

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

~~Manoel de~~
Vitor Roberto Varini
José Roberto Binatti
Antonio
Blayf.

SBI-IFUSP



305M810T1545

"ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO DE ÍONS PESADOS
POR NÚCLEOS DE ^{64}Zn "



Luzana Palém Vasconcelos
Tese de Doutorado apresentada
ao Instituto de Física da U.S.P.

Defesa: 08.06.89

SÃO PAULO
1989

539.702

V33/2

D

2.1

Steno 01300-1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Vasconcelos, Suzana Salém

Espalhamentos elástico e inelástico de íons pesados por núcleos de ^{64}Zn . 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.Efeito de reorientação na excitação coulombiana; 2.Espalhamentos elástico e inelástico na região da barreira coulombiana; 3. ^{64}Zn .

USP/IF/SBI - 18/89

RESUMO

A estrutura nuclear do primeiro estado excitado do ^{64}Zn ($J^\pi=2^+$, $E_x=0.992\text{MeV}$) foi estudada através de medidas do efeito de reorientação neste núcleo, e de distribuições angulares e funções de excitação do espalhamento de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn na região de interferência nuclear-coulombiana. Foram investigados os processos de interação do núcleo ^{64}Zn com os íons ^{16}O e ^{18}O no espalhamento inelástico sem e com excitação do projétil. O efeito de reorientação na excitação coulombiana, observado através do retroespalhamento de ^4He , ^{16}O e ^{18}O , permitiu a determinação precisa da probabilidade reduzida de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e do momento de quadrupolo estático Q_{2^+} do primeiro estado excitado do ^{64}Zn . As distribuições angulares e funções de excitação experimentais do espalhamento elástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn foram analisadas com o modelo óptico. Os resultados experimentais do espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O pelo mesmo núcleo, na região de interferência nuclear-coulombiana, foram analisados com a aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA) e considerando o acoplamento de canais, com fator de forma do modelo coletivo. Foram determinados os parâmetros de deformação nuclear do primeiro estado excitado 2^+ do ^{64}Zn e do ^{18}O .

ABSTRACT

The nuclear structure of the first excited state of ^{64}Zn ($J^\pi=2^+$, $E_x=0.992\text{MeV}$) was studied by measuring the reorientation effect in this nucleus, the angular distributions and excitation functions of ^{16}O and ^{18}O scattering by ^{64}Zn , in the Coulomb-nuclear interference region. The interaction processes between the ^{64}Zn nucleus and the ^{16}O and ^{18}O ions in the inelastic scattering, with and without projectile excitation, were also investigated. The reorientation effect in Coulomb excitation, observed through backscattering of ^4He , ^{16}O and ^{18}O ions, allowed a precise determination of the reduced transition probability $B(E2;0^+ \rightarrow 2^+)$ and the static quadrupole moment Q_{2+} of the first excited state of ^{64}Zn . Analyses of the angular distributions and excitation functions, obtained for the elastic scattering of ^{16}O and ^{18}O by ^{64}Zn , were performed in terms of the optical model. The experimental results for the inelastic scattering of ^{16}O and ^{18}O by the same nucleus, in the Coulomb-nuclear interference region, were analysed by means of both distorted wave Born approximation (DWBA) and channel coupling with a collective form factor. Nuclear deformation parameters were thus determined for the 2_1^+ state of ^{64}Zn and of ^{18}O .

ÍNDICE

1. CONSIDERAÇÕES INICIAIS	1
2. INTRODUÇÃO	3
3. ASPECTOS DA TEORIA DE EXCITAÇÃO COULOMBIANA	7
3.1. Tratamento Semiclássico da Excitação Coulombiana	7
3.2. Efeito de Reorientação	12
3.3. Determinação da Probabilidade Reduzida de Transição B(E2) e do Momento de Quadrupolo Estático Q_{2+} através do Efeito de Reorientação	15
4. ASPECTOS DE TEORIAS PARA OS ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO	19
4.1. Modelo Óptico para o Espalhamento Elástico	19
4.2. Formalismo de Canais Acoplados para o Espalhamento Inelástico	21
4.3. Aproximação de Born com Ondas Distorcidas (DWBA)	23
4.4. Fator de Forma no Modelo Coletivo Fenomológico	24
5. ARRANJOS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS	31
5.1. As Experiências Realizadas	31
5.2. Os Feixes	31
5.3. Os Alvos	32
5.4. A Câmara de Espalhamento	34
5.5. O Espectrógrafo Magnético e o Sistema de Detecção	43
6. MEDIDAS DO EFEITO DE REORIENTAÇÃO NA EXCITAÇÃO COULOMBIANA	52
6.1. Determinação das Probabilidades Experimentais de Excitação	52
6.2. Determinação da Probabilidade Reduzida de Transição B(E2; $0^+ \rightarrow 2^+$) e do Momento de Quadrupolo Estático Q_{2+}	55
6.3. Discussão dos Resultados	62

7. ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO DE ^{16}O E ^{18}O POR ^{64}Zn	68
7.1. Resultados Experimentais	68
7.2. Distribuições Angulares do Espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn	69
7.3. Funções de Excitação do Espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn	85
7.4. Funções de Excitação do Espalhamento de ^{16}O por ^{64}Zn	88
7.5. Resumo e Discussão dos Resultados	90
8. CONSIDERAÇÕES FINAIS	95
REFERÊNCIAS	99

1. CONSIDERAÇÕES INICIAIS

Realizar um trabalho experimental em física nuclear em condições adversas, como este foi realizado, exigiu um grande esforço por parte de um grupo de pessoas.

A participação muito especial do Olácio Dietzsch nas diversas etapas deste trabalho foi essencial. A influência do Olácio na minha formação não se deu apenas através da orientação deste trabalho. A sua visão de mundo, em particular da Universidade, sempre foi um referencial importante para mim.

A colaboração da Maria José Bechara foi fundamental em todas as fases deste trabalho. Ela participou intensamente na tomada e análise dos dados. Sua experiência no campo da excitação coulombiana foi de grande valor para a realização de parte deste projeto. A Mazé se dispôs a ler o manuscrito deste trabalho e fez várias sugestões interessantes. Acima de tudo, ela me encorajou quando eu mais necessitava. À Mazé, colaboradora e amiga, sou especialmente grata.

O José Hiromi Hirata e o Luiz Carlos Gomes participaram com muita dedicação na tomada de dados. A contribuição do Zé na análise de parte dos dados experimentais foi muito importante.

A Emi Márcia Takagui participou com dinamismo na realização dos experimentos e com ela discuti alguns aspectos da análise dos dados.

O Kiyomi Koide, o Antonio Bairrio Nuevo Jr. e o Hélio Takai, sob orientação do Olácio Dietzsch, projetaram e construíram o detetor sensível à posição utilizado neste trabalho. Sua competente participação na realização das medidas com este detetor foi indispensável.

As inúmeras dificuldades encontradas para a realização das experiências foram enfrentadas com muito empenho e força de vontade por Antonio Bairrio Nuevo Jr., Emi Márcia Takagui, Hélio Takai, José Hiromi Hirata, Kiyomi Koide, Luiz Carlos Gomes, Maria José Bechara e Olácio Dietzsch. Também colaboraram na tomada de dados: José Luciano Miranda Duarte, Lighia B. Horodynski-Matsushigue, Thereza Borello-Lewin e os técnicos Antonio

Francisco Monteiro, José Geraldo Pacheco e Marcos de Souza Mansueto. A participação de todos foi fundamental.

O incentivo que recebi do Manoel Robilotta foi muito importante para mim.

O apoio e encorajamento que recebi dos meus pais, Dulce e Vidal, para enfrentar as inúmeras dificuldades com as quais me defrontei durante a realização deste trabalho merecem um profundo reconhecimento. A eles devo mais que agradecimentos.

A digitação deste trabalho foi feita por Virgínia Gonçalves França, e os desenhos por Carlos Roberto Marques.

Este trabalho resulta da participação, em diferentes graus, de um grande número de pessoas e seria impossível mencionar todos que, direta ou indiretamente, tiveram alguma espécie de envolvimento com este projeto.

2. INTRODUÇÃO

A física com íons pesados ($A > 4$) tem dominado as atividades de pesquisa dos físicos nucleares nas últimas duas décadas. A interação entre núcleos mais massivos permite a observação de interações nucleares complexas que não aconteciam nas observações com projéteis leves realizadas nas décadas anteriores. Esta área levou a uma ampliação do conhecimento sobre as forças e mecanismos de interação nucleares. A existência de processos já bem compreendidos e de formalismos desenvolvidos nos estudos com íons leves, permitiu que a física de íons pesados, ainda que complexa, esteja se desenvolvendo de forma quantitativa e com razoável rigor teórico. Certamente, ela é responsável também por um vigoroso crescimento na tecnologia e instrumentação nucleares.

Em qualquer colisão entre dois núcleos acontece a mais simples interação entre eles: o espalhamento elástico. A análise deste espalhamento fornece importantes informações sobre as forças entre núcleos e sua descrição é indispensável para o entendimento de processos mais complexos que ocorrem entre eles. Na descrição do espalhamento elástico de íons pesados por potenciais médios, aparecem ambigüidades porque a forte absorção restringe a interação à região da superfície dos núcleos. Quando os íons são pesados são necessários estudos de outros processos (espalhamento inelástico, por exemplo) para diminuir tais ambigüidades.

Depois do espalhamento elástico, o espalhamento inelástico é o processo mais simples que ocorre numa colisão. Em baixas energias, é possível excitar um ou ambos os núcleos colidentes. Entre as características do espalhamento de íons pesados, está a forte influência do campo coulombiano, e a possibilidade de excitação de ambos os núcleos: o projétil e o alvo. Como o campo coulombiano é proporcional ao produto das cargas dos dois íons, em reações com íons pesados os núcleos começam a interagir a distâncias grandes permanecendo próximos por um tempo relativamente longo. O fato de ser longo o tempo de interação entre íons pesados, torna possível a excitação múltipla do núcleo e um estudo desta excitação permite a descrição de vários

aspectos da estrutura nuclear, além de dar subsídios para o entendimento dos mecanismos de interação. O espalhamento inelástico popula preferencialmente estados nucleares coletivos, o que o tornou o instrumento mais utilizado no estudo destes estados. A energias moderadas, quando ocorre a interação forte, os núcleos permanecem mais próximos e por menos tempo, e a transferência de nucleons compete com a múltipla excitação. A complexidade e o número de problemas que ocorrem nas colisões de dois íons pesados cresce com a energia do sistema (Nö 76, Ho 78, Ba 80 e La 84). Este trabalho está focalizado no estudo dos espalhamentos elástico e inelástico de íons pesados na região da barreira coulombiana.

Vários são os efeitos que ocorrem no espalhamento inelástico. Em energias inferiores à barreira coulombiana do sistema projétil-alvo, é possível o estudo de propriedades eletromagnéticas dos estados excitados através da excitação coulombiana. Nestes processos a interação nuclear de curto alcance é desprezível, e a excitação de níveis nucleares é devida apenas à bem conhecida interação eletromagnética. Com isso, muitas informações obtidas nestes estudos são independentes de modelos para a interação forte.

À medida que a energia dos íons incidentes aumenta, o efeito do potencial nuclear fica cada vez mais importante. Há então uma forte competição entre os processos de excitação coulombiana e nuclear, o que dá origem ao fenômeno de interferência nuclear-coulombiana. Medidas deste fenômeno de interferência são um importante instrumento no estudo da interação nuclear entre íons pesados, interação esta sensível à estrutura dos núcleos. Elas contribuem também para diminuir ou até eliminar as ambigüidades existentes na análise dos espalhamentos elásticos por potenciais ópticos.

A interferência nuclear-coulombiana no espalhamento inelástico tem sido razoavelmente bem descrita, para vários sistemas, pela aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA) ou pelo formalismo de canais acoplados, com fator de forma do modelo coletivo, quando ocorre apenas a excitação do núcleo alvo. Entretanto são observadas anomalias nas distribuições angulares e

funções de excitação quando há também excitação do projétil. Uma característica marcante das anomalias observadas nestes casos, é o deslocamento do mínimo de interferência nas distribuições angulares de 3° - 6° em relação à previsões teóricas e ao mínimo de interferência na excitação do núcleo alvo na mesma colisão. Este deslocamento foi observado para vários sistemas (*Pe* 75, *Vi* 76, *Ca* 78, *Es* 79). Não há ainda uma proposta teórica que contemple satisfatoriamente a interferência nuclear-coulombiana quando há excitação de ambos os núcleos.

Neste trabalho é apresentado um estudo experimental dos espalhamentos elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn , com e sem excitação do projétil, em torno da barreira coulombiana. Os objetivos deste trabalho são obter informações experimentais confiáveis sobre a estrutura do primeiro estado excitado do ^{64}Zn ($J^\pi=2^+$, $E_x=0.992$ MeV), e avançar no entendimento dos processos relevantes, na interação nuclear com excitação do projétil.

Não havia na literatura medidas básicas sobre o primeiro estado do ^{64}Zn , como o momento de quadrupolo estático (Q_{2+}). Para alcançar este objetivo, foi realizado um estudo do efeito de reorientação na excitação coulombiana, usando o espalhamento de ^4He , ^{16}O e ^{18}O em energias em que a interação nuclear é seguramente menor que 2%. Com isto foi possível determinar as probabilidades de transição dinâmica $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e estática (Q_{2+}) para o ^{64}Zn . Os aspectos da teoria de excitação coulombiana relevantes para o entendimento e interpretação das medidas, os procedimentos experimentais, e os resultados obtidos estão relatados nos capítulos 3, 5 e 6 deste trabalho, respectivamente.

Para completar as informações sobre a deformação nuclear do primeiro estado excitado 2^+ do ^{64}Zn , e também obter informações sobre os mecanismos de interação com e sem excitação do projétil, foi medida a interferência nuclear-coulombiana nos espalhamentos elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn . No espalhamento de ^{16}O somente o alvo de ^{64}Zn é excitado, mas quando o projétil é o oxigênio de massa 18, há também a excitação do primeiro estado deste núcleo ($J^\pi=2^+$, $E_x=1.98$ MeV).

Os arranjos e procedimentos adotados nestas medidas,

estão relatados no capítulo 5. Os resultados das medidas das funções de excitação a ângulos traseiros e distribuições angulares em energia próxima à da barreira coulombiana estão relatados e discutidos no capítulo 7. As bases das teorias adotadas na análise dos dados do capítulo 7 estão resumidas no capítulo 4 desta tese. O capítulo 8 apresenta um resumo e discussão dos resultados obtidos neste trabalho.

3. ASPECTOS DA TEORIA DE EXCITAÇÃO COULOMBIANA

A excitação coulombiana é o processo de excitação de um núcleo devido à interação eletromagnética entre as partículas participantes de uma reação. Para energias incidentes suficientemente baixas, a distância de maior aproximação entre as partículas é grande e a interação forte, de curto alcance, não toma parte no processo de excitação do núcleo. A importância da excitação coulombiana se deve ao fato da interação eletromagnética ser bem conhecida, o que possibilita o estudo de propriedades do núcleo atômico independentemente de modelos para a interação nuclear. A teoria da excitação coulombiana é apresentada com vários enfoques que se complementam em diversos trabalhos (Bo 68, Sm 70, Al 75, Ne 75, Ro 78, Bo 84). Neste capítulo serão discutidos os aspectos dessa teoria diretamente envolvidos na análise dos experimentos relatados neste trabalho.

3.1. Tratamento Semiclássico da Excitação Coulombiana

Quando a interação entre as partículas for unicamente de natureza eletromagnética e quando as distorções na órbita do projétil forem desprezíveis em relação à trajetória hiperbólica clássica, pode-se tratar a excitação do núcleo com uma aproximação semiclássica para a excitação coulombiana.

Quantitativamente, o parâmetro de Sommerfeld η é indicativo para a escolha do tratamento adequado para o estudo da colisão. Este parâmetro é dado por:

$$\eta = \frac{a}{\chi} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (3.1)$$

onde $a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v^2}$ é a metade da distância de máxima aproximação numa

colisão frontal entre núcleos com cargas $Z_1 e$ e $Z_2 e$, m_0 é a massa reduzida do sistema e v é a velocidade reduzida assintótica. χ é o

comprimento de onda de de Broglie associado a v .

Sendo η a razão entre a metade da distância de máxima aproximação clássica e o valor quântico λ ; quando $\eta \gg 1$, a aproximação semiclássica é adequada para o tratamento da colisão. Neste caso, a energia da partícula incidente está abaixo da barreira coulombiana, não há penetração do projétil no núcleo alvo, e a interação é puramente eletromagnética. Para $\eta \approx 1$ é necessário um tratamento quântico do espalhamento e para $\eta \ll 1$ pode-se utilizar a aproximação de Born.

A condição de que os desvios da trajetória do projétil em relação à sua órbita clássica sejam desprezíveis, também incluída na aproximação semiclássica, é obedecida quando a energia ΔE perdida pelo projétil é pequena comparada com a energia incidente E , ou seja $\frac{\Delta E}{E} \ll 1$.

No tratamento semiclássico da excitação coulombiana, a seção de choque diferencial para a excitação do estado $|f\rangle$ do núcleo é dada por (Al 56):

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_f = P_{i \rightarrow f} \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_R \quad (3.2)$$

onde $P_{i \rightarrow f}$ é a probabilidade do núcleo sofrer uma transição do estado $|i\rangle$ para o estado $|f\rangle$ e $\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_R$ é a seção de choque Rutherford do espalhamento elástico.

A probabilidade de transição $P_{i \rightarrow f}$, para um alvo não polarizado, é dada por (Al 56):

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i M_f} |b_{if}|^2 \quad (3.3)$$

onde I_i é o momento angular do estado $|i\rangle$; M_i e M_f são respectivamente os números quânticos magnéticos dos estados $|i\rangle$ e $|f\rangle$ e b_{if} é a amplitude de transição.

Neste trabalho as amplitudes de transição foram determinadas a partir da solução numérica da equação de Schrödinger

dependente do tempo.

A hamiltoniana para a excitação coulombiana de um núcleo pode ser escrita como:

$$H = H_0 + H_c + H_{int} \quad (3.4)$$

onde H_0 é a hamiltoniana do núcleo alvo livre, H_c é o operador da energia cinética do movimento relativo e H_{int} é o termo de interação responsável pela transição eletromagnética do núcleo. Para velocidades muito menores que a velocidade da luz, as amplitudes de transição magnética são desprezíveis comparadas com as elétricas e H_{int} pode ser escrita como uma expansão em multipolos elétricos:

$$H_{int} = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi Z_1 e}{2\lambda+1} r_p^{-\lambda-1} (t) Y_{\lambda\mu}(\theta_p, \phi_p) M^*(E\lambda, \mu) \quad (3.5)$$

onde $M(E\lambda, \mu)$ é o momento de multipolo elétrico de ordem λ e projeção μ dado por:

$$M(E\lambda, \mu) = \int r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \rho(\vec{r}) d\vec{r} \quad (3.6)$$

r_p , θ_p e ϕ_p são as coordenadas esféricas da partícula incidente em relação ao centro do núcleo; r , θ e ϕ são as coordenadas do elemento de volume do núcleo em relação a seu centro de massa; $\rho(\vec{r})$ é a densidade de carga do núcleo e $Y_{\lambda\mu}$ são as harmônicas esféricas normalizadas.

Na descrição semiclássica admite-se que o efeito da soma $H_c + H_{EO}$ (H_{EO} é o termo de monopolo elétrico), é levado em conta exatamente quando a posição do projétil $\vec{r}_p(t)$ é descrita por órbitas hiperbólicas. Assim, a hamiltoniana semiclássica dependente do tempo pode ser escrita na forma:

$$H_{sc}(\vec{r}, t) = H_0(\vec{r}) + H_{E1}(\vec{r}_p(t), \vec{r}) + H_{E2}(\vec{r}_p(t), \vec{r}) + \dots \quad (3.7)$$

com $\vec{r}_p(t)$ descrevendo o movimento clássico de uma partícula carregada sob a ação de um potencial elétrico repulsivo.

A equação de Schrödinger dependente do tempo é:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi \quad (3.8)$$

com a hamiltoniana dependente do tempo dada pela expressão (3.7).

Expandindo-se a função de onda nuclear ψ na base das auto-funções da hamiltoniana H_0 , a equação de Schrödinger é transformada num sistema de equações diferenciais acopladas para os coeficientes da expansão:

$$\psi = \sum_s a_s(t) |s\rangle \quad (3.9)$$

onde

$$H_0 |s\rangle = E_s |s\rangle \quad (3.10)$$

Assim,

$$i\hbar \frac{da_r(t)}{dt} = \sum_s \langle r | H_{int} | s \rangle \exp\left[\frac{i(E_r - E_s)t}{\hbar}\right] a_s(t) \quad (3.11)$$

Impondo-se como condição inicial que para $t = -\infty$ o núcleo se encontra no seu estado fundamental, obtém-se como amplitudes de transição para o estado final $|s\rangle$, os coeficientes $a_s(t=+\infty)$.

A solução numérica do sistema de equações acopladas leva às seguintes expressões para a probabilidade de excitação do estado $|f\rangle$ (Wi 66):

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i M_f} \left| a_{i_f M_f} (t = +\infty, \xi_{rs} \chi_{rs}^{(E\lambda)}) \right|^2 \quad (3.12)$$

com os parâmetros adimensionais ξ_{rs} e $\chi_{rs}^{(E\lambda)}$ dados por:

$$\xi_{rs} = \eta_r - \eta_s = \frac{E_r - E_s}{\hbar} \frac{2a}{v} \quad (3.13)$$

$$\chi_{rs}^{(E\lambda)} = \left[16\pi \right]^{1/2} \frac{(\lambda-1)!}{(2\lambda+1)!!} \frac{\eta}{Z_2 e} \frac{\langle I_r \| M(E\lambda) \| I_s \rangle}{a^\lambda} \quad (3.14)$$

sendo os elementos reduzidos de matriz definidos por:

$$\langle I_r M_r | i^\lambda M(E\lambda, \mu) | I_s M_s \rangle \equiv (-1)^{I_s - M_s} \begin{pmatrix} I_s & \lambda & I_r \\ M_s & \mu & M_r \end{pmatrix} \times \langle I_s \| i^\lambda M(E\lambda) \| I_r \rangle \quad (3.15)$$

Assim, as probabilidades de excitação estão relacionadas com a excitação de vários estados (excitação múltipla) e também com as propriedades estáticas destes estados nucleares ($I_r = I_s$).

Neste tratamento foram consideradas trajetórias clássicas para o projétil. A conservação de momento angular e energia numa órbita hiperbólica é inconsistente com a excitação do alvo. Para se levar em conta estes efeitos foram desenvolvidos procedimentos de simetrização das expressões semiclássicas (Bo 77). A simetrização usualmente utilizada em cálculos semiclássicos (Wi 66) considera a transferência de energia mas não a de momento angular. Esta simetrização consiste em substituir o parâmetro de Sommerfeld η e a metade da distância de máxima aproximação a que entram nos cálculos de ξ_{rs} (3.13) e $\chi_{rs}^{(E\lambda)}$ (3.14) por valores simetrizados em

relação aos índices r e s:

$$\eta_{rS}^{sim} = \left(\eta_r \cdot \eta_s \right)^{1/2} \quad (3.16)$$

$$a_{rS}^{sim} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_o v_r v_s} \quad (3.17)$$

Com este procedimento, a seção de choque diferencial fica (Wi 66):

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_f^{sim} = \frac{v_f}{v_i} \frac{a_{if}^{sim^2}}{4} P_{i \rightarrow f}(\chi_{rS}^{sim}, \xi_{rS}^{sim}) \frac{1}{\text{sen}^4 \frac{\theta}{2}} \quad (3.18)$$

A reciprocidade dos processos $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ e $|f\rangle \rightarrow |i\rangle$ e a unitariedade da probabilidade total de excitação, violadas na aproximação semiclássica, são garantidas com esta simetrização.

Os cálculos das amplitudes de transição foram efetuados, neste trabalho, utilizando-se um programa de computador (Wi 66) que usa a simetrização acima descrita. Este programa resolve numericamente as equações acopladas considerando um número finito de estados nucleares possíveis de serem excitados, conhecidas as probabilidades de transição entre eles.

3.2. Efeito de Reorientação

O estado final de um núcleo pode ser atingido por excitação coulombiana, em várias etapas, através de estados intermediários. Em particular, pode ocorrer a excitação quadrupolar E2 de um núcleo através de um dos sub-estados magnéticos do estado final. Este processo é conhecido como efeito de reorientação. O núcleo alvo atinge seu estado excitado interagindo com a partícula incidente através do campo elétrico dependente do tempo por ela criado. O efeito de reorientação

consiste na mudança de orientação nuclear decorrente da interação entre o projétil e o núcleo alvo no seu estado excitado. Esta interação depende do momento de quadrupolo estático do estado excitado do núcleo.

A figura 3.1 ilustra processos que podem ocorrer na excitação do primeiro estado 2^+ de um núcleo par-par.

A probabilidade de excitação do primeiro estado excitado 2^+ de um núcleo par-par depende, em 2^a. ordem, do efeito de reorientação. Esta probabilidade é dada pela expressão aproximada (3.19) quando a reorientação é o único efeito de 2^a. ordem que ocorre (Bo 68):

$$P_{0^+ \rightarrow 2^+} \cong B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) F(\theta, \xi) \left[1 + 1.32 \frac{A_1}{1 + \frac{1}{A_2}} \frac{\Delta E_{0^+ \rightarrow 2^+}}{A_1} \times \right. \\ \left. \times \frac{K(\theta, \xi)}{Z_2} Q_{2^+} \right] \quad (3.19)$$

Nesta expressão $B(E2)$ é a probabilidade reduzida de transição (em $e^2 b^2$) definida por:

$$B(E\lambda; I_1 \rightarrow I_f) = \frac{1}{2I_1 + 1} |\langle I_1 \| M(E\lambda) \| I_f \rangle|^2 \quad (3.20)$$

θ é o ângulo de espalhamento no sistema de centro de massa, ξ é o parâmetro de adiabacidade definido pela expressão (3.13); A_1 e A_2 são as massas atômicas do projétil e do alvo respectivamente; $\Delta E_{0^+ \rightarrow 2^+}$ é a energia de excitação do estado $|2^+\rangle$ (em MeV); Q_{2^+} é o momento de quadrupolo estático do estado $|2^+\rangle$ (em barns) dado por (Al 56):

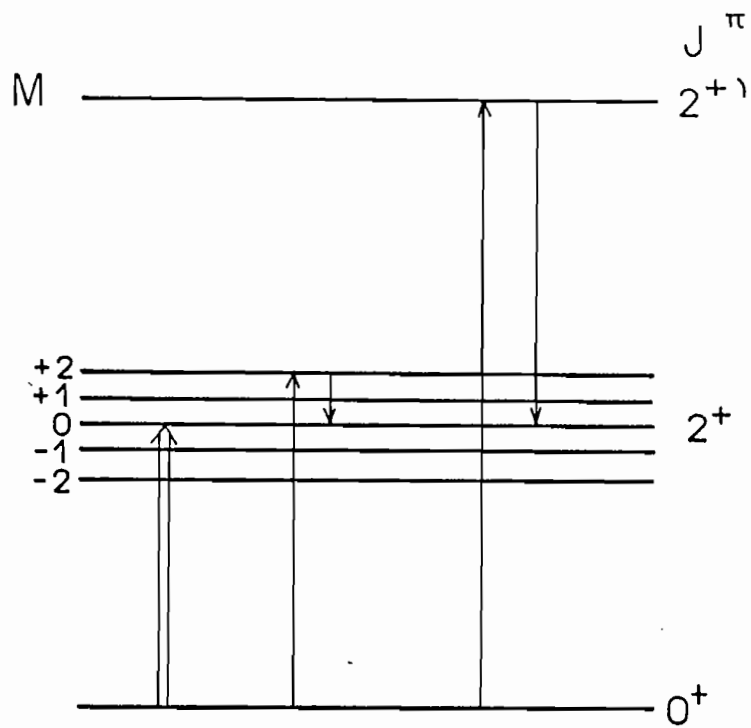


Fig.3.1. Transições que populam o sub-estado magnético $M=0$ do primeiro estado excitado 2^+ de um núcleo par-par. O efeito de reorientação corresponde ao processo de excitação em que o estado intermediário é também estado final.

$$Q_{Ie} = \langle I \| M(E2) \| I \rangle \left[\frac{16\pi I(2I-1)}{5(2I+1)(I+1)(2I+3)} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.21)$$

e as funções $F(\theta, \xi)$ e $K(\theta, \xi)$ estão definidas em (Bo 68). A função $K(\theta, \xi)$ tem valor máximo para $\theta=180^\circ$ e varia fortemente com o ângulo, sendo esta variação menor para ângulos na região de 180° . A variação de $K(\theta, \xi)$ com o parâmetro ξ não é muito intensa (Fig. 3.2).

O segundo termo da expressão de $P_{0+ \rightarrow 2+}$ está associado ao efeito de reorientação. Assim, medidas deste efeito, na excitação coulombiana, permitem a determinação dos momentos de quadrupolo dinâmico e estático do núcleo alvo.

3.3. Determinação da Probabilidade Reduzida de Transição $B(E2)$ e do Momento de Quadrupolo Estático Q_{2+} através do Efeito de Reorientação

Para a determinação experimental de $B(E2)$ e Q_{2+} são necessárias medidas de ao menos dois valores independentes de probabilidades de transição $P_{0+ \rightarrow 2+}$.

A expressão (3.19) mostra que o termo de reorientação varia aproximadamente de forma linear com a massa do projétil; varia fortemente com o ângulo de espalhamento θ através da função $K(\theta, \xi)$, e é pouco sensível à energia do projétil uma vez que $K(\theta, \xi)$ não varia fortemente com ξ .

Os valores de $B(E2)$ e Q_{2+} podem ser determinados através de medidas da probabilidade de excitação do núcleo no espalhamento de projéteis pesados em diferentes ângulos. Também é possível a determinação dos momentos de quadrupolo medindo-se as probabilidades de excitação do núcleo no espalhamento de projéteis de massas diferentes em ângulos próximos a 180° . As probabilidades de excitação podem ser determinadas experimentalmente pela detecção

das partículas espalhadas em coincidência com os raios γ emitidos na desexcitação nuclear (Si 67, Fa 78) ou pela detecção das partículas espalhadas pelo núcleo. Este último método permite uma determinação direta das probabilidades de excitação, através da razão entre a intensidade das partículas espalhadas inelástica e elasticamente. Além disso, é o único experimento que permite a determinação simultânea de $B(E2)$ e Q_{2^+} . Seus resultados, entretanto, dependem criticamente da qualidade dos espectros.

Medidas de $P_{0^+ \rightarrow 2^+}$ em diferentes ângulos exigem um conhecimento preciso do ângulo de espalhamento uma vez que o termo de reorientação depende fortemente de θ . Além disso, a cauda de baixa energia do pico elástico nos espectros de partículas é maior em ângulos dianteiros, o que introduziria incerteza no valor de $P_{0^+ \rightarrow 2^+}$ medido pela observação das partículas espalhadas. Na região de ângulos de espalhamento, próxima a 180° , as probabilidades de excitação têm valores máximos e a cinemática do espalhamento favorece a separação entre os picos elástico e inelástico. Essas considerações indicam a vantagem de se medir $P_{0^+ \rightarrow 2^+}$ através do retroespalhamento de projéteis de diferentes massas.

Outro aspecto a ser aqui salientado é que o efeito de reorientação, sendo um efeito de 2^a ordem, é pequeno comparado com a excitação direta e, portanto, a determinação de Q_{2^+} exige medidas precisas e cuidadosas das probabilidades de transição nuclear.

Na análise dos resultados experimentais deve-se identificar os processos competitivos com a reorientação que possam influir no valor da probabilidade de excitação. A transição de dipolo elétrico de ressonância gigante é um destes processos. O conhecimento impreciso dos elementos de matriz do operador $E1$ e também do acoplamento entre os estados excitados e a ressonância gigante costuma ser uma das fontes de incerteza na determinação das probabilidades de excitação. Os processos de excitação do primeiro estado 2^+ através de estados intermediários de energias mais altas também devem ser considerados. A probabilidade de excitação, neste caso, depende do produto:

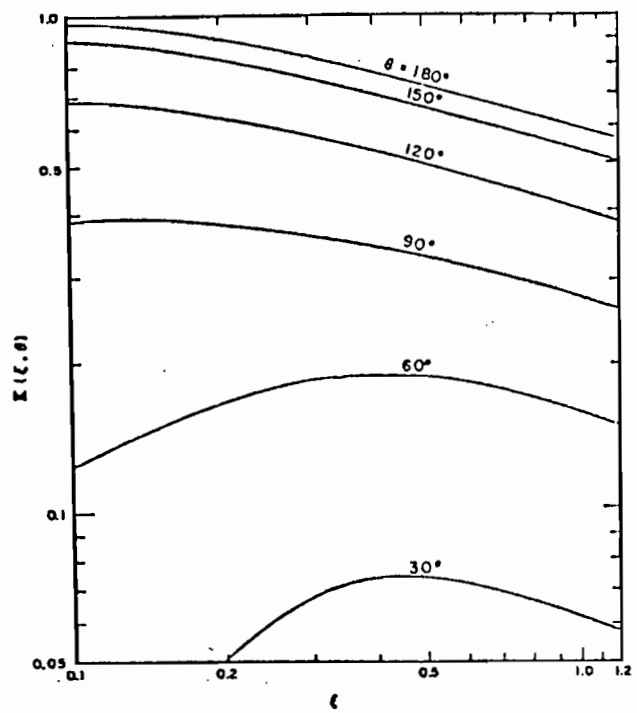


Fig.3.2. A função $K(\theta, \xi)$ usada na expressão do efeito de reorientação - Figura de Bo 68.

$$P_3 = \langle I_i \| M(E2) \| I_n \rangle \langle I_n \| M(E2) \| I_f \rangle \langle I_f \| M(E2) \| I_i \rangle \quad (3.22)$$

A maioria das experiências determina o valor absoluto dos elementos de matriz E2 mas não o seu sinal. Quando o estado intermediário é um estado 2^+ , o sinal de P_3 afeta o valor do momento de quadrupolo estático Q_{2+} .

4. ASPECTOS DE TEORIAS PARA OS ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO

Neste capítulo são apresentados os aspectos básicos das teorias adotadas neste trabalho, para a análise dos dados experimentais dos espalhamentos elástico e inelástico na região da barreira coulombiana.

4.1. Modelo Óptico para o Espalhamento Elástico

O modelo óptico (Ho 63, Ho 78) tem sido bastante utilizado na descrição do espalhamento de íons pesados. Neste modelo o potencial de interação nuclear é complexo e depende da separação entre os centros de massa dos íons em colisão. A parte real do potencial óptico representa a interação nuclear média entre o alvo e o projétil e a parte imaginária descreve a perda de partículas do canal elástico para outros canais de reação. A forma convencional utilizada para este potencial fenomenológico é:

$$U(r) = V_c(r) - Vf(r) - iWg(r) \quad (4.1)$$

$V_c(r)$ é a parte coulombiana repulsiva da interação, dada pelo potencial de uma distribuição esférica uniforme de cargas:

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad r \geq R_c \quad (4.2)$$

$$V_c(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left[3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right], \quad r \leq R_c \quad (4.3)$$

com $R_c = r_{oc}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. (A_1, Z_1) e (A_2, Z_2) são respectivamente a massa e a carga do projétil e do alvo.

O potencial nuclear atrativo é usualmente parametrizado na forma de Woods-Saxon:

$$f(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R}{a_o}\right) \right]^{-1}, \quad R = r_o(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (4.4)$$

$$g(r) = \left[1 + \exp\left(\frac{r-R_I}{a_I}\right) \right]^{-1}, \quad R_I = r_I(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (4.5)$$

Sendo R , R_I , a , a_I , respectivamente, os raios e "difusividades" das partes real e imaginária do potencial. As profundidades das partes real e imaginária são dadas por V e W da expressão (4.1).

Os parâmetros do potencial óptico são obtidos inicialmente através do melhor ajuste das seções de choque experimentais de espalhamento elástico às calculadas com o modelo óptico. Com este procedimento são obtidas várias famílias de potenciais que descrevem igualmente bem os resultados experimentais. Esta ambigüidade ocorre porque o espalhamento elástico de íons pesados determina o potencial apenas na região da superfície dos núcleos. O estudo de outros processos de interação entre íons pesados pode diminuir tais ambigüidades.

A seção de choque de espalhamento elástico para dois íons sem spin é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (4.6)$$

sendo a amplitude de espalhamento $f(\theta)$, numa expansão em ondas parciais, com momento angular L , expressa pela relação (Ho 63):

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_L \left[2L+1 \right] e^{2i\sigma_L} \left[1-S_L \right] P_L(\cos \theta) \quad (4.7)$$

$f_c(\theta)$ é a amplitude de espalhamento coulombiana (Ho 63); σ_L , a defasagem coulombiana; k , o número de onda e S_L , os elementos da matriz de espalhamento obtidos a partir da solução da equação de Schrödinger com o potencial complexo do modelo óptico.

4.2. Formalismo de Canais Acoplados para o Espalhamento Inelástico

A seção de choque diferencial do espalhamento inelástico do projétil a pelo núcleo alvo A é dada por:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, \varphi) \right]_{\alpha \rightarrow \beta} = |f_{\alpha\beta}(\theta, \varphi)|^2 \frac{K_\alpha}{K_\beta} \quad (4.8)$$

onde α e β representam os números quânticos dos diferentes estados nucleares, inicial e final, do projétil e núcleo alvo; K_α e K_β são, respectivamente, os números de onda relativos aos canais de entrada e de saída e $f_{\alpha\beta}(\theta, \varphi)$ é a amplitude de espalhamento. A amplitude $f_{\alpha\beta}(\theta, \varphi)$ é função dos elementos da matriz de reação que são definidos pela forma assintótica da função de onda radial determinada pela solução da equação de Schrödinger:

$$H|\psi^+\rangle = E|\psi^+\rangle \quad (4.9)$$

Nesta equação $|\psi^+\rangle$ é a função de onda que descreve o espalhamento e E é a energia total.

A função de onda total pode ser expandida na forma:

$$|\psi^+\rangle = \sum_{\substack{M \\ \ell_\alpha I_\alpha \\ \ell_\beta I_\beta}} A_{JM}^\alpha \frac{1}{r} g_{\ell_\beta I_\beta}^{\ell_\alpha I_\alpha}(r) |(\ell_\beta I_\beta)JM\rangle \quad (4.10)$$

onde os coeficientes A_{JM}^α são obtidos a partir do comportamento assintótico da função de onda radial $g(r)$, impondo-se a condição de contorno assintótica de $|\psi^+\rangle$. I_α é o spin total obtido do acoplamento dos spins intrínsecos I_a e I_A dos núcleos a e A , e M_α , sua projeção no eixo z :

$$|I_\alpha M_\alpha\rangle = \sum_{M_a M_A} (I_a M_a I_A M_A | I_\alpha M_\alpha) |I_a M_a\rangle |I_A M_A\rangle \quad (4.11)$$

O acoplamento de I_α com a parte angular da função de onda do movimento relativo é expresso por:

$$|(\ell_\alpha I_\alpha)JM\rangle = \sum_{m_\alpha M_\alpha} (\ell_\alpha m_\alpha I_\alpha M_\alpha | JM) |I_\alpha M_\alpha\rangle Y_{\ell_\alpha m_\alpha}(\theta, \varphi) \quad (4.12)$$

onde J e M são respectivamente o momento angular total e sua projeção no eixo de quantização.

Substituindo-se a função de onda $|\psi^+\rangle$ (4.10) na equação de Schrödinger (4.9), multiplicando-se a esquerda por $\langle(\ell_\beta I_\beta)JM|$, e integrando nas coordenadas internas dos dois núcleos e na parte angular do movimento relativo, chega-se a um conjunto de equações acopladas para a função de onda radial:

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell_\beta(\ell_\beta+1)}{r^2} + K_\beta^2 \right] - \langle(\ell_\beta I_\beta)J | V_{aA} | (\ell_\beta I_\beta)J \rangle \right\} g_{\ell_\beta I_\beta}^{\ell_\alpha I_\alpha}(r) \\ = \sum_{\ell_\gamma I_\gamma} \langle(\ell_\beta I_\beta)J | V_{aA} | (\ell_\gamma I_\gamma)J \rangle g_{\ell_\gamma I_\gamma}^{\ell_\alpha I_\alpha}(r) \quad (4.13)$$

onde V_{aA} representa a interação entre a e A .

Na prática estas equações são resolvidas numericamente e os cálculos são efetuados com um número finito de canais, com os elementos diagonais da matriz de interação da equação (4.13) substituídos pela soma do potencial coulombiano $V_c(r)$ com o potencial nuclear óptico complexo $U^{\text{opt}}(r)$:

$$\langle (\ell_{\beta} I_{\beta}) J | V_{aA} | (\ell_{\beta} I_{\beta}) J \rangle = V_c(r) + U_{\beta}^{\text{opt}}(r) \quad (4.14)$$

Os elementos não diagonais são expressos em termos de fatores de forma radiais que dependem dos particulares modelos nucleares e de interação adequados a cada caso.

Resolvendo-se formalmente as equações acopladas e impondo-se o comportamento assintótico para a função de onda radial, obtém-se os elementos da matriz de reação a partir dos quais são determinadas as amplitudes de espalhamento e as seções de choque diferenciais.

4.3. Aproximação de Born com Ondas Distorcidas (DWBA)

A aproximação de Born com ondas distorcidas é um formalismo baseado em teoria de perturbação. Admite-se que o espalhamento elástico é o processo mais importante que ocorre e que eventos inelásticos podem ser tratados como perturbação.

A amplitude de espalhamento da aproximação DWBA pode ser obtida a partir da expressão da amplitude de espalhamento determinada com o formalismo de canais acoplados (Ho 71, La 84). A amplitude de espalhamento obtida com este procedimento para a excitação do estado $|\lambda\mu\rangle$ de um núcleo de spin zero, pelo espalhamento de um projétil sem spin é dada por:

$$\begin{aligned}
f_{00 \rightarrow \lambda \mu}(\theta, \varphi) = & \frac{-2m}{\hbar^2 (K_\alpha K_\beta)^{1/2}} \sum_{\ell_\alpha \ell_\beta} (\ell_\beta - \mu \lambda \mu | \ell_\alpha 0) \times \\
& \times (\ell_\beta 0 \lambda 0 | \ell_\alpha 0) (2\ell_\beta + 1)^{1/2} i^{(\ell_\alpha - \ell_\beta)} \exp[i(\sigma_{\ell_\beta} + \sigma_{\ell_\alpha})] \times \\
& \times \left[\int_0^\infty u_{\ell_\beta}(r) f_\lambda(r) u_{\ell_\alpha}(r) dr \right] Y_{\ell_\beta - \mu}(\theta, \varphi) \quad (4.15)
\end{aligned}$$

onde m é a massa reduzida do sistema; ℓ_α e ℓ_β são os momentos angulares orbitais referentes, respectivamente, aos canais de entrada e de saída; σ_ℓ é a defasagem coulombiana; $u_{\ell_\beta}(r)$ é a solução regular da equação de Schrödinger homogênea:

$$\left\{ \frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell_\beta(\ell_\beta + 1)}{r^2} + K_\beta^2 \right] u_{\ell_\beta}(r) = 0 \right. \quad (4.16)$$

e $f_\lambda(r)$ é o fator de forma de interação, dependente de modelo:

$$\langle \lambda \mu | V_{aA} | 00 \rangle = \frac{f_\lambda(r)}{(2\lambda + 1)^{1/2}} Y_{\lambda \mu}^*(\theta, \varphi) \quad (4.17)$$

4.4. Fator de Forma no Modelo Coletivo Fenomenológico

Os elementos da matriz de espalhamento do projétil a pelo núcleo A , com a excitação direta do estado $\lambda \mu$ do alvo, podem ser escritos como:

$$\langle \lambda\mu | V_{\text{aA}} | 00 \rangle = \langle \lambda\mu | V_{\text{c}} + V_{\text{N}} | 00 \rangle = \frac{f_{\lambda}(r)}{(2\lambda+1)^{1/2}} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \quad (4.18)$$

onde V_{c} e V_{N} expressam respectivamente as interações coulombiana e nuclear entre o alvo e o projétil. O fator de forma $f_{\lambda}(r)$ pode ser determinado no contexto dos modelos coletivos fenomenológicos vibracional e rotacional.

Para os estados coletivos de um núcleo esférico descritos como estados vibracionais da superfície nuclear, o raio do núcleo é dado por:

$$R(\theta, \varphi) = R_0 \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \right] \quad (4.19)$$

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

Tratando as pequenas oscilações da superfície do núcleo, como modos vibracionais harmônicos independentes, pode-se escrever a hamiltoniana nuclear como:

$$H = \sum_{\lambda\mu} \left[\frac{1}{2D_{\lambda}} |\pi_{\lambda\mu}|^2 + \frac{1}{2} C_{\lambda} |\alpha_{\lambda\mu}|^2 \right] \quad (4.20)$$

onde $\pi_{\lambda\mu} = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \alpha_{\lambda\mu}}$ é o momento conjugado à deformação $\alpha_{\lambda\mu}$; D_{λ} é

o parâmetro de massa, e C_{λ} é o parâmetro da força restauradora.

Expressando os parâmetros $\alpha_{\lambda\mu}$ em termos dos operadores de criação e destruição de fônons:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \left[\frac{\hbar\omega_{\lambda}}{2C_{\lambda}} \right]^{1/2} \left[c_{\lambda\mu}^{+} + (-)^{\mu} c_{\lambda-\mu} \right] \quad (4.21)$$

e escrevendo a expressão do momento de multipolo elétrico $M(E\lambda, \mu)$ em função de $\alpha_{\lambda\mu}$ (Bo 75):

$$M(E\lambda, \mu) = \frac{3Ze}{4\pi} (R_c^{\lambda}) \alpha_{\lambda\mu} \quad (4.22)$$

obtem-se a probabilidade reduzida de transição elétrica $B(E\lambda; 0^{+} \rightarrow \lambda)$ do estado fundamental 0^{+} para o estado de spin λ :

$$B(E\lambda; 0^{+} \rightarrow \lambda) = \langle \lambda \| M(E\lambda, \mu) \| 0 \rangle = \left[\frac{3Ze}{4\pi} (R_c)^{\lambda} \beta_{\lambda}^c \right]^2 \quad (4.23)$$

onde R_c é o raio coulombiano dado por $R_c = r_{oc} A^{1/3}$ e β_{λ}^c é o parâmetro de deformação de cargas expresso por:

$$\beta_{\lambda}^c = \langle \lambda \| \alpha_{\lambda\mu} \| 0 \rangle = (2\lambda+1)^{1/2} \left[\frac{\hbar\omega_{\lambda}}{2C_{\lambda}} \right]^{1/2} \quad (4.24)$$

O termo $V_c(\vec{r})$, da expressão (4.18), que representa a interação coulombiana entre alvo e projétil é dado por:

$$V_c(\vec{r}) = Z_a Z_A e^2 \int \frac{\rho(\vec{r}') d\vec{r}'}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi Z_a Z_A e^2}{2\lambda+1} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \times \\ \times \int \frac{r_{<}^{\lambda}}{r_{>}^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}(\theta', \varphi') \rho(\vec{r}') d\vec{r}' \quad (4.25)$$

onde $\rho(\vec{r}')$ é a densidade de carga do núcleo normalizada tal que:

$$\int \rho(\vec{r}') d\vec{r}' = 1$$

e $r_{>}$ e $r_{<}$ são, respectivamente, o maior e o menor entre r e r' .

Para valores de r fora do núcleo obtém-se:

$$V_c(\vec{r}) = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi Z_a e}{2\lambda+1} M_A(E\lambda, \mu) Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) r^{-\lambda-1}, \quad r \geq R_c \quad (4.26)$$

Assim, encontra-se (Ba 62):

$$\langle \lambda\mu | V_c | 00 \rangle = \frac{3Z_a Z_A e^2}{(2\lambda+1)^{3/2} R_c} \beta_\lambda^c \left[\frac{R_c}{r} \right]^{\lambda+1} Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi), \quad r \geq R_c \quad (4.27)$$

$$\langle \lambda\mu | V_c | 00 \rangle = \frac{3Z_a Z_A e^2}{(2\lambda+1)^{3/2} R_c} \beta_\lambda^c \left[\frac{r}{R_c} \right]^\lambda Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi), \quad r \leq R_c \quad (4.28)$$

Para se obter os elementos de matriz da interação nuclear escreve-se os operadores de criação e aniquilação de bósons em termos de $\alpha_{\lambda\mu}$ e $\pi_{\lambda\mu}$:

$$c_{\lambda\mu} = \left[\frac{C_\lambda}{2\hbar\omega_\lambda} \right]^{1/2} (-)^\mu \alpha_{\lambda-\mu} + \frac{1}{\hbar} \left[\frac{\hbar\omega_\lambda}{2C_\lambda} \right]^{1/2} \pi_{\lambda\mu} \quad (4.29)$$

Assim,

$$\langle \lambda\mu | V_N | 00 \rangle = \langle 0 | [c_{\lambda\mu}, V_N] | 0 \rangle = \left[\frac{\hbar\omega_\lambda}{2C_\lambda} \right]^{1/2} \langle 0 | \frac{\partial V_N}{\partial \alpha_{\lambda\mu}} | 0 \rangle \quad (4.30)$$

V_N é função de $\alpha_{\lambda\mu}$ porque depende da distância s entre as superfícies nucleares dos dois íons:

$$s = r - R_a(\theta, \varphi) - R_A(\theta, \varphi) \quad (4.31)$$

onde R_a e R_A são dados pela expressão (4.19). Através de (4.19) obtém-se:

$$\frac{\partial V_N}{\partial \alpha_{\lambda\mu}} = - R_A Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \frac{\partial V_N}{\partial r} \quad (4.32)$$

Assim,

$$\langle \lambda\mu | V_N | 00 \rangle = - \frac{1}{(2\lambda+1)^{1/2}} \beta_\lambda^N R_A Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \varphi) \frac{\partial U_N}{\partial r} \quad (4.33)$$

onde $U_N = \langle 0 | V_N | 0 \rangle$ é o potencial óptico complexo que descreve o espalhamento elástico. β_λ^N é o parâmetro de deformação nuclear dado por:

$$\beta_\lambda^N = \langle \lambda | \alpha_{\lambda\mu} | 0 \rangle = (2\lambda+1) \left[\frac{\hbar \omega_\lambda}{2C_\lambda} \right] \quad (4.34)$$

Através das expressões (4.18), (4.27), (4.28) e (4.33) obtém-se o fator de forma do espalhamento inelástico, no modelo coletivo vibracional:

$$f_\lambda(r) = f_\lambda^c(r) + f_\lambda^N(r) \quad (4.35)$$

com o fator de forma coulombiano dado por:

$$f_\lambda^c(r) = \frac{3Z_a Z_A e^2}{(2\lambda+1)R_c} \beta_\lambda^c \left[\frac{R_c}{r} \right]^{\lambda+1}, \quad r \geq R_c \quad (4.36)$$

$$f_\lambda^c(r) = \frac{3Z_a Z_A e^2}{(2\lambda+1)R_c} \beta_\lambda^c \left[\frac{r}{R_c} \right]^\lambda, \quad r \leq R_c \quad (4.37)$$

e com o fator de forma nuclear expresso pela relação:

$$f_\lambda^N(r) = -\beta_\lambda^N R_A \frac{d}{dr} U_N(r) \quad (4.38)$$

No caso de estados rotacionais de núcleos deformados, escreve-se a densidade como (La 84):

$$\rho_A(\vec{r}, \beta) = \rho_A \left[r - R_A \left(1 + \beta Y_{20}^*(\theta, \varphi) \right) \right] \quad (4.39)$$

onde β é o parâmetro de deformação de equilíbrio do núcleo com simetria axial.

Nesta descrição macroscópica, utiliza-se um modelo de "folding" para a interação íon-íon e considera-se:

$$U_N(\vec{r}, \beta) = \int \rho_A(\vec{r}', \beta) U_{na}(|\vec{r}' - \vec{r}|) d\vec{r}' \quad (4.40)$$

onde $U_{na}(r)$ é o potencial nucleon-núcleo que atua em um nucleon espalhado do núcleo a.

Os fatores de forma para a excitação de estados rotacionais podem ser obtidos calculando-se os elementos de matriz de (4.40). Para a excitação da banda fundamental de um núcleo par-par obtém-se (La 84):

$$\langle I_A M_A | U_N(\vec{r}, \beta) | 00 \rangle = \frac{f_{I_A}(r)}{(2I_A + 1)^{1/2}} Y_{I_A M_A}^*(\theta, \varphi) \quad (4.41)$$

onde

$$f_{I_A}(r) = (2I_A + 1)^{1/2} \sqrt{\pi} \int_0^\pi d\theta' \sin\theta' P_{I_A}(\cos\theta') \times$$

$$\times U_N^{int}(r, \theta', \beta) \quad (4.42)$$

sendo U_N^{int} , o potencial íon-íon no sistema intrínscico, definido

por:

$$U_N^{int}(r, \theta', \beta) = \int d\vec{r}' \langle \chi | \rho_A(\vec{r}') | \chi \rangle U_{na}(|\vec{r}' - \vec{r}|) \quad (4.43)$$

onde $|\chi\rangle$ é um estado intrínscico.

Para parâmetros de deformação pequenos pode-se expandir U_N^{int} em potências de β e o fator de forma para a excitação do estado 2^+ é (La 84):

$$f_{\lambda=2}(r) \cong -\beta R_A \frac{d}{dr} U_N(r) \quad (4.44)$$

onde

$$U_N(r) = (4\pi)^{-1/2} f_{\lambda=0}(r) \quad (4.45)$$

é a componente de monopolo do potencial deformado.

A equação (4.44) é formalmente equivalente à equação (4.38) para núcleos esféricos. No caso de núcleos deformados, β representa uma deformação permanente e no caso de núcleos esféricos, o parâmetro da deformação β indica a amplitude de vibração da superfície nuclear.

Resumindo, o fator de forma coletivo para o espalhamento inelástico é dado por:

$$f_{\lambda}(r) = - \left[\beta_{\lambda}^N R V \frac{\partial f(r)}{\partial r} + i \beta_{\lambda}^N R_I W \frac{\partial g(r)}{\partial r} \right] + \frac{4\pi Z_A e}{2\lambda+1} \times \begin{cases} \frac{1}{r^{\lambda+1}}, & r \geq R_c \\ \frac{r^{\lambda}}{R_c^{2\lambda+1}}, & r < R_c \end{cases} \quad (4.46)$$

A expressão (4.46) do fator de forma mostra que quando os processos de excitação nuclear e coulombiana ocorrem com intensidades comparáveis, as amplitudes somam-se e acontece a interferência nuclear coulombiana. Esta interferência será objeto do estudo experimental relatado em capítulos que seguem.

5. ARRANJOS E PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS

5.1. As Experiências Realizadas

Foram determinadas, neste trabalho, funções de excitação e distribuições angulares experimentais dos espalhamentos elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn em energias próximas à barreira coulombiana. Foram realizadas, também, medidas de espalhamento elástico e inelástico de ^4He , ^{16}O e ^{18}O em energias abaixo da barreira coulombiana, para a determinação da probabilidade reduzida de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e do momento de quadrupolo estático Q_{2^+} do ^{64}Zn através do efeito de reorientação.

As funções de excitação do espalhamento elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn foram medidas respectivamente entre 33.5 MeV e 43 MeV e entre 29 MeV e 46 MeV, em passos de 500 keV, no ângulo de 173.8° no sistema de laboratório. Alguns dados do espalhamento de ^{16}O foram também obtidos em 150° .

As distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico de ^{18}O de 49 MeV foram medidas entre 30° e 85° , em passos de 5° , no sistema de laboratório.

Os procedimentos e arranjos experimentais utilizados nas experiências são apresentados a seguir.

5.2. Os Feixes

Os feixes de ^4He , ^{16}O e ^{18}O utilizados neste trabalho foram produzidos e acelerados no acelerador eletrostático do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Estes feixes são obtidos a partir de íons negativos que são injetados no acelerador e acelerados pelo potencial positivo em que se encontra o terminal. Ao atingirem a região central do terminal do acelerador, os íons negativos atravessam uma folha fina de carbono e trocam de carga por perda de elétrons. Os íons com carga elétrica positiva são novamente acelerados até a saída do acelerador.

Para a produção do feixe de He^- foi utilizada uma fonte de íons de "troca de carga". Os íons negativos de oxigênio foram produzidos por extração direta de uma fonte "duoplasmatron".

As partículas, ao saírem do acelerador, são focalizadas em fendas que se encontram na entrada de um eletro-ímã analisador. Este ímã deflete de 90° o feixe incidente, define o momento das partículas através de seu campo magnético, e de um outro conjunto de fendas na saída, separa os diferentes estados iônicos das partículas que constituem o feixe e efetua o controle do potencial do terminal. Ao sair deste ímã analisador, os íons são desviados por um ímã defletor para uma das linhas de feixe.

Durante seu percurso, desde a fonte de íons até o alvo, o feixe sofre a ação de lentes quadrupolares e ímãs desviadores, cujos campos magnéticos são ajustados para se obter a máxima transmissão através do sistema.

5.3. Os Alvos

Os alvos utilizados, nesta experiência, foram obtidos pela evaporação a vácuo de óxido de zinco enriquecido no isótopo de massa 64 (99,85%) sobre uma película de ouro de $\approx 3\mu\text{g}/\text{cm}^2$ depositada por evaporação sobre carbono de $\approx 15\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Foram utilizados alvos de espessura de $\approx 14\mu\text{g}/\text{cm}^2$ nas medidas com feixe de ^{16}O , $\approx 5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ com feixe de ^{18}O , e de $\approx 40\mu\text{g}/\text{cm}^2$ com partículas alfa. Para a realização deste trabalho foram desenvolvidas técnicas apropriadas para a fabricação de alvos finos de zinco.

A preparação de alvos finos uniformes e sem contaminação, requisitos indispensáveis para a obtenção de espectros de boa qualidade é, neste caso, nada trivial. O zinco evaporado tende a se fixar nas superfícies metálicas do ambiente, deixando as lâminas suporte dos alvos com pouco zinco e com espessura não uniforme.

Para a confecção dos alvos foi utilizada a montagem esquematizada na figura 5.1. O material a ser evaporado é aquecido pela passagem de corrente elétrica através do suporte de tântalo. O zinco evaporado atinge as lâminas que contém carbono e ouro

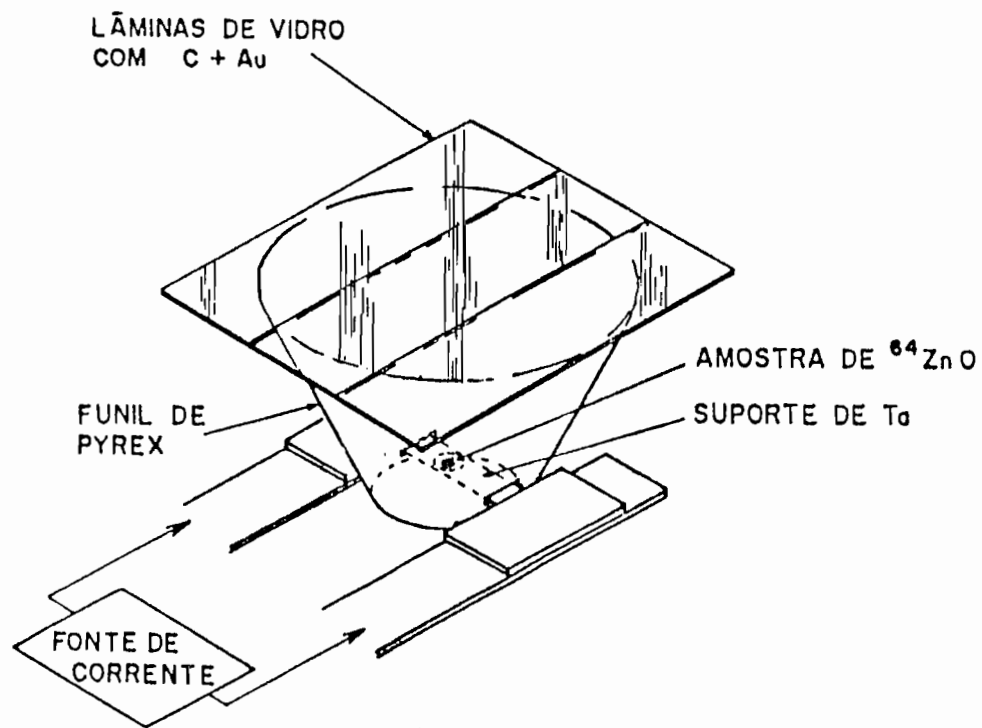


Fig.5.1. Esquema do arranjo utilizado na fabricação dos alvos de zinco.

formando uma película de C+Au+Zn. O funil de vidro impede que o vapor de zinco atinja as regiões metálicas do evaporador, o que facilita sua fixação uniforme no metal das lâminas. Foi utilizado ouro na preparação destes alvos devido ao maior coeficiente de adesão do zinco com metais.

Depois de terminada a evaporação, as lâminas de vidro são introduzidas cuidadosamente em um recipiente com água, e o filme fino de C+Au+Zn se separa do vidro e flutua na água. Esta película é fixada em molduras que são montadas nos suportes de alvos das câmaras de espalhamento.

Com este método foram obtidos alvos de boa uniformidade e com a espessura desejada, o que nos permitiu a obtenção de espectros sem contaminantes e com resoluções adequadas para este trabalho.

5.4. A Câmara de Espalhamento

As funções de excitação do espalhamento elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn e os espectros de partículas alfa espalhadas por ^{64}Zn foram obtidos utilizando-se uma câmara de espalhamento com refrigeração descrita em *Hi 75*. A figura 5.2 apresenta um esquema do arranjo experimental utilizado.

As partículas espalhadas foram detetadas em um detetor anular de barreira de superfície com 8 mm de abertura, 300 mm^2 de área e $100\mu\text{m}$ de espessura, com um ângulo sólido de ≈ 30 msr e um ângulo médio de espalhamento de $\approx 174^\circ$. Alguns espectros de espalhamento de ^{16}O foram determinados também a 150° . Neste caso, as partículas espalhadas foram detetadas em 2 detetores de barreira de superfície de 300 mm^2 de área e $100\mu\text{m}$ de espessura colocados em posições simétricas em relação à direção do feixe incidente, cada um deles subentendendo um ângulo sólido de ≈ 10 msr. Para verificação da espessura dos alvos e do alinhamento do feixe durante as medidas e também para normalização das seções de choque experimentais, foram utilizados dois detetores monitores montados em $\pm 30^\circ$ em relação ao feixe incidente. Para as energias

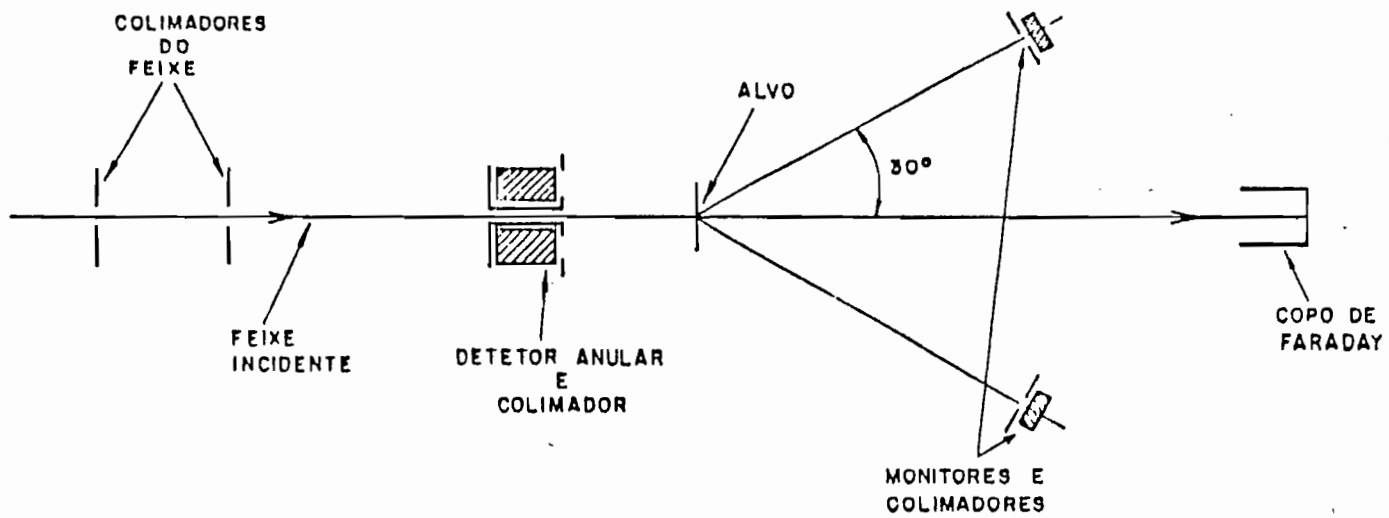


Fig.5.2. Esquema do arranjo experimental utilizado nas medidas das funções de excitação do espalhamento de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn

incidentes utilizadas, o espalhamento neste ângulo é bem descrito pela relação de Rutherford.

Durante os experimentos foram tomados os cuidados necessários para a obtenção de espectros de boa qualidade: feixes bem colimados e focalizados, colimadores bem polidos e detetores refrigerados a -20°C (Hi 75).

A resolução em energia e a forma dos picos nos espectros dependem de todos estes fatores. Estes cuidados com a montagem experimental se tornam especialmente importantes na determinação da probabilidade reduzida de transição $B(E2)$ e do momento de quadrupolo estático Q_{2+} através do efeito de reorientação, uma vez que a confiabilidade dos resultados destas medidas depende, criticamente, da qualidade dos espectros. Os cuidados tomados com a montagem das experiências aliados ao uso de alvos finos e razoavelmente uniformes permitiram a obtenção de espectros de boa qualidade.

A eletrônica foi a convencional e seu diagrama de blocos está apresentado na figura 5.3. Os sinais provenientes dos detetores, depois de tratados, são convertidos em sinais digitais por conversores analógico-digitais (ADC) e armazenados como espectros de energia em fitas magnéticas.

As figuras 5.4-5.8 apresentam espectros típicos obtidos com esta montagem experimental. Os espectros exibidos nas figuras 5.4 e 5.5 foram medidos em energias incidentes acima da barreira coulombiana e os espectros das figuras 5.6 a 5.8 em energias abaixo da barreira coulombiana. Os espectros de espalhamento de ^{16}O e ^{18}O têm resolução total em energia de ≈ 120 keV e os de espalhamento de ^4He de ≈ 40 keV. A separação satisfatória entre os picos elástico e inelástico no espalhamento de oxigênio é evidenciada pelos valores das razões entre as contagens no máximo do pico inelástico e no vale entre os picos. Estes valores são $\approx 10:1$ para ^{18}O e $\approx 30:1$ para ^{16}O .

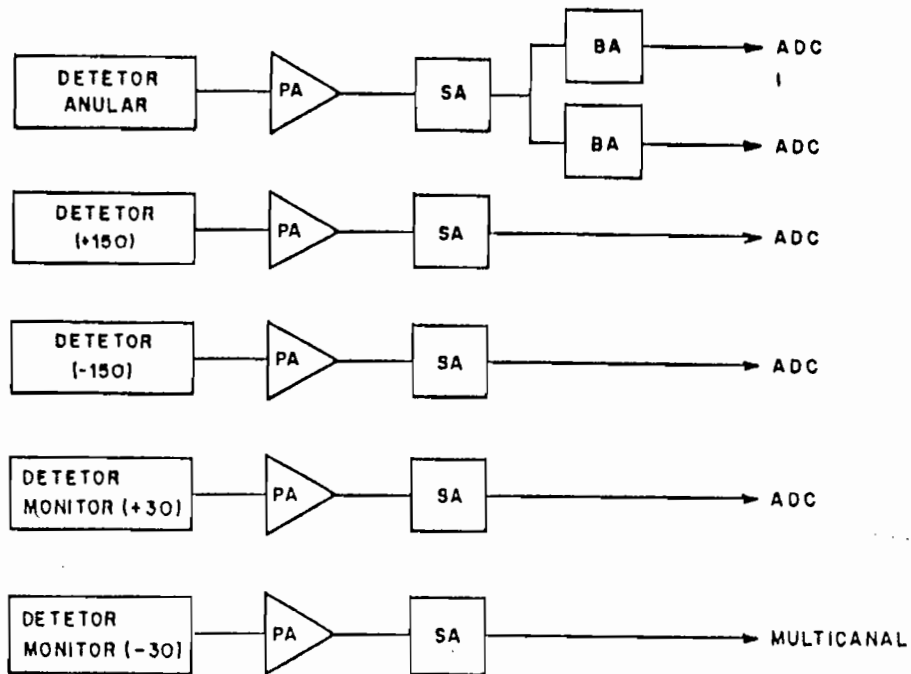


Fig.5.3. Diagrama de blocos da eletrônica utilizada na aquisição dos dados das funções de excitação do espalhamento de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn . PA representam pré-amplificadores; SA, amplificadores espectroscópicos; BA, amplificadores com linha de base e ADC, conversores analógico-digitais. São utilizados dois ADC's ligados ao detetor anular para se observar separadamente no espectro, o espalhamento de oxigênio por zinco e por ouro.

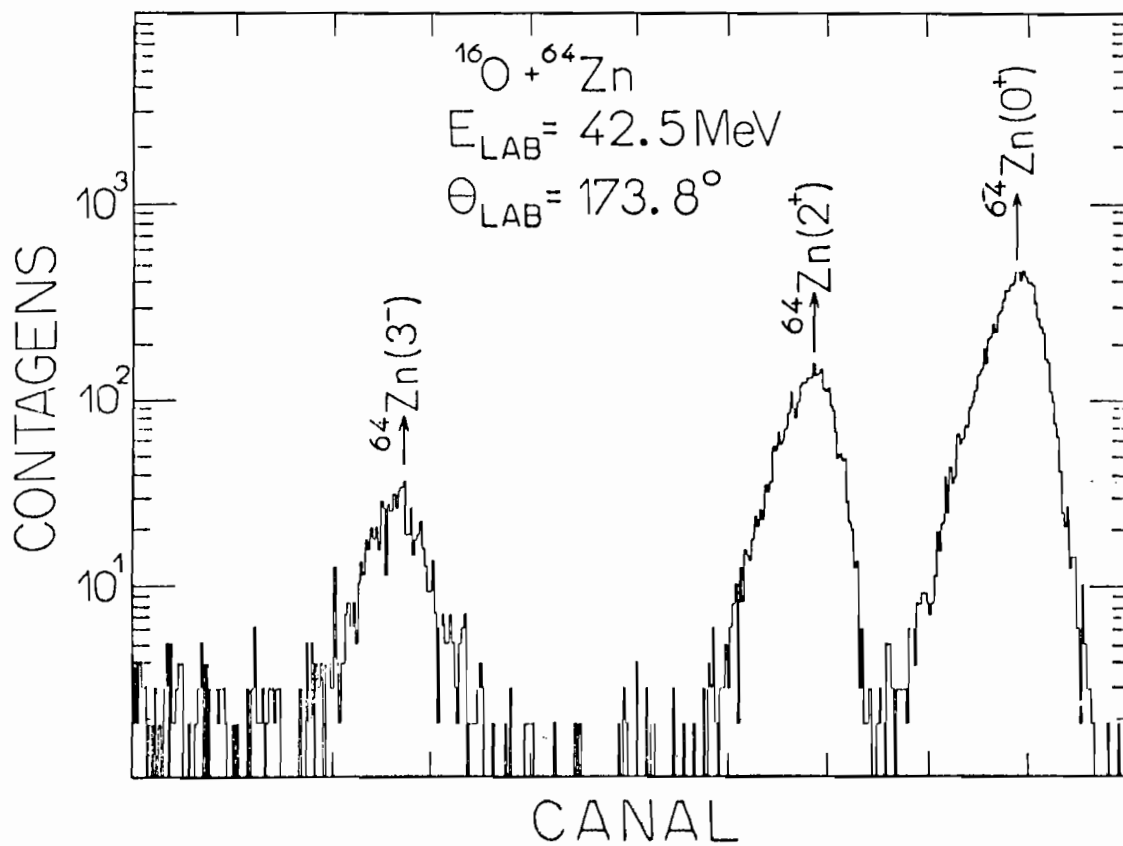


Fig.5.4. Espectro de ^{16}O , de energia incidente acima da barreira coulombiana, espalhado por ^{64}Zn .

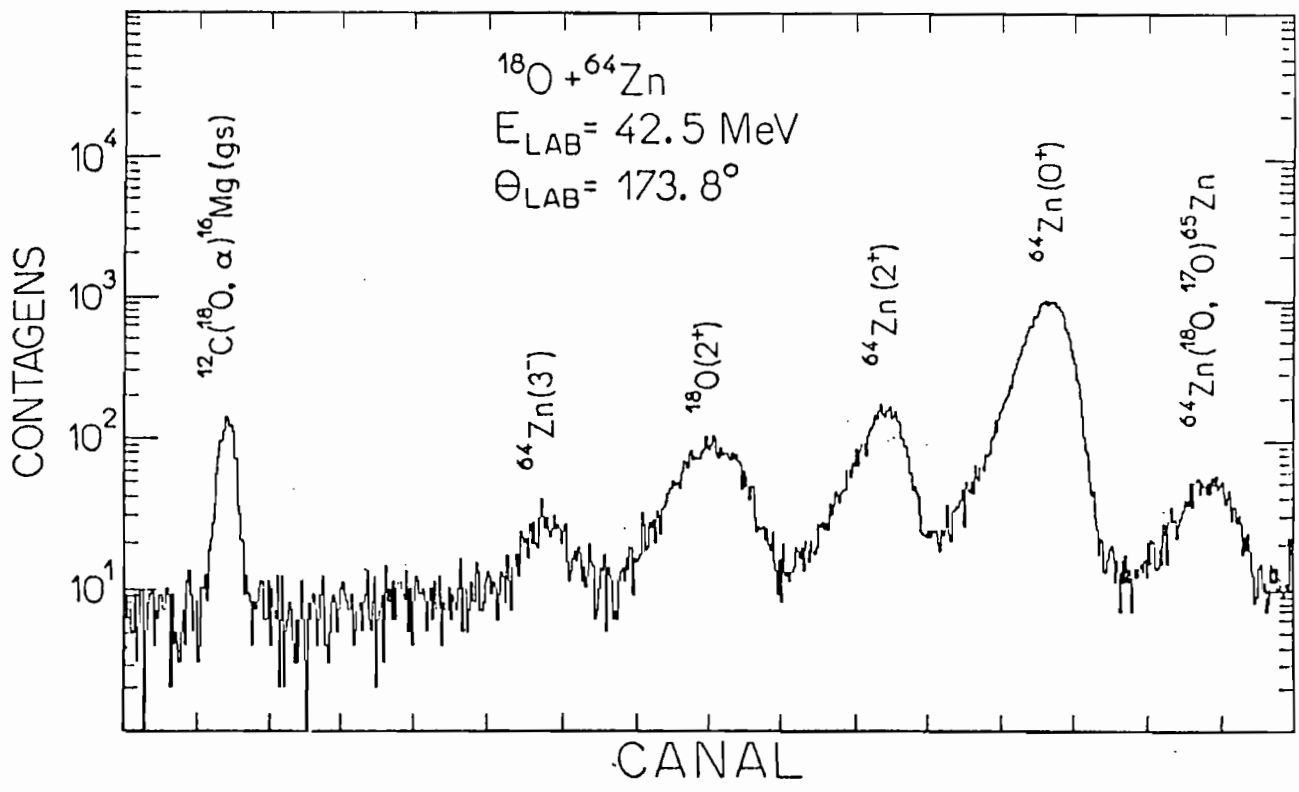


Fig.5.5. Espectro de ^{18}O , de energia incidente acima da barreira coulombiana, espalhado por ^{64}Zn .

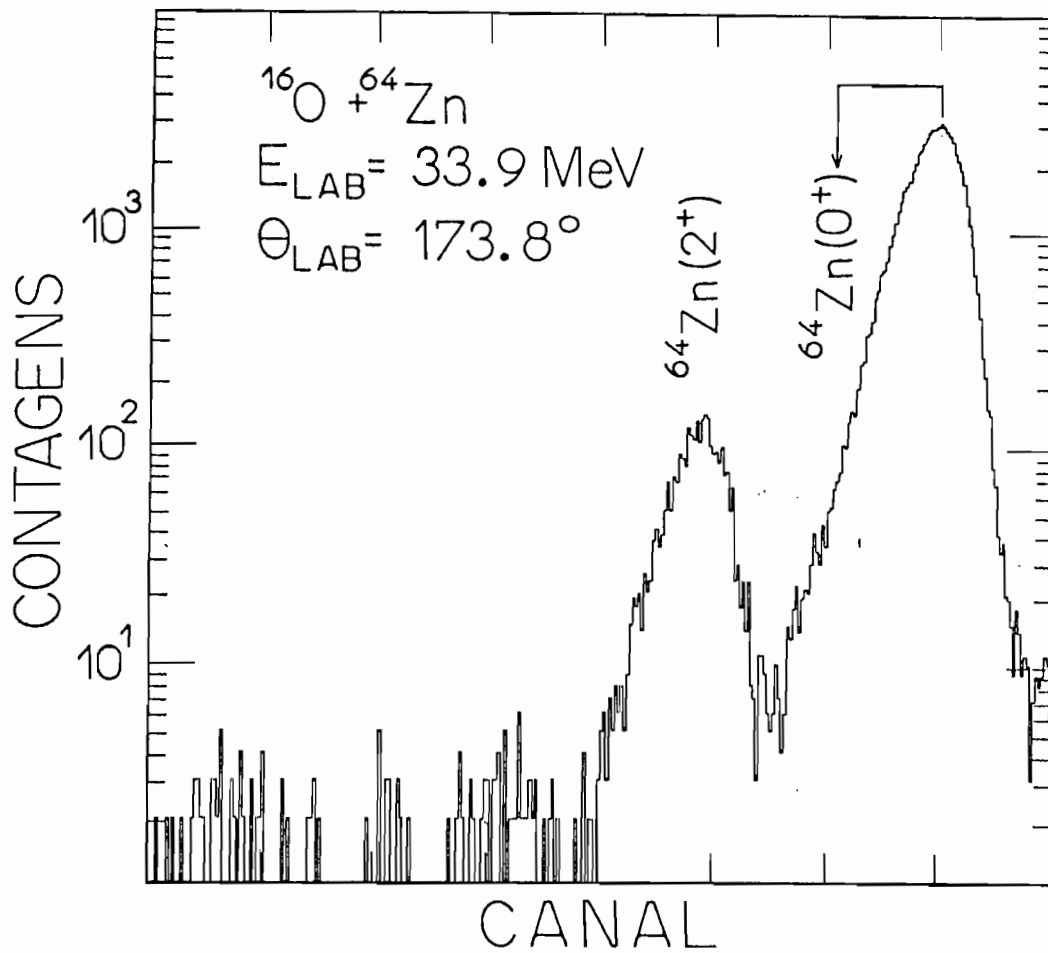


Fig.5.6. Espectro de ^{16}O , de energia incidente abaixo da barreira coulombiana, espalhado por ^{64}Zn .

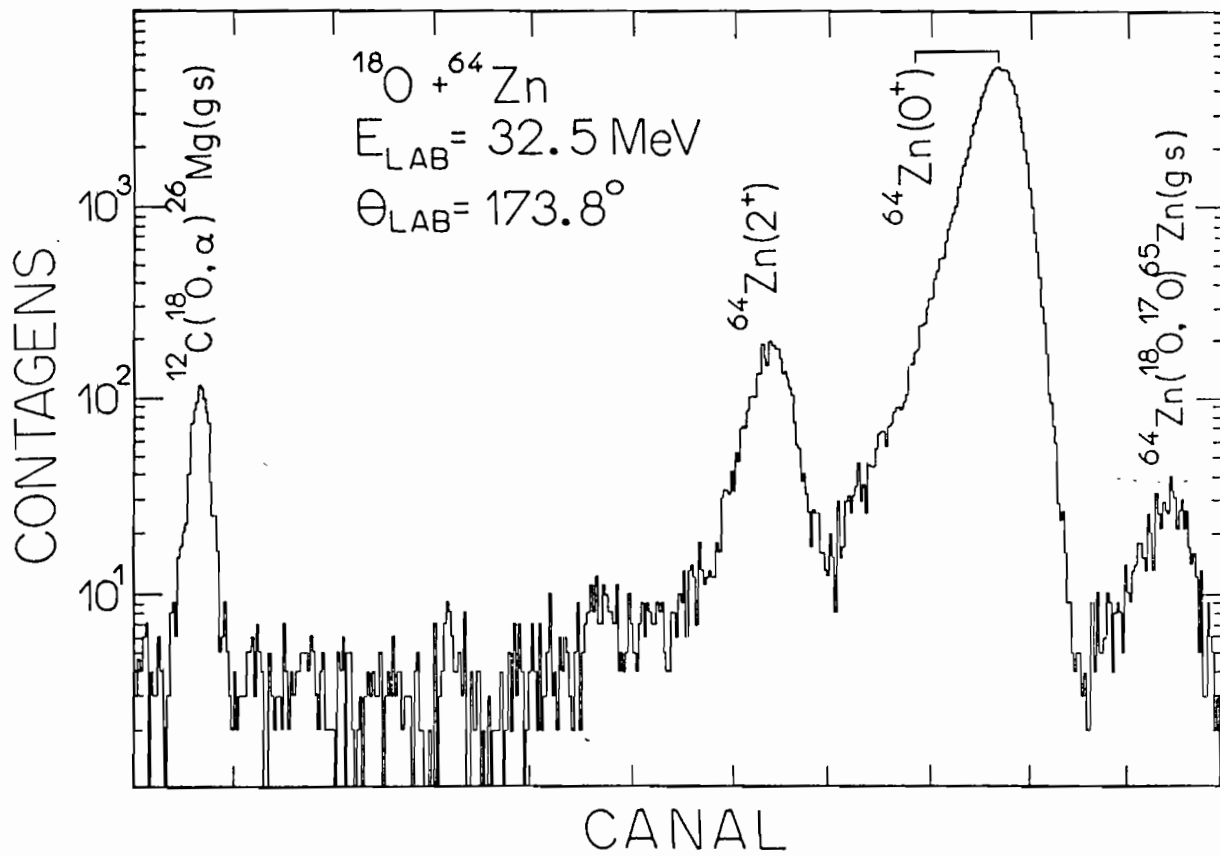


Fig.5.7. Espectro de ^{18}O , de energia incidente abaixo da barreira coulombiana, espalhado por ^{64}Zn .

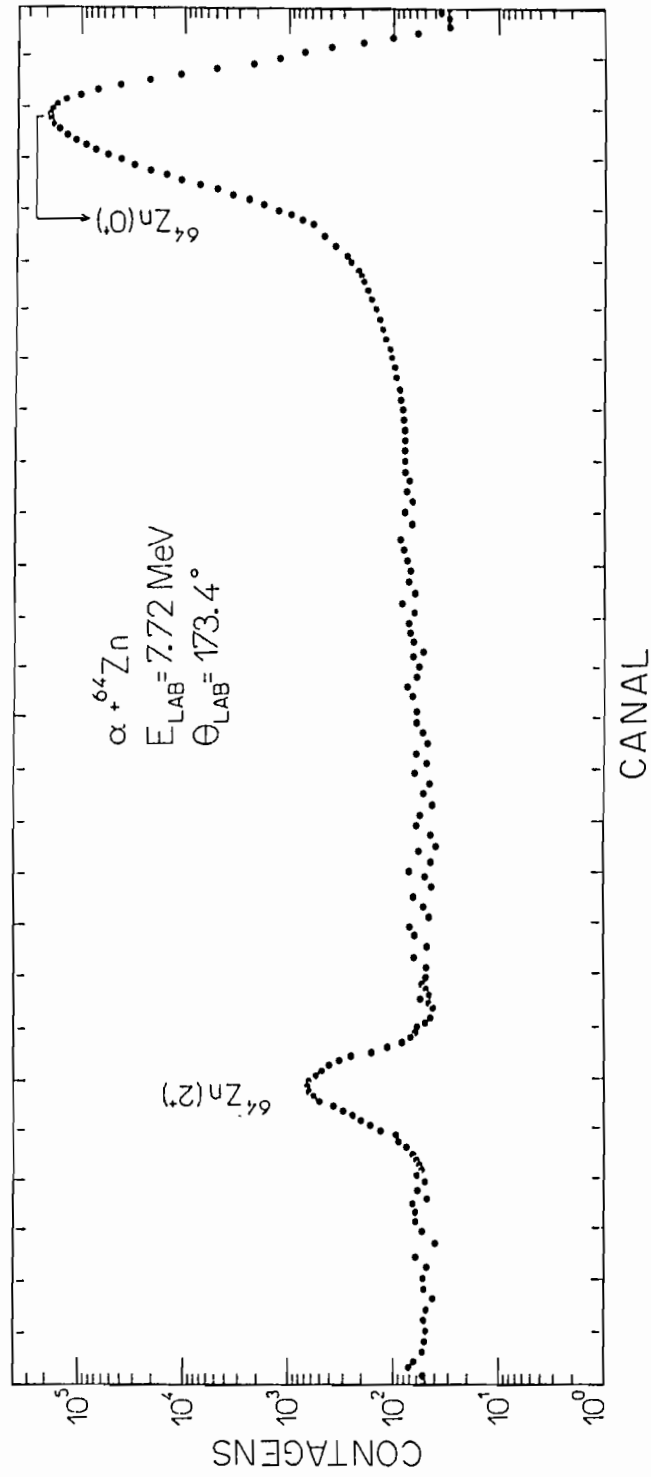


Fig.5.8. Espectro de partículas alfa, de energia incidente abaixo da barreira coulombiana, espalha das por ${}^{64}\text{Zn}$.

5.5. O Espectrógrafo Magnético e o Sistema de Detecção

As distribuições angulares de espalhamento elástico e inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn foram obtidas utilizando-se um espectrógrafo magnético de peças polares divididas (*Cr 78*) acoplado a uma câmara de espalhamento. Os íons espalhados foram detetados com um detetor proporcional E- Δ E, sensível à posição (*Ko 83 e Ta 88*), colocado no plano focal do espectrógrafo.

O uso do espectrógrafo magnético foi muito importante nestas medidas dados os grandes valores do alargamento cinemático para ângulos menores que 120° (≈ 320 keV/grau para o espalhamento de ^{18}O de 49 MeV a 65°). Além disto, a utilização do detetor E- Δ E sensível à posição permite a determinação simultânea de energia, perda de energia, e posição do íon espalhado, e com a aquisição de dados multiparamétricos para cada evento, é possível a identificação de eventuais contaminantes provenientes de outras reações.

Um esquema do arranjo experimental utilizado é mostrado na figura 5.9. O feixe proveniente do acelerador penetra na câmara de espalhamento e é colimado por duas fendas que definem o objeto para o espectrógrafo magnético. Para verificação da espessura dos alvos e da direção do feixe durante as medidas, e também para a normalização das seções de choque experimentais foram utilizados dois detetores de barreira de superfície localizados a $\pm 30.6^\circ$ em relação à direção do feixe incidente.

O detetor proporcional utilizado no plano focal do espectrógrafo magnético é constituído por uma câmara de arrasto sensível à posição associada a uma câmara de ionização que permite a obtenção dos sinais de energia residual e de perda de energia do íon. A figura 5.10 apresenta um corte transversal deste detetor.

Na figura 5.11 acha-se esquematizado o diagrama de blocos da eletrônica utilizada na análise dos pulsos do detetor E- Δ E. Os pulsos provenientes da linha de atraso fornecem a informação da posição em que a partícula incide no detetor. Esta informação é obtida a partir da determinação da diferença entre os tempos de

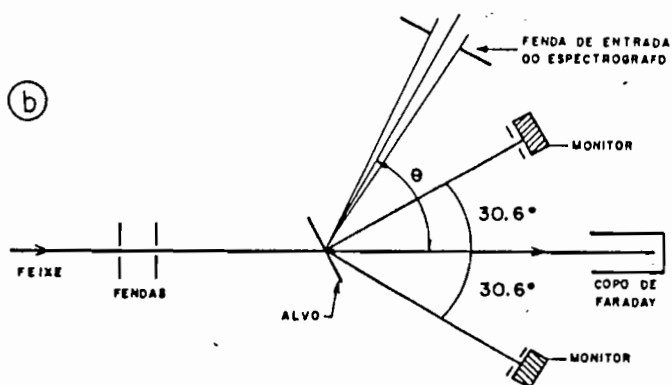
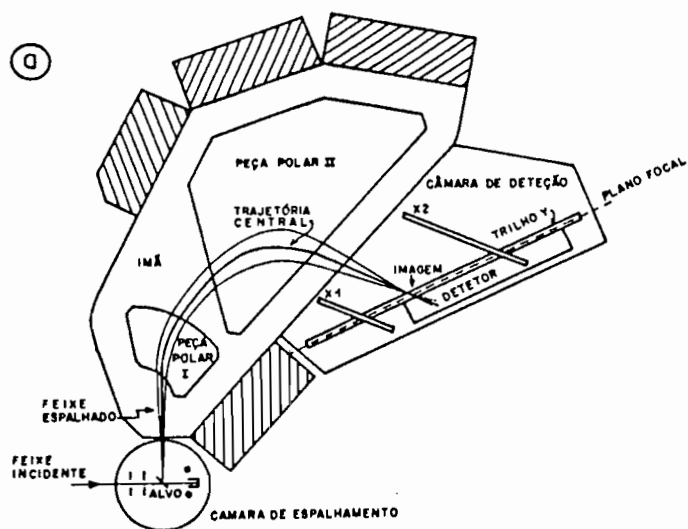


Fig.5.9. a) Esquema da câmara de espalhamento, espectrógrafo magnético e câmara de detecção utilizados no presente trabalho. O feixe espalhado é analisado pelo espectrógrafo magnético e focalizado no plano focal onde é colocado o detetor sensível à posição. X_1 e X_2 são trilhos que permitem deslocar o detetor.
 b) Esquema da montagem da câmara de espalhamento.

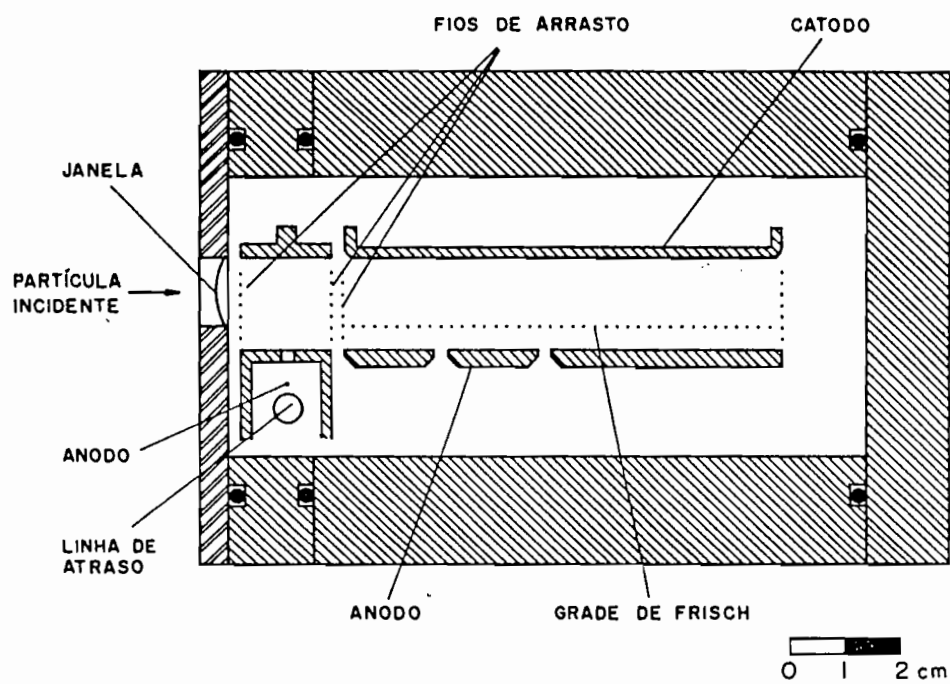


Fig.5.10. Corte transversal do detetor E- Δ E sensível à posição utilizado no plano focal do espectrógrafo magnético.

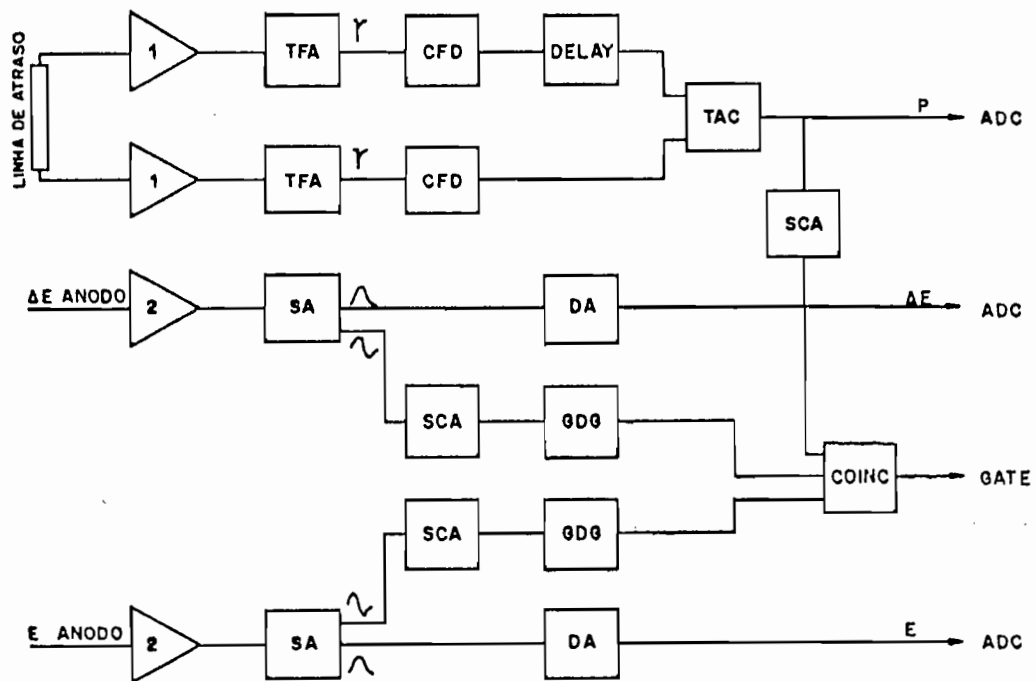


Fig.5.11. Diagrama de blocos da eletrônica utilizada para a análise dos pulsos provenientes do detetor E- ΔE sensível à posição. 1 representa pré-amplificador rápido; 2, pré-amplificador sensível à carga; TFA, amplificador rápido; CFD, discriminador de fração constante; TAC, conversor tempo-amplitude; SA, amplificador espectroscópico; SCA, analisador monocanal; GDS, gerador de sinal de coincidência e DA, amplificador com atraso temporal.

propagação dos pulsos até cada extremidade da linha. Os pulsos relativos à posição, energia residual do íon e perda parcial de energia são tratados e levados a um circuito de coincidência que verifica a existência dos três sinais dentro de um intervalo de tempo pré-fixado. Quando ocorre a coincidência em tempo dos três sinais, estes são convertidos por conversores análogo-digitais e armazenados, evento por evento, em fitas magnéticas. Para cada evento são armazenados três sinais: de posição, de energia e de perda de energia. A resolução em posição obtida, tipicamente de 3.0 mm, é devida à espessura do alvo e corresponde em energia a uma resolução de 140 keV.

Na figura 5.12 é apresentado um espectro biparamétrico, onde se observam as faixas correspondentes às massas 16, 17, 18 para os estados de carga 7^+ e 8^+ dos íons de oxigênio incidentes no detetor. Na figura 5.13 é apresentada a "projeção" da faixa de massa 18 deste espectro sobre o eixo relativo à posição de incidência da partícula ao longo do plano focal do espectrógrafo, para o estado de carga 7^+ . A figura 5.14 mostra a "projeção" da faixa de massa 17 sobre o eixo de posição. Note-se que a aquisição de dados com o detetor sensível à posição permitiu a separação entre os grupos de partículas provenientes da reação $^{64}\text{Zn}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{65}\text{Zn}$ e os de espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn , com excitação do projétil.

Os íons emergentes do alvo possuem uma distribuição de estados de carga que depende tanto de sua velocidade e de seu número atômico, como do número atômico e da espessura do alvo. Íons com diferentes estados de carga defletidos pelo espectrógrafo magnético incidem em posições diferentes ao longo do plano focal. Por este motivo, para a obtenção das seções de choque experimentais é necessário o conhecimento da distribuição de estados de carga do íon detetado. Durante os experimentos foram determinadas as probabilidades dos estados de carga do ^{18}O , em função da energia dos íons espalhados por ^{64}Zn , e os resultados destas medidas comparados com previsões teóricas (Ma 68) estão apresentados na figura 5.15.

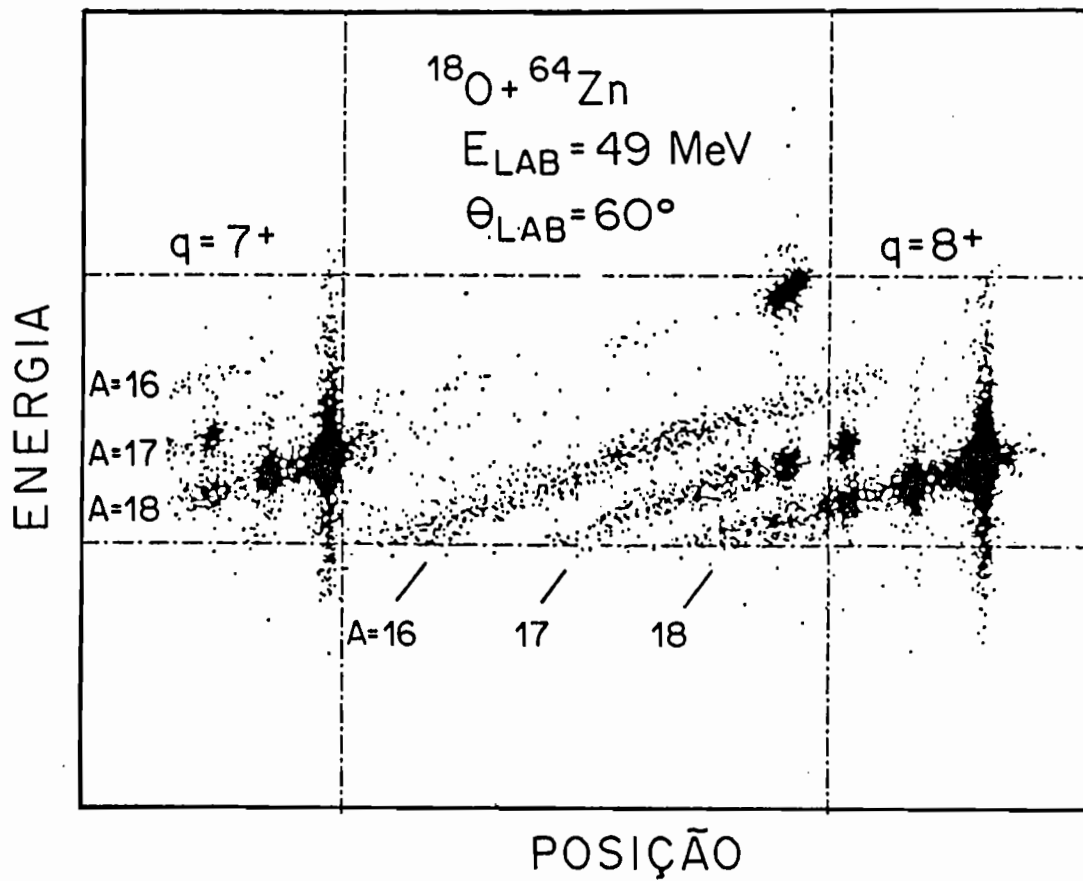


Fig.5.12. Representação bidimensional de um espectro multiparamétrico do espalhamento ^{18}O por ^{64}Zn , para os parâmetros de energia residual e posição de incidência da partícula ao longo do plano focal do espectrógrafo magnético.

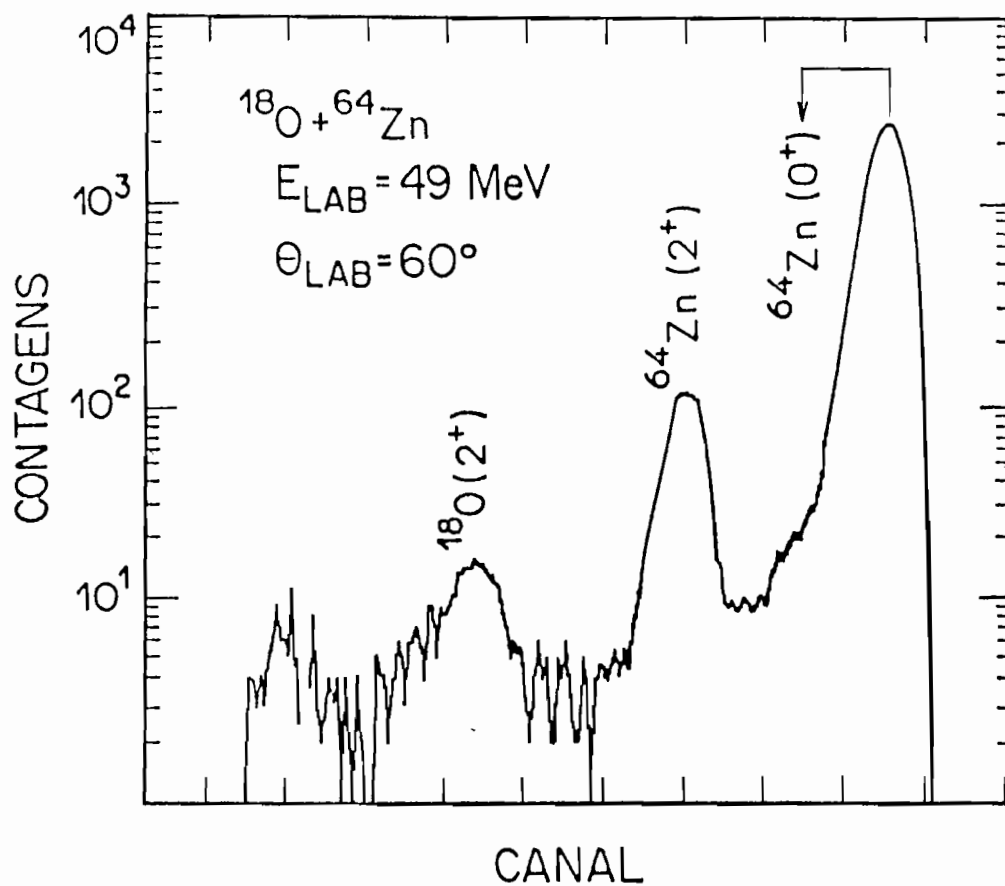


Fig.5.13. Projeção em posição de incidência do espectro multiparamétrico da Fig. 5.12 para a faixa de massa 18 e estado de carga 7⁺.

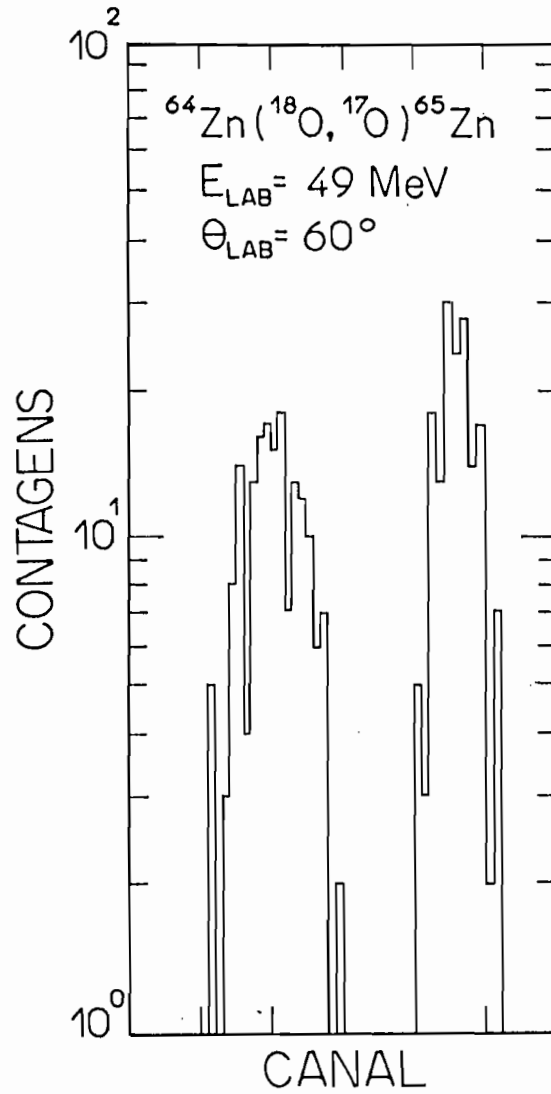


Fig.5.14. Projeção em posição de incidência do espectro multiparamétrico da Fig. 5.12 para a faixa de massa 17 e estado de carga 7^+ .

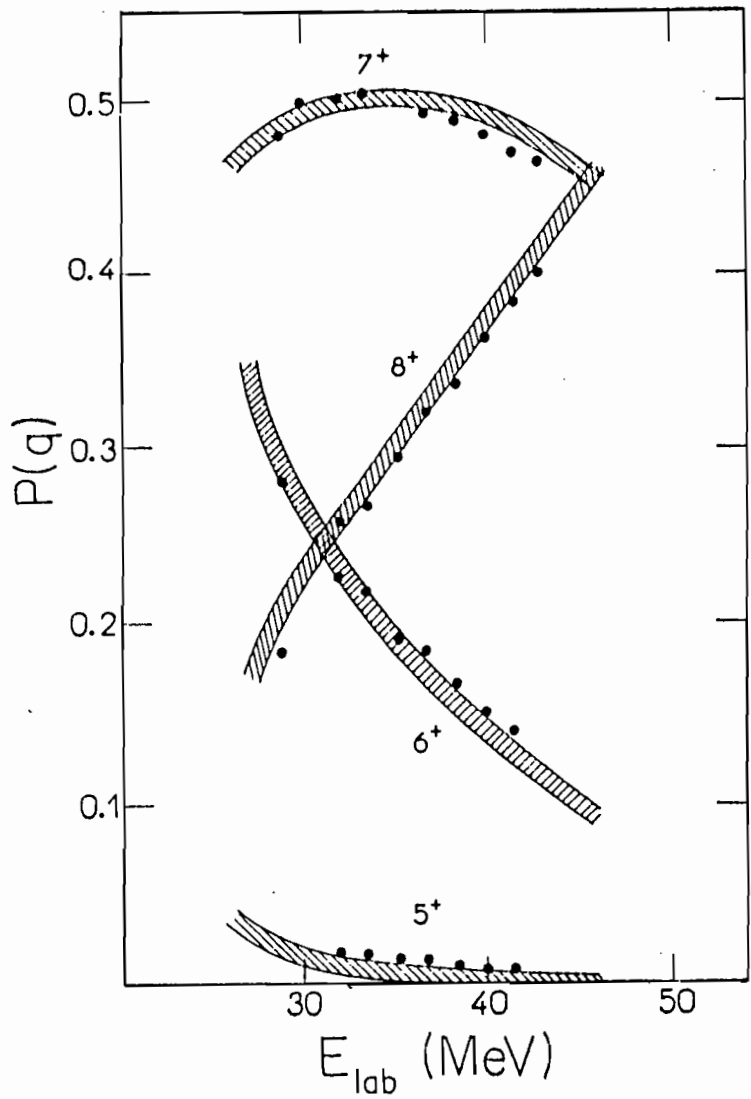


Fig.5.15. Probabilidades dos estados de carga do ^{18}O espalhado por ^{64}Zn em função da energia. Os pontos são experimentais e as faixas hachuradas representam os valores teóricos com incertezas decorrentes da leitura dos gráficos de Ma 68.

6. MEDIDAS DO EFEITO DE REORIENTAÇÃO NA EXCITAÇÃO COULOMBIANA

Para a determinação experimental da probabilidade reduzida de transição $B(E2)$ e do momento de quadrupolo estático Q_{2+} , através do efeito de reorientação na excitação coulombiana, são necessárias ao menos duas medidas, em condições experimentais diferentes, da probabilidade de excitação $P_{0+ \rightarrow 2+}$ do primeiro estado excitado 2^+ do núcleo. Neste trabalho foram determinados valores da probabilidade de excitação do 1º estado 2^+ do ^{64}Zn através de medidas do espalhamento de ^4He , ^{16}O e ^{18}O em ângulos traseiros.

A opção por medidas do retroespalhamento de projéteis de massas diferentes está discutida no capítulo 3 deste trabalho. Sendo a reorientação um efeito de 2ª ordem, as medidas de $P_{0+ \rightarrow 2+}$ devem ser realizadas com grande precisão. A necessidade de espectros que apresentem boa resolução em energia, com os picos correspondentes ao espalhamento elástico e inelástico separados, exige cuidados especiais na realização das experiências. Tais cuidados foram tomados e estão discutidos no capítulo 5 deste trabalho.

6.1. Determinação das Probabilidades Experimentais de Excitação

A probabilidade experimental de excitação (R_{exp}) do primeiro estado 2^+ é definida como a razão entre as seções de choque de espalhamento elástico e inelástico:

$$R_{\text{exp}} = \frac{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{2+}^{\text{lab}}}{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{0+}^{\text{lab}}} \quad (6.1)$$

Neste trabalho os valores de R_{exp} foram obtidos utilizando-se um programa de computador (Sa 75) que ajusta os espectros supondo que todos os picos tenham a mesma forma. O pico adotado como padrão é o do espalhamento elástico nas vizinhanças do

máximo e no lado de alta energia. A cauda de baixas energias do pico padrão é descrita pela exponencial de uma hipérbole. Os espectros são ajustados variando-se os parâmetros que definem a hipérbole e as alturas dos picos relativas ao pico padrão, com o critério de minimizar a função χ^2 . Este tipo de análise de espectros já foi testado e utilizado em outros trabalhos (Be 72, Be 78, Hi 84), tendo se mostrado adequado.

A figura 6.1 apresenta um ajuste obtido para o espectro de ^{16}O de 34.881 MeV espalhado por ^{64}Zn no ângulo de laboratório de 173.8° . As contribuições dos isótopos ^{66}Zn e ^{68}Zn foram descontadas nos ajustes dos espectros subtraindo as intensidades correspondentes normalizadas relativamente à concentração isotópica determinada pelo fornecedor do material dos alvos.

Com a intenção de identificar possíveis contaminantes nos espectros, foram realizadas medidas do espalhamento de ^4He , ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn em várias energias incidentes e em diferentes ângulos de espalhamento, com o mesmo alvo. Foi feito um estudo comparativo cuidadoso destes espectros e não foram observados contaminantes do alvo presentes na região dos picos de espalhamento elástico e inelástico. A presença de impurezas com massas próximas à do zinco, tais como Fe, Ni e Ge, seria detetada com picos resolvidos nos espectros de espalhamento de partículas alfa. Estes possíveis picos não foram observados em nenhum dos espectros. A contribuição de eventual contaminação de cobre no alvo foi estimada como sendo menor que 0.5% na probabilidade de excitação pois uma contribuição maior que esta afetaria a forma do pico correspondente ao espalhamento elástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn , o que não se observa.

Nos espectros de espalhamento de ^{18}O foram identificados picos provenientes da reação $^{12}\text{C}(^{18}\text{O}, \alpha)^{26}\text{Mg}$ no carbono presente no alvo, para o estado fundamental e alguns estados excitados do ^{26}Mg . Não foram incluídos na análise dos dados os espectros nos quais havia grupos de partículas alfa sob os picos de espalhamento elástico ou inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn . Quando parcialmente resolvidos, os picos provenientes desta reação foram subtraídos do espectro com a mesma forma que apresentam quando estão separados.

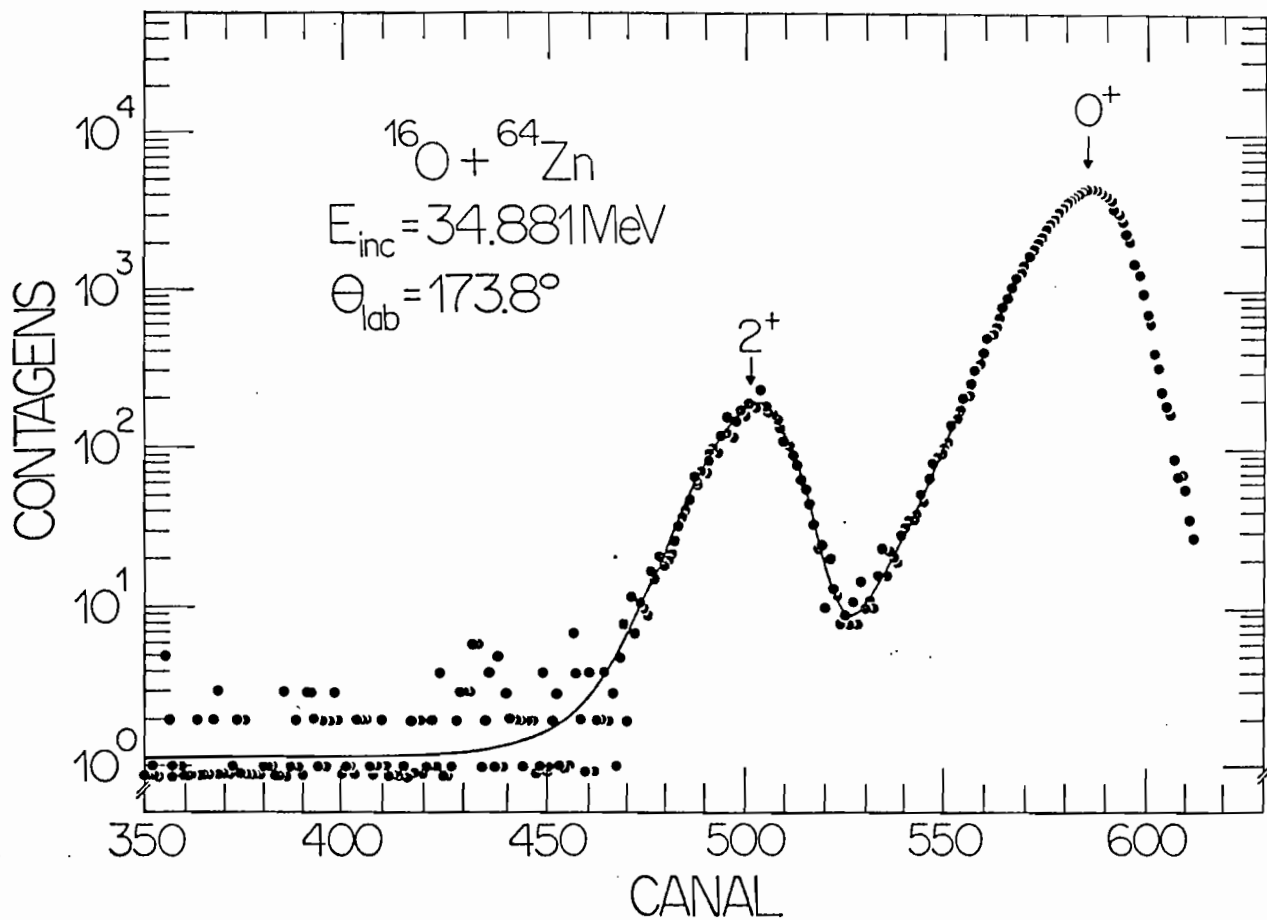


Fig.6.1. Espectro de ^{16}O retroespalhado por ^{64}Zn . Os grupos de partículas assinalados com 0^+ e 2^+ correspondem respectivamente ao espalhamento elástico e inelástico populando o 1º estado 2^+ ($E = 0.992 \text{ MeV}$) do ^{64}Zn . A linha cheia é o resultado do ajuste do espectro.

Estimou-se que este procedimento contribui com uma incerteza menor que 0.3% no valor da probabilidade experimental de excitação. Estas considerações levaram à atribuição de uma incerteza de 0.5% nos valores de R_{exp} devido à contaminação do alvo.

A tabela 6.1 apresenta os resultados das probabilidades experimentais de excitação obtidas neste trabalho. Deve-se ressaltar que a maior parte dos valores de R_{exp} tem incertezas estatísticas da ordem de 2% ou menores.

6.2. Determinação da Probabilidade Reduzida de Transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e do Momento de Quadrupolo Estático Q_{2^+}

A determinação dos valores de Q_{2^+} e $B(E2)$ para o primeiro estado do ^{64}Zn foi feita através da comparação entre as probabilidades experimentais de excitação (R_{exp}) e as calculadas na aproximação semiclássica de múltipla excitação coulombiana (R_{comp}) com o programa de computador de Winther e de Boer (Wi 66). Este programa resolve numericamente o conjunto de equações acopladas (3.11) discutido no capítulo 3 deste trabalho.

A aproximação semiclássica de múltipla excitação coulombiana é válida quando a excitação do estado 2^+ do núcleo devido à interação nuclear forte é desprezível. Na figura 6.2 está apresentada a variação da razão R_{exp}/R_{comp} em função da energia incidente e da distância S de máxima aproximação numa colisão frontal

$$E_{inc} = \frac{1.44 Z_1 Z_2 \left[1 + \frac{A_1}{A_2} \right]}{\left[1.2 \left[A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right] + S(\text{fm}) \right]} \quad [\text{MeV}] \quad (6.2)$$

Esta figura mostra claramente que os dados utilizados neste trabalho para a determinação de $B(E2)$ e Q_{2^+} (tabela 6.1) foram obtidos a energias incidentes para as quais, dentro das

Tabela 6.1. Probabilidades experimentais de excitação (R_{exp}) e suas incertezas estatísticas

Projétil	E_{lab} (MeV)	θ_{lab} (graus)	R_{exp} ($\times 10^3$)	Erro Estatístico (%)
^4He	8.221	120.0	3.33	1.0
	7.975	120.0	2.62	1.0
	7.725	173.4	2.79	1.1
		120.0	2.20	1.0
^{16}O	35.377	150.0	41.7	4.5
	34.881	173.8	39.6	1.7
	33.885	150.0	38.7	2.8
		173.8	32.5	1.8
^{18}O	32.491	173.8	22.5	2.2
	31.970	173.8	19.0	2.1
	31.486	173.8	18.0	2.2
	30.486	173.8	14.6	2.0

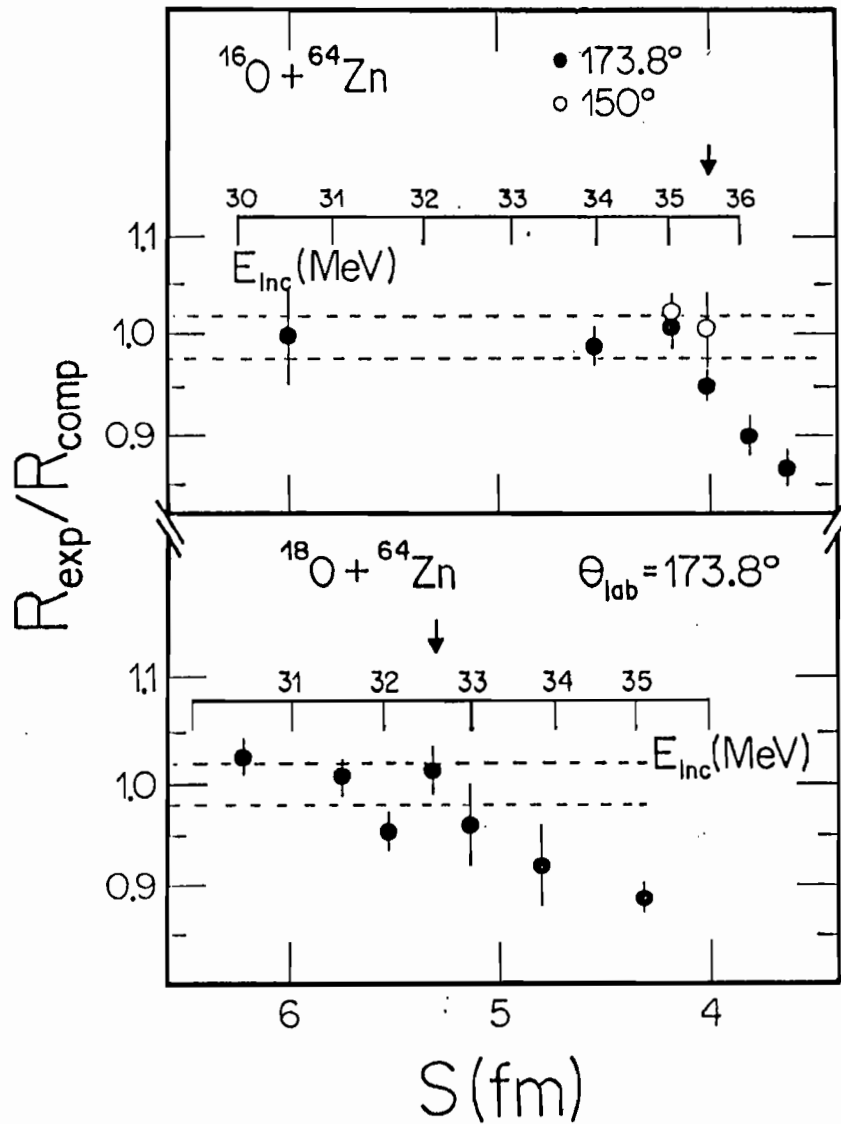


Fig.6.2. Razão entre as probabilidades de excitação experimental e calculada ($R_{\text{exp}}/R_{\text{comp}}$) do 1° estado 2^+ do ^{64}Zn como função da distância de máxima aproximação S (veja o texto) e da energia incidente para projéteis de ^{16}O e ^{18}O . As linhas pontilhadas indicam a região de excitação puramente eletromagnética dentro da incerteza experimental. As flexas apontam as mais altas energias incidentes adotadas na análise do efeito de reorientação.

incertezas experimentais, a interação pode ser considerada como puramente eletromagnética.

Na determinação dos valores de R_{comp} , os elementos de matriz de quadrupolo elétrico $M_{12} = [B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)]^{1/2}$ e $M_{22} = -1.319 Q_{2+}$ são tratados como parâmetros livres. Foram incluídos nos cálculos os 5 primeiros estados nucleares do ^{64}Zn . Os valores dos elementos de matriz correspondentes $M_{ij} = \langle I_j || M(E2) || I_i \rangle$ foram extraídos das referências Si 78, Si 80, Dr 82 e Pa 85 e estão mostrados na tabela 6.2.

Os resultados da análise dos dados estão exibidos em forma gráfica na figura 6.3, onde a razão $R_{\text{exp}}/R_{\text{comp}}(Q=0)$ é apresentada em função do "parâmetro de sensibilidade" ρ definido pela relação (Bo 68):

$$R_{\text{comp}}(Q) = R_{\text{comp}}(Q=0)(1+\rho Q)$$

Nesta expressão, $R_{\text{comp}}(Q)$ e $R_{\text{comp}}(Q=0)$ são as probabilidades de excitação do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn calculadas com valores do momento de quadrupolo estático $Q_{2+}=Q$ e $Q_{2+}=0$ respectivamente. O valor de $B(E2)$ utilizado nos cálculos de $R_{\text{comp}}(Q)$ e $R_{\text{comp}}(Q=0)$ está apresentado na 1ª coluna da tabela 6.3. As barras de erro, na figura 6.3, representam as incertezas nos valores da razão $R_{\text{exp}}/R_{\text{comp}}$ calculadas pela combinação quadrática entre as incertezas estatísticas (tabela 6.1), as incertezas nos ajustes dos espectros ($\approx 0.5\%$ para ^{16}O e ^{18}O , e $\approx 1\%$ para ^4He), as incertezas provenientes de contaminação do alvo ($\approx 0.5\%$), as incertezas que refletem a indeterminação da energia incidente ($\approx 1\%$) e as incertezas no ângulo de espalhamento ($\approx 0.3\%$ para ^{16}O e ^{18}O e $\approx 0.6\%$ para ^4He espalhados a 174° ; $\approx 1\%$ para ^{16}O espalhados a 150° e $\approx 2\%$ para ^4He espalhados a 120°).

As probabilidades de excitação calculadas são sensíveis ao sinal do termo de interferência $M_{12} M_{25} M_{51}$ entre a excitação direta do primeiro estado 2^+ e a excitação através de um estado 2^+ ,

Tabela 6.2. Níveis de energia e elementos de matriz (M_{ij}) do operador E2 (em eb) usados nos cálculos de múltipla excitação coulombiana (Si 78, Si 80, Dr 82, Pa 85)

Nível	J^π	Energia de excitação (MeV)	1	2	3	4	5
1	0^+	0.0	0.0	M_{12}	0.043	0.0	0.0
2	2^+	0.9915	M_{12}	M_{22}	0.544	0.0096	0.663
3	2^+	1.7994	0.043	0.544	0.0	0.317	0.0
4	0^+	1.9103	0.00	0.0096	0.317	0.0	0.0
5	4^+	2.307	0.00	0.663	0.0	0.0	0.0

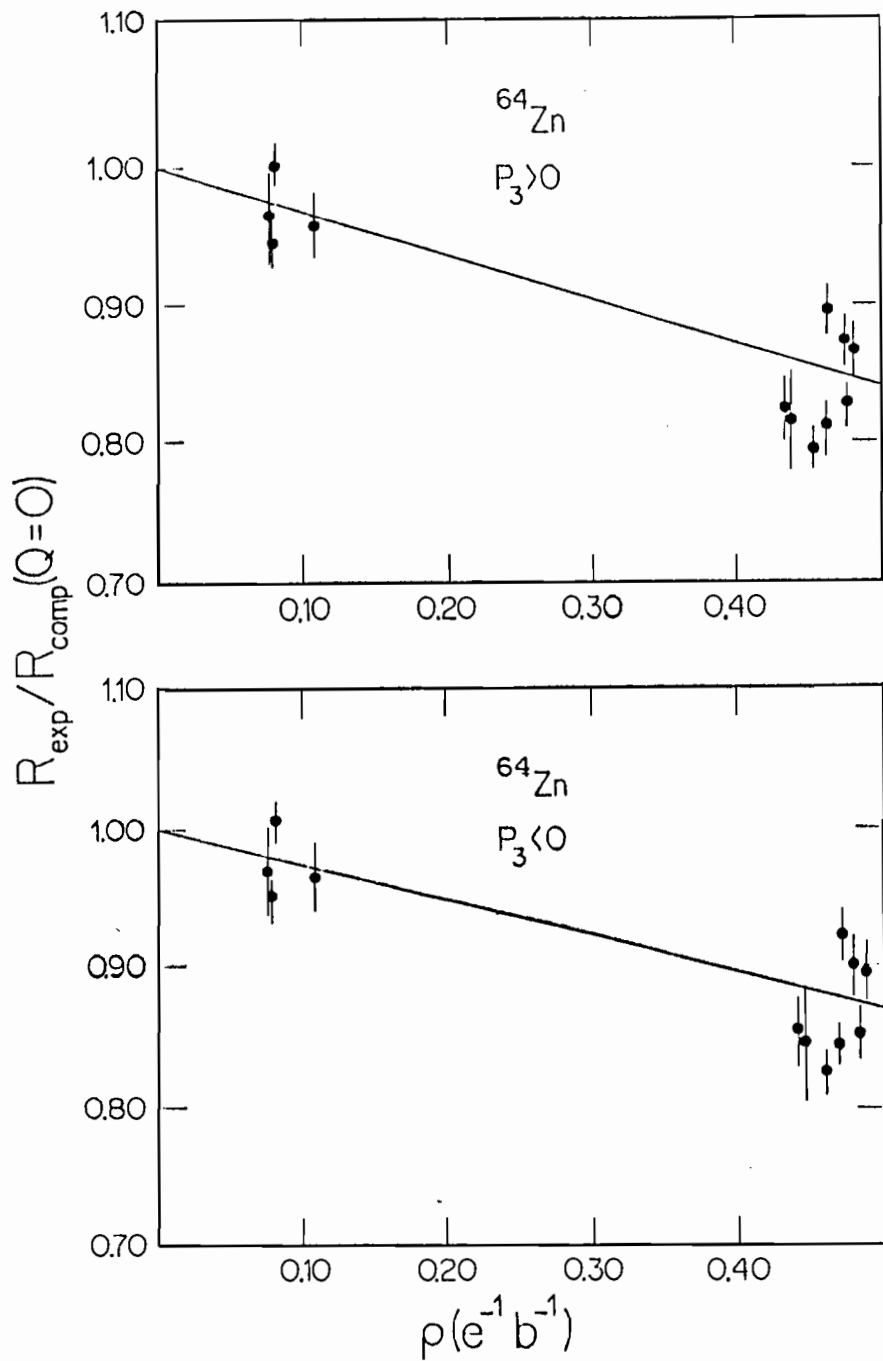


Fig.6.3. A razão $R_{\text{exp}}/R_{\text{comp}}(Q=0)$ como função do parâmetro de sensibilidade ρ , calculado para ambos os sinais do termo de interferência $P_3 = M_{12} M_{23} M_{31}$ (veja o texto). As linhas são o ajuste aos dados para o valor de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ da Tabela 6.3. Os pontos com $\rho < 0.1 e^{-1}b^{-1}$ correspondem aos espalhamentos de partículas alfa.

Tabela 6.3. Valores de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} para o primeiro estado excitado do ^{64}Zn determinados neste trabalho (Sa 88).

$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ ($e^2 b^2$)	Q_{2^+} (eb)	Sinal do termo de interferência ^(*)
0.168 ± 0.004	-0.32 ± 0.06	+
0.168 ± 0.004	-0.26 ± 0.06	-

* Sinal do produto de elementos de matriz $P_3 = M_{12} M_{23} M_{31}$

intermediário. Neste trabalho foram determinados os valores de $B(E2)$ e Q_{2+} do primeiro estado do ^{64}Zn para os dois sinais do produto $P_3 = M_{12} M_{23} M_{31}$. O valor de $B(E2)$ não é sensivelmente afetado por este sinal mas o valor de Q_{2+} depende do sinal de P_3 .

Os resultados da probabilidade reduzida de transição $B(E2)$ e do momento de quadrupolo estático Q_{2+} do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn obtidos neste trabalho estão apresentados na tabela 6.3. As incertezas nos valores de $B(E2)$ e Q_{2+} são devidas às incertezas em $R_{\text{exp}}/R_{\text{comp}}$, explicitadas acima, e às incertezas nos elementos de matriz $M_{ij}(E2)$.

Foram considerados na análise dos dados, os efeitos devidos à perda de energia na amostra (No 70), à blindagem eletrônica (Sa 69) e à polarização do vácuo (Fo 54, Ch 72). Estes efeitos são levados em conta através de pequenas correções nos valores das energias incidentes. A correção devida à perda de energia na amostra é $\approx 6\text{keV}$ no espalhamento de ^4He , $\approx 28\text{keV}$ no espalhamento de ^{16}O e $\approx 10\text{keV}$ no espalhamento de ^{18}O . O efeito de blindagem eletrônica é considerado através de um acréscimo de $\approx 29\text{keV}$ na energia incidente de ^{16}O e ^{18}O e de $\approx 7\text{keV}$ na energia de ^4He . A correção devido à polarização do vácuo é $\approx -100\text{keV}$ na energia de ^{16}O e ^{18}O , e $\approx -25\text{keV}$ na energia de ^4He .

6.3. Discussão dos Resultados

A tabela 6.4 apresenta valores de $B(E2)$ e Q_{2+} do primeiro estado do ^{64}Zn obtidos neste e em outros trabalhos experimentais. O valor de $B(E2)$ determinado neste trabalho está em bom acordo com as demais medidas. O único valor de $B(E2)$ (Ne 76) diferente do resultado deste trabalho foi obtido com o ajuste de dados de espalhamento de elétrons com o modelo de Tassie modificado (Ta 56), sendo, portanto, uma determinação dependente de modelo. Uma análise posterior (Ne 77) dos mesmos dados acrescidos de novas medidas resultou nos valores $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (0.145 \pm .0020) e^2 b^2$, $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (0.1470 \pm 0.0015) e^2 b^2$ e $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (0.162 \pm 0.009) e^2 b^2$ obtidos respectivamente com o modelo de Tassie modificado, com o modelo gaussiano e com o método de Fourier-Bessel. Pode-se

observar que a determinação com o método de Fourier-Bessel está de acordo com o resultado obtido neste trabalho. Cabe ainda salientar que o valor de $B(E2)$ da referência *Th75* foi determinado usando como alvo uma amostra de zinco natural. A medida de $B(E2)$ do presente trabalho, além de ser independente de modelo, tem a menor incerteza experimental.

O sinal negativo do momento de quadrupolo estático do primeiro estado excitado do ^{64}Zn , independente do sinal do termo de interferência, indica uma forma prolata para este núcleo. Existem duas determinações experimentais, anteriores a esta, do valor de Q_{2+} do ^{64}Zn . Nestes dois trabalhos (*Li 72 e Ne 76*) os valores de Q_{2+} foram obtidos através de medidas de fator de forma do espalhamento de elétrons, considerando a excitação dos estados 2_1^+ e 2_2^+ do ^{64}Zn em termos de um modelo fenomenológico de vibrador anarmônico. Estes valores de Q_{2+} são, portanto, dependentes de modelo e as incertezas atribuídas a estas medidas, baseadas apenas na qualidade do ajuste dos dados, não refletem esta dependência. No presente trabalho é apresentada a primeira determinação de Q_{2+} para o ^{64}Zn independente de modelo. O valor obtido é significativamente maior que os encontrados através de medidas de espalhamento de elétrons.

Nas tabelas 6.5 e 6.6 estão apresentadas as previsões de modelos para os valores da probabilidade de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e para o momento de quadrupolo estático Q_{2+} do núcleo ^{64}Zn . Nestas tabelas estão os resultados de cálculos com o modelo de camadas (SM); modelo quasipartícula-fonon (QPM); modelo de bósons interatuantes (IBM); modelo de vibração de aglomerados de partículas (CVM); modelo do caroço rotacionalmente invariante (RIC); Hartree-Fock Bogoliubov (HFB) e Hartree-Fock projetado (PHF).

Apenas o valor de $B(E2)$ calculado com IBM está de acordo com a presente determinação experimental. O resultado de Q_{2+} obtido neste trabalho através de medidas do efeito de reorientação é compatível com o valor do modelo rotacional e favorece os cálculos de Hartree-Fock e o modelo de camadas em relação aos outros modelos (tabela 6.6).

Comparando as previsões teóricas destes e de outros parâmetros da estrutura nuclear do ^{64}Zn com os resultados experimentais, pode-se concluir que nenhum destes modelos descreve de maneira completamente satisfatória este núcleo. Os modelos que têm sucesso na descrição de certas propriedades do ^{64}Zn , por exemplo, das energias de excitação dos estados nucleares, falham na previsão de outras características deste núcleo, como por exemplo, dos valores das probabilidades de transições eletromagnéticas entre níveis. Uma descrição mais completa e significativa dos núcleos de zinco deve considerar o comportamento sistemático dos vários isótopos, e para isto há ainda necessidade de novos resultados experimentais e teóricos.

Tabela 6.4. Valores experimentais de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e Q_{2^+} para o primeiro estado excitado do ^{64}Zn .

$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ ($e^2 b^2$)	Q_{2^+} (eb)	Sinal do termo de interferência ^(*)	Referência (experiência)
0.168 ± 0.004	-0.32 ± 0.06	+	presente trabalho ⁺ (reorientação)
0.168 ± 0.004	-0.26 ± 0.06	-	presente trabalho ⁺ (reorientação)
0.170 ± 0.015			St 62 (α, α')
0.161 ± 0.012			Th 75 ($\alpha, \alpha' \gamma$)
0.162 ± 0.009			Ne 77 (e, e')
0.155 ± 0.009	-0.124 ± 0.012		Ne 76 (e, e')
	-0.135 ± 0.016		Li 72 (e, e')

* Sinal do produto dos elementos de matriz $P_3 = M_{12} M_{23} M_{31}$

⁺ Sa 88

Tabela 6.5. Valores da probabilidade reduzida de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ para o primeiro estado excitado do ^{64}Zn previstos por modelos.

$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ ($e^2 b^2$)	Modelo	Referência
.145	SM	Hi 76
.140	QPM (caroço de ^{56}Ni)	Vr 78
.157	QPM (caroço de ^{40}Ca)	Vr 78
.169	IBM	Si 80
.145	HFB	Sh 80
.130	PHF	Ah 82

Tabela 6.6. Previsões teóricas para o momento de quadrupolo estático Q_{2+} do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn .

Q_{2+}	Modelo	Referência
-0.37	Modelo Rotacional	(*)
-0.29	SM	Hi 76
-0.35	SM	Hi 76
-0.15	CVM	Lo 78
-0.22	CVM	Lo 78
-0.02	QPM (caroço de ^{40}Ca)	Vr 78
-0.082	QPM (caroço de ^{56}Ni)	Vr 78
-0.18	RIC	Za 78
-0.32	HFB	Sh 80
-0.33	PHF	Ah 82
-0.154	IBM	Dr 82

* $|Q_{2+}^{\text{rot}}| = 0.9059 \left[B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) \right]^{1/2}$

7. ESPALHAMENTOS ELÁSTICO E INELÁSTICO DE ^{16}O E ^{18}O POR ^{64}Zn

7.1. Resultados Experimentais

Com o procedimento experimental descrito no capítulo 5 deste trabalho, foram medidas as distribuições angulares e funções de excitação dos espalhamentos elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn , em energias incidentes em torno da barreira coulombiana. No capítulo 5, estão explicitadas quais as colisões estudadas e são mostrados e discutidos espectros representativos das medidas efetuadas.

As seções de choque experimentais foram determinadas a partir da razão entre o número de partículas espalhadas elasticamente pelo núcleo alvo, nos ângulos do detetor e do monitor. Nos ângulos em que estavam os monitores, e para as energias em que foram realizados os experimentos, o espalhamento de íons de oxigênio por zinco é descrito pela expressão de Rutherford. Para algumas colisões, as seções de choque experimentais foram obtidas a partir da razão entre o número de partículas espalhadas elasticamente por zinco e pelo ouro do alvo. O espalhamento de ^{16}O e ^{18}O por Au, nas energias e ângulos em que foram realizadas as medidas é o espalhamento Rutherford. As seções de choque de espalhamento elástico, determinadas com os dois procedimentos, estão de acordo dentro de 0.8%. A análise dos espectros foi feita com o programa de ajuste (Sa 75) mencionado no capítulo 6 deste trabalho. As seções de choque absolutas foram obtidas normalizando os dados de espalhamento elástico em ângulos dianteiros (no caso das distribuições angulares) ou em baixas energias de incidência (no caso das funções de excitação) para as seções de choque de Rutherford. Para se considerar a distribuição dos estados de carga, nos experimentos realizados com o espectrógrafo magnético, foram determinadas as contagens relativas do espalhamento elástico de ^{18}O para os estados de carga 5^+ , 6^+ , 7^+ e 8^+ na região angular $30^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 90^\circ$ (figura 5.15).

As distribuições angulares e funções de excitação dos espalhamentos elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn , obtidas neste trabalho, estão apresentadas nas figuras 7.1 a 7.8. Nestas figuras, os pontos são experimentais e as barras de erro refletem as incertezas estatísticas e as incertezas nos ajustes dos espectros. Quando não há barra desenhada, esta incerteza é do tamanho do ponto ou menor. As linhas cheias e tracejadas são resultados de cálculos que serão discutidos nas próximas seções deste capítulo.

7.2. Distribuições Angulares do Espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn

As distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn , obtidas na energia incidente de 49 MeV no sistema de laboratório, estão apresentadas nas figuras 7.1 a 7.3. A figura 7.1 mostra a razão entre as seções de choque de espalhamento elástico e as de Rutherford em função do ângulo de espalhamento no sistema de centro de massa. A curva cheia representa o resultado do modelo óptico para as seções de choque de espalhamento elástico. Os cálculos foram realizados com o programa Abacus-3 (Au 78), que procura os parâmetros do potencial óptico com os quais se obtém o melhor ajuste entre as seções de choque experimentais de espalhamento elástico e as calculadas. A procura dos parâmetros é feita através de variações de seus valores, a partir de um conjunto inicial dado, usando o critério de minimizar a função χ^2 dada por:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left[\frac{\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{teorico}} - R \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{exp}}}{\Delta \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_{\text{exp}}} \right]^2 \quad (7.1)$$

onde N é o número de pontos experimentais; R é uma constante de normalização e $\Delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{exp}}$ é a incerteza da seção de choque experimental. Foram adotados como conjuntos de parâmetros iniciais

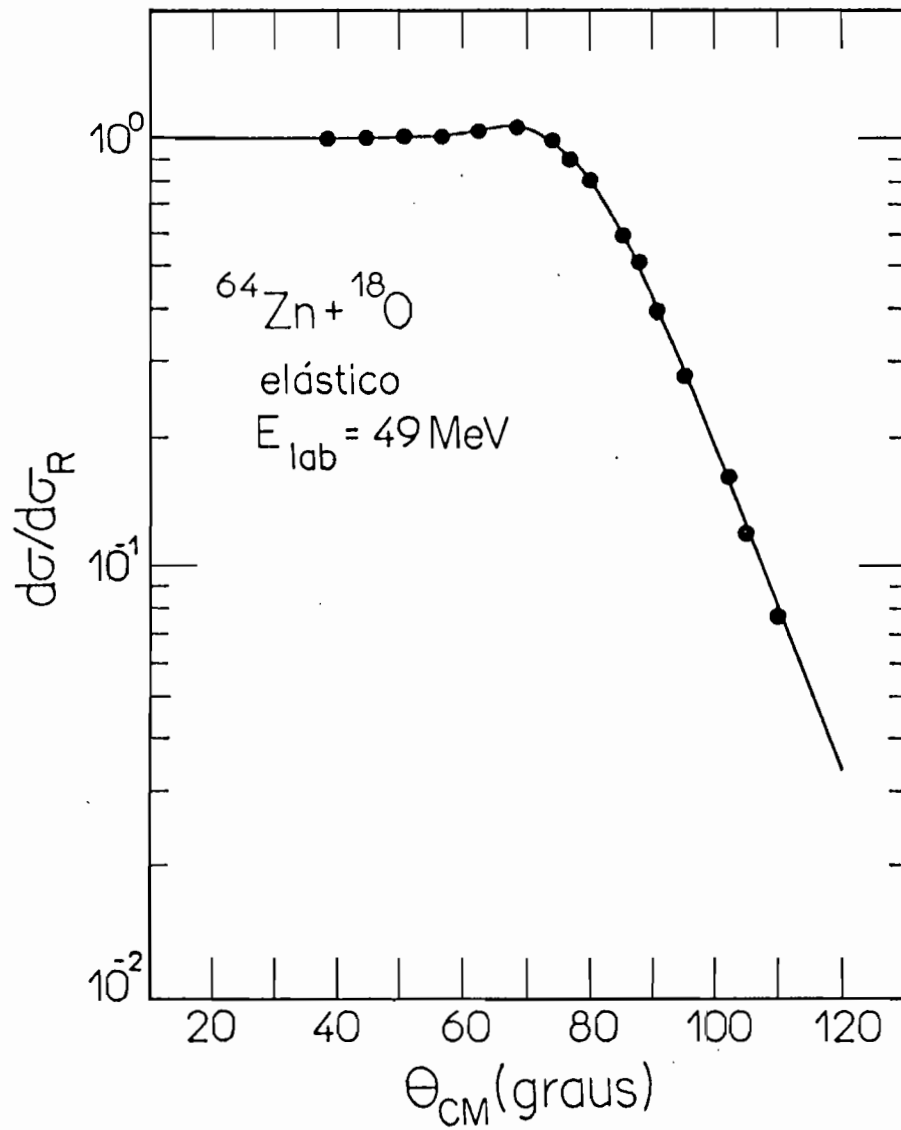


Fig.7.1. Razão entre as seções de choque de espalhamento elástico de ^{18}O por ^{64}Zn e as de Rutherford em função do ângulo de espalhamento. Os pontos são experimentais e a curva cheia é resultado de cálculos de modelo óptico com o conjunto I de parâmetros da tabela 7.1.

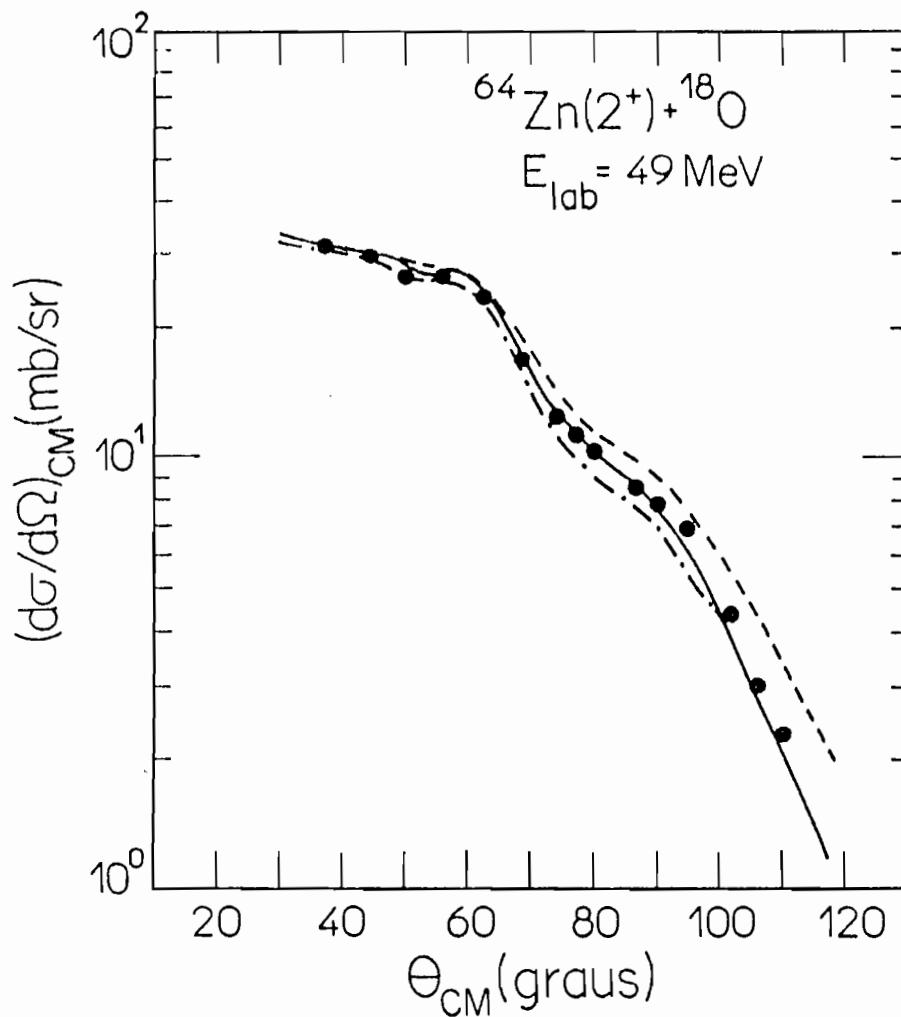


Fig.7.2. Distribuição angular do espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn com excitação do primeiro estado 2^+ do alvo ($E=0.992 \text{ MeV}$). Os pontos são experimentais e as curvas são resultados de cálculos de canais acoplados com $Q_{2^+}(^{64}\text{Zn})=0$ (—), de canais acoplados com $Q_{2^+}(^{64}\text{Zn})=-0.32 \text{ eb}$ (- - - -) e de DWBA (- - -). Os parâmetros utilizados nos cálculos estão nas tabelas 7.1 e 7.2 conforme discussão no texto.

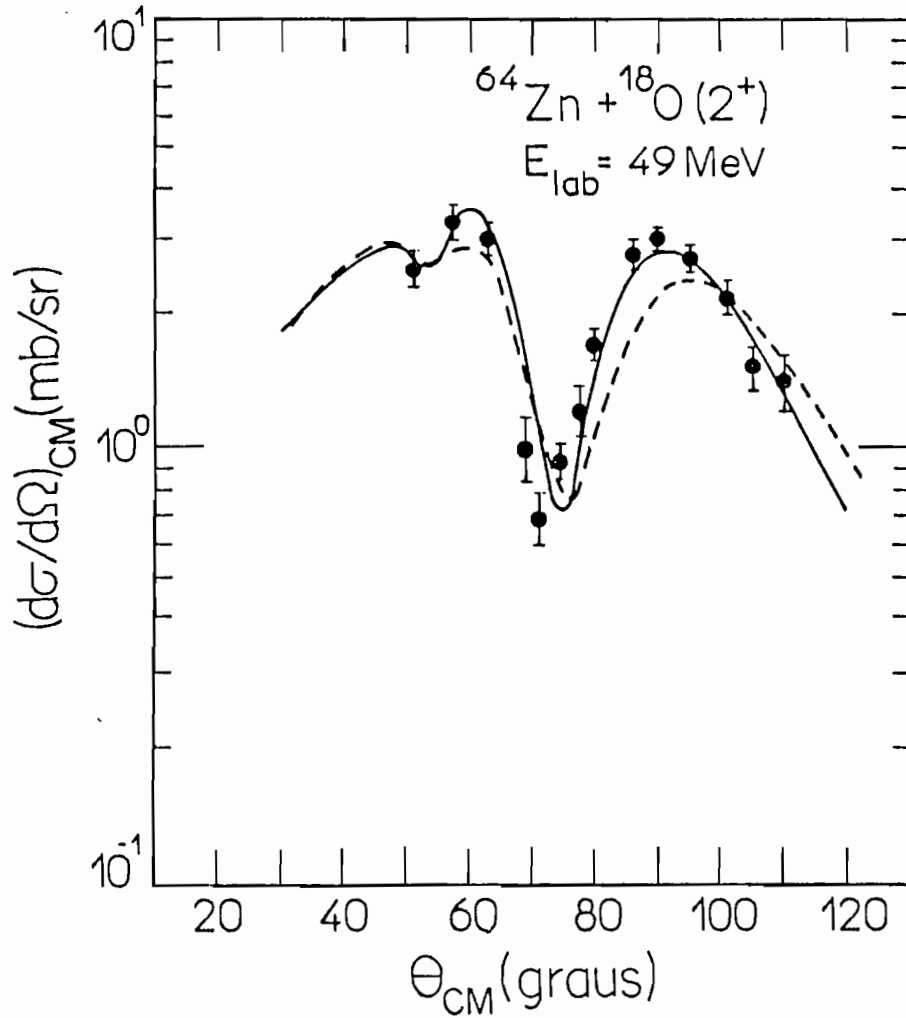


Fig.7.3. Distribuição angular do espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn com excitação do primeiro estado 2^+ do projétil ($E = 1.98 \text{ MeV}$). Os pontos são experimentais; a curva cheia é o resultado de cálculos de canais acoplados, e a curva tracejada é resultado de cálculos de DWBA. Os parâmetros utilizados nos cálculos estão nas tabelas 7.1. e 7.2 conforme discussão no texto.

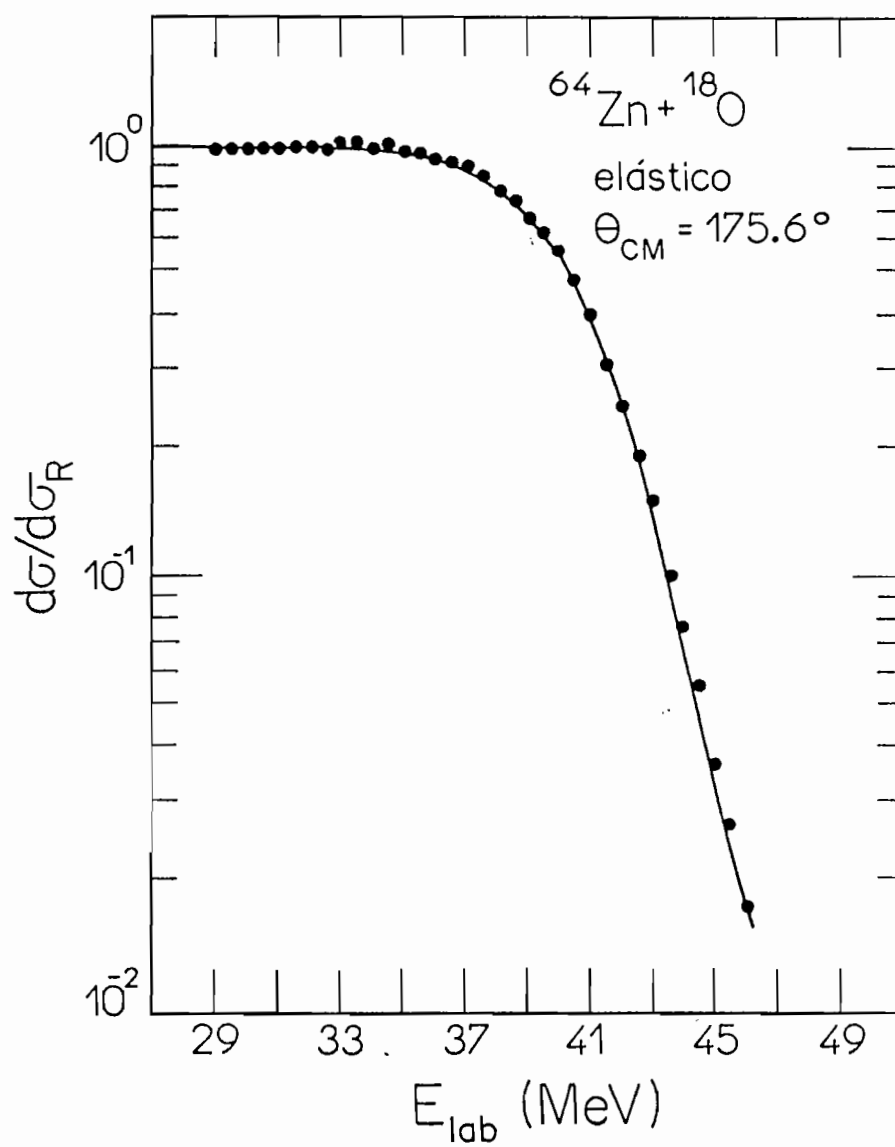


Fig.7.4. Razão entre as seções de choque de espalhamento elástico de ^{18}O por ^{64}Zn e as de Rutherford, em função da energia incidente. Os pontos são experimentais e a curva cheia é resultado de cálculos de modelo óptico com o conjunto I de parâmetros da tabela 7.1.

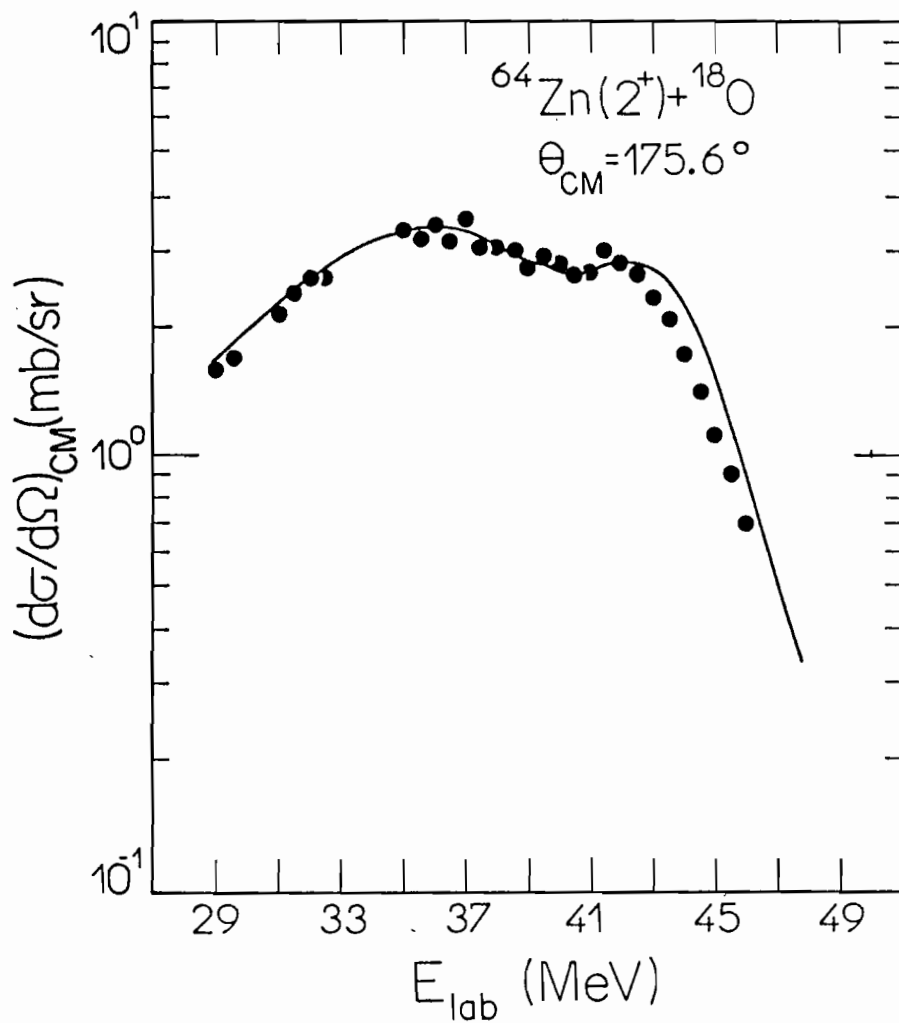


Fig.7.5. Função de excitação do espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn com excitação do primeiro estado 2^+ do alvo ($E = 0.992$ MeV). Os pontos são experimentais e a curva cheia é resultado de cálculos de DWBA com os parâmetros das tabelas 7.1. e 7.2, conforme discussão no texto.

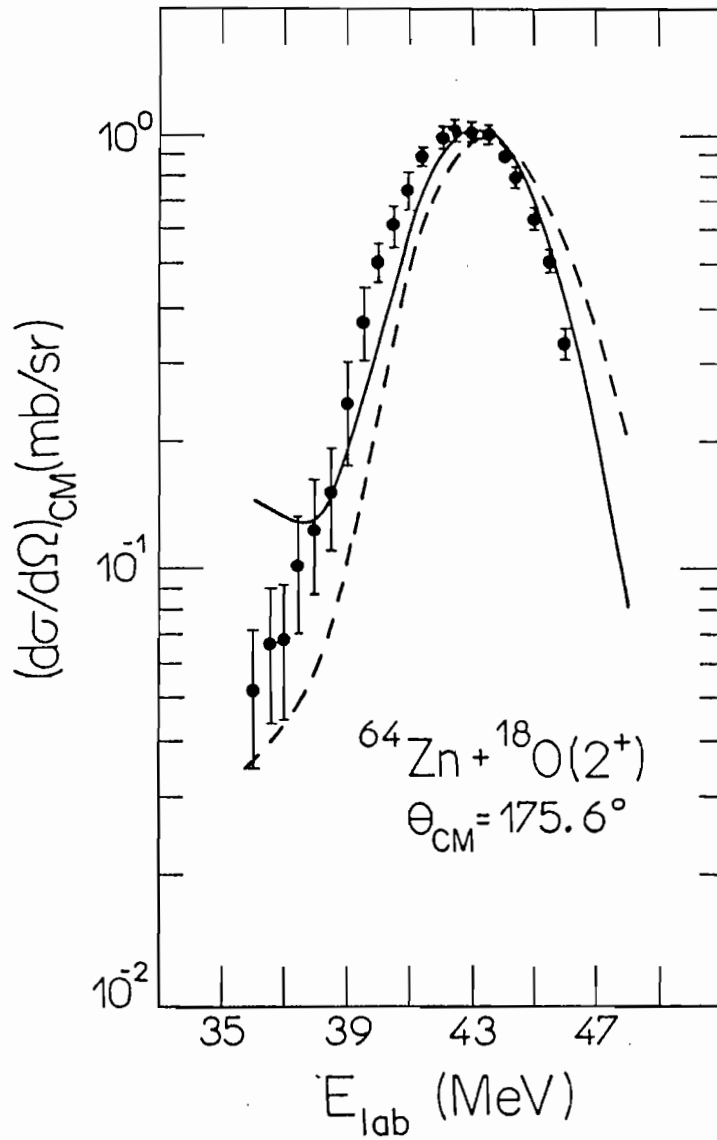


Fig.7.6. Função de excitação do espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn com excitação do primeiro estado 2^+ do projétil ($E = 1.98$ MeV). Os pontos são experimentais; a curva cheia é resultado de cálculos de canais acoplados, e a curva tracejada é resultado de cálculos DWBA. Os parâmetros utilizados nos cálculos estão nas tabelas 7.1. e 7.2, conforme discussão no texto.

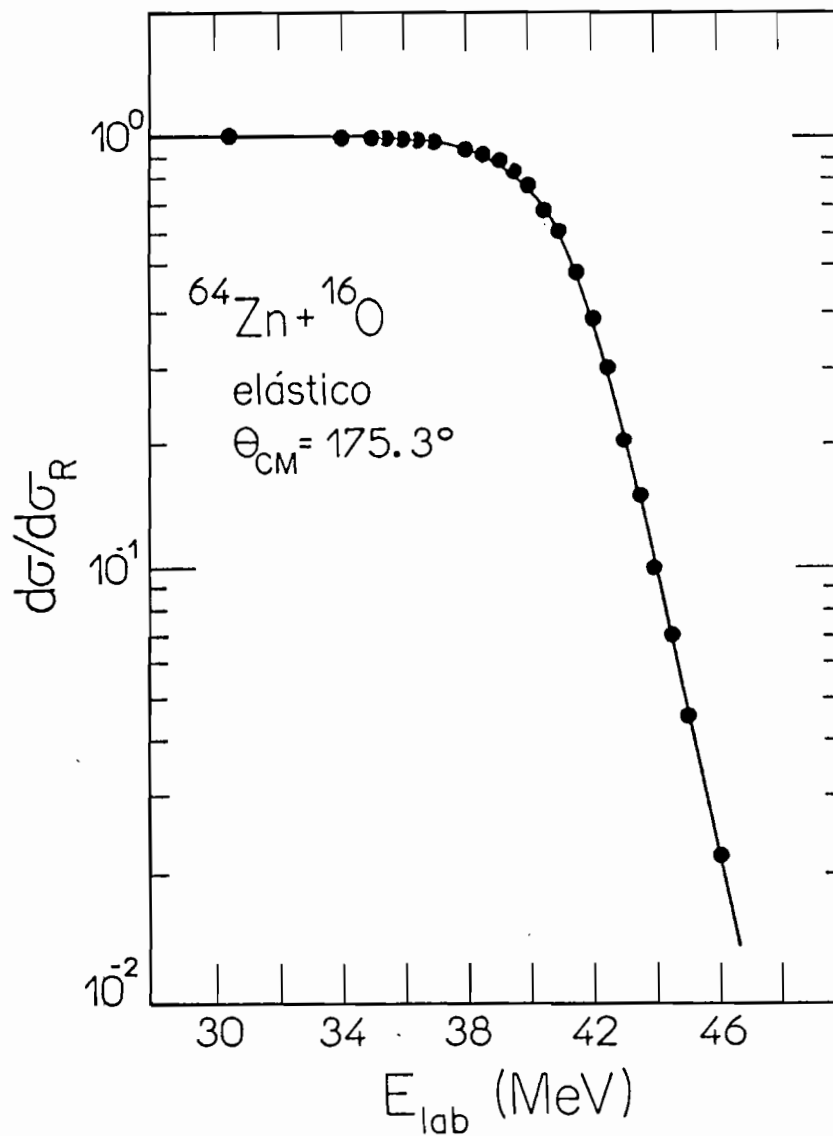


Fig.7.7. Razão entre as seções de choque de espalhamento elástico de ^{16}O por ^{64}Zn e as de Rutherford, em função da energia incidente. Os pontos são experimentais e a curva cheia é resultado de cálculos de modelo óptico com o conjunto de parâmetros da tabela 7.3.

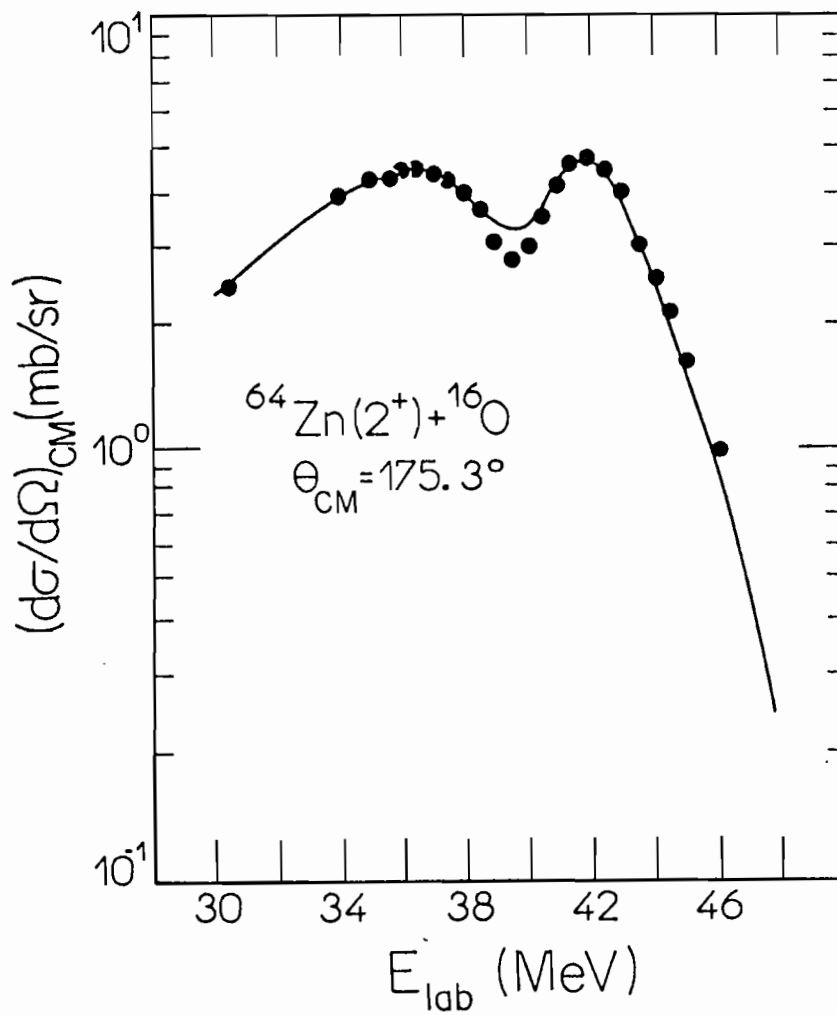


Fig.7.8. Função de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O por ^{64}Zn com excitação do primeiro estado 2^+ do alvo ($E = 0.992 \text{ MeV}$). Os pontos são experimentais e a curva cheia é resultado de cálculos de DWBA com os parâmetros das tabelas 7.2 e 7.3, conforme discussão no texto.

aqueles obtidos anteriormente para o sistema $^{18}\text{O}+^{64}\text{Ni}$ (Re 75, Vi 76), porque não existia na literatura, uma determinação anterior dos parâmetros ópticos para o sistema $^{18}\text{O}+^{64}\text{Zn}$. Com este procedimento foram encontradas algumas famílias de parâmetros com as quais se obtém bons ajustes para a distribuição angular de espalhamento elástico. Na tabela 7.1 estão apresentados dois destes conjuntos (I e II).

Os dados obtidos neste trabalho mostram que a distribuição angular de espalhamento inelástico é mais sensível aos parâmetros do potencial óptico que a de espalhamento elástico. A figura 7.9 mostra os resultados de cálculos das seções de choque de espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn , na aproximação DWBA, quando usados os conjuntos I e II de parâmetros ópticos da tabela 7.1. Claramente os dados experimentais de espalhamento inelástico são melhor descritos quando se utiliza o conjunto I, ainda que com ambos os conjuntos se reproduza igualmente bem os resultados experimentais de espalhamento elástico.

Outro critério usado na busca da definição do potencial óptico foi o de se obter um conjunto de parâmetros que ajustasse satisfatoriamente as distribuições angulares e as funções de excitação de espalhamento elástico e inelástico. Isto foi conseguido com o conjunto I de parâmetros da tabela 7.1.

As distribuições angulares de espalhamento inelástico de ^{18}O de 49 MeV por ^{64}Zn com excitação do alvo e do projétil estão apresentadas respectivamente nas figuras 7.2. e 7.3.. Nestas figuras as curvas representam resultados de cálculos efetuados na aproximação DWBA e com a teoria de canais acoplados. As curvas teóricas foram determinadas com uma versão do programa Ptolemy (Gl 78) para íons pesados, com a qual é possível calcular as seções de choque de espalhamento elástico e inelástico tanto na aproximação DWBA, quanto com o formalismo de canais acoplados (Rh 80). Os cálculos foram efetuados com um potencial de transição baseado no modelo coletivo fenomenológico discutido no capítulo 4 deste trabalho.

Nos cálculos de DWBA foram incluídas 744 ondas parciais e os parâmetros de deformação nuclear β^N foram tratados como

Tabela 7.1. Parâmetros do potencial óptico para o sistema $^{18}\text{O}+^{64}\text{Zn}$ obtidos neste trabalho (veja o texto)

Conjunto	V (MeV)	W (MeV)	r_0 (fm)	r_I (fm)	a_0 (fm)	a_I (fm)	Cálculo	χ^2 (*)
I	67	10.6	1.04	1.32	0.857	0.591	modelo óptico	1.05
II	165	115	1.22	1.22	0.48	0.48	modelo óptico	1.05
III	67	7.5	1.04	1.32	0.893	0.626	canais acoplados	

- * Valores de χ^2 obtidos do ajuste da distribuição angular de espalhamento elástico.

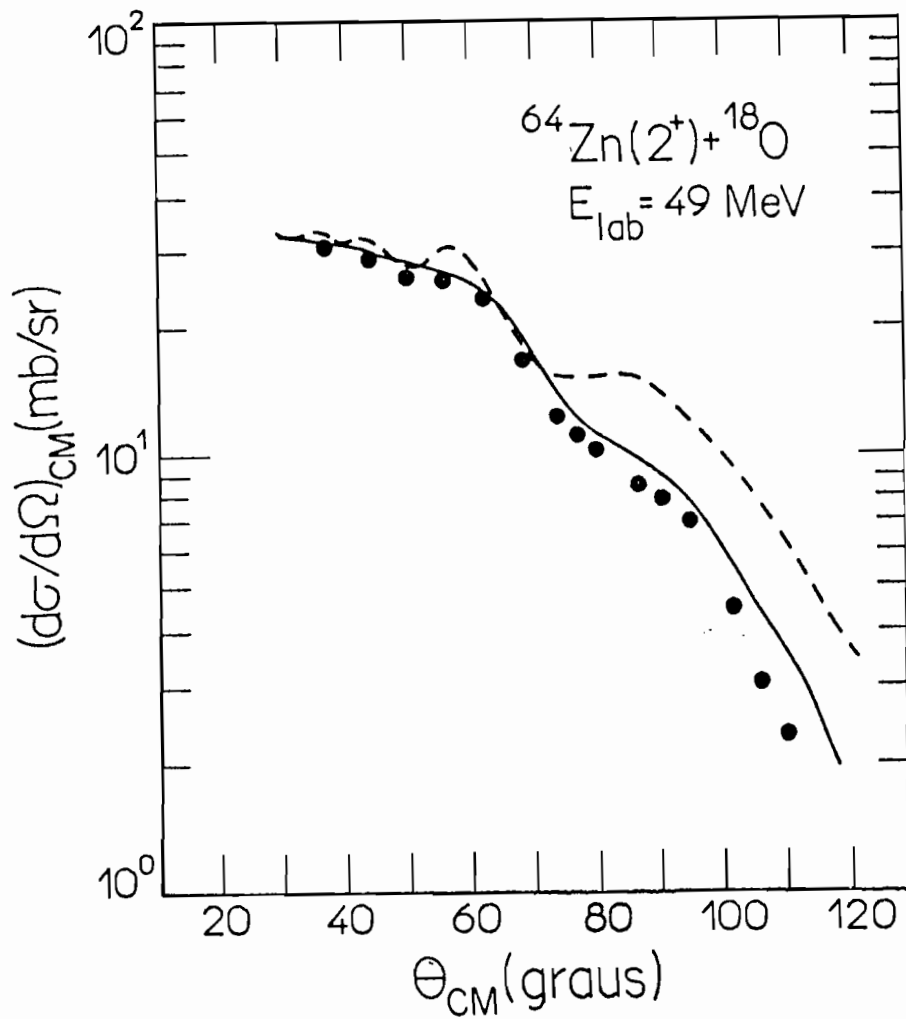


Fig.7.9. Comparação entre as distribuições angulares de espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn , com excitação do primeiro estado 2^+ do alvo ($E = 0.992 \text{ MeV}$), calculadas com DWBA, com os conjuntos de parâmetros ópticos I (curva cheia) e II (curva tracejada) da tabela 7.1.

parâmetros livres. Os resultados obtidos para o melhor ajuste dos dados experimentais estão na tabela 7.2. O valor da probabilidade reduzida de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ para o primeiro estado excitado 2^+ do ^{64}Zn , utilizado nos cálculos é aquele determinado neste trabalho (capítulo 6) com medidas de excitação coulombiana. O valor $B(E2)$ para o primeiro estado 2^+ do ^{18}O usado nos cálculos é o da referência Fe 79.

A concordância, em ângulos dianteiros, entre as seções de choque experimentais e teóricas de espalhamento inelástico confirma o valor de $B(E2)$ do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn obtido neste trabalho, uma vez que nesta região angular domina o processo coulombiano de excitação. Na região de interferência nuclear-coulombiana e em ângulos onde predomina a interação nuclear, as seções de choque calculadas com DWBA são maiores que as experimentais (fig.7.2). As tentativas feitas para se obter, em toda região angular, um bom ajuste entre a distribuição angular experimental para a excitação do ^{64}Zn e a calculada com DWBA não tiveram sucesso. Este fato sugere que há mais efeitos que a excitação num processo direto, nesta colisão.

A distribuição angular de excitação do ^{18}O (fig.7.3) calculada com DWBA reproduz a forma da distribuição angular experimental, mas está deslocada de $\approx 5^\circ$ para ângulos traseiros em relação aos resultados experimentais. Este efeito já foi observado em outros trabalhos (Re 75, Vi 76, Ca 78, Es 79) que estudaram diferentes sistemas. Em nenhum destes trabalhos é apresentada uma explicação satisfatória para as anomalias observadas na excitação do projétil no espalhamento inelástico.

As distribuições angulares foram também calculadas com canais acoplados. Devido ao forte acoplamento entre os canais elástico e inelástico, foi necessário alterar os parâmetros do potencial óptico para se obter o ajuste simultâneo das seções de choque de espalhamento elástico e inelástico. Foram obtidos ajustes satisfatórios para as distribuições angulares, diminuindo o valor da parte imaginária W do potencial e aumentando os valores das "difusividades" das partes real e imaginária. O conjunto III de parâmetros da tabela 7.1 foi utilizado nos cálculos finais de

canais acoplados. Os acoplamentos considerados nos cálculos estão indicados na figura 7.10. Nestes cálculos os parâmetros de deformação nuclear β^N foram variados para se conseguir um bom ajuste entre os resultados experimentais e teóricos. Os valores de β^N encontrados estão na tabela 7.2. No caso do estado 2^+ do ^{64}Zn o valor de β^N obtido com cálculos de canais acoplados é $\approx 10\%$ menor que o encontrado na análise com a aproximação DWBA. Os valores de $B(E2)$ utilizados nos cálculos de canais acoplados e de DWBA são os mesmos (tabela 7.2). Novamente se observa um bom acordo entre os resultados teóricos e experimentais, em ângulos dianteiros, usando o valor de $B(E2)$, para o primeiro estado do ^{64}Zn , determinado neste trabalho. Os cálculos foram efetuados com os valores do momento de quadrupolo estático Q_{2+} do primeiro estado do ^{64}Zn determinados através das medidas do efeito de reorientação apresentadas no capítulo 6 (tabela 6.3) e com o valor $Q_{2+}=0$. Para o ^{18}O foi utilizado o valor de Q_{2+} da referência *Fe 79*. A excitação do alvo é melhor descrita quando se utiliza o valor $Q_{2+} (^{64}\text{Zn}) = 0$ (fig. 7.2). A distribuição angular experimental do espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn com excitação do alvo é razoavelmente bem descrita pela teoria de canais acoplados.

A distribuição angular de excitação do projétil, calculada com canais acoplados, tem o mínimo de interferência nuclear-coulombiana deslocado de $\approx 1.5^\circ$ para ângulos dianteiros em relação aos resultados obtidos com DWBA (fig.7.3). Este deslocamento está no sentido de reproduzir a posição do mínimo obtido experimentalmente, mas não é suficiente para descrever os resultados das medidas. É possível, numa análise com canais acoplados, reproduzir a posição do mínimo de interferência experimental, se for utilizado nos cálculos um valor para o momento de quadrupolo estático do ^{18}O dez vezes maior que o experimental (*Fe 79*). Este valor é entretanto incompatível com a estrutura do ^{18}O , e com ele se obtém seções de choque de excitação do projétil muito maiores que as experimentais.

Tabela 7.2. Valores dos parâmetros de deformação nuclear (β^N), coulombiana (β^C) e das probabilidades reduzidas de transição para o primeiro estado excitado dos núcleos ^{64}Zn e ^{18}O , determinados neste trabalho (veja o texto).

Reação	β_2^N	$\beta_2^N R$ (fm)	$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ ($e^2 b^2$)	β_2^C (a)	$\beta_2^C R_c^{(b)}$ (fm)	Cálculo
$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}(2^+)$	0.301	1.25	0.168	0.229	1.14	DWBA
$^{18}\text{O}(2^+) + ^{64}\text{Zn}$	0.367	1.00	0.0039 ^(c)	0.305	1.00	DWBA
$^{18}\text{O} + ^{64}\text{Zn}(2^+)$	0.275	1.14	0.168	0.229	1.14	canais acoplados
$^{18}\text{O}(2^+) + ^{64}\text{Zn}$	0.367	1.00	0.0039 ^(c)	0.305	1.00	canais acoplados
$^{16}\text{O} + ^{64}\text{Zn}(2^+)$	0.256	1.25	0.168	0.229	1.14	DWBA

$$(a) B(E2) = \left[\frac{3}{4\pi} ZeR_c \right]^2 \left[\beta_2^C R_c \right]^2$$

$$(b) R_c = 1.25 A^{1/3} \text{ (fm)}$$

(c) Fe 79

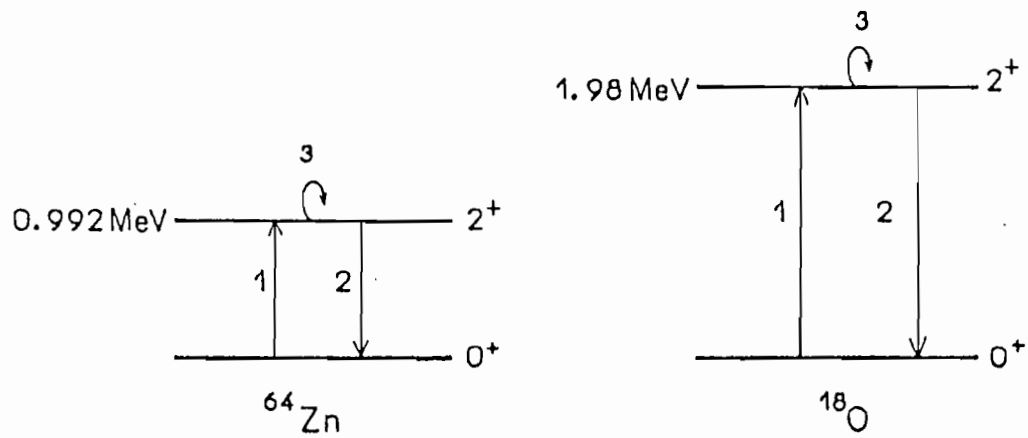


Fig.7.10. Esquema de acoplamentos. Foram consideradas 3 transições para o ^{64}Zn e para o ^{18}O . A transição 1 é a excitação direta, a transição 2 é a desexcitação, e a transição 3 é o processo de reorientação.

7.3. Funções de Excitação do Espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn

As funções de excitação do espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn obtidas neste trabalho a ângulos traseiros, estão apresentadas nas figuras 7.4 a 7.6. As seções de choque de espalhamento elástico, calculadas através do modelo óptico, com o programa Ptolemy, com o conjunto I de parâmetros da tabela 7.1, descrevem satisfatoriamente os resultados experimentais, mesmo sem que seja considerada qualquer dependência dos parâmetros ópticos com a energia (fig.7.4).

As funções de excitação do espalhamento inelástico também foram calculadas com o programa Ptolemy. Os parâmetros ópticos utilizados nos cálculos estão na tabela 7.1 e os valores de β^N e $B(E2)$ se encontram na tabela 7.2. No caso da excitação do ^{64}Zn as seções de choque calculadas com DWBA reproduzem bem os resultados experimentais até a região de interferência nuclear-coulombiana inclusive, mas são ligeiramente maiores que as seções de choque experimentais na região de energias mais altas (fig.7.5).

A função de excitação para o $^{18}\text{O}(2^+)$ não é descrita de maneira satisfatória, nem pela aproximação DWBA, nem pela teoria de canais acoplados (fig.7.6), embora esta última esteja mais próxima dos resultados experimentais. Uma comparação entre os resultados teóricos e experimentais é apresentada nas figuras 7.11 e 7.12 através das probabilidades de excitação do ^{64}Zn e do ^{18}O (P_{exp}) divididas pelas respectivas probabilidades de excitação coulombiana (P_{ec}). Neste tipo de representação gráfica, o mínimo de interferência nuclear-coulombiana aparece mais evidenciado. No caso da excitação do ^{64}Zn há um bom acordo entre os resultados experimentais e os obtidos com DWBA com relação à posição do mínimo de interferência. Para a excitação do projétil, o mínimo da interferência nuclear-coulombiana, obtido com cálculos de DWBA, está deslocado para energias maiores em relação ao resultado experimental. Esta discrepância é similar à observada na distribuição angular, onde os resultados de DWBA estão deslocados no sentido de menores distâncias de aproximação em ≈ 0.3 fm.

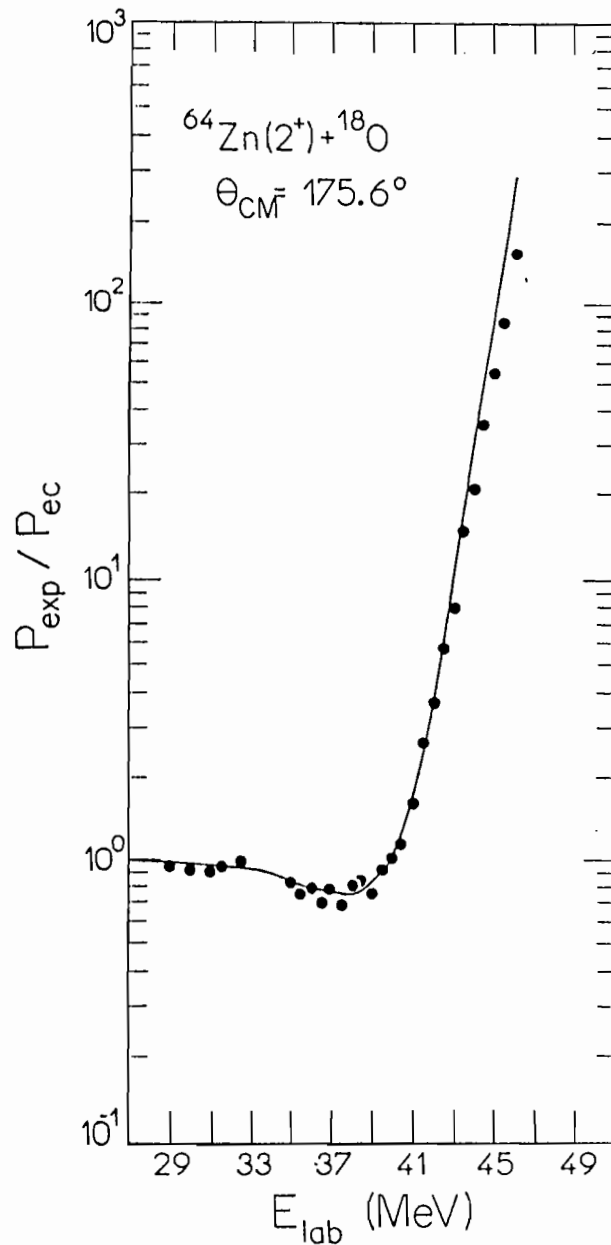


Fig.7.11. Razão entre as probabilidades de excitação (P_{exp}) e as de excitação coulombiana (P_{ec}) do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn ($E=0.992$ MeV) excitado no espalhamento inelástico de ^{18}O ,^x em função da energia incidente. Os pontos são experimentais e a curva cheia é resultado de cálculos de DWBA conforme discussão no texto.

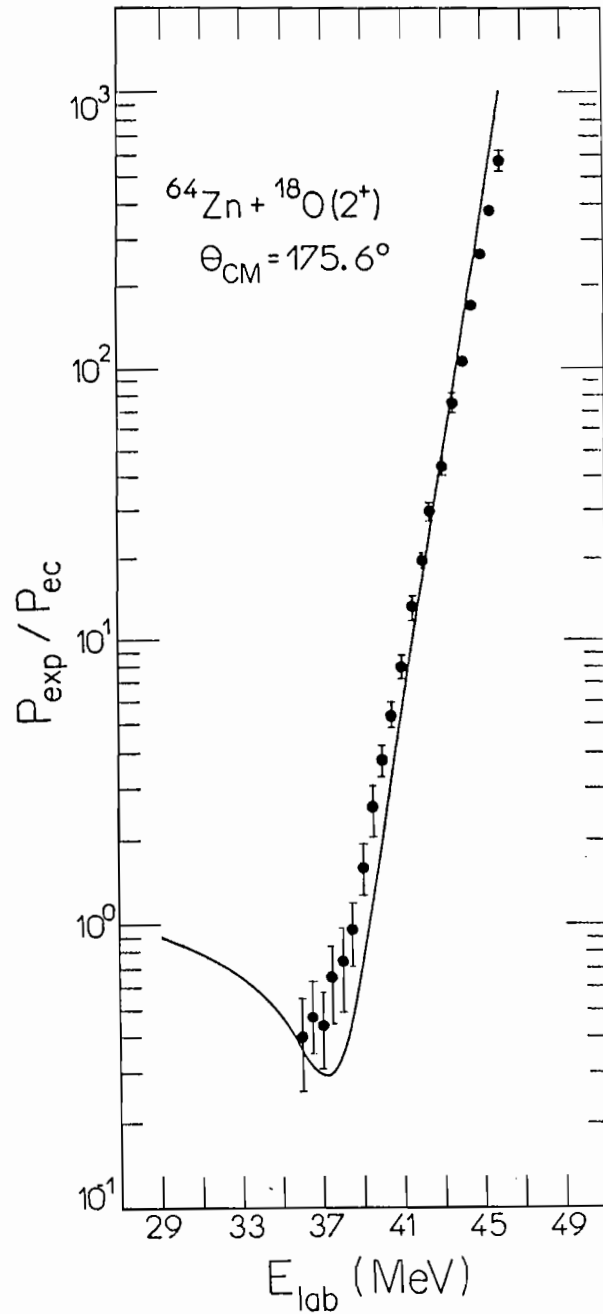


Fig.7.12. Razão entre as probabilidades de excitação (P_{exp}) e as de excitação coulombiana (P_{ec}) do primeiro estado 2^+ do ^{18}O ($E = 1.98 \text{ MeV}$) excitado no espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn , em função da energia incidente. Os pontos são experimentais e a curva cheia é resultado de cálculos de DWBA conforme discussão no texto.

Embora o mínimo de interferência nuclear-coulombiana não esteja claramente definido na função de excitação experimental, um deslocamento de 0.3 fm na posição do mínimo obtido com DWBA corresponde a um deslocamento em energia de 1.8 MeV, que é compatível com os resultados experimentais.

7.4. Funções de Excitação do Espalhamento de ^{16}O por ^{64}Zn

As funções de excitação do espalhamento de ^{16}O por ^{64}Zn , a ângulo traseiro, estão apresentadas nas figuras 7.7 e 7.8. A função de excitação do espalhamento elástico de ^{16}O (fig.7.7) foi calculada com o programa Ptolemy. Este programa procura os parâmetros do potencial óptico com os quais se obtém o melhor ajuste entre as seções de choque teóricas e experimentais, pela minimização da função χ^2 . Várias famílias de parâmetros ópticos que ajustam igualmente bem a função de excitação do espalhamento elástico foram obtidas, a partir de parâmetros do sistema $^{16}\text{O} + ^{64}\text{Ni}$ (Ch 73, VI 76, We 77). Aqui também foram utilizadas informações iniciais de outro sistema por não serem conhecidos, de estudos anteriores, os parâmetros para o sistema em questão. Os parâmetros ópticos finais utilizados nos cálculos das seções de choque de espalhamento elástico e inelástico estão na tabela 7.3. Há um bom acordo entre as seções de choque de espalhamento elástico teóricas e experimentais, sem se considerar nenhuma dependência dos parâmetros ópticos com a energia (fig.7.7). No cálculo da função de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O por ^{64}Zn (fig.7.8), com a aproximação DWBA, o parâmetro de deformação nuclear foi tratado como parâmetro livre, e o valor obtido no melhor ajuste está na tabela 7.2. Foi utilizado, nos cálculos com DWBA, o valor da probabilidade reduzida de transição para o primeiro estado excitado do ^{64}Zn determinado neste trabalho pelo efeito de reorientação (capítulo 6). Há um bom acordo entre a função de excitação experimental do espalhamento inelástico de ^{16}O por ^{64}Zn e a calculada com DWBA. Em particular, a concordância entre os resultados experimentais e teóricos, em energias baixas, reafirma o

Tabela 7.3. Parâmetros do potencial óptico para o sistema $^{16}\text{O}+^{64}\text{Zn}$ obtidos neste trabalho.

V (MeV)	W (MeV)	$r_o=r_i$ (fm)	$a_o=a_i$ (fm)
131.6	8.2	1.22	0.50

valor de $B(E2)$ para o ^{64}Zn obtido por excitação coulombiana. Não foram encontrados parâmetros do potencial óptico que reproduzissem a profundidade do mínimo da interferência nuclear-coulombiana obtido experimentalmente.

7.5. *Resumo e Discussão dos Resultados*

As seções de choque experimentais de espalhamento elástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn são bem descritas pelo modelo óptico com os parâmetros das tabelas 7.1 e 7.3 (figs. 7.1, 7.4 e 7.7). Foi possível encontrar um conjunto de parâmetros do potencial óptico com o qual se descreve tanto a função de excitação, como a distribuição angular do espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn .

Uma comparação entre as funções de excitação do espalhamento elástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn mostra que a seção de choque do espalhamento de ^{18}O se desvia da seção de choque de Rutherford em energias incidentes menores do que no caso do ^{16}O . Este resultado pode ser compreendido pelo fato do ^{18}O ter energia de ligação menor que o ^{16}O , o que faz com que o sistema $^{18}\text{O}+^{64}\text{Zn}$ tenha maior número de canais abertos em relação ao sistema $^{16}\text{O}+^{64}\text{Zn}$.

As funções de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn , com excitação do alvo, são razoavelmente bem descritas pela aproximação DWBA (figs. 7.5 e 7.8). Há similaridades entre as duas funções de excitação que são a seguir comentadas. Para energias baixas, as seções de choque do espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O , calculadas com DWBA, praticamente independem dos valores dos parâmetros de deformação β^N e dos parâmetros ópticos. Nesta região de energia predomina o processo de excitação coulombiana e as seções de choque dependem essencialmente do valor da probabilidade de transição $B(E2)$ do núcleo excitado. Foi obtido um bom acordo, em energias baixas, entre as funções de excitação experimentais e teóricas do espalhamento inelástico, para ambos os sistemas, usando o valor de

B(E2) medido neste trabalho. Em energias incidentes mais elevadas, as funções de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O são bastante sensíveis aos valores de β^N e de parâmetros do potencial utilizados nos cálculos. Na região onde predomina o processo de excitação nuclear, é observada, para as funções de excitação dos dois projéteis, uma rápida diminuição da seção de choque com a energia de bombardeamento.

A marcante diferença entre os dois sistemas está no fato da função de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O (fig.7.8) apresentar um mínimo pronunciado, característico da interferência entre os processos de excitação nuclear e coulombiana, que não é observado na função de excitação do espalhamento inelástico do ^{18}O (fig.7.5).

Os mesmos valores de $\beta_2^N R$ para o primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn são determinados através das funções de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O . Este resultado e o bom acordo entre as funções de excitação experimentais e teóricas indicam que a aproximação DWBA com fator de forma do modelo coletivo fenomenológico é uma descrição satisfatória da excitação do ^{64}Zn através do espalhamento de ^{16}O e ^{18}O .

A distribuição angular do espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn , com excitação do alvo, calculada na aproximação DWBA, reproduz razoavelmente bem a forma da distribuição angular experimental, sendo as seções de choque teóricas ligeiramente maiores que as experimentais, em energias onde ocorre a interação nuclear. Foram feitas tentativas, sem sucesso, de melhorar o ajuste entre a distribuição angular calculada com DWBA e a experimental pela variação dos parâmetros ópticos e do valor do parâmetro de deformação β_2^N do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn . Cálculos de canais acoplados da distribuição angular de excitação do alvo reproduzem bem os resultados experimentais, como fica evidenciado na figura 7.2.

A distribuição angular (fig.7.3) e função de excitação (fig.7.6) do espalhamento de ^{18}O por ^{64}Zn , com excitação do projétil, não são reproduzidas pela aproximação DWBA com fator de forma do modelo coletivo. Ainda que as formas das curvas

experimentais sejam razoavelmente próximas das determinadas na aproximação DWBA, há um deslocamento, tanto na função de excitação, como na distribuição angular em relação aos resultados experimentais. O mínimo da distribuição angular calculada com DWBA está deslocado $\approx 5^\circ$ na direção de ângulos maiores, em relação à posição do mínimo de interferência obtida experimentalmente. Este deslocamento corresponde a ≈ 0.3 fm na distância de máxima aproximação desta colisão. Este resultado também é obtido na função de excitação do ^{18}O como mostra a figura 7.12. Um melhor ajuste entre as seções de choque experimentais da excitação do projétil e as teóricas é obtido com cálculos de canais acoplados. A distribuição angular calculada com canais acoplados está deslocada de $\approx 1.5^\circ$ em relação à calculada com DWBA. Este deslocamento está no sentido de reproduzir a posição do mínimo experimental mas não é suficiente para descrever os resultados das medidas.

O parâmetro de deformação β_2^N do primeiro estado excitado do ^{64}Zn foi determinado através do ajuste entre as seções de choque experimentais e teóricas. Uma comparação entre os resultados obtidos neste trabalho e os encontrados através do espalhamento de íons leves é apresentada na tabela 7.4. Os valores de β_2^N e $\beta_2^N R$ obtidos neste trabalho estão de acordo com as outras determinações. O valor de $\beta_2^N R$ do primeiro estado excitado do ^{18}O determinado neste trabalho é comparado com outros na tabela 7.5. O valor $\beta_2^N R = 1.00$ obtido neste trabalho está de acordo com o valor determinado na referência Es 79 e é igual ao valor obtido a partir da probabilidade reduzida de transição.

Tabela 7.4. Valores de parâmetros de deformação nuclear β_2^N e de β_2^{NR} para o primeiro estado excitado 2_1^+ do ^{64}Zn .

Experiência	β_2^N	β_2^{NR} (fm)	Referência
(p, p')	0.235	1.16	Le 68
(p, p')	0.27	1.39	Pe 70
(p, p')	0.31	1.59	Pe 70
(p, p')	0.28	1.39	An 73
(p, p')	0.26	1.23	Ja 87
(d, d')	0.272	1.36	Jo 69
(^3He , $^3\text{He}'$)	0.210	1.07	Ha 71
(α , α')	0.190	1.25	Al 70
(α , α')	0.198	1.162	Ro 78
(^{16}O , $^{16}\text{O}'$)	0.256	1.25	presente trabalho (análise DWBA)
(^{18}O , $^{18}\text{O}'$)	0.301	1.25	presente trabalho (análise DWBA)
(^{18}O , $^{18}\text{O}'$)	0.275	1.14	presente trabalho (análise com canais acoplados)

Tabela 7.5. Valores do parâmetro β_2^N para o primeiro estado excitado 2^+ do ^{18}O .

β_2^N (fm)	Referência
0.408	Re 75
0.499	Re 75
0.997	Re 75
1.65	Vi 76
0.95	Ca 78
1.0	Es 79
1.0	presente trabalho

8. CONSIDERAÇÕES FINAIS

Neste trabalho estão apresentados resultados experimentais dos espalhamentos elástico e inelástico de ^4He , ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn em energias incidentes que variam desde a região onde os efeitos nucleares são desprezíveis até a região em que ocorre a interferência nuclear-coulombiana. Com as medidas realizadas em energias onde a interação é de natureza puramente eletromagnética, foram determinados os valores da probabilidade reduzida de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e do momento de quadrupolo estático Q_{2^+} do primeiro estado excitado 2^+ do ^{64}Zn , através do efeito de reorientação na excitação coulombiana. Para isto foram obtidos os espectros do retroespalhamento de ^4He , ^{16}O e ^{18}O que permitiram a determinação das probabilidades experimentais de excitação coulombiana do primeiro estado excitado do ^{64}Zn ($J^\pi=2^+$, $E_x=0.992$ MeV). A comparação das probabilidades experimentais com as calculadas na aproximação semiclássica da múltipla excitação coulombiana levaram à determinação da probabilidade reduzida de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (0.168 \pm 0.004)e^2b^2$ e do momento de quadrupolo estático $Q_{2^+} = (-0.32 \pm 0.06)eb$ ou $Q_{2^+} = (-0.26 \pm 0.06)eb$ dependendo da interferência positiva ou negativa entre a excitação direta e a excitação via estado intermediário com $J^\pi=2^+$ (Sa 88). O valor de $B(E2)$ obtido neste trabalho é comparável à valores medidos anteriormente mas tem incerteza menor que todos eles (tabela 6.4). Esta é a primeira determinação experimental do momento de quadrupolo independente de modelo para o núcleo ^{64}Zn .

O fenômeno de interferência nuclear-coulombiana foi observado em medidas de distribuições angulares e funções de excitação do espalhamento elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn . As distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico de ^{18}O de 49 MeV, com excitação do ^{64}Zn ($J^\pi=2^+$, $E_x=0.992$ MeV) e do ^{18}O ($J^\pi=2^+$, $E_x=1.98$ MeV) foram medidas entre 30° e 85° , em passos de 5° no sistema de laboratório. As funções de excitação do espalhamento elástico e inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn foram medidas a $\approx 174^\circ$ no sistema de laboratório, em passos de 500 keV, para energias incidentes de 33.5 MeV a 43 MeV para os feixes de ^{16}O

e entre 29 MeV e 46 MeV para os projéteis de ^{18}O .

As seções de choque de espalhamento elástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn calculadas com um potencial óptico complexo reproduzem bem os resultados experimentais. Foi possível diminuir as ambigüidades dos potenciais que descrevem os sistemas em estudo, analisando não apenas o espalhamento elástico como também o inelástico na região da interferência nuclear-coulombiana.

As funções de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O , induzindo a excitação do ^{64}Zn , são razoavelmente bem descritas pela aproximação DWBA com fator de forma macroscópico do modelo coletivo, indicando ser a interação nuclear, nestes casos, essencialmente um processo de uma etapa, e que o primeiro estado excitado do ^{64}Zn pode ser descrito como um estado de deformação da superfície nuclear.

A distribuição angular do espalhamento inelástico de ^{18}O por ^{64}Zn foi analisada com a aproximação DWBA e com o formalismo de canais acoplados, incluindo o efeito de reorientação no alvo e no projétil. A melhor descrição para os resultados experimentais é conseguida com o acoplamento de canais. Os resultados dos cálculos de canais acoplados mostram que a distribuição angular para a excitação do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn é pouco sensível à excitação do projétil e que as seções de choque de excitação do primeiro estado 2^+ do projétil, praticamente independem dos parâmetros relacionados à estrutura do alvo (^{64}Zn).

Foi verificado neste trabalho que a excitação do estado 2^+ de 1.98 MeV do ^{18}O não é reproduzida por cálculos de DWBA com fator de forma de modelo coletivo. O mínimo da interferência nuclear-coulombiana da distribuição angular experimental está deslocado de $\approx 5^\circ$, no sentido de ângulos dianteiros, em relação à previsão de DWBA. Isto representa uma diferença de ≈ 0.3 fermis entre os valores, experimental e teórico, de aproximação entre os dois núcleos. Além disso, estes cálculos prevêm seções de choque menores que as experimentais na região onde os efeitos nucleares são importantes. Em cálculos de canais acoplados, incluindo efeito de reorientação, o mínimo de interferência se desloca para ângulos

dianteiros, mas não o suficiente para bem reproduzir o experimento. Para que a posição do mínimo de interferência, na excitação do projétil, coincida com os resultados experimentais é necessário utilizar, nos cálculos, valores muito grandes e sem sentido físico para o momento de quadrupolo estático do ^{18}O . Um deslocamento do mínimo de interferência, correspondente a aproximadamente 0.3 fermis na distância entre os íons, é consistente com os resultados obtidos para a função de excitação do estado 2^+ do ^{18}O , embora, neste caso, a posição experimental do mínimo não esteja claramente definida.

Os resultados obtidos neste trabalho indicam que a aproximação DWBA com fator de forma do modelo coletivo não é portanto adequada para descrever a excitação do projétil no espalhamento inelástico. Cálculos de canais acoplados, incluindo o efeito de reorientação também não descrevem de maneira aceitável a excitação do ^{18}O . Algumas tentativas foram feitas, em outros trabalhos, para explicar a excitação do projétil no espalhamento inelástico, tais como: introduzir modificações no fator de forma coletivo (*Re* 75); incluir o efeito de reorientação nos cálculos de canais acoplados (*Vi* 76, *Ca* 78); incluir dois níveis mais altos 2^+ e 4^+ em cálculos de canais acoplados (*Vi* 76); analisar os resultados experimentais com modelos semimicroscópicos (*Uh* 83, *Ve* 87). Entretanto, nenhuma delas conduziu a resultados satisfatórios, não sendo ainda possível uma descrição completa da interferência nuclear-coulombiana quando ocorre excitação do projétil. Este é um problema que merece novos esforços no sentido de resolvê-lo.

A comparação entre os resultados das análises da função de excitação do espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn sugere efeitos devidos aos nêutrons adicionais do ^{18}O , na interação nuclear com o alvo, uma vez que a interação coulombiana é praticamente a mesma para os dois projéteis. Os resultados experimentais mostram que a estrutura de interferência nuclear-coulombiana é muito mais fraca na excitação do ^{64}Zn através do espalhamento inelástico de ^{18}O , do que de ^{16}O . Este fato pode ser considerado como indicativo de que outros processos de

excitação nuclear do alvo poderiam estar ocorrendo e estes efeitos são devidos aos dois nêutrons de valência do ^{18}O . Não se espera que efeitos da transferência de nucleons em duas etapas afetem sensivelmente a seção de choque de espalhamento inelástico pois os canais de transferências são geralmente muito mais fracos que os inelásticos (*Ch 73, Le 77, La 82*). Um canal que poderia contribuir para a excitação do alvo, e que depende do projétil, é a excitação, em duas etapas, através do primeiro estado 2^+ do ^{18}O . Também não se espera que este processo seja muito intenso, uma vez que a função de excitação experimental do espalhamento de ^{18}O com excitação do ^{64}Zn é razoavelmente bem descrita por cálculos de DWBA. Até onde é de nosso conhecimento, cálculos da contribuição deste processo de excitação não foram ainda efetuados.

Os valores dos parâmetros de deformação nuclear do primeiro estado 2^+ do ^{64}Zn , obtidos neste trabalho, da análise DWBA e com o formalismo de canais acoplados (tabela 7.4), concordam entre si e com medidas anteriores realizadas com projéteis leves. Em todos os cálculos das seções de choque de espalhamento inelástico foi utilizado o valor de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ determinado através da excitação coulombiana (tabela 6.3). O excelente acordo obtido entre as distribuições angulares teórica e experimental, em ângulos dianteiros, e entre as funções de excitação teórica e experimental, na região de baixas energias, confirma o valor da probabilidade reduzida de transição para o primeiro estado excitado 2^+ do ^{64}Zn determinado neste trabalho através da excitação coulombiana.

Acreditamos que é amplo o campo explorado neste trabalho que abordou muitos efeitos, alguns dos quais merecem novas pesquisas. Os experimentos aqui relatados contribuem com informações sobre a estrutura do ^{64}Zn , sugerem quais são os mecanismos de interação relevantes no espalhamento inelástico de ^{16}O e ^{18}O por ^{64}Zn , e deixam algumas intrigantes dúvidas quanto a alguns efeitos que ocorrem quando há a excitação do projétil no espalhamento inelástico.

REFERÊNCIAS

- Ah 82 - D.P. Ahalpara e K.H. Bhatt
Phys.Rev. C25 (1982) 2072.
- Al 56 - K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson e A. Winther
Rev.Mod.Phys. 28 (1956) 432.
- Al 70 - N. Alpert, J. Alster e E.J. Martens
Phys.Rev. C2 (1970) 974.
- Al 75 - K. Alder e A. Winther
Eletromagnetic Excitation
North-Holland Publ. Co. (1975).
- An 73 - A.E. Antropov, V.P. Gusev, L. G. Drebez, P. P. Zarubin, P.D. Ioannu e B.N. Orlov
Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser. Fiz. vol 37, 12 (1973) 165.
- Au 78 - E.H. Auerbach
Comp. Phys. Comn. 15 (1978) 165.
- Ba 62 - R.H. Bassel, G.R. Satchler, R.M. Drisko e R. Rost
Phys.Rev. 128 (1962) 2693.
- Ba 80 - R. Bass
Nuclear Reactions with Heavy Ions
Springer, Berlin (1980).
- Be 72 - Z. Berant, R.A. Eisenstein, Y. Horowitz, U. Smilansky, P.N. Tandon, J.S. Greenberg, A.M. Kleinfeld e H.G. Maggi
Nucl.Phys. A196 (1972) 312.
- Be 78 - M.J. Bechara, O. Dietzsch, M. Samuel e U. Smilansky
Phys.Rev. C17 (1978) 628.
- Bo 68 - J. de Boer e J. Eichler
Advan.Nucl.Phys. 1 (1968) 1.
- Bo 75 - A. Bohr e B.R. Mottelson
Nuclear Structure
Benjamin, Reading, Massachusetts, vol.II (1975).
- Bo 77 - J. de Boer, G. Dannhäuser, H. Massmann, F. Rösel e A. Winther
J.Phys. G3 (1977) 889.
- Bo 84 - J. de Boer
Treatise on Heavy Ion Science, vol. 1, Capt. 3
Editado por D.A. Bromley, Plenum Press, N.Y. (1984)

- Ca 78 - J. Carter, R.G. Clarkson, V. Hnizdo e J.P.F. Sellschop
Nucl.Phys. A297 (1978) 520.
- Ch 72 - J. Charbonneau
Moments multipolares relatifs à l'excitation du deuxième état des isotopes pair du Nickel
Tese de Doutorado - LPN-UM-84 (1972)
- Ch 73 - P.R. Christensen, V.I. Manko, F.D. Becchetti e R.J. Nickles
Nucl.Phys. A207 (1973) 33.
- Cr 78 - E.R. Cruz
Estudo das Características de um Espectrógrafo Magnético
Dissertação de Mestrado, IFUSP (1978).
- Dr 82 - C.H. Druce, J.D. Mc Cullen, P.D. Duval e B.R. Barrett
J.Phys. G8 (1982) 1565.
- Es 79 - H. Essel, K.E. Rehm, H. Bohn, H.J. Körner e H. Spieler
Phys.Rev. C19 (1979) 2224.
- Fa 78 - C. Fahlander, L. Hasselgren, G. Possnet e J.E. Thun
Phys. Scripta 18 (1978) 47.
- Fe 79 - M.P. Fewell, A.M. Baxter, D.C. Kean, R.H. Spear e T.H. Zabel
Nucl.Phys. A321 (1979) 457.
- Fo 54 - L.L. Foldy e E. Erikson
Phys.Rev. 95 (1954) 1048.
- G1 78 - D.H. Gloeckener, M.H. Macfarlane e S.C. Pieper
Argonne National Laboratory Report, n^o ANL-76-11 (1978)
- Ha 69 - O. Häuser, B.W. Hooton, D. Pelte, T.K. Alexander e H.C. Evans
Phys.Rev.Lett. 22 (1969) 359.
- Ha 71 - L.F. Hansen, J.L. Kammerdiener e M.S. Weiss
Phys.Rev. C4 (1971) 1189.
- Hi 75 - J.H. Hirata
Uma Câmara para o Estudo de Reações Nucleares
Dissertação de Mestrado, IFUSP (1975).
- Hi 76 - J.F.A. Van Hienen, W. Chung e B.H. Wildenthal
Nucl.Phys. A269 (1976) 159.
- Hi 84 - J.H. Hirata
Momentos de Quadrupolo do Primeiro Estado dos Isótopos 100, 102 e 104 do Rutênio
Tese de Doutorado, IFUSP (1984).



- Ho 63 - P.E. Hodgson
The Optical Model of Elastic Scattering
Clarendon Press, Oxford (1963).
- Ho71 - P.E. Hodgson
Nuclear Reactions and Nuclear Structure
Clarendon Press, Oxford (1971)
- Ho 78 - P.E. Hodgson
Nuclear Heavy-Ions Reactions
Clarendon Press, Oxford (1978)
- Ja 87 - J. Jabbour, L.H. Rosier, B. Ramstein, R. Tamisier e P. Avignon
Nucl.Phys. A464 (1987) 260.
- Jo 69 - R.K. Jolly, M.D. Goldberg e A.K. Sengupta
Nucl.Phys. A123 (1969) 54
- Ko 83 - K. Koide, A. Bairrio-Nuevo Jr., H. Takai, B. Marechal e O. Dietzsch
Nucl.Instr.and Meth. 215 (1983) 177.
- La 82 - S. Landowne, R. Schlicher e H.H. Wolter
Nucl.Phys. A373 (1982) 141.
- La 84 - S. Landowne e A. Vitturi
Treatise on Heavy Ion Science, vol 1, Capt. 4.
Editado por D.A. Bromley, Plenum Press, N.Y. (1984).
- Le 68 - V.E. Lewis, M. Calderbank, W.K. Ganguly e M.P. Fricke
Nucl.Phys. A117 (1968) 673.
- Le 77 - M.C. Lemaire e K.S. Low
Phys.Rev. C16 (1977) 183.
- Li 72 - J.W. Lightbody Jr.
Phys.Lett. 38B (1972) 475.
- Lo 78 - V. Lopac e V. Paar
Nucl.Phys. A297 (1978) 471.
- Ma 68 - J.B. Marion, F.C. Young
Nuclear Reactions Analysis - Graphs and Tables
North-Holland Publ. Co. (1968).
- Ne 75 - J.O. Newton
The Eletromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy
Editado por W.D. Hamilton
North-Holland (1975) 273.

- Ne 76 - R. Neuhausen, J.W. Lightbody Jr., S.P. Fivozinsky e S. Penner
Nucl.Phys. A263 (1976) 249.
- Ne 77 - R. Neuhausen
Nucl.Phys. A282 (1977) 125.
- No 70 - L.C. Northcliffe e R.F. Schilling
Nuclear Data Tables A7 (1970) 233.
- Nö 76 - W. Nöremberg e H.A. Weidenmüller
Introduction to the Theory of Heavy Ions Collisions
Lecture Notes in Phys. 51 (1976).
- Pa 85 - A Passoja, R. Julin, J. Kantele, F. Kumpulainen, M. Luontama e W. Thzaska
Nucl.Phys. A348 (1985) 413.
- Pe 70 - C.M. Perey, R.J. Silva, J.K. Dickens e F.G. Perey
Phys.Rev. C2 (1970) 468.
- Re 75 - K.E. Rehm, H.J. Körner, M. Richter, H.P. Rother, J.P. Schiffer e H. Spieler
Phys.Rev. C12 (1975) 1945.
- Rh 80 - M. Rhoads, M.H. Macfarlane e S.C. Pieper
Phys.Rev. C21 (1980) 2417.
- Ro 78 - T.B. Robinson e V.R.W. Edwards
Nucl.Phys. A301 (1978) 36.
- Sa 69 - J.X. Saladin, J.E. Glenn e R.J. Pryor
Phys.Rev. 186 (1969) 1241.
- Sa 75 - M. Samuel
Comunicação particular.
- Sa 88 - S. Salém Vasconcelos, M.J. Bechara, J.H. Hirata e O. Dietzsch
Phys.Rev. C38 (1988) 2439.
- Sh 80 - S.K. Sharma
Phys.Rev. C22 (1980) 2612.
- Si 67 - J.J. Simpson, D. Eccleshall, M.J.L. Yates e N.J. Freeman
Nucl.Phys. A94 (1967) 177.
- Si 78 - D.N. Simister, G.D. Jones, A. Kogan, P.R.G. Lornie, T.P. Morrison, O.M. Mustaffa, H.G. Price, P.J. Twin e R. Wadsworth
J.Phys. G14 (1978) 111.

- Si 80 - D.N. Simister, L.P. Ekström, G.D. Jones, F. Kearns, T.P. Morrison, O.M. Mustaffa, H.G. Price, J.P. Twin, R. Wadsworth e N.J. Ward
J.Phys. G6 (1980) 81.
- Sm 70 - U. Smilansky
Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions
Editado por R. Bock e W.R. Hering, North Holland (1970) 392.
- St 62 - P.H. Stelson e F.K. McGowan
Nucl.Phys. 32 (1962) 652.
- Ta 56 - L.J. Tassie
Austral.J.Phys. 9 (1956) 407.
- Ta 88 - H. Takai, K. Koide, A. Bairrio-Nuevo Jr. e O. Dietzsch
A ser publicado.
- Th 75 - M.J. Throop, Y.T. Cheng e D.K. Mc Daniels
Nucl.Phys. A239 (1975) 333.
- Uh 83 - D.C. Uhlhorn, B. Gonsior, D. Wegner, K.P. Lieb, H.H. Wolter e A.M. Kleinfeld
Z.Phys. A311 (1983) 79.
- Ve 87 - S.P. Van Verst, K.W. Kemper e J.A. Carr
Phys.Rev. C36 (1987) 628.
- Vi 76 - F. Videbaek, P.R. Christensen, O. Hansen e K. Ulbak
Nucl.Phys. A256 (1976) 301.
- Vr 78 - H.F. de Vries e P.J. Brussaard
Z.Phys. A286 (1978) 1.
- We 77 - L. West Jr. e N.R. Fletcher
Phys.Rev. C15 (1977) 2052.
- Wi 66 - A. Winther e J. de Boer
Coulomb Excitation
Editado por A. Alder e A. Winther
Academic Press (1966) 303.
- Za 78 - P.C. Zalm e P.J. Brussaard
Z.Phys. A287 (1978) 265.