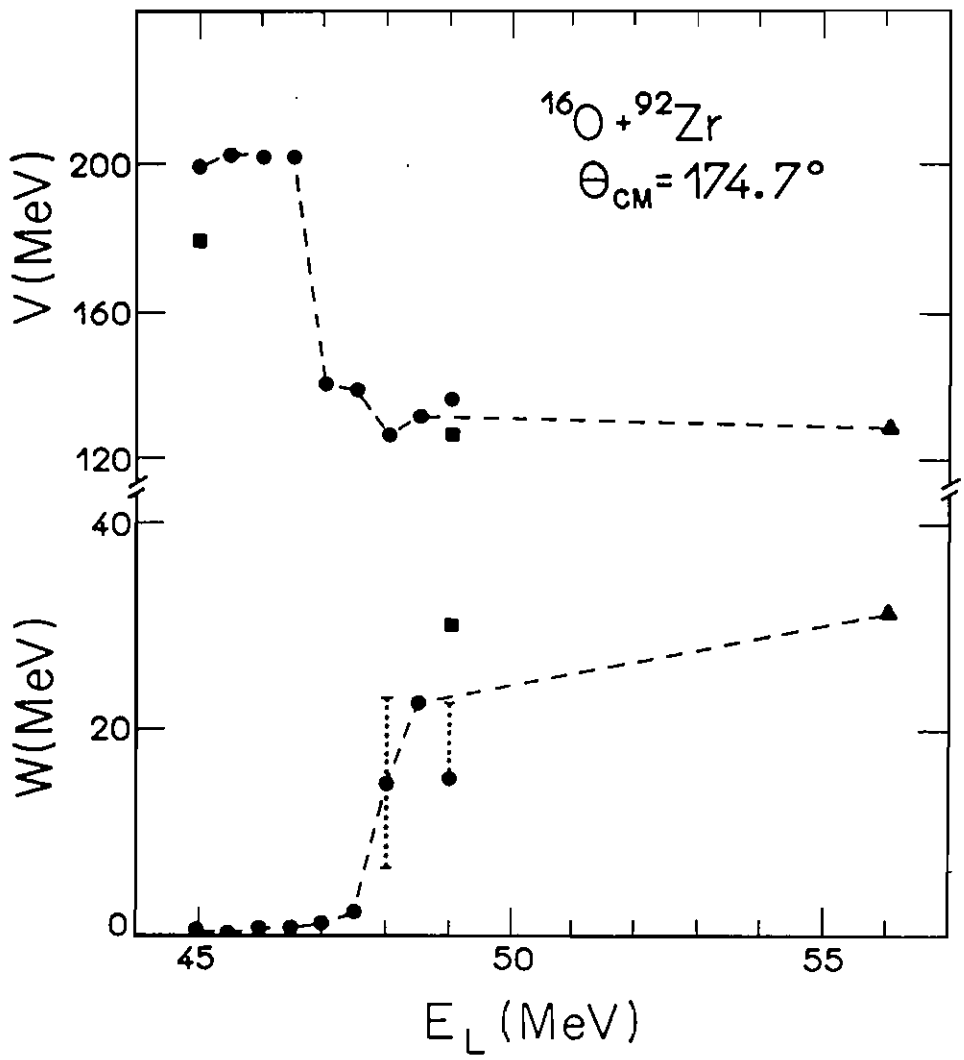

Fig. 4.21 Dependência, com a energia, das intensidades das partes real e imaginária do potencial optico utilizado para descrever a função de excitação do espalhamento elástico e da excitação do estado 2^+ do ^{92}Zr a 174.7° (ref. C.M.) O triângulo corresponde ao potencial optico da distribuição angular elástica a 56 MeV. Os círculos e quadrados correspondem a valores obtidos utilizando procura automática de parâmetros e "gridding" (v. texto). A linha pontilhada indica um intervalo de valores para os quais as seções de choque não variam muito. A linha tracejada serve apenas como guia visual.

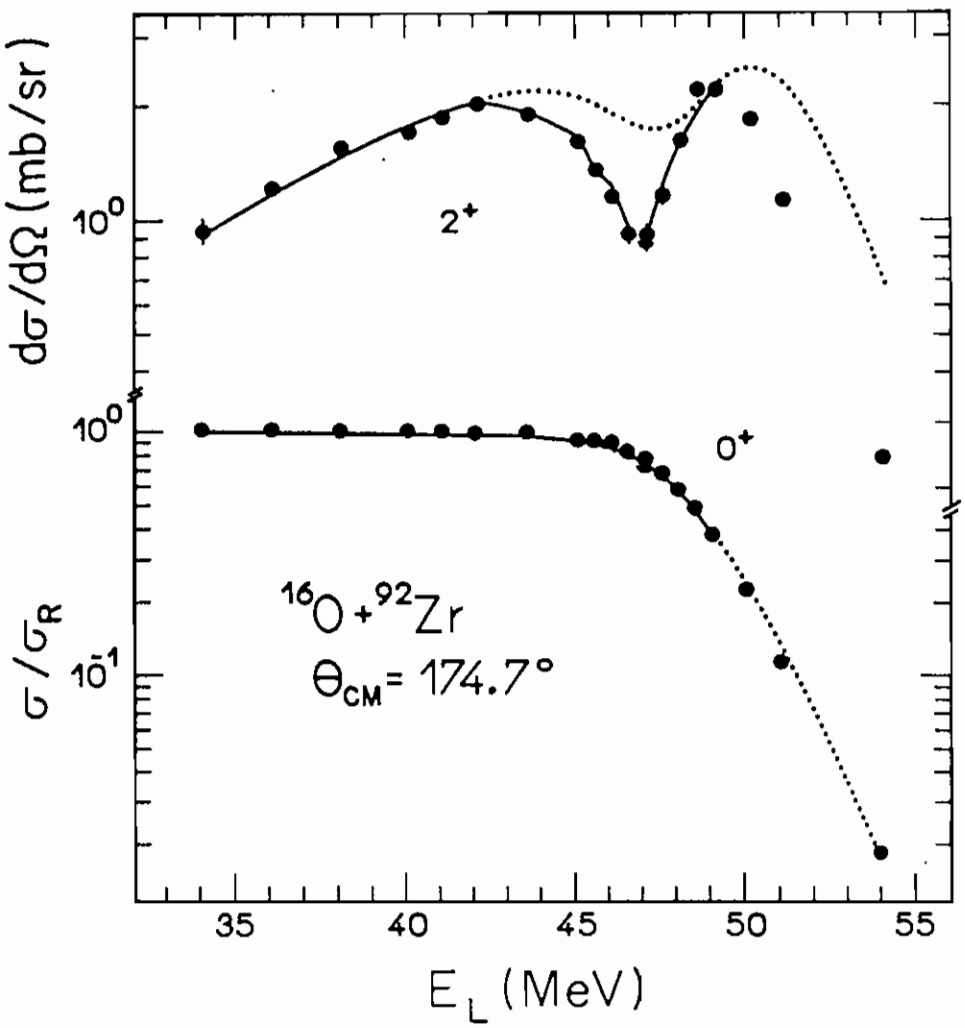

Fig. 1.22 Seções de choque experimental do espalhamento elástico e da excitação do estado 2^+ do ^{92}Zr a 174.7° (ref. C.M.), comparadas a cálculos de canais acoplados (linha sólida) usando o potencial óptico com dependência em energia da Fig. 1.21. São também exibidos cálculos de canais acoplados (linha pontilhada) utilizando um potencial óptico obtido do ajuste aos dados da distribuição angular a 56 MeV. Os valores dos parâmetros estão especificados no texto.

Os resultados exibidos na Fig. 4.21 mostram que $W(E)$ decresce a valores quase nulos para $E \lesssim 47.5$ MeV, e que $V(E)$ cresce nesta região de energias. Tal comportamento é qualitativamente similar ao esperado das relações de dispersão (v. cap.1 e referências lá citadas). Nenhuma tentativas foi, entretanto, feita para se ajustar a dependência com a energia observada usando as relações de dispersão, pois, como evidenciado nos resultados das distribuições angulares a 56 MeV, o simples acoplamento 0^+-2^+ sem a inclusão de um forte termo de reorientação não descreve adequadamente o padrão de interferência C-N observado.

Entretanto estes resultados da análise da função de excitação servem como base em estudos futuros para se tentar entender este processo de excitação e os mecanismos de reação envolvidos.

4.2 Os Espalhamentos Elástico e Inelástico de ^{18}O por ^{92}Zr

Os espalhamentos elástico e inelástico de ^{18}O po ^{92}Zr foram medidos a uma energia incidente de 54.7 MeV, abrangendo ângulos de espalhamento entre 40° e 115° (ref. laboratório). Os procedimentos experimentais de tomada e

redução dos dados encontram-se descritos nos capítulos 2 e 3, respectivamente.

4.2.1 Parâmetros do Modelo Optico

A distribuição angular do espalhamento elástico de ^{18}O por ^{92}Zr, a E_{lnc} = 54.7 MeV, foi analisada com os programa Abacus-3 (Au77, Au78) e Ptolemy (Ma78), conforme descrito na seção 4.1.1. Foram considerados potenciais fenomenológicos com a forma de Woods-Saxon (expressões (1.2)-(1.5) do capítulo 1).

Da mesma forma como no espalhamento de ^{16}O, os potenciais apresentam a ambiguidade contínua de Igo. E também, valores de difusividade maior do que 0.5 pioram o ajuste, sobretudo se a parte imaginária é restrita a ter a mesma forma que a parte real. Quando se permite que as formas sejam independentes, a difusividade da parte imaginária é ajustada em valores entre 0.4 e 0.5. Na tabela 4.6 são apresentados os valores de alguns conjuntos de parâmetros obtidos do procedimento de busca.

É interessante comparar os resultados da tabela 4.6, para o espalhamento de ^{18}O, com os da tabela 4.1, para o espalhamento de ^{16}O: nota-se que a razão W/V é bem maior no caso do espalhamento de ^{18}O, indicando maior absorção do

Tab. 1.6 Parâmetros dos potenciais ópticos obtidos no presente trabalho para o espalhamento de ^{18}O (54.7 MeV) por ^{92}Zr, utilizando a forma de Woods-Saxon (v. texto).

cjto	V (MeV)	W (MeV)	r_o (fm)	a (fm)	x^2
A1	21.3	18.3	1.38	0.40*	0.81
A2	92.1	67.2	1.30	0.40*	0.90
A3	257.	181.	1.24	0.40*	0.92
AA	126.	74.3	1.274	0.41	0.99
B1	220.	219.	1.20*	0.458	0.83
C1	37.6	42.6	1.28	0.50*	0.81
C2	116.	124.	1.21	0.50*	0.78

*) Parâmetros mantidos fixos durante o processo de minimização de x^2 (v. texto)

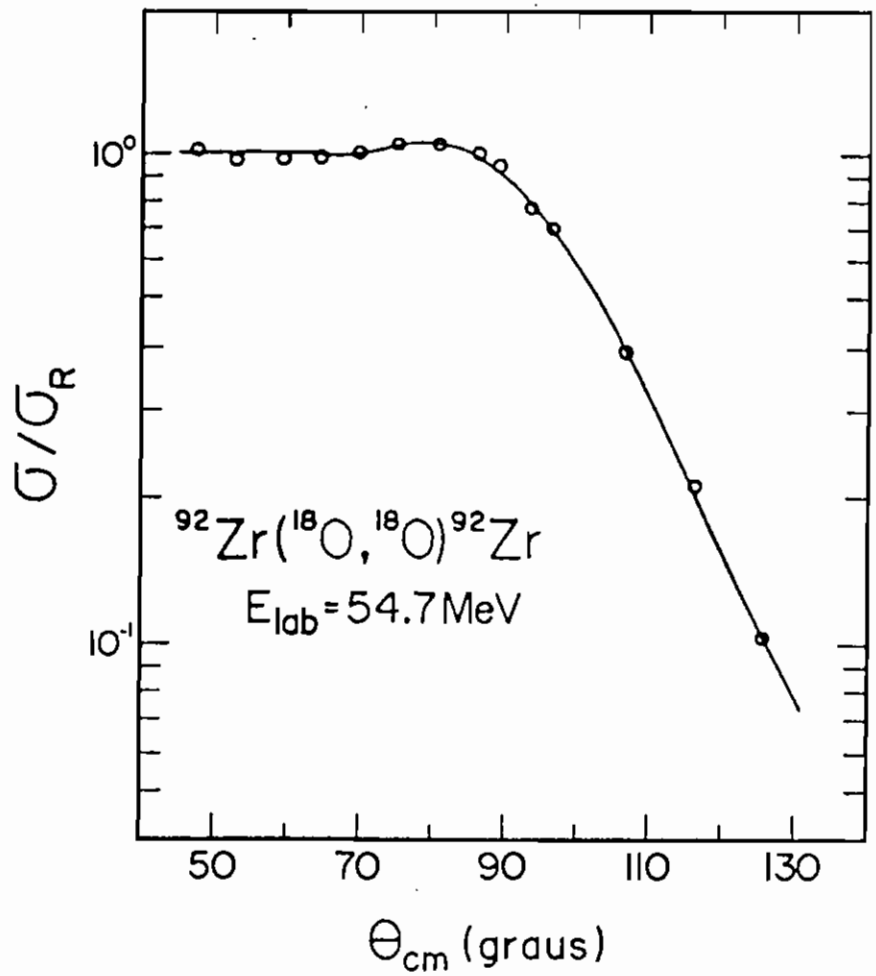

Fig. 4.23 Distribuição angular experimental do espalhamento elástico de ^{18}O po ^{92}Zr. A curva corresponde a cálculos de Modelo Optico com os parâmetros da tabela 4.6. Qualquer um dos conjuntos da tabela reproduz a curva desenhada.

fluxo elástico para outros canais de reação, como de fato se esperaria em sistemas "menos ligados".

A Fig.4.23 exibe a distribuição angular experimental comparada com cálculos de modelo óptico utilizando os conjuntos de parâmetros da tabela 4.6. Qualquer um dos conjuntos reproduz a curva desenhada.

4.2.2 Análise das Distribuições Angulares

Excitação do $^{92}Zr(2^+)$

A distribuição angular da excitação inelástica do estado $2^+(E_x = 0.934$ MeV) do ^{92}Zr foi analisada com cálculos de canais acoplados incluindo o efeito de reorientação.

A Fig. 4.24 exibe os resultados dos cálculos juntamente com os dados experimentais. Foi utilizado o conjunto AA de parâmetros ópticos da tabela 4.6. Na figura são exibidos os resultados considerando o efeito de reorientação (linha sólida) e não considerando o efeito (linha tracejada). Os parâmetros do potencial de transição são os mesmos da tabela 4.4(b), com os termos nucleares devidamente redimensionados para o valor do parâmetro de raio do potencial óptico utilizado, ou seja, multiplicados por 1.2/1.274 tais que os comprimentos de deformação sejam

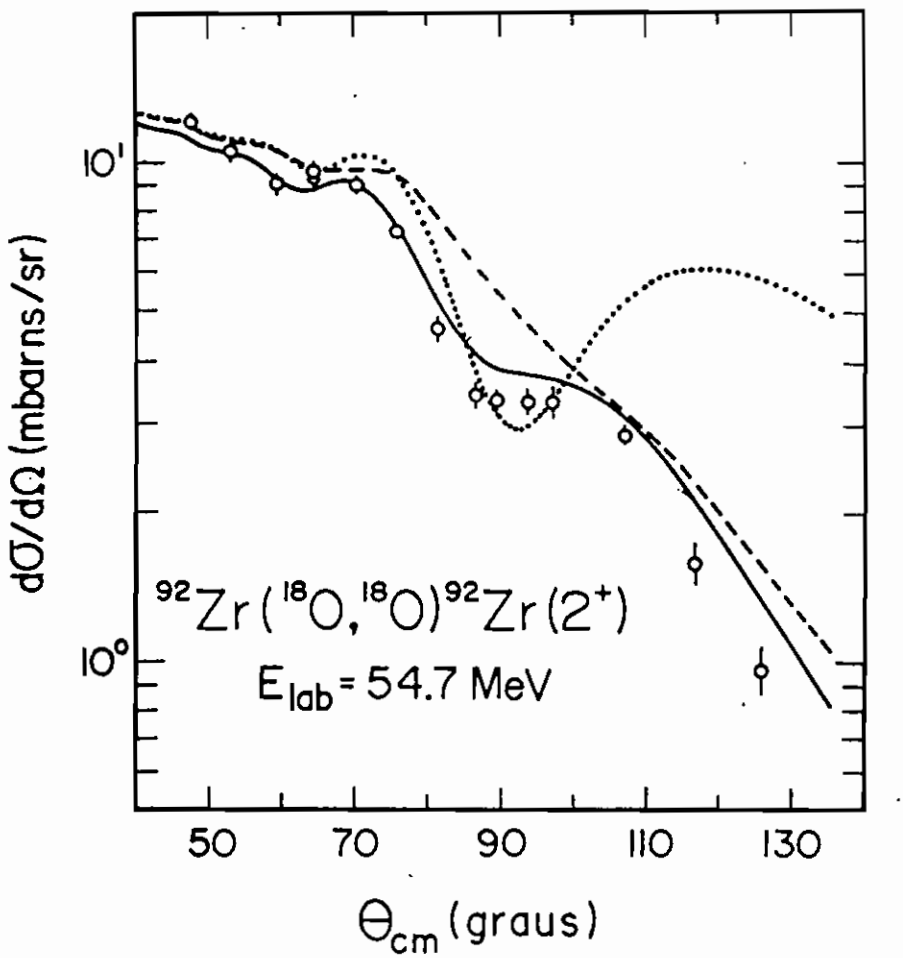

Fig. 4.24 Distribuição angular experimental da excitação inelástica do ^{92}Zr (2^+ 0.934 MeV) por ^{18}O, comparada com cálculos de canais acoplados. A linha sólida corresponde a cálculos incluindo reorientação, a linha tracejada, a cálculos sem reorientação,e a linha pontilhada, a cálculos como para a linha sólida mas com os termos de reorientação nulos. Os parâmetros opticos são os do conjunto AA da tabela 4.6, e os parâmetros "de deformação" são os da tabela 4.4(b) devidamente redimensionados para os valores do parâmetro de raio do potencial optico utilizado (v. texto).

os mesmos que os utilizados no sistema $^{16}O + ^{92}Zr$. Os termos Coulombianos são os próprios da tabiea 4.4(b) pois o parâmetro de raio Coulombiano foi mantido. É também exibida a curva obtida (linha pontilhada) quando se usam os parâmetros correspondentes aos cálculos representados pela linha sólida, porém com os termos de reorientação nulos.

Nota-se que para descrever os dados experimentais continua sendo necessário introduzir um forte termo de reorientação. E qualquer reajuste nos parâmetros de deformação ou nos parâmetros ópticos (e.g. W) a fim de melhorar a qualidade do ajuste das curvas teóricas aos dados experimentais não deverá resultar em parâmetros sensivelmente diferentes dos utilizados. Para se poder determinar estes parâmetros com pouca dose de ambiguidade seria necessário também dispor de dados em ângulos maiores. Assim, não se tentou reajustar estes parâmetros.

Excitação do $^{18}O(2^+)$

A distribuição angular da excitação inelástica do estado 2^+ (E_x = 1.982 MeV) do ^{18}O foi analisada com cálculos de canais acoplados.

A Fig. 4.25 exibe os resultados dos cálculos comparados aos dados experimentais. A linha sólida corresponde a cálculos incluindo o efeito de reorientação, com $Q_2 = Q_{rot}$, $\beta(E2,\uparrow) = 0.0039e^2b^2$, e $\beta_2^{N_RN} = b_{22}^{N_RN} = 1.035$ fm, e a linha tracejada corresponde a cálculos sem

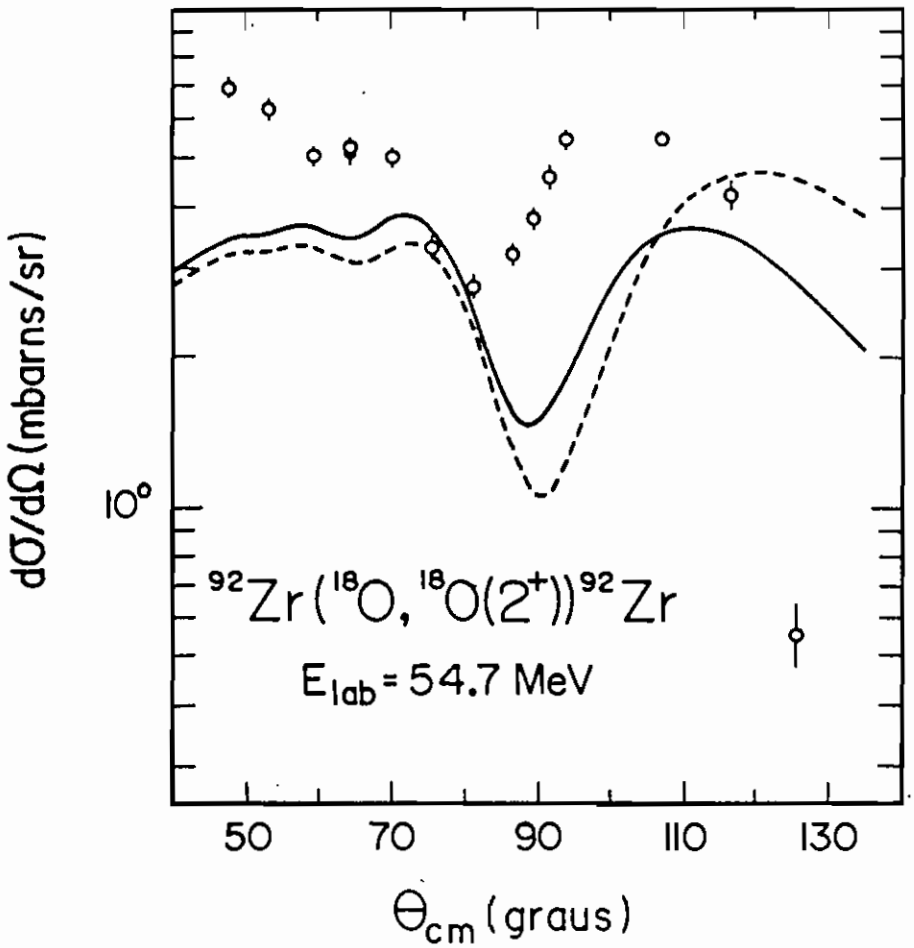

Fig. 1.25 Distribuição angular experimental da excitação inelástica do ^{18}O (2^+ 1.982 MeV), comparada com cálculos de canais acoplados. A linha sólida corresponde a cálculos incluindo reorientação, e a linha tracejada, a cálculos sem reorientação. Os parâmetros opticos são os do conjunto AA da tabela 4.6. Os parâmetros de deformação são: $B(E2,\uparrow)$ = $0.0039\ e^2b^2$, $Q_2 = Q_{rot}$, e $\beta_2{}^N R_N = \beta_{22}{}^N R_N$ = 1/035 fm.

reorientação. Nota-se que o efeito de reorientação altera a posição do mínimo, deslocando-o para ângulos menores. Entretanto o padrão de interferência C-N não é reproduzido nestes dados da excitação do $^{18}O(2^+)$. Seria necessário um termo de reorientação muito forte para deslocar a posição do mínimo até a situação exibida pelos dados experimentais. Com os programas de computador de que dispomos, foi impossível efetuar um tratamento adequado de tão forte termo de reorientação.

4.3 As reações de transferência

Durante as medidas dos espalhamentos elástico e inelástico foram também adquiridos dados de reações de transferência de nucleons. Com o feixe de ^{16}O foi observada a reação $^{92}Zr(^{16}O,^{15}N)$ populando o estado fundamental do $^{93}Nb(9/2^+)$, e possivelmente o estado excitado $^{93}Nb(1/2^-$ 0.03 MeV), não resolvido em nossas medidas. Com o feixe de ^{18}O foi observada a reação $^{92}Zr(^{18}O,^{17}O)$ populando o estado fundamental do $^{93}Zr(5/2^+)$ e os estados excitados $^{93}Zr(1/2^+$ 0.947 MeV) e $^{93}Zr(7/2^+$ 1.477 MeV). As distribuições angulares foram analisadas com cálculos de DWBA, com alcance finito e recuo, utilizando o programa Ptolemy (Ma78).

4.3.1 A reação $^{92}Zr(^{16}O,^{15}N)^{93}Nb$

A Fig. 4.26 exibe as seções de choque experimentais da reação $^{92}Zr(^{16}O, ^{15}N)^{93}Nb$ ($9/2^+$ G.S.) medidas no presente experimento, comparada com cálculos de DWBA.

Para a determinação das seções de choque de DWBA absolutas foram utilizados fatores espectroscópicos S = 1.86 para a população do ^{93}Nb(G.S.), e S = 0.72 para a população do ^{93}Nb(0.03 MeV), obtidos considerando-se o ^{92}Zr(Z=40) como tendo a mesma função de onda que o ^{90}Zr, descrito em termos de um caroço de ^{88}Sr mais dois prótons de valência:

$$|^{92}Zr(G.S.)\rangle = a|(2p_{1/2})^2\rangle + b|(1g_{9/2})^2\rangle \qquad (4.5)$$

com a = 0.8 e b = 0.6 (Sa89). Assim,

$$C^2S_1[^{93}Nb(9/2^+)] = (10/10)\ 0.8^2 + (8/10)\ 0.6^2 = 0.928$$
$$C^2S_2[^{93}Nb(1/2^-, 0.03)] = 0.6^2 = 0.36$$
$$C^2S_3[^{15}N(1/2^-)] = 2$$

e $S[^{92}Zr(^{16}O,^{15}N)^{93}Nb(G.S.)] = 2 \times 0.928 = 1.86$

$S[^{92}Zr(^{16}O,^{15}N)^{93}Nb(0.03\ MeV)] = 2 \times 0.36 = 0.72$

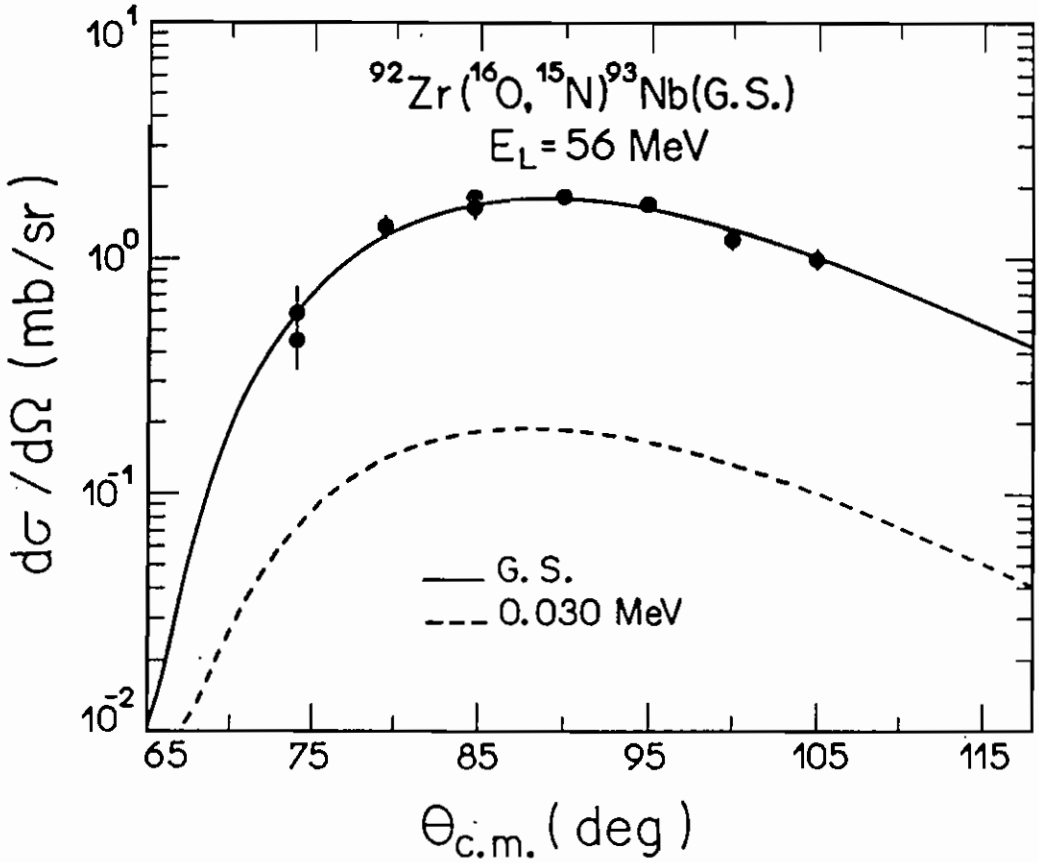

Fig. 4.26 Distribuição angular experimental da reação $^{92}Zr(^{16}O, ^{15}N)^{93}Nb$ ($9/2^+$ G.S.) induzida por ^{16}O a 56 MeV, comparada com cálculos de DWBA utilizando fator espectroscópico S=1.86. É também exibida a seção de choque esperada para a população do $^{93}Nb(1/2^-$ 0.03 MeV) usando S=0.72 conforme discutido no texto.

Os parâmetros ópticos, para o canal de entrada e para o canal de saída, são os da tabela 4.4(a). O acordo entre teoria e experiência é notável, como se verifica na figura, indicando que a densidade de carga do ^{92}Zr pode ser muito bem aproximada pela do ^{90}Zr. Nota-se ainda que a seção de choque do estado a 0.03 MeV é uma ordem de grandeza menor que a do estado fundamental. Assim, mesmo não estando resolvido em nossos dados, a contribuição deste estado é de apenas 10% nas seções de choque medidas.

4.3.2 A reação $^{92}Zr(^{18}O,^{17}O)^{93}Zr$

As figuras 4.27, 4.28 e 4.29 exibem as distribuições angulares experimentais da reação $^{92}Zr(^{18}O,^{17}O)^{93}Zr$, comparadas a cálculos de DWBA.

Nota-se que, ao contrário do bom acordo teoria-experiência apresentado na reação $(^{16}O,^{15}N)$, os cálculos para a reação $(^{18}O,^{17}O)$ diferem marcantemente dos dados experimentais. Não somente a posição do pico, como a largura da distribuição teórica, não concordam com os dados experimentais. Uma maneira de melhorar o acordo, ilustrada na Fig. 4.28, é aumentar o raio do potencial no canal de saída. Entretanto não somente o aumento necessário é grande demais, de 1.271 a 1.4, como também não se encontra explicação física plausível para tal.

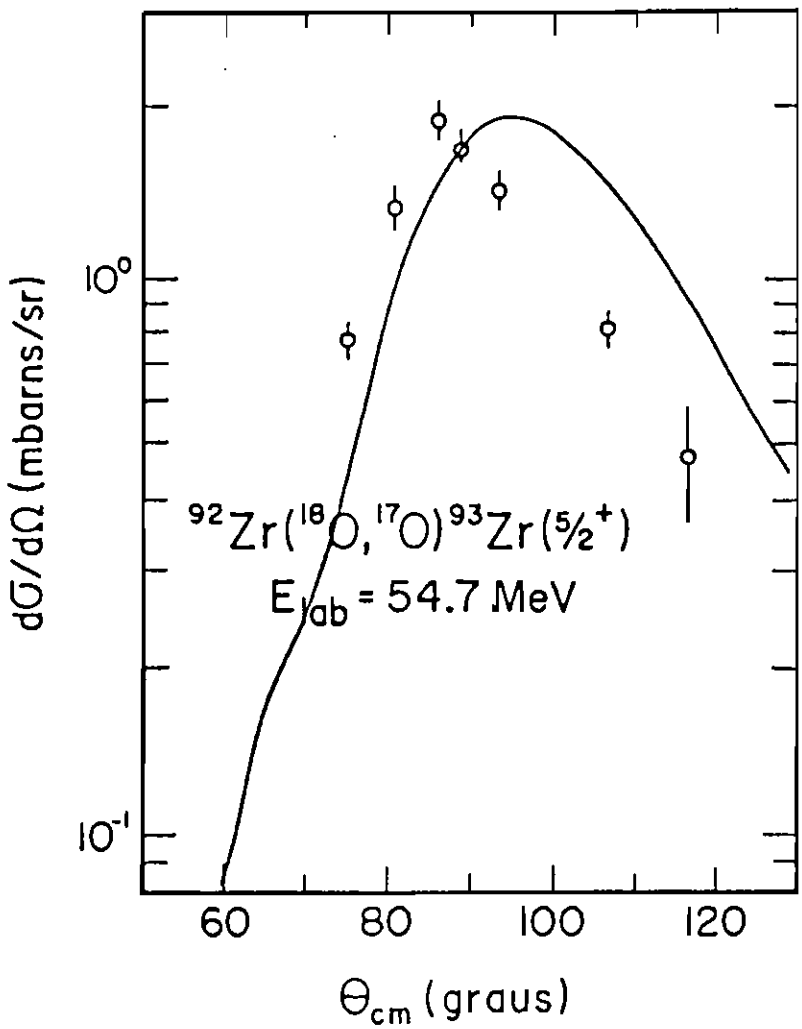

Fig. 4.27 Distribuição angular da reação $^{92}Zr(^{18}O, ^{17}O)^{93}Zr$ ($5/2^+$ G.S.). A curva corresponde a cálculo de DWBA com alcance finito e recuo, com o conjunto AA de parâmetros opticos da tabela 4.6 no canal de entrada e no da saída. A normalização das seções de choque calculadas é arbitrária.

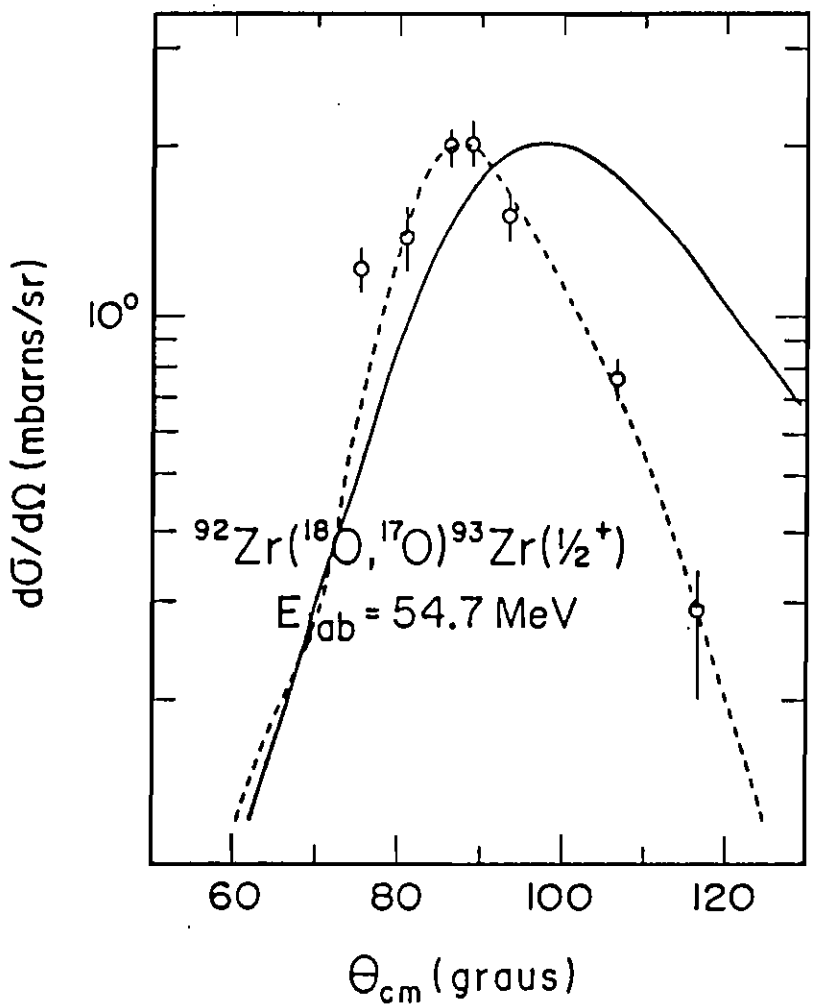

Fig. 4.28 Distribuição angular da reação $^{92}Zr(^{18}O, ^{17}O)^{93}Zr$ ($1/2^+$ 0.947 MeV). As curvas correspondem a cálculos de DWBA com alcance finito e recuo, com o conjunto AA de parâmetros opticos da tabela 4.6 no canal de entrada. A curva representada por linha sólida corresponde a usar o mesmo potencial no canal de saída, e a curva representada com linha tracejada corresponde a usar um potencial de raio maior (r_0=1.40) no canal de saída. A normalização das seções de choque calculadas é arbitrária.

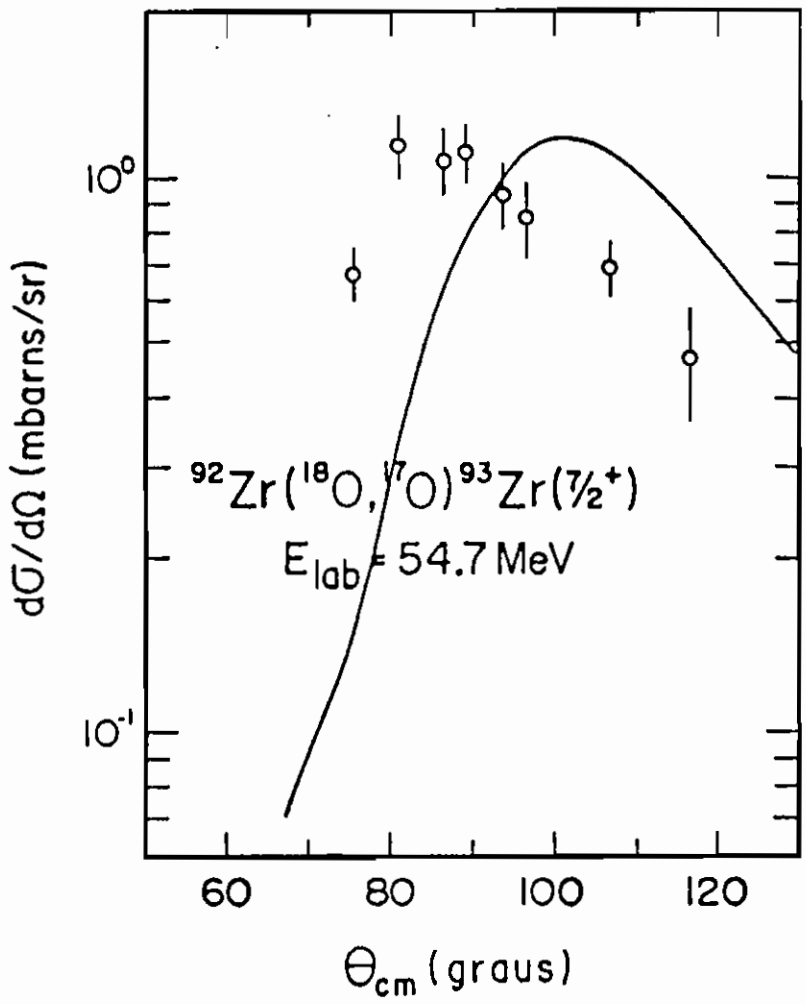

Fig. 1.29 Distribuição angular da reação $^{92}Zr(^{18}O, ^{17}O)^{93}Zr$ ($7/2^+$ 1.477 MeV). A curva corresponde a cálculo de DWBA com alcance finito e recuo, com o conjunto AA de parâmetros opticos da tabela 1.6 no canal de entrada e no da saída. A normalização das seções de choque calculadas é arbitrária.

Discussão e Conclusões

O presente estudo de processos periféricos induzidos por íons de $^{16,18}O$, de baixa energia, incidindo em núcleos de ^{92}Zr, revelou aspectos interessantes e "intrigantes":

(I) a excitação inelástica do primeiro estado 2^+ do ^{92}Zr, tanto por íons de ^{16}O, como por íons de ^{18}O, só pôde ser descrita, no contexto do modelo deformado, incluindo um forte termo de reorientação nuclear, além de ser necessário considerar uma intensidade de transição nuclear de cerca de duas vezes e meia o valor esperado dos valores de B(E2). Tal comportamento não fôra observado em energias superiores, onde um simples cálculo DWBA com modelo coletivo convencional permitiu uma boa descrição desta excitação (Es79). Verificou-se também que o uso de outros modelos para o potencial de transição, como por exemplo, o potencial obtido por convolução de uma interação nucleon-nucleon com uma densidade de transição obtida com o modelo de "caroço" acoplado a nucleons de valência (Sa89), não permitiu uma descrição adequada do processo de excitação

(II) a excitação inelástica do estado 3^- também foi melhor descrita introduzindo termos de reorientação. Sem estes termos, era necessário utilizar parâmetros de

deformação de carga e de massa diferentes por um fator dois, sendo a deformação de carga a maior.

(iii) as reações de transferência de um neutron, (^{18}O,^{17}O), não puderam ser descritas por DWBA da maneira usual. Por outro lado, as reações (^{16}O,^{15}N) foram muito bem descritas por DWBA convencional, com fatores espectroscópicos obtidos considerando a função de onda do ^{92}Zr como a mesma que a do ^{90}Zr, i.e., um "caroço" de ^{88}Sr acoplado a dois protons de valência.

Este aumento do termo de reorientação nuclear em energias ao redor da barreira Coulombiana está sendo também observado nos dados de ^{16}O + ^{208}Pb de Lilley et al. (Sa89a), que estão sendo reanalisados tendo em vista os resultados do presente trabalho. O assunto é interessante e sugere uma nova "anomalia" (pelo menos enquanto não for entendida fisicamente). Este grande termo de reorientação nuclear pode estar associado a uma interação efetiva representando acoplamentos não tratados explicitamente. Acoplamentos estes que, como vimos, não poderiam ser representados implicitamente na parte imaginária dos potenciais de interação.

É interessante observar que tanto nos dados do espalhamento de ^{16}O como nos dados do espalhamento de ^{18}O excitando o estado 2^+ do Zr o termo de reorientação necessário é igualmente forte. Se este termo estiver associado a acoplamentos com canais de transferência, é provavel que seja um canal de transferência de um ou dois

neutrons, igualmente importantes no espalhamento de ^{16}O e de ^{18}O. Estes canais podem ser reais ou virtuais, ou seja, realmente implicar numa reação ocorrendo ou apenas na excitação do canal de transferência com decaimento de volta ao canal inelástico. O fato da reação (^{18}O,^{17}O) não ter sido satisfatoriamente descrita por cálculos DWBA pode estar associado a acoplamentos com os canais inelásticos. Vale ressaltar que este forte termo de reorientação somente foi observado nestas energias ao redor da barreira Coulombiana, em que muitos dos canais de reação estão energeticamente fechados.

Outro aspecto interessante é a intensidade do potencial de transição para a excitação do estado 2^+, dado através do parâmetro de deformação nuclear. Foi necessário utilizar valores muito maiores que o esperado dos valores de B(E2). Tal não se mostrou necessário no espalhamento de íons de Oxigênio por ^{92}Zr a energias superiores (Es79). Por outro lado, foi observado no espalhamento de partículas alfa por ^{92}Zr, a 35.4 MeV, (Ry87) um comportamento similar nos parâmetros de deformação nuclear.

Assim, o estudo destas reações a baixas energias e dos núcleos de Zircônio está repleto de novos desafios, e experimentos complementares devem auxiliar a entender melhor os fenômenos envolvidos. Neste sentido, medidas de correlação $^{16}O'$-γ determinando os tensores de alinhamento para o estado 2^+ poderiam ajudar a elucidar a natureza desta transição. Para tanto estão sendo feitos entendimentos para

um trabalho em colaboração com grupos do exterior envolvendo a utilização de um espectrômetro de spin (Ja83). Além disso, a realização de medidas de distribuições angulares completas em várias energias deve permitir elucidar a natureza da "anomalia" observada no presente trabalho.

Afora o interesse despertado por estas "anomalias", foi também possível, a partir dos dados obtidos, estabelecer limites para o valor de B(E3) do estado 3^-, pois nossos dados estão numa região de energias onde o espalhamento é sensível ao valor desta grandeza. Nossos resultados indicam um valor $B(E3,\uparrow) = 0.10 \pm 0.02\ e^2b^3$.

Seria interessante, ainda explorando os dados experimentais apresentados no presente trabalho, realizar cálculos com tratamento explícito do acoplamento com canais de transferência, e investigar a relação entre estes acoplamentos e o forte termo de reorientação nuclear obtido de nossas análises sem a inclusão de canais de transferência. Entretanto, tais cálculos necessitam de computadores de grande porte, além de programas apropriados, e deverão ser realizados quando as duas condições puderem ser satisfeitas.

Apêndice A

Distribuição dos Estados de Carga de Íons de Oxigênio atravessando um meio material

A carga dos íons que atravessam um meio material sofre flutuações em razão dos processos de perda e captura de electrons que ocorrem com alta probabilidade em uma colisão íon-átomo. A distribuição de equilíbrio dos estados de carga dos íons emergentes depende, pois, das seções de choque de perda e captura de electrons durante as colisões. Tais processos devem depender da velocidade (v) do íon, de sua carga (q), de seu número atômico (Z), e também do número atômico do alvo (Z_T). Para o caso de sistemas simples como protons em hidrogênio atômico, tem-se encontrado bom acordo teoria-experiência. Mas no caso de íons pesados, os processos são bastante intrincados, e até o presente não há uma descrição precisa e abrangente. Há modelos simplificados que tem validade aproximada em regiões restritas dos parâmetros básicos v, q, Z e Z_T.

Do ponto de vista de informações experimentais, há hoje uma quantidade apreciável de dados sobre distribuição de estados de carga de vários íons, de Berílio até Urânio (v. Sh86). Há também vários trabalhos (e.g. Be72a, Sc77, Sh82, Sh83 e Sh85) que evidenciam a influência do número

atômico do alvo nas distribuições de estados de carga. Entretanto, apenas para alguns íons, que não o Oxigênio, foram feitos estudos sistemáticos da dependência com o número atômico do alvo e com a energia do íon (Sh83, Sh85). Para íons de Oxigênio, há dados publicados (Sh86) abrangendo um intervalo significativo de energias apenas para alvos de Carbono.

Na Fig. A.1, os dados da distribuição dos estados de carga de O+Zr obtidos em nossas medidas são exibidos juntamente com os dados de O+C (Sh86) disponíveis na mesma região de energias. Nota-se que as duas distribuições se aproximam nas energias mais baixas, mas diferem nas energias maiores.

Os estudos existentes para outros íons sobre a dependência, com o número atômico do alvo, das distribuições de estado de carga emergentes, mostram que, grosso modo, a carga média $\bar{q}$ decresce para alvos com números atômicos crescentes, e esta tendência se acentua com o aumento da energia do íon.

No caso dos íons de Oxigênio, esta mesma tendência é observada entre os dados de alvos de Zircônio (Z_T=40) e de alvos de Carbono (Z_T=6), como pode ser visto na Fig. A.2. Nesta mesma figura são exibidas também algumas curvas obtidas de derivações empíricas de Shima et al. (Sh82), To e Drouin (To76, To79), e Nikolaev e Dmitriev (Ni68), bem como das tabelas de Marion (Ma68).

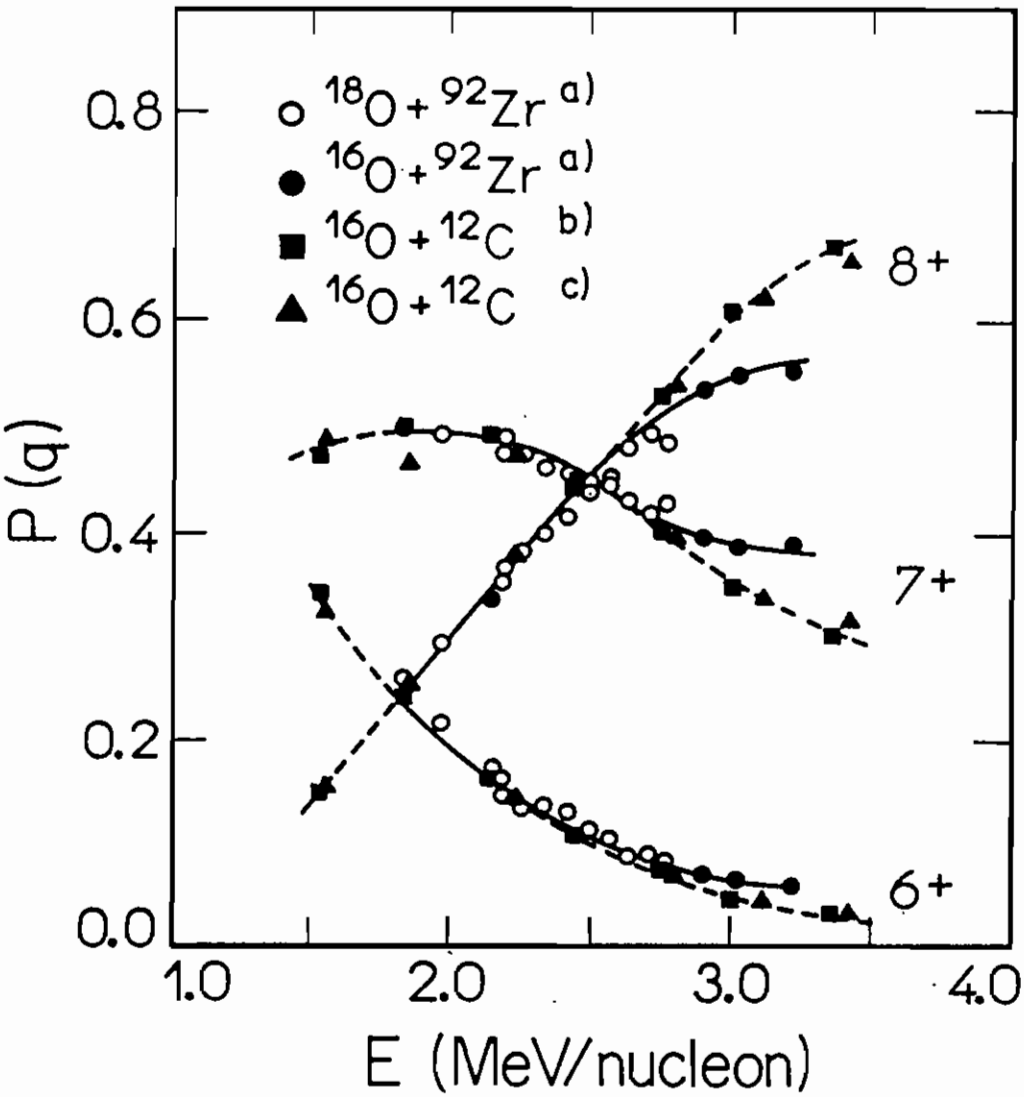

Fig. A.1 Frações dos estados de carga de íons de (a) Oxigênio em Zircônio medidas no presente experimento, comparadas com medidas de Oxigênio em Carbono realizadas por (b) Weber et al. (Sh86) e (c) Munzer et al. (Sh86), em função da energia emergente. Nota-se que acima de 2.5 MeV/nucleon as diferenças entre os dados de Oxigênio em Zircônio (Z=40) e de Oxigênio em Carbono (Z=6) se ressaltam.

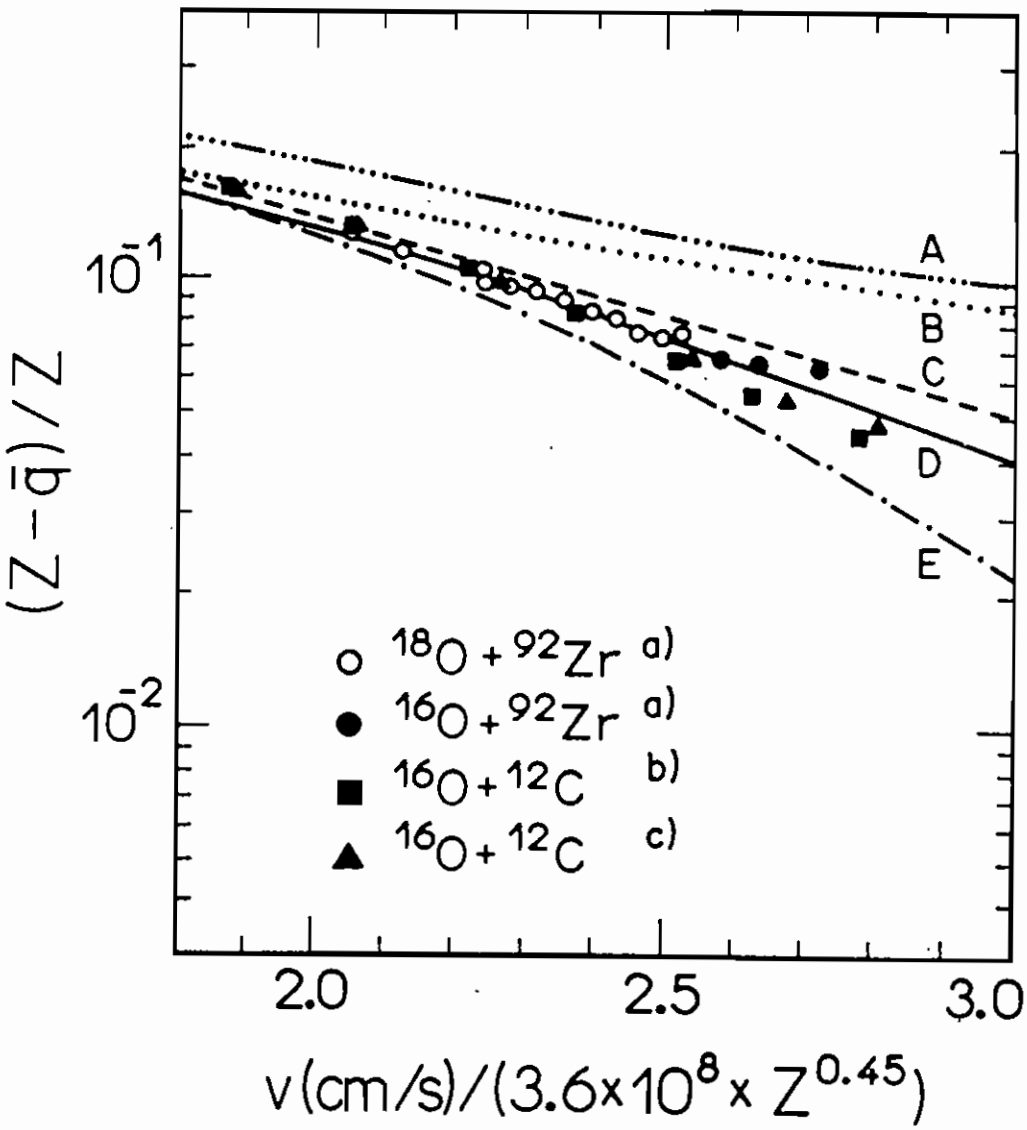

Fig. A.2 Carga média reduzida de íons de Oxigênio em Zircônio (conjunto de pontos (a), presente experimento) e em Carbono (conjunto (b), Weber et al. (Sh86) e conjunto (c), Munzer et al. (Sh86)), em função da velocidade do íon emergente. As curvas são predições empíricas de (A) Shima et al. (Sh82) para Z_T=40, (B) Nikolaev e Dmitriev (Ni68), (C) To e Drouin (To76, To79), (D) tabelas de Marion (Ma68) e (E) Shima et al. (Sh82). (B), (C) e (E) são predições empíricas baseadas em dados de Oxigênio em Carbono.

Estas fórmulas empíricas foram obtidas de maneira a ajustar os dados experimentais disponíveis para uma grande gama de tipos de íons, abrangendo uma grande faixa de energias, em alvos de Carbono. Assim, descrevem apenas o comportamento médio esperado da carga média relativa do íon, $\bar{q}/Z$, em função da velocidade reduzida, $v(cm/s)/(3.6x10^{8}xZ^{0.45})$, e não se ajustam particularmente bem aos dados de íons de Oxigênio. Mesmo a dependência com o número atômico do alvo, prevista na fórmula de Shima et al., descreve apenas o comportamento médio de $\bar{q}$ com Z_T, não explicando as oscilações de $\bar{q}$ em função de Z_T já observadas para íons de Silício, Cloro e Cobre (Sh83, Sh85).

Um estudo sistemático das distribuições de estado de carga de íons de Oxigênio em função do número atômico do alvo e da energia do íon, sobre o que não há informações experimentais suficientes ainda, seria de interesse não somente do ponto de vista de aplicação prática, para a determinação de valores absolutos de seções de choque nucleares medidas em instrumentos magnéticos, como também do ponto de vista teórico, na busca de uma melhor compreensão dos processos de captura e perda de electrons por íons atravessando um meio material. O conhecimento da fenomenologia envolvida nestes processos e a disponibilidade de informações experimentais significativas devem permitir a formulação e teste de modelos com bases mais sólidas que fórmulas empíricas.

No caso de íons relativamente rápidos, em que os estados de carga produzidos são essencialmente os três mais altos, ou seja, no máximo dois electrons se mantêm em órbita, um modelo simplificado proposto por Louvel et al. (Lo83), baseado na hipótese de que as transferências de electron ocorrem apenas *de* e *para* a camada K do projétil, apresentou resultados de P(q), q=Z, Z-1 e Z-2, satisfatórios para Fósforo, Argônio e Cálcio em mylar (Lo83), Nitrogênio em Boro (Ta86), e também para os nossos dados de Oxigênio em Zircônio (v. Fig. A.3).

Neste modelo, P(Z), P(Z-1), P(Z-2) e $\bar{q}$ são expressos apenas em termos das razões das seções de choque de perda e captura de electrons, σ_ℓ/σ_c. Mas é necessário que se conheça ou σ_ℓ/σ_c, ou $\bar{q}$, para se predizer P(q). É também importante se ter em mente que o modelo é bastante simplificado, e que a concordância com os dados experimentais não significa que σ_ℓ/σ_c, extraída dos dados, possa ser comparada diretamente, sem correções, com seções de choque de perda/captura puras na camada K. É apenas um modelo que descreve bem a distribuição P(q) versus q dentro das condições de velocidade mencionadas, mas é necessário conhecer ou $\bar{q}$ ou σ_ℓ/σ_c "efetivo".

Do panorama apresentado, nota-se que, no estágio atual, apesar da quantidade de informações experimentais disponíveis de uma forma geral, medidas adicionais de distribuições de estados de carga e investigações teóricas

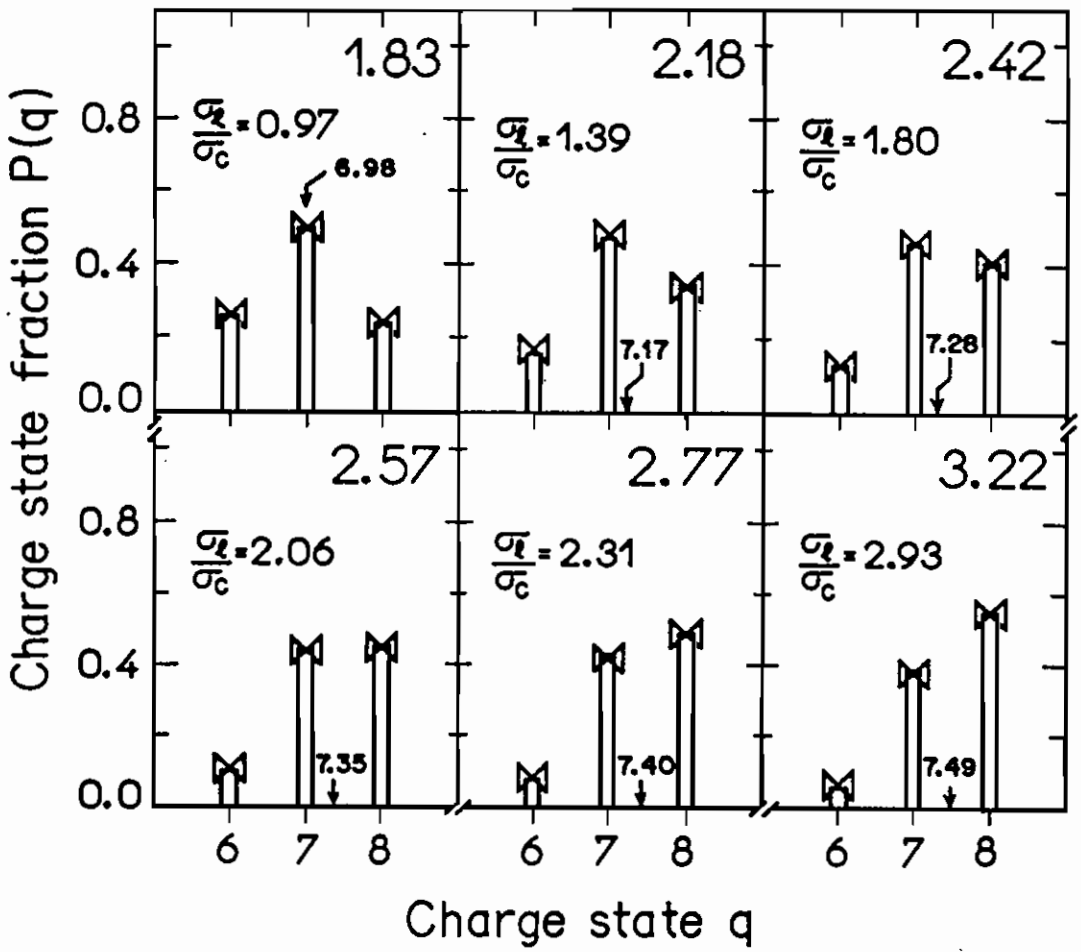

Fig. A.3 Distribuições dos estados de carga P(q) versus q de íons de Oxigênio em Zircônio, para alguns valores de energia emergente (MeV/nucleon), comparadas com cálculos utilizando o modelo de Louvel et al. (Lo83), com os valores de σ_ℓ/σ_c indicados (v. texto). Os dados experimentais estão representados por barras verticais. Os valores da carga média para cada energia estão indicados pelas flechas verticais.

serão necessárias, antes que predições possam ser feitas com relativa confiabilidade. Um estudo experimental sistemático deste problema está sendo atualmente conduzido (Ta89) com o instrumento de que dispomos.

Referências

Al56 - K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson e A. Winter.
Rev. Mod. Phys. 28 (1956) 432.

Al69 - K. Alder e H.C. Pauli.
Nucl. Phys. 128 (1969) 1931.

Au77 - E.H. Auerbach.
Brookhaven National Laboratory Report No.127 (1977).

Au78 - E.H. Auerbach.
Comp. Phys. Comm. 15 (1978) 165.

Ba84 - A. Baeza, B. Bilwes, R. Bilwes, J. Diaz e J.L. Ferrero.
Nucl. Phys. A419 (1984) 412.

Be72 - Z. Berant, R.A. Eisenstein, Y. Horowitz, U. Smilansky e P.N. Tandon.
Nucl. Phys. A196 (1972) 312.

Be72a - H.D. Betz.
Rev. of Mod. Phys. 44 (1972) 465.

Be77 - G. Bertsch, J. Borysowics,H. McManus e W.G. Love.
Nucl. Phys. A284 (1977) 399.

Bl63 - J.S. Blair,
em *Direct Interactions and Nucl. Reactions Mechanics* (Gordon and Breach, New York, 1963) p. 669.

Bo75 - A. Bohr e B.R. Mottelson.
Nuclear Struture V. II (W.A. Benjamin, Inc., Massachusetts, 1975).

Br78 - R.A. Broglia, C.H. Dasso, G. Pollarolo e A. Winther.
Phys. Rep. 48 (1978) 351.

Bu63 - B. Buck, A.P. Stamp e P.E. Hodgson.
Phil. Mag. 8 (1963) 1805.

Bu71 - P.J.A. Buttle e L.J.B. Goldfarb.
Nucl. Phys. A176 (1971) 299.

Co59 - B.L. Cohen.
Rev. of Sci. Instr. 30 (1959) 415.

Cr78 - E.R. Cruz.
Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo (1978).

Es79 - H. Essel, K.E. Rehm, H. Bohn, H.J. Körner e H. Spieler.
Phys. Rev. C19 (1979) 2224.

Fu85 - B.R. Fulton, D.W. Banes, J.S. Lilley, M.A. Nagarajan e I.J. Thompson.
Phys. Lett. 162B (1985) 55.

Go75 - F.S. Goulding e B.G. Harvey.
Annual Rev. of Nucl. Sci. 25 (1975) 167.

He73 - D.L. Hendrie.
Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 478.

Hi75 - J.H. Hirata.
Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo (1975).

Hi76 - D.L. Hillis, E.E. Gross, D.C. Hensley, L.D. Rickertsen, C.R. Bingham, A. Scott e F.T. Baker.
Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 304.

Ig59 - G. Igo.
Phys. Rev. 115 (1959) 1665.

Ja74 - D.F. Jackson e R.C. Johnson.
Phys. Lett. 49B (1974) 249.

Ja83 - M. Jääskeläinen, D.G. Sarantites, R. Woodward, F.A. Dilmanian, J.T. Hood, R. Jääskeläinen, D.C. Hensley, M.L. Halbert e J.H. Barker.
Nucl. Instr. and Meth. 204 (1983) 385.

Ko83 - K. Koide, F.C. Sampaio, E.M. Takagui, J.H. Hirata e O. Dietzsch.
Nucl. Instr. and Meth. 215 (1983) 61.

Ko83a - K. Koide, A. Barrio-Nuevo Jr., H. Takai, B. Marechal e O. Dietzsch.
Nucl. Instr. and Meth. 215 (1983) 177.

Ko86 - K. Koide, H. Takai, A. Barrio-Nuevo Jr. e O. Dietzsch.
comunicação particular.

La81 - S. Landowne, R. Schlicher e H.H. Wolter.
Phys. Lett. 103B (1981) 405.

La84 - S. Landowne e A. Vitturi,
em *Treatise on Heavy Ion Science*, V.1 (Plenum Press, New York and London, 1984) p.355.

Li83 - J.S. Lilley, B.R. Fulton, D. Banes, T.M. Cormier, I.J. Thompson, S. Landowne e H.H. Wolter.
Phys. Lett. 128B (1983) 153.

Li85 - J.S. Lilley, B.R. Fulton, M.A. Nagarajan, I.J. Thompson e D.W. Banes.
Phys. Lett. 151B (1985) 181.

Li87 - J.S. Lilley, M.A. Nagarajan, D.W. Banes, B.R. Fulton e I.J. Thompson.
Nucl. Phys. A463 (1987) 710.

Nucl. Phys. A463 (1987) 710.Lo76 - K.S. Low.
J. Phys. C5 (1976) 15.

Lo77 - K.S. Low,
em *Proc. Int. Conf. on Nucl. Struct.* (Tokyo, 1977),Contributed papers p.590.

Lo78 - K.S. Low.
J. Phys. Soc. Japan 44 (1978) Suppl. p. 267.

Lo83 - M. Louvel, G. Bizard, A. Drouet, J. Jabbour, J.L. Laville, R. Regimbart, C. Stephan e L. Tassan-Got.
Nucl. Instr. and Meth. 211 (1983) 535.

Ma68 - J.B. Marion e F.C. Young.
Nuclear Reaction Analysis - Graphs and Tables, North-Holland Publ. Co., Amsterdam (1968).

Ma78 - M.H. Macfarlane e S.C. Pieper.
Argonne National Laboratory Report No.ANL-76-11 (Rev.1) (1978).

Ma86 - C. Mahaux, H. Ngô e G.R. Satchler.
Nucl. Phys. A449 (1986) 354.

Ma86a - C. Mahaux, H. Ngô e G.R. Satchler.
Nucl. Phys. A456 (1986) 134.

Na85 - M.A. Nagarajan, C. Mahaux e G.R. Satchler.
Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1136.

Ni68 - V.S. Nikolaev e I.S. Dmitriev.
Phys. Lett. 28A (1968) 277.

Pe62 - F.G. Perey e B. Buck.
Nucl. Phys. 32 (1962) 353.

Ra72 - J. Raynal,
em *Computing as a language of Physics* (IAEA, Vienna, 1972) p.281.

Ra81 - J. Raynal.
Phys. Rev. C23 (1981) 2571.

Re75 - K.E. Rehm, H.J Körner, M. Richter, H.P. Rother, J.P. Schiffer e H. Spieler.
Phys. Rev. C12 (1975) 1945.

Rh80 - M. Rhoades-Brown, M.H. Macfarlane e S.C. Pieper.
Phys. Rev. C21 (1980) 2417.

Rh80a - M. Rhodes-Brown, M.H. Macfarlane e S.C. Pieper.
Phys. Rev. C21 (1980) 2436.

Ri86 - R.V. Ribas.
comunicação particular (1986).

Ro75 - V.H. Rotberg.
Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo (1975).

Ry87 - D. Rychel, R. Gyufko, B. van Kruchten, M. Lahanas, P. Singh e C.A. Wiedner.
Z. Phys. A326 (1987) 455.

Sa70 - G.R. Satchler.
Phys. Lett. 33B (1970) 385.

Sa75 - M. Samuel,
comunicação particular (1975).

Sa76 - G.R. Satchler e W.G. Love.
Phys. Lett. 65B (1976) 415.

Sa79 - G.R. Satchler e W.G. Love.
Phys. Rep. 55 (1979) 183.

Sa81 - F.C. Sampaio.
Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo (1981).

Sa83 - G.R. Satchler.
Direct Nuclear Reactions, Clarendon Press, Oxford e Oxford University Press, New York (1983).

Sa87 - G.R. Satchler.
comunicação particular (1987).

Sa87a - G.R. Satchler.
Nucl. Phys. A472 (1987) 215.

Sa87b - G.R. Satchler.
Nucl. Phys. A472 (1987) 591.

Sa88 - G.R. Satchler.
comunicação particular (1988).

Sa89 - G.R. Satchler.
Nucl. Phys. A491 (1989) 413.

Sa89a - G.R. Satchler.
comunicação particular.

Sc77 - U. Scharfer, C. Henrichs, J.D. Fox, P. Von Brentano, L. Degener, J.C. Sens e A. Pape.
Nucl. Instr. and Meth. 146 (1977) 573.

Sh82 - K. Shima, T. Ishihara e T. Mikumo.
Nucl. Instr. and Meth. 200 (1982) 605.

Sh83 - K. Shima, T. Ishihara, T. Momoi, T. Miyoshi, K. Numata e T. Mikumo.
Phys. Lett. 98A (1983) 106.

Sh85 - K. Shima.
Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Research B10/11 (1985) 45.

Sh86 - K. Shima, T. Mikumo e H. Tawara.
Atomic Data and Nucl. Data Tables 34 (1986) 357.

Sp67 - J.E. Spencer e H.A. Enge.
Nucl. Instr. and Meth. 49 (1967) 181.

Ta78 - E.M. Takagui, F.C. Sampaio e O. Dietzsch.
comunicação particular (1978).

Ta86 - H. Takai.
Tese de Doutoramento, Universidade Federal do Rio de Janeiro, Rio de Janeiro (1986).

Ta89 - E.M. Takagui, K. Koide, A. Bairrio Nuevo Jr. e O. Dietzsch.
Ciência e Cultura, Supl. V.41(7) (1989) 269.

Th85 - I.J. Thompson, M.A. Nagarajan, J.S. Lilley e B.R. Fulton.
Phys. Lett. 157B (1985) 250.

Th88 - I.J. Thompson, M.A. Nagarajan, J.S. Lilley e B.R. Fulton.
Nucl. Phys. A487 (1988) 141.

Th89 - I.J. Thompson, M.A. Nagarajan, J.S. Lilley e M.J. Smithson.
Nucl. Phys. A (1989) a ser publicado.

To76 - K.X. To e R. Drouin.
Phys. Scripta 14 (1976) 277.

To79 - K.X. To e R. Drouin.
Nucl. Instr. and Meth. 160 (1979) 461.

Uh83 - C.D. Uhlhorn, B. Gonsior, D. Wegner, K.P. Lieb, H.H. Wolter e A.M. Kleinfeld.
Z. Phys. A311 (1983) 79.

Vi76 - F. Videbæk, P.R. Christensen, O. Hansen e K. Ulbak.
Nucl. Phys. A256 (1976) 301.