15/12/94

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

**"PROCESSOS BINÁRIOS MUITO INELÁSTICOS
NO CONTEXTO DE CANAIS ACOPLADOS"**

SBI-IFUSP

3054810T2219

JOSÉ MARTINS DE OLIVEIRA JR.

**TESE SUBMETIDA AO INSTITUTO DE FÍSICA
DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO PARA OBTENÇÃO
DO TÍTULO DE DOUTOR EM CIÊNCIAS**

ORIENTADORA: Profa. DRA. ALINKA LÉPINE-SZILY

**SÃO PAULO
1994**

539.7

048p

D

e-l

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Oliveira Junior, José Martins de
Processos binários muito inelásticos no contexto de ca-
nais acoplados. São Paulo, 1994.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto
de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily

Unitermos: 1. Espalhamentos elástico e inelásticos; 2.
Reações de transferência; 3. Canais acoplados.

USP/IF/SBI - 40/94

Banca Examinadora :

Alinka Lépine-Szily (Orientadora)

Albertto J. Pacheco (CNEA - Argentina)

Luiz Felipe Canto (U.F.R.J)

Brett Vern Carlson (C.T.A)

Dirceu Pereira (IFUSP)

Alinka Lépine

Iberê Luiz Caldas

Prof. Iberê Luiz Caldas
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

**Dedico este trabalho à Silvia
com muito amor**

**"A ciência sem a fé conduz à dúvida ,
a fé sem a ciência conduz à superstição.
As duas reunidas dão a certeza, e para uni-las
não se deve jamais confundi-las."**

Eliphas Lévi

AGRADECIMENTOS:
Meus sinceros agradecimentos:

à Dra Alinka Lépine-Szily, pela orientação amiga e segura, bem como pelas discussões imprescindíveis e pela oportunidade de ter realizado este belo trabalho.

Ao grupo de pesquisadores argentinos, pelo acolhimento caloroso e pela ajuda em uma das etapas deste trabalho. Em especial quero agradecer aos amigos:

Jorge E. Testoni

Augusto O. Macchiavelli

Federico Hasenbalg

Diego Tomasi

Daniel Brandizzi

Alberto J. Pacheco

Daniel H. Abriola

Oscar A. Capurro

Jorge F. Mello

aos amigos Rubens e Antonio Carlos pelas discussões constantes e colaboração em todas as fases deste trabalho

aos amigos do grupo Gilberto, Marcia, Wagner, Patricia, Vanessa, Antonio por terem me ajudado nas horas que eu mais precisei

aos amigos Luiz Guilherme, Marcelo, Mauricio, Fabio e Gilberto pela ajuda imprescindível na parte computacional

a Gina por datilografar este trabalho

as Famílias Colebrusco, Martins de Oliveira, Afférri e Massi por terem me apoiado sempre

Aos meus Avós pelo carinho recebido e aos meus Irmãos por acreditarem em mim

aos meus Pais José Martins e Zenáide pelo amor, e confiança recebidos durante todos os anos da minha vida

a minha Esposa Silvia, pelo amor e carinho recebidos nas horas mais difíceis e pela paciência e dedicação ao me ajudar a elaborar os gráficos deste trabalho.

aos amigos da FACENS

a Faculdade de Engenharia de Sorocaba (FACENS) pelo apoio financeiro

agradeço ainda ao corpo técnico do Laboratório Pelletron pelo apoio

ao Prof. Oscar Sala pela oportunidade de trabalhar no Pelletron

A CAPES pela bolsa e financiamento parcial deste projeto

José Martins
nov/1994

RESUMO

Foram medidas distribuições angulares dos canais quase-elásticos e do decaimento em fragmentos binários fortemente amortecidos dos sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ e $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ em energias de $E_{\text{LAB}}(^{18}\text{O}) = 52.5$ MeV e $E_{\text{LAB}}(^{28}\text{Si})=107.5$ e 139 MeV. Em todos os sistemas, as distribuições angulares quase-elásticas apresentam oscilações com uma subida da seção de choque em ângulos traseiros. As distribuições integradas em valor de Q , apresentam o comportamento $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ em todos os sistemas indicando uma vida-média longa. Medidas de distribuição de massa de fragmentos emitidos e razão ($^{15}\text{O}/^{12}\text{C}$) sugerem que o mecanismo de reação no caso do sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ é de "orbiting", não passando pela formação do núcleo composto. Cálculos de canais acoplados, incluindo grande número de canais populados nas reações, permitem reproduzir as distribuições angulares oscilantes e com forte subida em ângulos traseiros dos estados individuais, bem como as distribuições angulares integradas em Q , lisas, com comportamento $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ para os sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ e $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$.

ABSTRACT

The binary decay into strongly damped fragments and the quasielastic reactions of the systems $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ and $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ were measured at $E_{\text{LAB}}(^{18}\text{O}) = 52.5$ MeV, $E_{\text{LAB}}(^{28}\text{O}) = 107.5$ e 139 MeV in the angular range of $30^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 160^\circ$. In both systems the quasielastic angular distributions present oscillations and strong increase in the backward region. The angular distributions of the Q-value integrated cross-section follow the tendency $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ in both systems indicating a long life-time. Mass distribution measurement and the $(^{16}\text{O}/^{12}\text{C})$ ratios suggest that the reaction mechanism in the case of the $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ system is "orbiting/deep-inelastic". Coupled channels calculations, including a great number of the channels populated in the reactions yield angular distributions which agree well with experimental data for both systems.

ÍNDICE

1. Introdução.....	1
2. Fundamentos Teóricos	
2.1 O Espalhamento Elástico.	3
2.2 O Espalhamento Inelástico.....	6
2.3 O Potencial de Interação.....	7
2.4 As Equações Acopladas.....	11
2.5 A Seção de Choque.....	14
2.6 O Parâmetro de Deformação β_2^C e sua Relação com o Momento de Quadrupolo.....	14
2.7 Reações de Transferência.....	16
2.8 Descrição Semi-Clássica do Espalhamento.....	17
3. Parte Experimental	
Introdução.....	22
3.A Medidas realizadas no Acelerador Pelletron.....	22
3.A.1 Alvos e Feixes.....	23
3.A.2 Câmara de Espalhamento e o Sistema de Detecção dos Dados Experimentais.....	24
3.A.3 Cálculo da Seção de Choque Experimental...	27
3.A.4 Resultados.....	34
3.A.5 Massa mais Provável.....	40
3.B Medidas realizadas no Acelerador Tandem.....	43
3.B.1 Feixe, Alvo e Acelerador.....	46
3.B.2 Câmara de Espalhamento e o Sistema de Detecção.....	46
3.B.3 Cálculo da Eficiência do Método de Coincidência Cinemática.....	58
3.B.4 Cálculo da Seção de Choque Experimental ..	60
3.B.5 Resultados: Distribuições Angulares.....	61
3.B.6 Medidas sem Coincidências Cinemática.....	66
3.B.7 Resultados: $\langle Q \rangle$ e T.K.E.	67
4 O Cálculo de Canais Acoplados	
4.1 Considerações Gerais.....	71
4.2 Análise do Sistema $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$	73
4.3 Análise do Sistema $^{18}\text{O} + ^{11}\text{B}$	80
4.4 Análise do Sistema $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$	87
5 Discussão dos Resultados "Orbiting"/Fusão-Fissão	
5.1 Introdução.....	111

5.2 Modelos para o "Orbiting"/Fusão-Fissão	112
5.3 Mecanismo de Decaimento do Sistema $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$	121
5.4 "Orbiting" dentro do Contexto Semi-clássico	125
6 Conclusão	130
Referências	131

1. INTRODUÇÃO:

Uma grande quantidade de dados foi acumulado nos últimos anos referente ao espalhamento elástico, inelástico e reações de transferência de sistemas de íons pesados leves e de massa intermediária ($A_1 + A_2 \leq 60$).

Evidências experimentais sobre a existência de processos muito inelásticos com a emissão binária de fragmentos complexos totalmente amortecidos em energia, também foram observadas em sistemas de núcleos nesta região de massa. Estes processos assemelham-se, à primeira vista, às colisões muito inelásticas ("*Deep Inelastic Collisions*" - *DIC*), fenômeno bem estabelecido para sistemas de núcleos mais pesados, em energias mais altas.

Sistemas de íons pesados leves, com estrutura $n-\alpha$, apresentam características bastante peculiares nos processos quase-elásticos, com distribuições angulares oscilatórias com forte subida em ângulos traseiros e com funções de excitação a 180° apresentando estruturas pronunciadas semelhantes à ressonâncias. Estes fenômenos, também denominados ALAS ("*Anomalous Large Angle Scattering*"), foram primeiro observados [Br 77] nas distribuições angulares elásticas do sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$. Outros sistemas como $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$, $^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$, $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$, $^{12}\text{C}+^{20}\text{Ne}$, $^{16}\text{O}+^{20}\text{Ne}$ também apresentam estas anomalias.

As anomalias se atenuam para sistemas sem a estrutura $n-\alpha$ ($^{16}\text{O}+^{29}\text{Si}$, por exemplo) ou para sistemas mais pesados ($^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$). As anomalias são presentes tanto nos canais elástico, inelástico, como nos canais de transferência- α . As anomalias ALAS tiveram várias tentativas de interpretação, como ressonâncias, polos de Regge e potenciais ópticos transparentes com termo dependente de paridade (simulando alguma troca de partículas). No entanto, a descrição mais consistente se deu em termos de trocas de partículas- α entre o canal de entrada e os canais de transferência- α , primeiro realizados no contexto do formalismo de Frahn [Fr 81, Li 82], depois através de potencial de polarização dinâmica de transferência- α [Hu 87, Li 89, Le 89] e, finalmente, realizando cálculos de canais acoplados [Le 90] no contexto da teoria algébrica de espalhamento de Iachello [Ia 88]. Estes cálculos puderam reproduzir as anomalias tanto na distribuição angular, como nas funções de excitação dos espalhamentos elástico, inelástico e de transferência- α .

Estes mesmos sistemas, e muitos outros, apresentam o fenômeno de emissão binária de fragmentos muito amortecidos. Inicialmente, interpretou-se este fenômeno através de um mecanismo tipo "*deep-inelastic/orbiting*" que recorre à idéia de um sistema dinuclear complexo, que está em rotação, dissipa energia e perde a memória da direção inicial.

Alguns sistemas de íons pesados-leves com estrutura $n-\alpha$ ($A_T \leq 44$), que apresentam uma forte memória do canal de entrada [Ra 85] decaindo, preferencialmente, pela emissão de íons com as mesmas massas do alvo e projétil, parecem ter este mecanismo de reação.

Cálculos do número de canais abertos^[Ha 81] para a desexcitação do sistema (NCA) indicam que quando este número NCA é baixo, o mecanismo predominante envolvendo as ondas parciais periféricas ($l \approx l_g$) é o "*deep-inelastic-orbiting*".

Uma interpretação alternativa supõe que os íons se fundiram, chegando ao núcleo composto equilibrado havendo, em seguida, a fissão binária em fragmentos amortecidos, este mecanismo é denominado fusão-fissão. O que distingue experimentalmente os dois mecanismos é a dependência com o canal de entrada. No caso do mecanismo fusão-fissão o número de canais abertos para decaimento é muito maior e este número também pode dar indicação qual é o mecanismo.

Vários modelos têm surgido na tentativa de explicar a emissão binária de fragmentos fortemente amortecidos como, por exemplo, o modelo de equilíbrio para o "*orbiting*" e fusão proposto por B. Shivakumar^[Sh 87] ou o modelo de fusão-fissão sugerido por S.J. Sanders^[Sa 89]. Ambos os modelos são estatísticos e irão depender da parametrização utilizada para descrever as densidades de nível, coeficientes de transmissão, distribuição de spin etc..

A conexão entre as anomalias em ângulos traseiros (ALAS) visto nos canais quase-elásticos e a emissão isotrópica de fragmentos amortecidos parece evidente. Esta conexão sugeriu a aplicação da descrição por canais acoplados, que deu bons resultados no caso quase-elástico, aos canais muito inelásticos. À medida em que acoplamos muitos canais muito inelásticos, alcançados por excitações sucessivas, a descrição leva em conta a complexidade do fenômeno tratado.

A medidas experimentais do sistema $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ foram feitas utilizando-se o Acelerador Pelletron, com $E_{\text{LAB}}(^{18}\text{O}) = 52.6$ MeV enquanto que o experimento para $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ foi feito no Laboratório Tandem (Buenos Aires, Argentina) com $E_{\text{LAB}}(^{28}\text{Si}) = 107.5$ e 139 MeV, com a colaboração de vários pesquisadores argentinos.

Apresentamos, neste trabalho, um caminho alternativo para se interpretar os dados experimentais em termos de um cálculo completo de canais acoplados, onde muitos canais inelásticos e de transferência são acoplados ao canal elástico.

Este trabalho foi dividido em 6 partes. No capítulo II, fazemos uma descrição dos fundamentos teóricos no qual este trabalho está baseado. No capítulo III, descrevemos, com detalhes, os equipamentos utilizados na aquisição dos dados experimentais, toda a metodologia usada na análise bem como os resultados obtidos. A parte A do capítulo III é usada para descrever os dados adquiridos no Pelletron, e na parte B, a descrição se refere aos dados obtidos no Tandem.

O resultado da análise de canais acoplados é apresentado no capítulo IV e, finalmente, no capítulo V, discutimos os resultados em termos dos mecanismos de "*orbiting*" e fusão-fissão. As principais conclusões foram agrupadas no capítulo VI.

2. FUNDAMENTOS TEÓRICOS:

2.1. O Espalhamento Elástico:

O processo mais simples que pode ocorrer na colisão entre dois núcleos é o espalhamento elástico. Nesse processo os canais de entrada e saída são exatamente os mesmos, ou seja, a identidade dos núcleos é mantida antes e depois da colisão; e a energia cinética e o momento angular são conservados.

O espalhamento elástico é, geralmente, estudado dentro do contexto do modelo óptico. Neste modelo, o espalhamento elástico é descrito através de um potencial nuclear médio, resultante das interações individuais entre os nucleons constituinte do alvo e projétil.

Este potencial nuclear médio pode ser não esférico. É usualmente complexo, podendo ainda incluir interação do tipo spin-órbita.

No caso mais simples, onde os núcleos em colisão têm spin zero, e supondo um potencial nuclear esférico, o problema do espalhamento elástico não relativístico resume-se em resolver a equação de Schrödinger, independente do tempo:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U(r) \right] \psi(r) = \epsilon \psi(r) \quad (2.1.1)$$

onde: ϵ é o auto-valor de energia do sistema de 2 núcleos em colisão;
 $U(r)$ é a soma dos potenciais nuclear e coulombiano;
 $\psi(r)$ é a função de onda que descreve o sistema de 2 núcleos.

$$U(r) = V_c(r) + V_N(r) \quad (2.1.2)$$

Para resolver a equação (2.1.1) precisa-se conhecer o potencial de interação $U(r)$. A parte coulombiana é conhecida, mas para descrever a parte nuclear devemos utilizar algum modelo.

O modelo óptico, acima mencionado, descreve a interação nuclear entre os dois núcleos por uma interação complexa, onde a parte imaginária em analogia com a óptica, descreve a absorção do fluxo incidente.

$$V_N(r) = V(r) + iW(r) \quad (2.1.3)$$

A parte real é atrativa e responsável pelos efeitos refrativos; já a parte imaginária irá provocar uma atenuação do fluxo incidente no canal de entrada, simulando a abertura de vários canais de reação.

O fator de forma geralmente utilizado para o potencial óptico é o de Wood-Saxon^[Wo 54], onde os potenciais de interação entre alvo e projétil são escritos na forma:

$$V(r) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_r}{a_r}\right)} \quad (2.1.4)$$

$$W(r) = \frac{-W_0}{1 + \exp\left(\frac{r - R_i}{a_i}\right)} \quad (2.1.5)$$

onde: V_0 e W_0 são as profundidades das partes real e imaginária;
 a_r e a_i são as difusividades das partes real e imaginária;
 R_r e R_i são os raios das partes real e imaginária.

Os raios são definidos por:

$$R_r = r_1(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{e} \quad R_i = r_1(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (2.1.6)$$

sendo que A_1 e A_2 são os números de massa do projétil e do alvo, respectivamente.

O potencial coulombiano é descrito por:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & r \leq R_C \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & r > R_C \end{cases} \quad (2.1.7)$$

onde: Z_1 e Z_2 são os números atômicos do projétil e alvo;
 R_C é o raio coulombiano dado por: $R_C = r_C A_2^{1/3}$, sendo A_2 o número de massa do núcleo alvo.

A solução da equação de Schrödinger é encontrada resolvendo-se, separadamente, as partes coulombiana e nuclear e assumindo que a solução assintótica tem a forma:

$$\psi(r) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \phi_i(r) + f(\theta) \cdot \phi_e(r) \quad (2.1.8)$$

onde: $\phi_i(r)$ e $\phi_e(r)$ são ondas incidentes e emergentes.

A amplitude de espalhamento $f(\theta)$ pode ser escrita como:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2iK} \sum_{\ell} (2\ell + 1)(S_N(\ell) - 1)e^{2i\delta_c(\ell)} P_{\ell}(\cos\theta) \quad (2.1.9)$$

onde: $f_c(\theta)$ e $\delta_c(\ell)$ são a amplitude de espalhamento e a defasagem coulombiana, respectivamente e $S_N(\ell)$ é a matriz de espalhamento nuclear;

$S_N(\ell) = \exp(2i\delta_{\ell})$ onde δ_{ℓ} é a defasagem nuclear.

De posse da amplitude $f(\theta)$ a seção de choque diferencial elástica é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.1.10)$$

Nos cálculos de modelo óptico, os parâmetros que caracterizam o potencial óptico devem ser variados de forma sistemática, até se obter um bom ajuste da seção de choque calculada, aos dados experimentais.

Em geral, o modelo óptico dá bons ajustes na região de ângulos dianteiros e intermediários, mas em muitos casos falha na descrição da seção de choque em ângulos traseiros.

Nesta região angular podem surgir efeitos provenientes da estrutura nuclear ou devido à presença de outros canais de reação como inelásticos e de transferência. Nestes casos, a descrição pura e simples através de um potencial óptico, como veremos, não é suficiente para reproduzir os dados experimentais.

2.2. O Espalhamento Inelástico:

Um dos métodos largamente utilizado no estudo do espalhamento inelástico e reações de transferência é o tratamento através da aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA - *Distorted Wave Born Approximation*)^[Sa 58, Sa 63].

A razão para o uso do formalismo de DWBA está no fato da interação responsável por estas reações (inelástico e transferência) ser usualmente fraca. Com isto, um tratamento perturbativo em primeira ordem é uma boa aproximação.

No tratamento do espalhamento inelástico, cuidados especiais devem ser tomados em comparação às reações de transferência. Isto porque, em alguns casos, a seção de choque para o espalhamento inelástico pode assumir valores grandes, indicando que a interação envolvida é muito mais forte que aquela das reações de transferência. Neste caso, a utilização de uma teoria de perturbação em primeira ordem (DWBA) não deverá explicar, de forma satisfatória, as seções de choque experimentais.

Isto poderá ocorrer quando um dos núcleos possuir uma natureza coletiva, ou quando os processos de excitação se realizam em uma única etapa. Nestes casos, o tratamento perturbativo, em primeira ordem falha. Uma melhora é obtida introduzindo ordens mais altas de perturbação; no entanto, a complexidade dos cálculos envolvidos cresce, o que nos leva a procurar a solução por um caminho diferente.

O caminho natural é a utilização do formalismo de canais acoplados pois, neste caso, a interação é tratada exatamente e os processos de mais de uma etapa são levados em conta explicitamente, simplesmente adicionando mais canais na descrição da reação.

A importância do cálculo de canais acoplados na descrição de processos de espalhamento para núcleos-alvos de natureza coletiva, foi inicialmente proposto por Bohr e Mottelson^[Bo 53].

No início, o tratamento de canais acoplados era feito com um número reduzido de canais, devido às limitações computacionais. Atualmente, dispomos de computadores velozes com grandes memórias, permitindo o acoplamento de um grande número de canais.

O trabalho de Tamura^[Ta65], que fez um tratamento do espalhamento inelástico dentro do contexto dos modelos coletivos (rotacional e vibracional) para núcleos com A par e ímpar, mais os trabalhos de Ohmura^[Oh 69] no estudo dos processos de transferência, foi o ponto de partida para o desenvolvimento de programas para o cálculo de canais acoplados, que levassem em conta o acoplamento entre os canais elásticos, inelásticos e de transferência. Um exemplo de programa que faz tais acoplamentos é o código ECIS^[Ra 72], que foi utilizado neste trabalho.

O tratamento geral consiste em utilizar um potencial óptico não esférico para descrever o núcleo deformado. A partir daí, os termos de acoplamento entre os diferentes canais podem ser derivados explicitamente. Ao

aplicarmos a equação de Schrödinger, teremos um sistema de equações diferenciais acoplados. Ao resolvermos este sistema, obteremos as seções de choque para os diferentes processos.

2.3. O Potencial de Interação:

A obtenção do potencial de interação foi objeto de estudo de vários autores [Bo 53, Yo 56, Bu 62, Bu 63, Ba 64, Ta 65].

Faremos, na sequência, uma apresentação das principais fórmulas e expressões utilizadas na obtenção do potencial de interação.

O cálculo de canais acoplados é indicado quando os estados excitados mais baixos do núcleo-alvo apresentam uma forte natureza coletiva. Tais movimentos coletivos podem ser descritos de forma satisfatória, considerando os núcleos como tendo deformações. Estas deformações podem ser permanentes ou vibracionais. Isto irá indicar qual o modelo mais apropriado para tratá-los, isto é: rotacional ou vibracional.

Vamos considerar um potencial de interação $V(r, \theta, \phi)$ entre o projétil incidente e o núcleo-alvo. Este potencial é, usualmente, não esférico, complexo, podendo incluir a interação spin-órbita e ter uma parte devido à interação coulombiana no caso das partículas interagentes serem carregadas.

A parte radial do potencial nuclear será suposta como sendo do tipo Woods-Saxon. A expressão geral é:

$$V(r, \theta, \phi) = V(r) + W(r) + V_c(r) + V_{so} \quad (2.3.1)$$

onde: $V(r)$, $W(r)$ e $V_c(r)$, seguem as definições dadas nas equações (2.1.4), (2.1.5), (2.1.6) e (2.1.7). O termo V_{so} é o potencial que descreve a interação do tipo spin-órbita. No caso de espalhamento entre íons pesados este termo (V_{so}) não é levado em conta, por ter um efeito pequeno na seção de choque. Iremos, portanto, considerar apenas os potenciais real, imaginário de volume e coulombiano.

Na equação (2.3.1) faremos R (real e imaginário) depender das coordenadas polares θ e ϕ de acordo com a deformação do núcleo-alvo em estudo.

Se o núcleo-alvo puder vibrar em torno da forma de equilíbrio esférico iremos expressar R como:

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda, \mu} Y_{\lambda, \mu}(\theta, \phi) \right) \quad (2.3.2)$$

Se o núcleo-alvo é um núcleo deformado axialmente simétrico, então R será:

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} Y_{\lambda 0}(\theta') \right) \quad (2.3.3)$$

O termo β_{λ} descreve a deformação estática do núcleo (com simetria axial) de multipolaridade λ . Num caso geral $R_0 = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, com A_1 e A_2 representando as massas do projétil e do alvo, respectivamente. O ângulo θ' se refere a um sistema de referência fixo no corpo.

Quanto à parte coulombiana, vamos utilizar a descrição proposta por Satchler^[Sa 62], isto é:

$$V_{\text{cool}} = Z_1 Z_2 e^2 \int \frac{\rho(r', \theta', \phi')}{|r - r'|} dr' \quad (2.3.4)$$

ou:

$$V_{\text{cool}} = 4\pi Z_1 Z_2 e^2 \sum_{\lambda\mu} \int \frac{\rho(r', \theta', \phi') r'^{\lambda}}{(2\lambda + 1) r_2^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) Y_{\lambda\mu}^*(\theta', \phi') r'^2 dr' d\Omega' \quad (2.3.5)$$

onde: Z_1 e Z_2	são os números atômicos do projétil e do alvo;
r'	são as coordenadas dos nucleons no núcleo alvo;
r	são as coordenadas do centro de massa do projétil em relação ao centro de massa do alvo;
$\rho(r', \theta', \phi')$	é a distribuição de carga do alvo, que suporemos constante dentro do raio coulombiano $R_c(\theta', \phi')$ e zero fora.

A expressão para a distribuição de cargas é dada por:

$$\rho(r', \theta', \phi') = \left(\frac{3}{4\pi R_c^3} \right) \theta(R_c(\theta', \phi') - r') \quad (2.3.6)$$

$$\begin{aligned} \text{onde: } \theta(r) &= 1 & \text{se } (R_c(\theta', \phi') - r) > 0 \\ \theta(r) &= 0 & \text{se } (R_c(\theta', \phi') - r) < 0 \end{aligned}$$

$$R_c(\theta', \phi') = R_c \left[1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi') \right] \quad (2.3.7)$$

Para resolver o problema de espalhamento fazemos:

- **Núcleos Rotacionais com Simetria axial:**

Devemos substituir a equação (2.3.3) em (2.3.1). O potencial resultante é expandido em polinômios de Legendre, mais especificamente em termos de

$$Y_{\lambda 0}(\theta') = \left(\frac{2\lambda + 1}{4\pi} \right)^{1/2} P_{\lambda}(\cos \theta') \quad (2.3.8)$$

Após a expansão trocamos $Y_{\lambda 0}(\theta')$ por:

$$Y_{\lambda 0}(\theta') = \sum_{\mu} D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i) Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \quad (2.3.9)$$

onde: $D_{\mu 0}^{\lambda}(\theta_i)$ é a matriz de rotação^[Br 62] e θ_i são os ângulos de Euler entre o sistema de coordenadas fixo no corpo e o sistema de coordenadas fixo no espaço. Podemos então escrever:

$$V(r, \theta, \phi) = V_{\text{diag}} + V_{\text{acopl}}^{(r)} \quad (2.3.10)$$

onde: $V_{\text{acopl}}^{(r)}$ é dado por:

$$V_{\text{acopl.}}^{(r)} = \sum_{\lambda\mu(\lambda \neq 0)} v_{\text{Cp}}^{(\lambda)(r)}(r) D_{\mu 0}^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (2.3.11)$$

O termo $V_{\text{acopl.}}^{(r)}$ descreve o potencial de acoplamento entre os diferentes canais, sendo que (r) significa que estamos considerando o alvo como núcleo rotacional. Com [Ta 64] $v_{\text{Cp}}^{(\lambda)(r)}(r)$ dado por:

$$v_{\text{Cp}}^{(\lambda)(r)}(r) = 4\pi \int_0^1 \left\{ \frac{-(V_0 + iW_0)}{1 + \exp \left[\left[r - R_0 \left(1 + \sum_{\lambda'} \beta_{\lambda'} Y_{\lambda'0}(\theta') \right) \right] / a \right]} \right\} Y_{\lambda 0}(\theta') d(\cos \theta') \quad (2.3.12)$$

O termo V_{diag} da equação (2.3.10) é dado por:

$$V_{\text{diag}} = \frac{1}{(4\pi)^{1/2}} v_{\text{Cp}}^{(0)(r)} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \theta(R_C - r) + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \theta(r - R_C) \quad (2.3.13)$$

O potencial V_{diag} é diagonal em relação ao spin total j e do auto-spin l do núcleo-alvo, o que nada mais é que o potencial de modelo óptico usual somado com o potencial coulombiano.

A equação para o potencial de acoplamento (2.3.11) com (2.3.12) fornece apenas a parte nuclear do potencial de acoplamento. Portanto, a interação coulombiana para os núcleos deformados pode ser levada em conta adicionando na equação (2.3.11) a parte coulombiana dada por [Ta 65]:

$$\begin{aligned} v_{\text{coul}}^{(r)} = & \sum_{\lambda\mu} A_{\lambda} (C_{\lambda}^{(r)} + E_{\lambda}^{(r)}) \beta_{\lambda} D_{\mu 0}^{\lambda} Y_{\lambda\mu} + \\ & + \sum_{\lambda_1 \lambda_2} A_{\lambda} ((1-\lambda)C_{\lambda}^{(r)} + (\lambda+2)E_{\lambda}^{(r)}) (\hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2 / (4\pi)^{1/2} \hat{\lambda}) (\lambda_1 \lambda_2 00 / \lambda 0) \cdot \quad (2.3.14) \\ & \cdot \sum_{\mu} (\beta_{\lambda} D_{10}^{\lambda} \otimes \beta_{\lambda} D_{20}^{\lambda}) Y_{\lambda\mu} \end{aligned}$$

$$\hat{\lambda} = (2\lambda + 1)^{1/2}$$

onde:

$$A_{\lambda} = \frac{3Z_1 Z_2 e^2}{2\lambda + 1} \quad (2.3.15)$$

$$C_{\lambda}^{(r)} = \frac{r^{\lambda} \theta(R_c - r)}{R_c^{(\lambda+1)}} \quad (2.3.16)$$

$$E_{\lambda}^{(r)} = \frac{R_c^{\lambda} \theta(r - R_c)}{r^{(\lambda+1)}} \quad (2.3.17)$$

e o símbolo $\otimes$ significa soma vetorial.

A obtenção dos potenciais V_{diag} e $V_{\text{acopl.}}^{(r)}$ no caso de núcleos vibracionais é análogo ao desenvolvimento para o caso rotacional [Ta 65]. A única diferença é que devemos substituir agora a equação (2.3.2) em (2.3.1) e ao invés de expandir o potencial em polinômios de Legendre é mais apropriado usar uma expansão em séries de Taylor.

2.4.As Equações Acopladas:

Vamos considerar N_s estados no núcleo-alvo os quais estão acoplados (direta ou indiretamente) ao estado fundamental por meio de $V_{\text{acopl.}}^{(r)}$ dado pela equação (2.3.11).

Iremos rotular cada estado do núcleo-alvo por $n=1$ até N_s sendo que $n=1$ indica o estado fundamental. Denotaremos ainda o spin, paridade e energia do enésimo estado do alvo por I_n , π_n e ω_n , respectivamente. Assim, se a energia do projétil incidente (no referencial do centro de massa) é E_1 , a energia do projétil que deixa o núcleo-alvo em seu enésimo estado será $E_n = E_1 - \omega_n$.

Para cada canal correspondente ao enésimo estado do núcleo-alvo, consideraremos uma onda parcial do projétil de spin S com momento angular orbital ℓ_n e momento angular total $j_n = \ell_n + S$. Acoplando j_n a I_n vetorialmente, definimos o momento angular total J e o operador de paridade Π do sistema como:

$$J = j_n + I_n \quad \text{e} \quad \Pi = \pi_n (-1)^{\ell_n} \quad (2.4.1)$$

Vamos, agora, introduzir a hamiltoniana do sistema:

$$H = T + H_i + V(r, \theta, \phi) = T + H_i + V_{\text{diag}} + V_{\text{acopl}} \quad (2.4.2)$$

onde: T é a energia cinética do projétil incidente e H_i é a hamiltoniana dos graus de liberdade internos do núcleo-alvo.

A equação de Schrödinger pode ser escrita como:

$$H\psi = E_1\psi \quad (2.4.3)$$

onde a função de onda total ψ é dada por:

$$\psi = \frac{1}{r} \sum_{j_n \ell_n j_n} R_{j_n \ell_n j_n}(r) \sum_{m_j M_n} (j_n I_n m_j M_n | JM) y_{\ell_n j_n m_j} \Phi_{I_n M_n} \quad (2.4.4)$$

onde:

$$y_{\ell_n j_n m_j} = \sum_{m_\ell m_s} (\ell s m_\ell m_s | j m_j) i^\ell Y_{\ell_n m_\ell} \chi_{s m_s} \quad (2.4.5)$$

sendo $\chi_{s m_s}$ a função de onda de spin do projétil e $\Phi_{I_n M_n}$ a função de onda do núcleo-alvo em seu enésimo estado.

Por definição temos:

$$H_i \Phi_{I_n M_n} = \omega_n \Phi_{I_n M_n} \quad (2.4.6)$$

Inserindo (2.4.2) e (2.4.4) em (2.4.3), multiplicando-a por $(y_{\ell_n j_n} \otimes \Phi_{I_n})_{JM}^*$ e integrando sobre todas as coordenadas, excetuando a coordenada radial r e, finalmente, dividindo por E_n , chega-se a equação:

$$\begin{aligned}
& \left(\frac{d^2}{d\rho_n^2} - \frac{\ell_n(\ell_n+1)}{\rho_n^2} - \frac{1}{E_n} V_{diag} + 1 \right) R_{J_n \ell_n j_n}(r) = \\
& = \frac{1}{E_n} \sum_{n' \ell_{n'} j_{n'}} \left\langle (y_{\ell_n j_n} \otimes \Phi_{I_n})_{JM} \middle| V_{acopl} \middle| (y_{\ell_{n'} j_{n'}} \otimes \Phi_{I_{n'}})_{JM} \right\rangle R_{J_n \ell_{n'} j_{n'}}(r)
\end{aligned} \tag{2.4.7}$$

onde: $\rho_n = K_n r$ e K_n é o número de onda.

A equação (2.4.7) representa um conjunto de n_c equações acopladas, onde o potencial de acoplamento pode ser do tipo rotacional, equação (2.3.11), ou vibracional. Independente do tipo de acoplamento ℓ_n, j_n, I_n, π_n ou $(-1)^{\ell_n}$ não são bons números quânticos. Os bons números quânticos são J e Π . Com isso várias ondas parciais cujos ℓ_n e j_n satisfazem a equação (2.4.1), para um dado conjunto de J e Π , são acopladas juntas através de (2.3.11) formando um conjunto de equações diferenciais acoplados.

A equação (2.4.7) é geral e válida independentemente da natureza do projétil e núcleo-alvo.

Hipóteses sobre a estrutura nuclear somente afetarão os elementos de matriz que aparecem do lado direito da equação (2.4.7) e a avaliação destes elementos é uma das partes importantes do cálculo de canais acoplados, pois os mesmos fazem a ligação entre a estrutura nuclear e o mecanismo de espalhamento.

O termo V_{acopl} pode ainda ser escrito como:

$$V_{acopl} = \sum_{t, \lambda} v_{\lambda}^{(t)}(r) (Q_{\lambda}^{(t)} \cdot Y_{\lambda}) \tag{2.4.8}$$

onde o índice t serve para discriminar termos de diferentes características, mas de mesma ordem tensorial λ e $Q_{\lambda}^{(t)}$ é um operador que atua somente nas coordenadas do núcleo-alvo.

Com esta modificação, o resultado do cálculo dos elementos de matriz da equação (2.4.7) fica:

$$\left\langle (y_{\ell_j} \otimes \Phi_I)_{JM} \middle| V_{acopl}^{(r)} \middle| (y_{\ell' j'} \otimes \Phi_{I'})_{JM} \right\rangle \equiv \left\langle \ell_j I \middle| V_{acopl} \middle| \ell' j' I' \right\rangle_{JM} \tag{2.4.9}$$

$$\left\langle \ell_j I \middle| V_{acopl} \middle| \ell' j' I' \right\rangle_{JM} = \sum_{t, \lambda} v_{\lambda}^{(t)}(r) \left\langle I \middle| Q_{\lambda}^{(t)} \middle| I' \right\rangle A(\ell_j I, \ell' j' I', \lambda S) \tag{2.4.10}$$

onde o fator $A(\ell j I, \ell' j' I', \lambda JS)$ é puramente geométrico.

O termo $\langle I \| Q_1^{(\ell)} \| I' \rangle$ recebe o nome de elemento de matriz reduzido e contém toda a dinâmica envolvida no problema. Aqui representamos por I todos os números quânticos necessários para caracterizar o estado escrito simplesmente por $|I\rangle$.

Para a excitação de estados da banda rotacional fundamental, a expressão para as matrizes de acoplamento são mais simples e dadas por:

$$\langle \ell j I \| V_{\text{acopl}}^{(\ell)} \| \ell' j' I' \rangle_{JM} = \sum_{\lambda} v_{\text{cp}}^{(\lambda)(\ell)}(r) B_{\lambda}(I, I') A(\ell j I, \ell' j' I'; \lambda JS) \quad (2.4.11)$$

onde: $B_{\lambda}(I, I') = \hat{I}'(I' \lambda K 0 | I K)$

2.5. A Seção de Choque:

A seção de choque é obtida integrando-se a equação (2.4.7), a fim de determinarmos as funções de onda radiais $R_{Jn\ell j}(r)$ (veja referências [Bo 53, Ta 65, Au 70]). A idéia é ajustar a solução obtida para $R_{Jn\ell j}(r)$ com a função de onda assintótica coulombiana, num raio conveniente R_m , obtendo-se os coeficientes de espalhamento $C_{\ell j, n \ell' j'}^J$.

De posse desses coeficientes^[Ra 72] pode-se determinar a amplitude de espalhamento $f_{I_1 \rightarrow I_n}(\theta)$.

A seção de choque é dada por:

$$\left. \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right|_{I_n} = \frac{1}{(2S+1)(2I_1+1)} \frac{K_n}{K_1} \sum_{m_s, M_1, m_{s'}, M_n} \left| f_{m_s M_1, m_{s'} M_n}(\theta) \right|^2 \quad (2.5.1)$$

2.6. O Parâmetro de Deformação β_2^C e sua Relação com o Momento de Quadrupolo:

A definição clássica do momento de quadrupolo elétrico é dada por:

$$Q_{CL}(r) = \frac{1}{e} \left(\frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} \int r^2 Y_{20}(\theta, \phi) \rho(r) dV \quad (2.6.1)$$

Por outro lado o momento de quadrupolo intrínseco Q_0 de um estado nuclear descrito pela função ψ_{IMK} é definido como o valor esperado do operador momento de quadrupolo $Q_2(r')$, definido em relação a um sistema de coordenadas intrínseco fixo no corpo:

$$Q_0 = \langle Q_2(r') \rangle = \langle \psi_{IMK} | Q_2(r') | \psi_{IMK} \rangle \quad (2.6.2)$$

sendo:

$$Q_2(r') = \frac{1}{e} \left(\frac{16\pi}{5} \right)^{1/2} \int r'^2 Y_{20}(\theta', \phi') \rho(r') dV' \quad (2.6.3)$$

O momento de quadrupolo intrínseco de um núcleo deformado está relacionado à probabilidade de transição eletromagnética $B(E2)\uparrow$ para transições do tipo rotacional, pela seguinte expressão dependente de modelo:

$$B(E2; I_i K \rightarrow I_f K) = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 (2I_f + 1) \begin{pmatrix} I_i & 2 & I_f \\ K & 0 & -K \end{pmatrix}^2 \quad (2.6.4)$$

onde a quantidade no parênteses maior representa um símbolo 3-j.

No caso de um rotor simétrico (núcleo par-par com $I_i=0$ e $K=0$) a probabilidade de transição eletromagnética fica:

$$B(E2)\uparrow = \frac{5}{16\pi} e^2 Q_0^2 \quad (2.6.5)$$

sendo $B(E2)\uparrow$ o máximo valor observável.

Se nós considerarmos o núcleo como um esferóide uniformemente carregado, com coordenada radial de superfície na forma:

$$R = R_c(1 + \beta_2^c Y_{20}(\theta, \phi)) \quad (2.6.6)$$

onde $R_c = r_c A^{1/3}$ sendo A o número de massa do núcleo deformado e β_2^c o parâmetro de deformação coulombiana.

O parâmetro de deformação coulombiana relaciona-se com a probabilidade de transição eletromagnética por:

$$B(E2)\uparrow = \left(\frac{3}{4\pi} Z \beta_2^c R_c^2 \right)^2 \quad (2.6.7)$$

Em núcleos deformados, nos quais estados rotacionais são observados, o momento de quadrupolo intrínseco (e parâmetros de deformação) pode ser deduzido a partir de medidas de probabilidade de transição eletromagnética $B(E2)\uparrow$.

Valores experimentais de $B(E2)\uparrow$ podem ser obtidos de medidas de excitação coulombiana ou de medidas de meia-vida dos níveis dos núcleos rotacionais.

2.7. Reações de Transferência:

Um dos caminhos amplamente utilizados para descrever reações de transferência é o uso da aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA)^[70-61]. Da comparação entre cálculo DWBA e resultados experimentais, é possível tirar informações a respeito da estrutura nuclear como fatores espectroscópicos, momento angular transferido na transferência indicando spin dos estados finais. O cálculo DWBA é uma aproximação de perturbação em primeira ordem e só funciona bem para probabilidades de transferência fracas, que podem ser tratadas como perturbação em primeira ordem.

Em casos, onde a probabilidade de transferência é elevada (reações de transferência- α entre núcleos com estrutura α) a aproximação DWBA não deve ser boa. Nestes casos deve se utilizar, de preferência, cálculos de canais acoplados que levam em conta os elementos de matriz entre os canais acoplados até uma ordem infinita.

O programa de computador utilizado por nós no estudo das reações de transferência (código ECIS) utiliza o método proposto por Ohmura^[Oh 69, Oh 70] para derivar as equações básicas de canais acoplados para as reações de transferência. Este cálculo descreve a dinâmica da reação de forma aproximada; não considera o recuo do núcleo-alvo (a integração não se faz sobre as coordenadas dos dois núcleos, isto é, em 6 dimensões mas,

somente em 3 dimensões) e considera que a interação responsável pela transferência tem alcance zero.

Em nossos cálculos, as reações de transferência foram tratadas apenas de forma aproximada, pois utilizamos o mesmo fator de forma do espalhamento inelástico. Isto foi feito porque o número de canais acoplados era grande e um tratamento exato do problema, via código ECIS, tornava-se inviável. Portanto, tudo que foi discutido nas seções anteriores, para o espalhamento inelástico, será usado para as reações de transferência.

2.8. Descrição Semi-Clássica do Espalhamento:

Na descrição clássica, o processo de colisão é tratado como se tivéssemos uma partícula, movendo-se numa órbita ou trajetória bem definida. A aproximação clássica pode ser usada quando estamos trabalhando com íons pesados. Neste caso, o comprimento de onda é pequeno e as colisões envolvem altos momentos angulares. Contudo, é importante levarmos em consideração, mesmo no estudo dos íons pesados, efeitos quânticos tais como interferência, difração, espalhamento espiral ("orbiting") etc.. Quando incluímos no tratamento clássico estes efeitos, de forma aproximada, estaremos fazendo o que se convencionou chamar de tratamento semi-clássico^[F° 59].

Dentro da teoria clássica^[Go 50] o espalhamento de duas partículas com massa reduzida μ sob a influência de um potencial $V(r)$, pode ser representado pela figura 2.8.1.

Figura 2.8.1. Desenho esquemático mostrando um projétil com parâmetro de impacto b aproximando-se do centro espalhador, sendo r_0 a distância de menor aproximação.

A equação para qualquer órbita com energia E e momento angular relativo J , no sistema de coordenadas polar é [Sa 80]:

$$\phi + \int_r \frac{\partial}{\partial J} P(r) dr = \phi + \int_r \frac{J dr}{r^2 P(r)} = 0 \quad (2.8.1)$$

onde:

$$P(r) = \left(2\mu(E - V) - \frac{J^2}{r^2} \right)^{1/2} \quad (2.8.2)$$

A função de deflexão clássica $\Theta(J)$ é definida como:

$$\Theta(J) = \pi - 2 \int_r^\infty \frac{J dr}{r^2 P(r)} \quad (2.8.3)$$

Com base nisto, a seção de choque para o espalhamento elástico fica:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{J}{P^2 \sin\theta \left| \frac{d\Theta}{dJ} \right|_0} = \frac{b}{\sin\theta \left| \frac{d\Theta}{db} \right|_0} \quad (2.8.4)$$

ou

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{2\pi b}{\left| \frac{d\Theta}{db} \right|_0} \quad (2.8.5)$$

onde $\left| \frac{d\Theta}{dJ} \right|$ é calculado para $|\Theta| = \theta$ ou $|\Theta| = |\theta \pm 2n\pi|$ com n inteiro. Nós estamos, ainda, usando $J=pb$ e $d\Omega=2\pi\sin\theta d\theta$. Se mais de um valor do parâmetro de impacto b ou do momento angular J resultar num mesmo ângulo de espalhamento θ , a seção de choque é obtida fazendo-se uma soma de todos as contribuições.

Um detalhe é observar que θ nos fornece o ângulo de espalhamento experimental, que é o ângulo entre a direção final do movimento da partícula e sua direção inicial, portanto, $0 \leq \theta \leq \pi$. Enquanto que Θ é o ângulo de deflexão, podendo ser negativo e ainda maior do que π se o potencial $V(r)$ tiver uma parte atrativa. Geralmente, o potencial tem uma parte coulombiana repulsiva, mais uma parte nuclear atrativa, sendo escrito como:

$$V_{\text{eff}}(r) = V_N(r) + V_C(r) + \frac{J^2}{2\mu r^2} \quad (2.8.6)$$

Quando o parâmetro de impacto é grande, isto é, J grande, o espalhamento é coulombiano. Diminuindo o parâmetro de impacto b , as forças nucleares começam a atuar modificando as trajetórias. Estas trajetórias, para o qual os efeitos nucleares começam a aparecer, recebem o nome de trajetórias rasantes ou "grazing".

Algumas destas trajetórias podem ser vistas na figura 2.8.2.

Figura 2.8.2. Desenho esquemático mostrando algumas trajetórias clássicas.

A figura 2.8.2 mostra algumas trajetórias clássicas que podem ocorrer num processo de espalhamento. Uma atenção especial será dada a trajetória nº 3, à qual chamaremos de trajetória espiral ou trajetória de "orbiting".

Esta trajetória aparece quando o parâmetro de impacto b ou J é reduzido a tal ponto que ocorre um balanço entre as forças nucleares e coulombianas, isto é, $\left(\frac{dV_{\text{eff}}(r)}{dr}\right) = 0$ para $r=r_0$, permitindo assim uma trajetória circular para a partícula. Isto pode ocorrer para energias E abaixo de algum valor crítico E_{crit} , para o qual existe um valor de momento angular J que satisfaça simultaneamente $E=V_{\text{eff}}$ e $\frac{dV_{\text{eff}}}{dr} = 0$.

A figura 2.8.3 mostra um gráfico de V_{eff} como função de r para várias ondas parciais. Neste gráfico utilizamos, para a parte nuclear do potencial efetivo, a forma de Woods-Saxon (eq. 2.1.4).

Figura 2.8.3. Potencial efetivo como função da separação entre os núcleos para várias ondas parciais.

Quando $E > E_{\text{crit}}$, "orbiting" não irá ocorrer. E_{crit} é o valor de $V_{\text{eff}}(r)$ no ponto onde $\frac{dV_{\text{eff}}}{dr} = 0$ na curva de V_{eff} para o qual o "pocket" desaparece quando o valor de J é aumentado. Isto sugere que o "orbiting" poderia ser investigado através de uma determinação precisa dos parâmetros do potencial de modelo óptico. Isto foi feito por nós através de cálculos de canais acoplados e será discutido nos próximos capítulos.

Para finalizar, mostramos como o processo de "orbiting" é visto na função de deflexão, figura 2.8.4.

A singularidade na função de deflexão em algum valor crítico de J corresponde a uma órbita espiral infinita, o que em outras palavras significa dizer que temos um espalhamento espiral ou de "orbiting".

Vários outros fenômenos como: interferência, espalhamento arco-íris, Glória, foram estudados dentro do contexto da Teoria Semiclássica^[Fo 59, vi 87].

Figura 2.8.4. Função de deflexão clássica como função do momento angular j . Para J_{orb} a função mostra a singularidade associada ao "orbiting".

3. PARTE EXPERIMENTAL

INTRODUÇÃO:

Foram estudados, neste trabalho, os sistemas: $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$, $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$ usando cinemática inversa. Medimos os espalhamentos elástico, inelástico e reações de transferência até altas energias de excitação.

As medidas relativas aos sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ foram realizadas em São Paulo, no acelerador Pelletron enquanto que, para o sistema $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$, a experiência foi feita no acelerador Tandem (Buenos Aires, Argentina).

A experiência envolveu diferentes arranjos experimentais por isso vamos fazer a descrição da parte experimental dividida em dois blocos: a) medidas realizadas no acelerador Pelletron e b) medidas realizadas no acelerador Tandem.

3.A. Medidas realizadas no Acelerador Pelletron:

Utilizando o acelerador Pelletron^[Sa 74] fizemos a experiência relativa aos sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$. Para o sistema $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$, fizemos medidas dos produtos provenientes das diferentes reações na energia $E_{\text{CM}} = 18.80 \text{ MeV}$, na faixa angular, $110^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 160^\circ$. Para o canal elástico, foram obtidas medidas também em ângulos dianteiros.

Medimos, ainda, distribuição angular integrada em valor de Q ^[Sa 80] ($-16 \text{ MeV} \leq Q \leq Q_{\text{gs}}$) para os canais inelásticos $^{10}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^{10}\text{B}$ e de transferência $^{10}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{13}\text{C})^{15}\text{N}$ ou $^{10}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{13}\text{C}$.

Um resumo do que foi analisado para este sistema é dado na tabela 3.A.1.

TABELA 3.A.1

E_{CM} $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$	Espalhamento elástico	Espalhamento inelástico	Distribuições angulares integradas em Q para os canais
18.8 MeV	1 distribuição angular na faixa de $30^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 160^\circ$	10 distribuições angulares nas energias de excitação: $E^*=2.0; 3.5; 5.1; 7.0; 7.9; 9.1; 9.7; 10.6; 11.1$ e 11.6 MeV na faixa $110^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 160^\circ$	$^{10}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^{10}\text{B}$ $^{10}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{13}\text{C})^{15}\text{N}$ ou $^{10}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{13}\text{C}$

No sistema $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ a energia foi de $E_{\text{CM}} = 19.9 \text{ MeV}$.

Medimos o espalhamento elástico, inelástico e reações de transferência. Analisamos, ainda, distribuições angulares integradas em valor de Q ($-16 \text{ MeV} \leq Q \leq Q_{\text{gr}}$) para os canais inelásticos $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^{11}\text{B}$ e de transferência $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{15}\text{N}$ ou $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{14}\text{C}$.

Um resumo do que foi analisado para este sistema é dado na tabela 3.A.2.

TABELA 3.A.2

E_{CM} $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$	Espalhamento elástico	Espalhamento inelástico	Reações de Transferência $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{15}\text{N}$ $Q_{\text{reação}} = +4.76 \text{ MeV}$	Distribuições an- gulares integra- das em Q para os canais
19.9 MeV	1 distribuição angular na fai- xa de $30^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 160^\circ$	5 distribuições angulares nas energias de ex- citação: $E^*=2.0$; 3.8; 5.1; 6.2 e 8.0 MeV. Obs.: para os inelásticos co- mo $Q_{\text{reação}} = 0$ temos $E^*=Q$ $30^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 160^\circ$	8 distribuições an- gulares nas ener- gias de excitação: $E^*=0.0$; 5.28; 6.32; 8.56; 10.96; 12.76; 14.46; 17.26 MeV, o que corresponde à $Q = +4.76$; -0.52 ; -1.55 ; -3.8 ; -6.2 ; -8.0 ; -9.7 ; -12.5 MeV na faixa de $30^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 160^\circ$	$^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^{10}\text{B}$ $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{14}\text{C})^{15}\text{N}$ ou $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{15}\text{N})^{14}\text{C}$

3.A.1. Alvos e Feixes:

Usamos feixe de ^{18}O de 52.5 MeV, acelerado pelo Acelerador Pelletron, para bombardear os alvos enriquecidos e auto-sustentáveis de ^{10}B e ^{11}B . Estes alvos foram confeccionados por M.M. Coimbra^[Co 88] e cedidos ao nosso grupo para a realização deste experimento. Detalhes sobre a preparação de alvos finos, podem ser encontrados nas referências^[Ol 88; Co 88; Ob 89].

A espessura média dos alvos de ^{10}B e ^{11}B usados na experiência e seus principais contaminantes, podem ser visto na tabela 3.A.1.1

TABELA 3.A.1.1

ALVO	ELEMENTO	ESPESSURA ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
^{11}B	^{11}B	21,12
	^{12}C	1,2
	^{16}O	0,41
	^{28}Si	0,83
^{10}B	^{10}B	29,28
	^{12}C	1,0
	^{16}O	0,52
	^{28}Si	0,87
	^{197}Au	1,24

Obs.: O erro na espessura dos contaminantes foi estimado em 15%.

O feixe de ^{16}O foi produzido por uma fonte do tipo *duoplasmatron*^[La 65] e injetado no acelerador Pelletron. O acelerador Pelletron é uma máquina eletrostática do tipo Tandem^[Sa 80] e sua energia máxima de terminal é de 8.5 MV.

Após a aceleração, o feixe é direcionado para a câmara de espalhamento, onde se encontram os alvos e os sistemas que irão detectar as partículas provenientes das diferentes reações.

3.A.2. Câmara de Espalhamento e o Sistema de Detecção dos Dados Experimentais:

Foi utilizada a câmara de espalhamento da linha 30º sala B do Edifício Pelletron e que possui as seguintes dimensões: raio = 1m e altura = 0,3m.

O porta-alvos, localizado no centro da câmara, permite a montagem de vários alvos.

O feixe de ^{16}O , antes de entrar na câmara de espalhamento, passa por um sistema de colimação que tem por finalidade garantir a direção correta do mesmo.

Um detector monitor de silício foi montado a 21º em relação à direção do feixe incidente. O feixe é finalmente coletado por um copo de Faraday, depois de atravessar a câmara de espalhamento. O copo de Faraday está diretamente ligado a um integrador de carga, que fornece a carga total incidente no alvo.

A detecção das partículas emergentes do alvo foi feita por três telescópios E- ΔE , separados de 10º no laboratório, constituídos por um contador proporcional a gás, onde as partículas perdiam uma fração de sua

energia (ΔE), seguidos por um detector de silício de barreira de superfície (de $100\mu\text{m}$ de espessura), onde as partículas perdiam o restante de sua energia (E). O gás utilizado foi o P10 (90% argônio e 10% metano) e a pressão de trabalho de 20 torr.

Um esquema da montagem experimental pode ser visto na figura 3.A.2.1. As medidas foram feitas variando a posição dos telescópios na faixa angular de $8^\circ < \theta_{\text{LAB}} < 28^\circ$.

Figura 3.A.2.1. Diagrama esquemático da câmara de espalhamento $30^\circ B$.

Esta montagem experimental, foi ajustada de tal forma que nos permitia conhecer, simultaneamente, três conjuntos de parâmetros (um para cada detector E- ΔE) do tipo ângulo, energia e número atômico (Z), dos produtos de reação numa faixa em Z , entre $3 \leq Z \leq 14$.

A aquisição destes dados foi feita com uma eletrônica padrão de coincidência lenta entre os parâmetros E- Δ E.

Os parâmetros elementares foram armazenados evento por evento, permitindo numa análise posterior a construção fácil de espectros, seja com os parâmetros elementares, seja com parâmetros calculados.

Um esquema da eletrônica pode ser visto na figura 3.A.2.2.

Na seqüência, mostraremos alguns espectros típicos deste experimento e a maneira como foi obtida a seção de choque experimental.

ELETRÔNICA

Figura 3.A.2.2 Diagrama mostrando a eletrônica de coincidência lenta, para a aquisição de sinal E- Δ E. Embaixo temos o sinal do monitor.

3.A.3. Cálculo da Seção de Choque Experimental:

As partículas emergentes do alvo ao passarem por um dos detetores E- ΔE irão depositar uma parte de sua energia no gás (ΔE) e o restante da energia (E), no detector de silício (veja figura 3.A.2.1). A perda de energia da partícula no gás é proporcional ao seu número atômico ($\Delta E \propto Z^2/A \cdot E$); deste modo, podemos identificar o Z das partículas emergentes, construindo um espectro bi-paramétrico do tipo mostrado na figura 3.A.3.1.

Figura 3.A.3.1. Espectro bi-paramétrico típico de um detector E- ΔE .

O espectro E- ΔE , representado na figura 3.A.3.1., corresponde a uma reação de cinemática inversa, detectado em ângulos dianteiros no sistema de laboratório.

As partículas com massa $A \geq A_{\text{proj}}$ representam produtos de fusão ou reações de "stripping" ou espalhamento elástico e inelástico ($A = A_{\text{proj}}$) e correspondem a ângulos dianteiros no sistema de centro de massa. As partículas com $A < A_{\text{proj}}$ correspondem a reações de transferência de "pick-up" ($A_{\text{alvo}} < A < A_{\text{proj}}$) ou espalhamento elástico e inelástico ($A = A_{\text{alvo}}$) em ângulos de centro de massa traseiros.

Com uma medida de cinemática direta, os eventos de ângulos de centro de massa traseiros do espalhamento elástico, inelástico e de reações de transferência de poucos nucleons estariam misturados com os eventos de produtos de fusão, impossibilitando sua análise. O método da cinemática inversa se constitui numa maneira simples de separar e medir, simultaneamente, eventos que correspondem a ângulos dianteiros e traseiros no sistema de centro de massa.

No caso deste espectro (figura 3.A.3.1) $Z_{\text{proj}} = 8$ e $Z_{\text{alvo}} = 5$. Estamos interessados nos espalhamentos elásticos, inelásticos e reações de transferência de poucos nucleons; portanto, nas faixas com $5 \leq Z \leq 8$.

A partir deste espectro podemos separar as faixas correspondentes aos números atômicos Z de interesse. Neste trabalho o estudo principal foi feito para os elementos: boro, carbono, nitrogênio e oxigênio, que correspondem, respectivamente, aos números atômicos $Z = 5, 6, 7$ e 8 . As faixas para o oxigênio e boro são complementares, no sentido de que enquanto o oxigênio corresponde ao espalhamento em ângulos dianteiros, o boro, por ser o recuo, fornecerá a seção de choque para ângulos traseiros no sistema de centro de massa. O mesmo raciocínio vale para as faixas correspondentes a $Z=6$ e 7 , onde assumimos, arbitrariamente, que no referencial do centro de massa $Z=7$ é emitido em ângulos dianteiros e $Z=6$ em ângulos traseiros.

Em seguida, pudemos extrair o conteúdo de cada faixa, projetando-as no eixo da energia. Teremos então uma série de histogramas lineares que, após uma calibração, nos permitiu identificar os picos relativos aos diferentes estados excitados. Três histogramas típicos e a identificação dos diferentes picos, que neles aparecem, são mostrados nas figuras 3.A.3.2.a, 3.A.3.2.b, 3.A.3.3 e 3.A.3.4.

Figura 3.A.3.2.a. Espectro típico da reação $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^{11}\text{B}$. Os picos são identificados na figura por meio da energia de excitação dos estados de ^{18}O ($E^* = 0.0; 1.98; 3.55; 3.63; 3.92; 5.09 \text{ MeV}$) e ^{11}B ($E^* = 0.0; 2.12; 5.02; 6.79; 7.28; 7.98 \text{ MeV}$).

Figura 3.A.3.2.b. Espectro típico da reação $^{10}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^{10}\text{B}$. Os picos são identificados na figura por meio da energia de excitação dos estados de ^{18}O ($E^* = 0.0; 1.98; 3.55; 3.63; 5.09; 6.8+7.1 \text{ MeV etc.}$) e ^{10}B ($E^* = 0.0; 2.15; 3.58; 5.11; 6.8+7.0 \text{ MeV etc.}$).

Figura 3.A.3.3. Espectro típico dos carbonos emitidos. Os picos são identificados na figura pelo seu valor de Q e seguem a cinemática da reação $^{18}\text{O} + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{15}\text{N}$. K.L. indica o limite cinemático da reação.

Figura 3.A.3.4. Espectro típico dos nitrogênios emitidos. Os picos são identificados na figura pelo seu valor de Q e seguem a cinemática da reação $^{18}\text{O}+^{11}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$, com exceção dos picos hachurados. Estes seguem a reação $^{18}\text{O}+^{11}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{C}+^{17}\text{N}$. K.L. indica o limite cinemático da reação.

Estes espectros dos produtos de reação com $Z = 5, 6$ e 7 para o sistema $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ bem como para $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$, mostram um comportamento já observado em outros sistemas^[70 90], que é a população preferencial de estados excitados com alta energia de excitação.

Para os sistemas $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$, além do projétil e alvo excitados os fragmentos emitidos preferencialmente são, respectivamente, $^{13}\text{C}+^{15}\text{N}$ e $^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$. A identificação da massa mais provável destes fragmentos foi feita utilizando considerações puramente cinemáticas. Não foram usados equipamentos do tipo tempo de voo para a medida das mesmas. A discussão completa para a obtenção das massas é feita mais à frente.

Os espectros obtidos para ambos os sistemas (^{10}B e ^{11}B) mostram picos individuais. Estes picos são mais proeminentes para $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ e os mesmos podem ser vistos na mesma energia de excitação, em diferentes ângulos. Isto nos permitiu obter distribuições angulares para estes estados excitados.

Os primeiros estados excitados nos espectros de carbono e nitrogênio são devidos à excitação dos estados do núcleo de ^{15}N , preferencialmente. Descobrimos, ainda, nos espectros com $Z=7$, alguns picos que seguiam a cinemática da reação $^{11}\text{B}(^{18}\text{O}, ^{12}\text{C})^{17}\text{N}$, os quais são mostrados na figura 3.A.4.4 com um hachurado.

Para cada ângulo medido temos um conjunto de espectros, um para cada Z . A partir daí, tem início a parte mais trabalhosa desta análise, que é separar os picos que nos interessam, para que assim possamos calcular suas áreas e, finalmente obter as seções de choque diferenciais.

Calculamos a seção de choque diferencial utilizando a equação abaixo:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_e \cdot J(\theta)}{\Delta\Omega \times E \times N_{\text{inc}}} \quad 3.A.3.1$$

onde: $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ é a seção de choque diferencial no sistema do centro de massa;

N_e é o número de eventos no pico que se deseja estudar;

N_{inc} é o número total de partículas incidentes no alvo, N_{inc} é obtida integrando-se a carga total coletada no copo de Faraday, posicionado na mesma linha do feixe e atrás do alvo (veja figura 3.A.2.1);

$J(\theta)$ é o jacobiano de transformação do sistema de laboratório para o sistema no centro de massa;

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido do detector;

E é o número de espalhadores de ^{10}B ou ^{11}B presentes no alvo por centímetro quadrado (espessura do alvo).

O cálculo da seção de choque foi dividido em duas etapas:

a) cálculo da espessura do alvo e seus contaminantes (veja tabela 3.A.1):

Como tínhamos um detector monitor montado em ângulo dianteiro, onde a seção de choque pôde ser estimada por cálculos de modelo óptico com boa precisão (para os elementos $^{10,11}\text{B}$ o potencial de modelo óptico utilizado para se obter a seção de choque no ângulo do monitor foi o E-18[Cr 76]) e,

ainda, conhecíamos, o ângulo sólido, tanto do monitor como dos outros detectores, pudemos calcular a espessura dos diferentes elementos presentes no alvo. O cálculo da espessura do alvo e seus contaminantes é feito invertendo-se a equação 3.A.3.1.

b) cálculo da seção de choque:

De posse da espessura do alvo, obtivemos as seções de choque diferenciais para os diferentes estados finais, usando a equação 3.A.3.1.

3.A.4. Resultados:

A figura 3.A.4.1.a mostra a distribuição angular elástica e a figura 3.A.4.1.b, mais dez distribuições angulares inelásticas para o sistema $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ na energia $E_{\text{CM}} = 18.8 \text{ MeV}$.

Figura. 3.A.4.1.a Distribuição angular para o espalhamento elástico

Figura 3.A.4.1.b. Distribuições angulares para o espalhamento inelástico em várias energias de excitação.

A figura 3.A.4.2 mostra a distribuição angular elástica e mais cinco distribuições angulares inelásticas para o sistema $^{16}\text{O} + ^{11}\text{B}$ na energia $E_{\text{CM}} = 19.9 \text{ MeV}$.

Figura 3.A.4.2. A primeira distribuição angular é do espalhamento elástico. As outras são distribuições angulares para o espalhamento inelástico em diferentes energias de excitação.

Analizamos, ainda, mais oito distribuições angulares para as reações de transferência $^{11}\text{B}+^{18}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$, as quais podem ser vistas na figura 3.A.4.3.

Figura 3.A.4.3. Distribuições angulares para reação de transferência $^{11}\text{B}+^{18}\text{O} \rightarrow ^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$. Os primeiros estados excitados correspondem à excitação do núcleo de ^{15}N .

Os primeiros estados excitados mostram como característica geral, oscilações nos ângulos dianteiros e uma subida da seção de choque em ângulos traseiros. Esta subida da seção de choque em ângulos traseiros já foi observada em vários sistemas que possuem estrutura do tipo $n-\alpha$ [Br 77, Li 89, Le 89, Le 90]. Este comportamento também já foi observado no espalhamento elástico dos sistemas $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{11}\text{B}$ [Ko 89].

A densidade de estado aumenta exponencialmente quando aumenta a energia de excitação. Devido ao nosso limite de resolução em energia, os picos de alta energia de excitação podem conter vários estados somados. Isto significa que estes picos não têm características bem definidas.

Além das distribuições angulares inelásticas, calculadas para cada pico (veja figuras 3.A.4.1 e 3.A.4.2), calculamos, também, as seções de choques inelásticos e de transferências integradas em valor de Q .

No cálculo da seção de choque integrada em Q ($-16\text{MeV} \leq Q \leq Q_{g.s.}$) usamos a equação 3.A.3.1 com N_e igual ao número de contagens total no espectro e, o jacobiano utilizado foi calculado em $\langle Q \rangle$ (veja figura 3.A.5.1). Este cálculo, que pode ser visto na figura 3.A.4.4, mostra uma característica bastante interessante. A seção de choque integrada apresenta uma dependência do tipo $1/\sin(\theta_{CM})$. Este comportamento pode ser observado em ambos os sistemas $^{16}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ para $Z = 5$ e $Z = 6$.

O nitrogênio e carbono, bem como o oxigênio e o boro são graficados na mesma distribuição angular. Assumimos, arbitrariamente, que no referencial do centro de massa, as partículas emitidas com $Z = 8$ e $Z = 7$ vão para ângulos dianteiros e as emitidas com $Z = 6$ e $Z = 5$, chamados de recuo, vão para ângulos traseiros.

Figura 3.A.4.4. Os pontos são as seções de choque integradas em valor de Q ($-16 \leq Q \leq Q_{gr}$). A linha sólida é a curva $1/\sin(\theta_{CM})$.

Para o nitrogênio proveniente da reação $^{10}\text{B} + ^{18}\text{O}$, existe um desvio da curva $1/\sin(\theta_{CM})$. Este desvio em parte pode ser explicado por uma contribuição da fusão em ângulos dianteiros. Estudos recentes[An 94], das mesmas reações com medidas de tempo de voo mostraram também desvios de $1/\sin(\theta_{CM})$ para o nitrogênio. A subida rápida do nitrogênio em ângulos dianteiros pode também ter contribuição da reação de transferência direta, com máximo pronunciado em ângulos dianteiros. O espectro do nitrogênio é, ainda, afetado por um rabo de eventos com $Z = 8$, que são reações do feixe no detector de silício.

3.A.5. Massa mais Provável:

Notamos que o valor mais provável de Q , definido como sendo o máximo dos espectros e representado por $\langle Q \rangle$, permanece praticamente constante quando analisamos os espectros obtidos em diferentes ângulos de laboratório θ_{LAB} . Isto foi verificado nos espectros dos produtos de reação com $Z=5$, $Z=6$ e $Z=7$. Na figura 3.A.5.1 indicamos $\langle Q \rangle$ para um dos espectros obtidos para o boro ($Z=5$).

Figura 3.A.5.1. Vemos um espectro típico de $\text{O}+\text{B}$, onde mostramos $\langle Q \rangle$ definido como o máximo do espectro

Uma vez obtido $\langle Q \rangle$, foi calculada a velocidade mais provável de emissão dos boros, nitrogênios e carbonos no referencial de laboratório. Os componentes paralelo e perpendicular ($v_{\parallel}$ e $v_{\perp}$) destas velocidades no sistema

de centro de massa puderam, então, ser calculados. Estas componentes de velocidade ($v_{||}$ e $v_{\perp}$) formam círculos concêntricos em torno da velocidade do centro de massa (ver figura 3.A.5.2.), indicando a constância de $\langle Q \rangle$ com θ_{LAB} e a natureza binária da emissão.

Contudo, quando o sistema composto se rompe em fragmentos de carbono e nitrogênio eles devem ter momentos lineares iguais no referencial de centro de massa e, portanto, as massas mais prováveis dos fragmentos de nitrogênio e carbono foram determinados a partir da distribuição de velocidades.

Figura 3.A.5.2. Distribuição das velocidades no sistema de centro de massa dos fragmentos emitidos nas reações dos sistemas $^{18}\text{O} + ^{10,11}\text{B}$.

Sendo assim para os sistemas $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{18}\text{O} + ^{11}\text{B}$, os fragmentos mais prováveis emitidos são respectivamente $^{13}\text{C} + ^{15}\text{N}$ e $^{14}\text{C} + ^{15}\text{N}$. Dentro deste contexto podemos dizer que considerações puramente cinemáticas, nos permitiram inferir o valor mais provável das massas no canal de saída. Trabalho recente [An 94] sobre as mesmas reações usando técnicas de tempo de voo para medir as massas obteve resultados similares, com ^{15}N sendo o isótopo mais provável de $Z=7$.

Para o sistema $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ já havíamos mostrado na figura 3.A.5.2 que o valor mais provável do Q de reação é independente do ângulo de laboratório em que a partícula foi detectada. A partir do valor $\langle Q \rangle$, podemos calcular a energia cinética total dos fragmentos (Total Kinetic Energy=TKE) definida como:

$$\text{TKE} = \langle Q \rangle + E_{\text{CM}} \quad (3.A.5.1)$$

onde: E_{CM} é a energia cinética medida no referencial de centro de massa.

A energia cinética total dos fragmentos para os pares de partículas (O+B) e (C+N) é mostrado na tabela 3.A.5.1.

Tabela 3.A.5.1. Energia cinética total dos fragmentos

Sistema	$^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ $E_{\text{CM}}=18.8 \text{ MeV}$	$^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ $E_{\text{CM}}=19.9 \text{ MeV}$
TKE (MeV) (O+B)	8.4 ± 1	9.2 ± 1
TKE (MeV) (C+N)	11.2 ± 1	11.9 ± 1

Ao compararmos TKE com a energia de repulsão coulombiana, que é de $V_{\text{Coul}} \cong 12 \text{ MeV}$ (quando a separação entre os núcleos é de $R = 1.0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \cong 4.7 \text{ fm}$) vemos que a energia final dos fragmentos é praticamente a energia de repulsão coulombiana, isto mostra que a energia cinética inicial foi totalmente amortecida.

As seções de choque integrada em valor de Q para os sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ são mostradas na tabela 3.A.5.2

Tabela 3.A.5.2. Seções de choque totais integradas em Q

Sistema	$^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$	$^{13}\text{C}+^{15}\text{N}$	$^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$	$^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$
$\sigma(\text{mb})$	9 ± 1	19 ± 2	9 ± 1	21 ± 2

As seções de choque do processo binário muito inelástico para $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ possuem valores iguais, isto sugere que o fenômeno não é afetado por efeitos de estrutura nuclear devido ao excesso de um nêutron no núcleo de ^{11}B .

Para o sistema $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ foram também analisados os fragmentos com $Z=3$ e $Z=4$, os quais seguem o comportamento $1/\sin \theta_{\text{CM}}$ e possuem seções de choque integradas em Q de 5 ± 1 mb e 4.5 ± 1 mb, respectivamente.

Observando a tabela 3.A.5.2 vemos que as seções de choque do processo binário nos canais de transferência (C+N) são maiores que nos canais inelásticos (O+B). Isto pode ser entendido analisando o Q de reação para os canais de transferência. Temos $Q_{\text{gs}}=+8.04$ MeV para $^{13}\text{C}+^{15}\text{N}$ e $Q_{\text{gs}}=+4.76$ para $^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$ fornecendo um número maior de estados excitados para o canal (C+N) quando comparado com um mesmo valor de Q para o canal (O+B).

3.B. Medidas Realizadas no Acelerador Tandem:

Na segunda etapa deste trabalho, fizemos a experiência para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$. Esta experiência foi realizada no Acelerador Tandem, que fica na cidade de Buenos Aires, capital da Argentina. A realização deste experimento contou com a participação de pesquisadores argentinos e brasileiros. Os motivos que nos levaram a realizar este experimento no Tandem podem ser resumidos como: o sistema $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ é um sistema relativamente leve e, portanto, com o acelerador Pelletron é possível atingir energias no referencial do centro de massa da ordem de 2.5 a 3 vezes a energia da barreira coulombiana, ou seja, $(E_{\text{CM}}/E_{\text{b}})^{\text{O+B}} \approx 3$ (Obs.: $(E_{\text{b}}^{\text{CM}})^{\text{O+B}} \approx 7.3$ MeV).

Esta energia era considerada ideal para estudarmos os canais de reação levando a estados altamente excitados nos canais inelásticos e de transferência.

Um estudo semelhante a este, envolvendo o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ seria impossível de ser feito no Pelletron, uma vez que a máxima energia alcançável no sistema de referência do centro de massa, utilizando o acelerador Pelletron, com feixe de ^{28}Si é $E_{\text{CM}} \approx 28$ MeV. E sabendo que a energia da barreira coulombiana para $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ é de $(E_{\text{b}}^{\text{CM}}) = 18.6$ MeV, teremos $(E_{\text{CM}}/E_{\text{b}})^{\text{Si+O}} \approx 1.5$ apenas!

Tínhamos ainda uma alternativa que seria utilizar o Pelletron para acelerar o ^{16}O ao invés do ^{28}Si . Isto nos daria energias no referencial do centro de massa da ordem de 3 vezes a energia da barreira. Não utilizamos esta opção porque queríamos medir ângulos traseiros no referencial do centro de massa. Isto só é possível, com feixe de oxigênio, posicionando um detector em ângulos traseiros no laboratório ou detectando ^{28}Si em ângulos dianteiros. Mas a região inelástica da faixa $Z=14$ poderia estar contaminada por produtos de fusão. Ainda mais, as partículas de Si correspondentes a eventos muito inelásticos teriam energias muito baixas, sendo difícil sua detecção e sua

identificação. Como queríamos ainda medir os eventos em coincidência, a taxa de contagens seria tão baixa que a experiência se tornaria inviável.

Por isso optamos por utilizar cinemática inversa, ou seja, acelerar o elemento mais pesado (^{28}Si) e lançá-lo sobre o mais leve (^{16}O).

Esta escolha nos permite obter ângulos traseiros no referencial do centro de massa, posicionando os detectores em ângulos dianteiros de laboratório.

Uma vez escolhida a montagem experimental e sabendo que isto seria inviável para ser feito no Pelletron, entramos em contacto com o laboratório Tandem manifestando interesse no uso do seu acelerador para a aquisição destes dados. O interesse dos pesquisadores argentinos foi grande, resultando num convite para o uso do Tandem na realização deste experimento e abrindo caminho para uma colaboração entre os grupos dos dois países.

Foram medidas distribuições angulares, para o espalhamento elástico, inelástico e reações de transferência na região angular de $30^\circ \leq \theta_{\text{CM}} \leq 150^\circ$, nas energias $E_{\text{CM}} = 39.1 \text{ MeV}$ e $E_{\text{CM}} = 50.5 \text{ MeV}$.

Um resumo do que foi analisado para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ nestas duas energias é mostrado na Tabela 3.B.1.

Tabela 3.B.1

E_{CM} $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$		39.1 MeV	50.5 MeV
Espalhamento Elástico $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$		Distribuição angular na faixa de $30^\circ \leq \theta_{CM} \leq 140^\circ$	Distribuição angular na faixa de $40^\circ \leq \theta_{CM} \leq 140^\circ$
Espalhamento Inelástico $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$		14 distribuições angulares nas energias de excitação média: $E^*=1.78; 4.61; 6.5; 7.5; 8.5; 9.5; 10.5; 11.5; 12.5; 13.5; 14.5; 15.5; 16.5; 17.5$ MeV o que corresponde em Q aos mesmos valores $40^\circ \leq \theta_{CM} \leq 130^\circ$	14 distribuições angulares nas energias de excitação média: $E^*=1.78; 4.61; 6.5; 7.5; 8.5; 9.5; 10.5; 11.5; 12.5; 13.5; 14.5; 15.5; 16.5; 17.5$ MeV o que corresponde em Q aos mesmos valores $40^\circ \leq \theta_{CM} \leq 130^\circ$
R E A Ç Ã O D E T R A N S F E R Ê N C I A	$^{16}\text{O}(^{28}\text{Si}, ^{24}\text{Mg})^{20}\text{Ne}$ $Q_{\text{Reação}} = -5.25$ MeV	11 distribuições angulares: $E^* = 4.1; 5.2; 6.2; 7.2; 8.2; 9.2; 10.2; 11.2; 12.2; 13.2$ e 14.2 MeV o que corresponde a $Q = -9.4; -10.5; -11.5; -12.5; -13.5; -14.5$ etc. $60^\circ \leq \theta_{CM} \leq 120^\circ$	9 distribuições angulares: $E^* = 4.1; 5.2; 6.2; 7.2; 8.2; 9.2; 10.2; 11.2; 12.2$ MeV o que corresponde a $Q = -9.4; -10.5; -11.5; -12.5; -13.5; -14.5$ etc. $60^\circ \leq \theta_{CM} \leq 120^\circ$
	$^{16}\text{O}(^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S})^{12}\text{C}$ $Q_{\text{Reação}} = -0.21$ MeV	7 distribuições angulares: $E^* = 2.23; 3.78; 5.0; 6.3; 7.3; 8.3; 9.3$ MeV o que corresponde a $Q = -2.44; -3.99; -5.21; -6.5; -7.5; -8.5$ e -9.5 MeV etc. $60^\circ \leq \theta_{CM} \leq 120^\circ$	11 distribuições angulares: $E^* = 7.3; 8.3; 9.3; 10.3; 11.3; 12.3; 13.3; 14.3; 15.3; 16.3$ e 17.3 MeV o que corresponde a $Q = -7.5; -8.5; -9.5; -10.5; -11.5; -12.5; -14.5; -15.5; -16.5$ e -17.5 MeV etc. $60^\circ \leq \theta_{CM} \leq 120^\circ$

3.B.1. Feixe, Alvo e Acelerador

O feixe de ^{28}Si foi produzido por uma fonte de íons do tipo SNICS^[Te 83] ("Source of Negative Ions by Cesium Sputtering").

Uma primeira tentativa para a obtenção de alvos de oxigênio foi feita utilizando a molécula de Al_2O_3 . Após alguns testes no Pelletron verificamos que estes alvos continham pouco oxigênio.

Outras tentativas foram feitas e descobrimos que os alvos, que continham mais oxigênio, vinham da molécula de SiO_2 . Os alvos de SiO_2 não eram auto-portantes, necessitando assim de um elemento como suporte. O elemento que se mostrou mais apropriado como suporte foi o alumínio. Não escolhemos o carbono como suporte, por ser um elemento leve e o mesmo ao interagir com o Si do feixe produziria produtos de reações que poderiam comprometer nossa análise.

Portanto, nossos alvos de oxigênio tinham como contaminantes principais o alumínio e o silício nas proporções dadas pela Tabela 3.B.1.

Tabela 3.B.1.1

Alvo	Elemento	Espessura ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
SiO_2	^{16}O	80
	$^{28}\text{Si}+^{27}\text{Al}$	150

O acelerador Tandar é uma máquina semelhante ao Pelletron quanto ao funcionamento, podendo fornecer um feixe de ^{28}Si com energias bem mais elevadas, quando comparadas com aquelas fornecidas pelo Pelletron. Trabalhamos com tensão de terminal da ordem de 14 milhões de volts. Nossas medidas foram feitas nas energias de laboratório $E_{\text{LAB}} = 109 \text{ MeV}$ e $E_{\text{LAB}} = 140 \text{ MeV}$, o que corresponde, respectivamente, para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ a $E_{\text{CM}} = 39,1 \text{ MeV}$ e $E_{\text{CM}} = 50,5 \text{ MeV}$ já descontada a perda de energia no alvo.

3.B.2. Câmara de Espalhamento e o Sistema de Detecção

- **Coincidência Cinemática**

A câmara de espalhamento utilizada no Tandar possui aproximadamente as mesmas dimensões que a câmara 30° B do Pelletron. Esta câmara oferece, como vantagem em relação àquela utilizada no Pelletron, o fato de podermos montar detectores na sua parte superior (tampa) e inferior (fundo), com ambas as partes dotadas de movimento independente. Nossa montagem consistiu de 2 detectores, um detector de barreira de superfície de

silício, sensível à posição, que foi montado no prato superior e outro do tipo telescópio E- Δ E, com um detector de silício também sensível à posição antecedido por um detector a gás, montado no prato inferior. Usamos como gás o P10 numa pressão de aproximadamente 75 torr.

Um esquema da montagem experimental é visto na figura 3.B.2.1.

Figura 3.B.2.1. Desenho esquemático da câmara de espalhamento utilizada no Tandar.

Esta montagem experimental foi escolhida, porque podíamos detectar 2 partículas em coincidência cinemática e medir simultaneamente vários parâmetros de interesse, tais como: ângulo, energia, número atômico (z) e número de massa (M) das partículas emergentes do alvo.

A medida de massa pôde ser feita com esta montagem, porque exigíamos coincidência cinemática entre os eventos que chegavam no P.S.D._1 e no P.S.D._2.

No nosso caso, ambos os detectores movimentavam-se independentemente, de forma a cobrir toda região angular de interesse medindo, simultaneamente, os espalhamentos elástico, inelástico e as reações de transferência.

Na figura 3.B.2.2, são mostradas as curvas $\theta_1 \times \theta_2$ para algumas reações de interesse, onde θ_1 e θ_2 são ângulos de espalhamento no laboratório do par de partículas [(Si,O); (C,S) ou (Ne,Mg)] emergentes do alvo.

Figura 3.B.2.2. Na figura vemos curvas de cinemática de algumas reações para diferentes valores de Q . A região hachurada, na figura, mostra para esta posição particular dos detectores quais as reações que estão sendo medidas. A abertura angular de cada detector era de aproximadamente 8° no laboratório.

Olhando para a figura 3.B.2.2, a região hachurada mostra quais as reações que estão sendo coletadas para esta posição particular dos detectores 1 e 2. Portanto, a conclusão é imediata, se quisermos obter distribuições

angulares para os espalhamentos elástico, inelástico com altos valores de Q e reações de transferência, devemos cobrir todas as curvas da figura anterior, variando a posição de ambos os detectores.

Eletrônica:

Com esta montagem, adquirimos sete parâmetros, a saber: E_1 , E_2 , E_1X_1 , E_2X_2 , ΔE_1 , E_{mon} , TAC, onde:

E_1	energia deixada no detector de silício sensível à posição (P.S.D._1)
E_2	energia deixada no detector de silício sensível à posição (P.S.D._2)
E_1X_1	energia vezes posição no detector 1
E_2X_2	energia vezes posição no detector 2
ΔE_1	perda de energia no gás
E_{mon}	energia detector monitor
TAC	diferença de tempo entre a partícula 1 chegando ao detector 1 e a partícula 2 chegando ao detector 2.

Um esquema desta eletrônica é mostrado na figura 3.B.2.3.

De um modo geral a eletrônica de aquisição é padrão, exigindo apenas coincidência entre os eventos que chegavam nos dois P.S.D.'s e está representada na figura 3.B.2.3.

O primeiro passo na análise destes dados foi determinar se houve alguma mudança de ganho, durante a aquisição. Isto foi feito analisando o sinal do pulsador, que foi adquirido junto com os eventos reais. Toda vez que o pico do pulsador mudava de posição, tínhamos certeza de que uma mudança de ganho havia ocorrido. A correção era simples, bastava descobrir de quanto o pulsador variou, para aplicar este mesmo fator de correção nos dados.

O parâmetro posição $X=E \cdot X/E$ foi calculado numericamente, evento por evento, a partir dos parâmetros EX e E . O parâmetro X foi convertido em ângulo $\Delta\theta$, utilizando uma calibração angular determinada com o uso de máscaras na frente dos detectores. Estas máscaras foram cuidadosamente alinhadas na frente dos detectores, e variadas graças ao movimento independente dos 2 pratos, superior e inferior. Depois da medida de calibração com máscaras elas foram retiradas e toda a superfície dos detectores foi utilizada.

Figura 3.B.2.3. Resumo do esquema da eletrônica de aquisição utilizada no experimento realizado no Tandar.

As figuras 3.B.2.4 e 3.B.2.5 mostram as retas obtidas na medida de calibração usando máscaras, respectivamente para os detectores PSD_1 e PSD_2.

Figura 3.B.2.4. A reta nos fornece o ângulo de detecção de uma determinada partícula como função da posição em que foi detectada no P.S.D._1.

Figura 3.B.2.5. A reta nos fornece o ângulo de detecção de uma determinada partícula como função da posição em que foi detectada no P.S.D._2.

Como o ângulo central de cada P.S.D. era lido, foi possível determinar a posição angular das partículas que tocavam outros pontos dos P.S.D.'s através das retas de calibração ângulo-posição.

Sendo assim, cada P.S.D. foi dividido em várias faixas angulares menores. A abertura angular destas faixas foi escolhida de modo a levar em consideração vários pontos como: a resolução intrínseca dos P.S.D.'s, o número de eventos etc.. A abertura angular de cada faixa para o detector P.S.D._1 foi de 1,5 graus e para o detector P.S.D._2, de 1 grau. Seria interessante termos abertura angular menor; com isso teríamos mais ângulos medidos com melhor resolução. A baixa estatística de eventos foi o limite, tornando impraticável a diminuição da abertura angular.

O ângulo sólido com estas aberturas foi de $\Omega_1 \cong 7 \times 10^{-4}$ Sr para o PSD_1 e de $\Omega_2 \cong 3,4 \times 10^{-4}$ Sr para o PSD_2.

Após a calibração em ângulo, construímos espectros bi-paramétricos. Na figura 3.B.2.6, mostramos um típico espectro E_1 (energia no detector P.S.D._1) versus ΔE_1 (perda de energia no gás).

Figura 3.B.2.6. Espectro típico do detector $E-\Delta E$ obtido com a condição de coincidência cinemática.

Com este espectro, conhecemos o número atômico (z) das diferentes partículas detectadas. Percebemos, ainda, que as reações mais intensas são aquelas que possuem número atômico (z) par, indicando reações de transferência- α entre o alvo e o projétil.

Construímos, na sequência, espectros bi-paramétricos da soma das energias das partículas que chegavam nos P.S.D.'s ($E_T = E_1 + E_2$) versus a soma dos ângulos que as mesmas possuíam ao serem detectadas nos respectivos P.S.D.'s ($\theta_T = \theta_1 + \theta_2$). Veja figura 3.2.b.7.

Figura 3.B.2.7. Espectro típico de $E_T \times \theta_T$. Dentro do polígono estão as reações que nos interessam, como: $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si}, ^{16}\text{O})^{28}\text{Si}$, $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si}, ^{12}\text{C})^{32}\text{S}$ etc.. O restante do espectro são reações sobre os contaminantes do alvo, tais como: $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{28}\text{Si})^{28}\text{Si}$, $^{27}\text{Al}(^{28}\text{Si}, ^{28}\text{Si})^{27}\text{Al}$, $^{28}\text{Si}(^{28}\text{Si}, ^{16}\text{O})^{40}\text{Ca}$, $^{12}\text{C}(^{28}\text{Si}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ etc..

Comparando este espectro com simulações de todas as reações possíveis envolvendo o projétil e o alvo e seus contaminantes prováveis, foi possível separar as reações do sistema $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$ das outras reações.

Este espectro de $E_T \times \theta_T$ nos possibilitou separar, por exemplo, o espalhamento elástico do silício sobre o oxigênio do espalhamento elástico do silício sobre silício, que era um dos contaminantes pesados do alvo. É

interessante notar que este processo, a princípio, não é separável no espectro $E \times \Delta E$. Uma outra razão para a construção deste espectro é que nele poderíamos identificar reações do feixe de silício sobre os contaminantes leves, tais como ^{12}C que, por ventura, poderiam existir. Deve-se ressaltar que isto só é possível porque exigíamos coincidência cinemática entre os eventos que chegavam nos dois P.S.D.'s.

Em seguida, o espectro $E_1 \times \Delta E_1$ foi condicionado pelas reações de interesse contidas no polígono do espectro $E_T \times \theta_T$. Neste espectro condicionado podemos garantir que a faixa $Z=14$ vem da reação sobre ^{16}O e não da reação sobre outro contaminante do alvo.

Ainda assim não saberemos qual é a massa deste Si? Para isso construímos um terceiro espectro bi-paramétrico atribuindo aos eixos coordenados os parâmetros calculados M_b e M_B definidos nas equações abaixo:

$$M_b = \frac{M_a E_a \sin^2 \theta_b}{E_b \sin^2 (\theta_b + \theta_B)}$$

$$M_B = \frac{M_a E_a \sin^2 \theta_b}{E_B \sin^2 (\theta_b + \theta_B)}$$

onde:

Figura 3.B.2.8. Diagrama esquemático representando a reação $A(a,b)B$.

Estas equações são obtidas aplicando-se as leis de conservação do momento linear e da energia. Graficando $M_b \times M_B$ teremos condição de descobrir qual a massa das partículas estudadas.

Um espectro de $M_b \times M_B$ é visto na figura 3.B.2.9, onde podemos ver a correlação entre as massas 16 e 28 e 20 e 24, respectivamente, correspondendo a $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$ e $^{20}\text{Ne}+^{24}\text{Mg}$.

Figura 3.B.2.9. Espectro típico de massa obtido via coincidência cinemática. Neste espectro não tínhamos polígono em Z.

A massa mais provável de cada reação analisada, com resolução de aproximadamente 1 massa em 28, nos foi fornecida por espectros deste tipo. As massas das diferentes partículas analisadas são mostradas na tabela 3.B.2.1.

Tabela 3.B.2.1

Elemento	Massa (u.m.a)
Carbono	12
Oxigênio	16
Neônio	20
Magnésio	24
Silício	28
Enxofre	32

Conhecendo o número atômico (z) e o número de massa (M), construímos espectros de energia como função do número de eventos para cada faixa angular, em ambos os detectores. Isto nos possibilitou medir os ângulos dianteiros e traseiros no centro de massa, simultaneamente.

Estes espectros foram calibrados em energia e, posteriormente, usados nos cálculos das seções de choque. Um desses espectros é mostrado na figura 3.B.2.10.

Figura 3.B.2.10. Espectro típico de $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$. Os picos correspondem ao espalhamento elástico e primeiros estados excitados do espalhamento inelástico.

A determinação das seções de choque absoluta, a partir de medidas pelo método de coincidência cinemática, deve levar em conta o fato do arranjo experimental não ter necessariamente uma eficiência de 100%.

Passamos a discutir, agora, como determinar esta eficiência para cada ângulo de detecção.

3.B.3. Cálculo da Eficiência do Método de Coincidência Cinemática

Em um sistema de detecção, onde os detectores são projetados para medir eventos em coincidência cinemática, não haverá, necessariamente, uma diminuição da taxa de contagem em consequência da condição de coincidência imposta sobre as partículas emergentes. Para cada evento ocorrido no alvo, um par de partículas é sempre emitido e será sempre observado desde que a geometria do sistema permita. A nossa montagem experimental permitia medir, para cada posição dos P.S.D.'s, diferentes reações. Dependendo da posição de cada P.S.D.'s, tínhamos alta eficiência para um determinado processo e baixa para outro. O mesmo argumento vale para diferentes pontos do detector. A eficiência foi calculada para cada geometria levando em conta cada processo estudado.

Se N_T é o número total de partículas emergentes de uma dada reação e que atingem um dos detectores, devemos considerar que com a condição imposta pela coincidência, teremos no outro detector um número de contagens N_C menor ou igual a N_T . Portanto, a razão dos números de contagens N_C/N_T é a eficiência do arranjo.

A eficiência do arranjo em coincidência se deve basicamente aos fatores:

- a) diferença entre os ângulos sólidos subentendidos pelas partículas emergentes e pelas correspondentes partículas de recuo, para uma dada reação. Considerando um alvo pontual como na figura 3.B.3.1, temos:

Figura 3.B.3.1. Partículas caminhando em direção ao sistema de detecção após sofrerem reação num alvo pontual.

Se $\Delta\Omega_2$ é o ângulo sólido das partículas emergentes de uma dada reação e que atinge o detector 2 e $\Delta\Omega_1$, o ângulo sólido correspondente às partículas de recuo, vemos que nem todas as partículas de recuo atingem o detector 1, resultando em um número de eventos em coincidência menor que o número total de eventos.

- b) A dimensão do alvo é um outro fator importante para um cálculo preciso da eficiência. A dimensão do alvo é dada pelas dimensões das fendas de entrada da câmara de espalhamento e pelas condições de focalização do feixe no alvo. Eventos que ocorrem em diferentes posições, no alvo, emergirão em diferentes ângulos de observação, sendo que o ângulo da partícula emergente e o ângulo da partícula de recuo são determinados pela cinemática da reação. Na figura 3.B.3.2, vemos 2 eventos típicos ocorrendo num alvo com dimensões. Um deles gera coincidência (linha sólida) e o outro não (linha pontilhada).

Figura 3.B.3.2. A figura mostra uma reação quando o feixe e o alvo possuem dimensões.

Calculamos a eficiência usando um programa de simulação do tipo Monte Carlo^[Ro 79]. Neste programa os dados de entrada são as dimensões do alvo e detectores, distâncias de cada detector ao alvo etc. e, ainda, as massas do feixe e alvo e qual a reação que se deseja simular, espalhamento elástico, inelástico ou transferência.

O programa, através de uma subrotina que gera números aleatórios, gera um ponto dentro das dimensões do alvo onde se dará a interação. Em seguida, gera um ponto na superfície do detector 2. O ângulo de espalhamento desta partícula bem como o ângulo do plano da reação são calculados e, a partir destes, através de uma subrotina de cinemática, calcula-se o ângulo da partícula de recuo. Verifica-se, então, se a partícula de recuo atingiu ou não o detector 1. Este procedimento é repetido um grande número de vezes (10.000 no nosso cálculo) e determina-se a eficiência (η) pela razão entre o número de coincidência e o número total de eventos.

Uma vez conhecidas as eficiências, passamos para o cálculo das seções de choque.

3.B.4. Cálculo da Seção de Choque Experimental

De posse dos diferentes espectros para as diferentes reações estudadas (veja tabela 3.B.1), calculamos as áreas sob os picos. Devemos ressaltar que, para o espalhamento elástico e para as energias de excitação de 1.78 e 4.6 MeV do espalhamento inelástico, havia resolução suficiente para o cálculo da área dos picos, separadamente. A partir da energia de excitação de 4.6 MeV, as áreas eram calculadas em fatias de 1 em 1 MeV em Q, porque queríamos estudar os processos altamente inelásticos e não tínhamos

resolução suficiente para separar a grande quantidade de estados que foram excitados. Este procedimento de análise foi utilizado para todas as reações estudadas no sistema Si+O, nas duas energias.

De posse das áreas, o cálculo das seções de choque é imediato.

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_e \times J(\theta)}{\Delta\Omega \times E \times N_{INC}} \times \frac{1}{\eta}$$

onde: $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$	é a seção de choque diferencial no referencial do centro de massa;
N_e	é o número de eventos no pico ou na faixa que se deseja estudar;
N_{INC}	é o número total de partículas incidentes no alvo;
$J(\theta)$	é o jacobiano de transformação do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa;
$\Delta\Omega$	é o ângulo sólido do detector;
E	é a espessura do alvo de oxigênio em partículas/cm ² ;
η	é a eficiência da reação em estudo, calculada pelo programa de simulação Monte Carlo.

Na sequência, mostraremos alguns espectros obtidos para o sistema Si+O.

3.B.5. Resultados: Distribuições Angulares

Mostramos, nas figuras 3.B.5.1 e 3.B.5.2, as distribuições angulares elásticas e algumas distribuições angulares inelásticas da reação $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si}, ^{16}\text{O})^{28}\text{Si}$ nas energias $E_{CM}=39.1$ MeV e $E_{CM}=50.5$ MeV, respectivamente.

O número de distribuições angulares para o espalhamento inelástico, bem como, para os estados excitados das reações de transferência é grande. Por isso, iremos apresentar nesta seção apenas algumas distribuições, o restante será mostrado junto com os cálculos teóricos.

Para o canal elástico e os primeiros inelásticos, os picos eram resolvidos; conseqüentemente, conhecíamos a energia de excitação e os spins destes níveis. A partir do Q de reação de -6.5 MeV temos apenas energias de excitação médias, com largura de 1 MeV em Q e as faixas não têm spin bem definido provavelmente.

Este mesmo comentário vale para as reações de transferência. Na reação $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si}, ^{32}\text{S})^{12}\text{C}$, $E_{CM}=39.1$ MeV, conseguimos resolver apenas os estados excitados nas energias de excitação de $E^*=2.23$; 3.78 e 5.0 MeV, o que corresponde a $Q = -2.44$, -3.99, e -5.21 MeV. A partir de $Q = -6.5$ MeV, foram

feitas médias. O estado fundamental desta reação não aparece nos dados, provavelmente por ter uma seção de choque baixa. Também na energia $E_{CM} = 50.5$ MeV só começamos a ver estados excitados na reação $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si},^{32}\text{S})^{12}\text{C}$ a partir de $Q = -7.5$ MeV. Nesta energia não resolvemos picos individuais.

As figuras 3.B.5.3 e 3.B.5.4 mostram algumas das distribuições angulares obtidas para a reação $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si},^{32}\text{S})^{12}\text{C}$ nas 2 energias medidas.

Finalmente analisamos a reação de transferência $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si},^{24}\text{Mg})^{20}\text{Ne}$. Novamente o estado fundamental e primeiros estados excitados não são visíveis.

O estado excitado $E^* = 4.1$ MeV pode ser devido à excitação tanto do núcleo de ^{24}Mg , bem como, do núcleo de ^{20}Ne , pois ambos possuem energia de excitação muito próxima. Nos cálculos, consideramos como núcleo excitado o ^{24}Mg com spin 4^+ . O estado seguinte $E^* = 5.2$ MeV corresponde à excitação do núcleo $^{24}\text{Mg}(3^+)$. As outras distribuições angulares correspondem a vários estados somados, uma vez que não tínhamos resolução suficiente para resolvê-los.

As distribuições angulares para a reação $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si},^{24}\text{Mg})^{20}\text{Ne}$ podem ser vistas nas figuras 3.B.5.5 e 3.B.5.6 para as energias estudadas.

A identificação de picos individuais para altas energias de excitação não foi possível, primeiro porque a quantidade de níveis excitados é grande, impossibilitando sua identificação. Por outro lado, o alvo utilizado no experimento teve que ser grosso para aumentarmos a estatística, pois tínhamos apenas alguns dias para fazer o experimento, e isto contribuiu de forma significativa para piorar a resolução em energia.

Figura 3.B.5.1 e 3.B.5.2. A primeira distribuição angular refere-se ao espalhamento elástico e as outras são distribuições angulares para o espalhamento inelástico. Conseguimos resolver os estados excitados $E^* = 1.78$ e 4.61 MeV, os quais correspondem à excitação do núcleo de ^{28}Si . As energias $E^* = 6.5$ e 7.5 MeV referem-se ao valor médio da energia de excitação de vários estados somados. Estes estados não têm spin bem definido provavelmente.

Figura 3.B.5.3 e 3.B.5.4. Distribuições angulares para alguns estados excitados da reação de transferência $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si},^{32}\text{S})^{12}\text{C}$. Na $E_{\text{CM}}=39.1$ MeV os três primeiros estados excitados referem-se à excitação do núcleo de ^{32}S , os outros são estados somados, onde indicamos na figura apenas a energia de excitação média. A largura da faixa somada é de 1 MeV. O estado fundamental não é visível em nenhuma das duas energias.

Figuras 3.B.5.5 e 3.B.5.6. Distribuições angulares para alguns estados excitados da reação de transferência $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si}, ^{24}\text{Mg})^{20}\text{Ne}$. Os dois primeiros estados excitados referem-se à excitação do núcleo de ^{24}Mg , os outros são estados somados, onde indicamos na figura apenas a energia de excitação média e a largura da faixa somada é de 1 MeV.

Em geral, as seções de choque oscilam, tanto para os picos que puderam ser resolvidos, como para aqueles onde foram feitas médias em energia de excitação. Apesar de não termos medidas em ângulos bem traseiros, a seção de choque mostra uma tendência de subida para estes ângulos, principalmente no canal elástico.

Para as medidas com $Q \leq -6.5$ MeV, os spins não são conhecidos, nem são bem definidos provavelmente. Uma discussão mais profunda destas distribuições será feita adiante.

3.B.6. Medidas sem Coincidência Cinemática:

Junto com os dados adquiridos com a condição de coincidência cinemática, foram intercaladas algumas medidas sem impor a condição de coincidência entre os sinais adquiridos. Estes dados serão chamados, a partir de agora, de dados livres.

Para os dados livres foram analisadas várias distribuições angulares para o espalhamento inelástico. Estas distribuições angulares coincidem em energia de excitação com aquelas dos dados em coincidência.

A análise sem impor a condição de coincidência cinemática foi feita apenas para o ^{16}O de recuo. É provável que o ^{16}O detectado nos espectros livres venha da reação $\text{O}+\text{Si}$ e não de outras reações do ^{28}Si nos contaminantes do alvo como, por exemplo, ^{28}Si e ^{27}Al . Não podemos dizer o mesmo para o ^{28}Si detectado no espectro livre, pois ele deve vir tanto de $\text{O}+\text{Si}$ como de $\text{Si}+\text{Si}$ ou $\text{Si}+\text{Al}$.

Para os canais de transferência $\text{C}+\text{S}$ e $\text{Ne}+\text{Mg}$, podíamos supor que ^{12}C e ^{20}Ne provêm da reação $\text{Si}+\text{O}$ e fazer a mesma análise. Tínhamos dúvidas, e a análise dos dados livres não foi feita para os canais de transferência.

Mostramos na figura 3.B.6.1 um espectro típico $\text{Ex}\Delta\text{E}$ adquirido sem a condição de coincidência cinemática.

Neste espectro separamos os eventos de interesse traçando um polígono em torno de $Z=8$. Da projeção deste polígono construímos espectros de energia para cada faixa angular. Estes espectros foram calibrados em energia e usados nos cálculos da seção de choque livre.

Um dos objetivos desta análise foi verificar se ocorreu evaporação de partículas e como isto afetou a seção de choque medida em coincidência. Esta discussão é feita no capítulo 4.

Figura 3.B.6.1. Espectro típico do detector $E-\Delta E$ obtido sem a condição de coincidência cinemática.

3.B.7 Resultados: $\langle Q \rangle$ e T.K.E.

As figuras 3.B.7.1 e 3.B.7.2 mostram para as duas energias que o valor mais provável do Q da reação, $\langle Q \rangle$, definido como sendo o máximo do espectro em Q , é independente do ângulo de detecção no laboratório. Os pontos correspondem ^{16}O medidos sem condição de coincidência (dados livres) pois, nos dados medidos em coincidência, poderíamos ter perdas de partículas por evaporação, o que poderia alterar o valor de $\langle Q \rangle$.

Figura 3.B.7.1 Dependência do valor mais provável do Q de reação $\langle Q \rangle$, como função do ângulo de laboratório, para os oxigênios provenientes da reação sem condição de coincidência cinemática.

Figura 3.B.7.2. Dependência do valor mais provável do Q de reação $\langle Q \rangle$, como função do ângulo de laboratório, para os oxigênios provenientes da reação sem condição de coincidência cinemática

A energia cinética total (T.K.E) do par (Si+O) é mostrada na tabela 3.B.7.1.

Tabela 3.B.7.1. Energia cinética total dos fragmentos.

E_{CM} (MeV)	TKE (MeV) (Si+O)
39.1	27.6 ± 2
50.5	30.0 ± 2

Novamente podemos calcular a energia de repulsão coulombiana para este canal. Supondo uma separação entre os núcleos de $R = 1.0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \approx 5.55 \text{ fm}$, a energia coulombiana será $V_{\text{Coul}} \approx 29 \text{ MeV}$. Comparando TKE com V_{Coul} , vemos que a energia final dos fragmentos vem exclusivamente da repulsão coulombiana. Isto mostra que a energia cinética incidente foi totalmente amortecida.

Nos canais de transferência (Ne+Mg) e (C+S) não calculamos TKE pois, nestes canais, só analisamos os dados em coincidência e o cálculo de $\langle Q \rangle$, nestes espectros, não é simples uma vez que a eficiência de detecção varia com o Q de reação. Além do que, se houver perdas de partículas por evaporação, o valor de $\langle Q \rangle$ tirado dos espectros em coincidência, será afetado pois a evaporação cresce com o aumento da energia de excitação.

4. O CÁLCULO DE CANAIS ACOPLADOS

4.1 Considerações Gerais

Uma descrição diferente [Le 92], que não se baseia em nenhuma escala de tempo e em nenhuma imagem intuitiva de dinúcleo giratório ou núcleo composto equilibrado se fissionando, foi utilizada nesse trabalho. Esta descrição propõe resolver o sistema de equações acopladas, onde se inclui um grande número de estados excitados populados na reação muito inelástica.

Esta descrição quântica não corresponde a uma reação direta na medida que inclui muitos canais muito inelásticos alcançados por excitações sucessivas que com o grande número de excitações incluídas permite a descrição de fenômenos complexos.

A idéia de utilizar esta descrição veio dos trabalhos anteriores de nosso grupo de pesquisa, em que as anomalias observadas (ALAS) nas distribuições angulares elásticas de $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ [Li 82, Le 90] e $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ [Li 89], nas reações de transferência- α $^{24}\text{Mg} (^{16}\text{O}, ^{12}\text{C}) ^{28}\text{Si}$ e $^{24}\text{Mg} (^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne}) ^{20}\text{Ne}$ [Li 89] e nas funções de excitação de transferência- α [Le 89] foram explicadas através do acoplamento entre o canal de entrada e os canais de transferência- α dos primeiros estados excitados.

No cálculo de canais acoplados foi utilizado o programa ECIS[Ra72]. Este programa, como foi discutido no capítulo 2, resolve exatamente as equações de canais acoplados, determinando as funções de onda e as seções de choque diferenciais simultaneamente para o espalhamento elástico, inelástico e reações de transferência.

O cálculo de canais acoplados com o ECIS, pode ser feito utilizando-se os seguintes modelos coletivos na descrição do núcleo deformado: rotacional, vibracional ou uma mistura de ambos.

Em todos os nossos cálculos utilizamos o modelo rotacional simétrico. Para o sistema $^{18}\text{O} + ^{10,11}\text{B}$, consideramos o ^{18}O como núcleo deformado, enquanto que para o sistema $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$, o núcleo deformado era o ^{28}Si . Esta escolha pode ser melhor entendida analisando-se os níveis de energia do ^{18}O e do ^{28}Si .

As várias possibilidades de acoplamento entre os diferentes canais no modelo rotacional é feita automaticamente pelo programa ECIS, sendo todos os acoplamentos considerados como possíveis, desde que obedeçam a regra de seleção dada por:

$$|J_2 - \lambda| \leq J_1 \leq |J_2 + \lambda| \quad (4.1.1)$$

sendo J_1 e J_2 o momento angular total respectivo dos estados entre os quais ocorre uma transição com multipolaridade λ .

Por exemplo, considerando apenas os estados de energia mais baixos de uma banda rotacional de um núcleo deformado e, supondo transições do tipo quadrupolar ($\lambda=2$), teremos as seguintes possibilidades de acoplamentos, indicados pelas flechas na figura 4.1.1:

Fig. 4.1.1. Desenho esquemático do acoplamento entre 3 canais.

Os nossos cálculos foram feitos considerando apenas transições quadrupolares ($\lambda=2$); com isso o raio da distribuição de massa do núcleo deformado fica reduzido a:

$$R=R_r [1+\beta_2 Y_{20}(\theta')] \quad (4.1.2)$$

com $R_r = r_f A^{1/3}$ sendo A o número de massa do núcleo deformado e β_2 é o parâmetro de deformação nuclear quadrupolar, o qual será indicado por β_2^{NR} ou β_2^{NI} dependendo se estamos nos referindo à deformação da parte nuclear real ou imaginária.

O raio da distribuição de carga é dado por uma equação análoga à equação (4.1.2) com R_r e β_2 referindo-se, agora, ao raio e à deformação coulombiana, os quais serão indicados, respectivamente, por R_c e β_2^c . As deformações nucleares e coulombianas nem sempre são iguais, por isso é necessária essa distinção.

Uma outra grandeza freqüentemente citada na literatura é o comprimento de deformação nuclear definido por:

$$\delta_2^N = \beta_2^N R_r \quad (4.1.3)$$

Esta é a grandeza que deve ser considerada como invariante no formalismo de canais acoplados. Portanto, o comprimento de deformação nuclear é a grandeza que deve ser usada em qualquer comparação ao invés da deformação nuclear β_2^N , pois a mesma depende da definição que se usa para o cálculo do raio.

Quando nos referimos a parte coulombiana do núcleo, além do comprimento de deformação coulombiano ($\delta_2^C = \beta_2^C R_c$) outras grandezas proporcionais a δ^C são também muito utilizadas na literatura. Entre elas as mais importantes são:

a) a probabilidade de transição eletromagnética definida como:

$$B(E2)\uparrow = \left[\frac{3}{4\pi} Z\beta_2^C R_c^2 \right]^2 \quad (e^2 \text{fm}^4) \quad (4.1.3)$$

onde $R_c = r_c A^{1/3}$ fm e A e Z são a massa e a carga do núcleo excitado respectivamente.

b) o momento de quadrupolo intrínseco definido por:

$$Q_0 = \left[\frac{16\pi}{5} \frac{B(E2)\uparrow}{e^2} \right]^{1/2} \quad (\text{fm}^2) \quad (4.1.4)$$

4.2. Análise do Sistema $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$

Começamos a análise das distribuições angulares para o sistema $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ na $E_{\text{CM}} = 18.8$ MeV, procurando um potencial de modelo óptico que nos fornecesse um ajuste razoável para o canal do espalhamento elástico. Este potencial ^[An 94], mostrado na tabela 4.2.1, foi usado como potencial de partida na análise de canais acoplados (C.C.), feita com o programa ECIS.

Tabela 4.2.1. Parâmetros iniciais do potencial de modelo óptico usado no cálculo de C.C. ^(An 94).

$^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$	V (MeV)	W (MeV)	r_r (fm)	r_i (fm)	a_r (fm)	a_i (fm)	r_c (fm)
$E_{CM}=18,8\text{MeV}$	100.0	7.5	1.15	1.63	0.640	0.750	1.0

O potencial da tabela 4.2.1 fornece apenas um bom ajuste nos ângulos dianteiros, mas não consegue explicar a subida da seção de choque para o espalhamento elástico em ângulos traseiros (veja figura 4.2.1).

O cálculo de canais acoplados para este sistema, foi feito acoplando-se 11 canais, sendo um deles o canal do espalhamento elástico e os outros canais são estados excitados do espalhamento inelástico. Neste cálculo, usamos 40 fm como raio de "matching" da função de onda e número máximo de 300 ondas parciais. O raio de "matching" é o ponto onde as forças nucleares e as distorções do potencial coulombiano já podem ser desprezadas.

Figura 4.2.1. Distribuição angular para espalhamento elástico. A curva sólida mostra um cálculo de modelo óptico sem acoplamento.

O programa ECIS possui uma sub-rotina de pesquisa automática, pela qual pode ser feita a mudança dos parâmetros do potencial óptico inicial. No entanto, como o número de canais acoplados foi grande o programa se tornava extremamente lento, quando esta opção era usada. Portanto, a mudança feita nos parâmetros do potencial de modelo óptico de partida, foi manual e o critério para se chegar no conjunto de parâmetros que melhor reproduziu os dados experimentais, foi visual.

A tabela 4.2.2 mostra os parâmetros do potencial de modelo óptico, derivados da análise de canais acoplados. Chamaremos a partir de agora este potencial de B-10.

Tabela 4.2.2. Parâmetros de potencial de modelo óptico obtido via cálculo de canais acoplados^[An 94].

$^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$	V (MeV)	W (MeV)	r_r (fm)	r_i (fm)	a_r (fm)	a_i (fm)	r_c (fm)
$E_{\text{CM}}=18.8\text{MeV}$	116.0	5.0	1.15	1.63	0.640	0.750	1.0
Potencial B-10							

Comparando o potencial B-10 com o potencial de partida (tabela 4.2.1), verificamos que as únicas grandezas alteradas são as profundidades real e imaginária. A parte geométrica do potencial foi mantida fixa a fim de reduzir o número de parâmetros livres no nosso cálculo.

O valor das deformações nuclear real, nuclear imaginária e coulombiana utilizadas no cálculo de canais acoplados, bem como os respectivos comprimentos de deformação são mostrados na tabela 4.2.3.

Tabela 4.2.3. Parâmetros de deformação do núcleo de ^{18}O .

β_2^{NR}	$R_r = r_r A^{1/3} \text{ (fm)}$	$\delta_2^{\text{NR}} = \beta_2^{\text{NR}} R_r \text{ (fm)}$
-0.165	3.013	-0.497

β_2^{NI}	$R_i = r_i A^{1/3} \text{ (fm)}$	$\delta_2^{\text{NI}} = \beta_2^{\text{NI}} R_i \text{ (fm)}$
-0.165	4.271	-0.704

β_2^{e}	$R_c = r_c A^{1/3} \text{ (fm)}$	$\delta_2^{\text{e}} = \beta_2^{\text{e}} R_c \text{ (fm)}$
-0.511	2.620	-1.338

Os parâmetros de deformação, bem como as profundidades real e imaginária do potencial óptico foram variados, sistematicamente, até encontrarmos os valores finais mostrados nas tabelas 4.2.2 e 4.2.3. Os resultados destas análises podem ser vistos na figura 4.2.2.

Na figura 4.2.2, a primeira distribuição angular refere-se ao espalhamento elástico e as outras são estados excitados do espalhamento inelástico. Tanto o potencial de modelo óptico (B-10), bem como as deformações são iguais para todos os canais. É claro que usando potenciais e deformações diferentes, para diferentes canais, o ajuste poderia ser melhor. No entanto, o número de parâmetros envolvidos no cálculo se tornaria tão grande, que a própria análise de canais acoplados perderia o sentido.

O principal objetivo desta análise não foi explicar detalhes das distribuições angulares, mas sim reproduzir, em média, os dados experimentais. Tivemos sempre uma preocupação de garantir um bom ajuste para o canal elástico.

Fig. 4.2.2. Distribuições angulares para o espalhamento elástico e os inelásticos.
 As curvas sólidas são os resultados dos ajustes obtidos via cálculo de canais acoplados

Um dos efeitos do acoplamento entre o canal elástico e os inelásticos é produzir uma subida da seção de choque elástica em ângulos traseiros. Para altas energias de excitação, a seção de choque calculada para o espalhamento inelástico se torna lisa, o que concorda com as previsões experimentais, como mostra a figura 4.2.2 na $E^*=11.6$ MeV.

Para se chegar ao ajuste mostrado na figura 4.2.2, tivemos que reduzir a profundidade imaginária do potencial óptico inicial de $W=7.5$ para 5.0 MeV. Esta redução é totalmente consistente, pois quanto mais canais incluímos explicitamente no cálculo, menor deve ser a profundidade imaginária do potencial, para garantir a absorção de fluxo do canal elástico.

Na região de ângulos dianteiros e intermediários, dos estados excitados, não temos dados experimentais, isto significa que nossos ajustes são poucos sensíveis à escolha do parâmetro de deformação coulombiano (β_2^c). Com o parâmetro de deformação coulombiano utilizado na nossa análise, calculamos o valor de $B(E2)^\uparrow=45$ e² fm⁴. Este valor está em bom acordo quando comparado aos resultados obtidos por outros autores, utilizando diferentes métodos. Esta comparação pode ser vista na tabela 4.2.4.

Os dados da literatura mostram, ainda, uma grande discrepância no valor do comprimento de deformação nuclear. O nosso valor é menor que os dados encontrados na literatura. Esta discrepância pode estar associada ao número de canais acoplados. Em outras palavras o valor de β , obtido via cálculo de canais acoplados, depende do número de canais levados em consideração. Esta ambigüidade pode ser removida se um número suficientemente grande de estados excitados forem acoplados [Ta 65]. Com um grande número de canais sendo acoplados eliminamos, também, uma outra ambigüidade existente entre a profundidade imaginária W e o parâmetro de deformação β [Ta 65].

Em nossos cálculos, o núcleo de ^{18}O foi considerado como tendo uma deformação oblata ($\beta_2 < 0$), o que contraria alguns dados da literatura [Ca 78, Vi 75]. Tentamos usar deformação prolata ($\beta_2 > 0$); neste caso, o cálculo de canais acoplados muda pouco para o canal elástico e primeiros estados excitados; no entanto, uma sensível diferença aparece nos estados de alta energia de excitação subestimando a seção de choque para estes estados.

Mostramos, na figura 4.2.3, a seção de choque integrada em valor de Q . Os pontos representam a seção de choque integrada em $Q(-16 \text{ MeV} \leq Q \leq Q_{g.s.})$. A linha tracejada mostra a curva $1/\sin \theta_{CM}$. A linha sólida mostra o resultado do cálculo de canais acoplados, quando somamos os 11 canais, ou seja, $(-11.6 \leq Q \leq Q_{g.s.})$. A tendência dos dados em seguir a curva $1/\sin \theta_{CM}$ só não é melhor reproduzida pelos cálculos de canais acoplados, porque nossos cálculos só vão até $Q = -11.6$ MeV.

No próximo capítulo discutiremos os modelos mais usados ("deep-inelasting-orbiting" [Sh 79, Sh 84, Ri 85, Sh 86, Sh 87, Ra 85, Sh 88, Du 88, Le 92] e fusão-fissão [Gr 84, Sa 86, Pi 86, Sa 88, Be 84, An 94]) para explicar este comportamento das reações binárias muito inelásticas. Também discutiremos a relação de nosso cálculo com estes modelos.

Tabela 4.2.4. Parâmetros de deformação do núcleo de ^{18}O .

Método	β_2^{NR}	R_f (fm)	δ_2^{NR} (fm)	β_2^{NI}	R_i (fm)	δ_2^{NI} (fm)	β_2^{S}	R_c (fm)	δ_2^{S} (fm)	$B(E2)^\dagger$ (e^2fm^4)	Q_0 (fm^2)	Referência
$^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ - C.C. Rotacional	-0.165	3.013	-0.497	-0.165	4.271	-0.704	-0.511	2.620	-1.338	45.0	21.3	Neste Trabalho
$^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ - C.C. Rotacional	-0.165	3.013	-0.497	-0.165	4.271	-0.704	-0.511	2.620	-1.338	45.0	21.3	Neste Trabalho
$^{18}\text{O}+^{28}\text{Si}$ - C.C. Rotacional	0.260	3.653	0.95	0.260	3.653	0.95	0.260	3.653	0.95	44.0	21.0	Ca-78
$^{18}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ - C.C. Rotacional	0.446	3.70	1.65	0.446	3.70	1.65	0.504	3.275	1.65	106.7	32.7	VI-75
$^{18}\text{O}+\alpha$ - DWBA	0.20	4.3	0.86	0.20	4.3	0.86	0.20	4.3	0.86	49.9	22.4	Lu-66
$^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ - Excitação Coulombiana										46.0	21.50	Bo-67
$^{18}\text{O}+e$ - Espalhamento de Elétrons										44.8	21.22	No-82
$^{18}\text{O}+^{18}\text{O}$ - Excitação Coulombiana										39.0	19.8	Fe-79
$^{18}\text{O}+\alpha$ - Medida da distância de Recuo										44.6	21.2	As-76
Valor Adotado							0.355	3.14	1.115	45.1	21.3	At-87

A referência "neste trabalho" usa as seguintes definições:

$R_f = 1.15 A^{1/3}$
 $R_i = 1.63 A^{1/3}$
 $R_c = 1.0 A^{1/3}$
 $\delta = R_i \beta$

$$B(E2)^\dagger = \left[\frac{3}{4\pi} Z \beta_2^{\text{S}} R_c^2 \right]^2 (\text{e}^2 \text{fm}^4)$$

$$Q_0 = \left[\frac{16\pi B(E2)^\dagger}{5 e^2} \right]^{1/2} (\text{fm}^2)$$

Obs: a incerteza nos parâmetros de deformação deste trabalho foram estimadas em 10%.

Fig. 4.2.3. Seção de choque integrada em Q. Os pontos foram adquiridos sem a condição de coincidência cinemática. A linha sólida é o resultado obtido do cálculo de canais acoplados e a tracejada, corresponde à curva $1/\text{sen}\theta_{CM}$.

4.3. Análise do Sistema $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$

O cálculo de canais acoplados para o sistema $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ na $E_{CM}=19.9 \text{ MeV}$ foi feito acoplando-se 14 canais a saber: a) o canal do espalhamento elástico, b) 5 canais correspondendo a estados excitados do espalhamento inelástico, c) o estado fundamental e mais 7 estados excitados da reação de transferência $^{18}\text{O}+^{11}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$.

O potencial de modelo óptico utilizado como ponto de partida no cálculo de canais acoplados é o mesmo potencial do sistema $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$, mostrado na tabela 4.2.1. O ajuste obtido por este potencial para o canal do espalhamento elástico do sistema $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ é mostrado na figura 4.3.1.

Fig. 4.3.1. Distribuição angular para espalhamento elástico. A curva sólida mostra um cálculo de modelo óptico sem acoplamento.

O ajuste em ângulos dianteiros é apenas razoável e o cálculo de modelo óptico não consegue explicar a subida da seção de choque elástica em ângulos traseiros.

Partimos, então, para a análise de canais acoplados. O raio de "matching" e o número de ondas parciais é o mesmo do sistema $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$.

O canal de transferência, foi tratado apenas aproximadamente, pois utilizamos no cálculo da reação de transferência o mesmo fator de forma do espalhamento inelástico dado por:

$$F(r) = (\beta_2^{NR} R_r) V_0 \frac{df}{dr} + i(\beta_2^{NI} R_i) W_0 \frac{dg}{dr} - \frac{3 Z_p Z_T}{5 r^2 + 1} R_c (\beta_2^c R_c) \quad (4.3.1)$$

onde:

$$f(r) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r - R_r}{a_r}\right]} \quad \text{e} \quad g(r) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{r - R_i}{a_i}\right]} \quad (4.3.2)$$

com $R_r = r_r A^{1/3}$ e $R_i = r_i A^{1/3}$ e A sendo a massa do núcleo deformado.

No cálculo da seção de choque da transferência, utilizamos as massas e cargas corretas para os canais de entrada e saída portanto, o número de onda K , que aparece na seção de choque, é calculado corretamente.

O potencial resultante da análise de canais acoplados para o sistema $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ é mostrado na tabela 4.3.1. Este potencial será chamado de potencial B-11.

Tabela 4.3.1. Parâmetros do potencial de modelo óptico obtido via cálculo de canais acoplados

$^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$	V (MeV)	W (MeV)	r_r (fm)	r_i (fm)	a_r (fm)	a_i (fm)	r_c (fm)
$E_{CM}=19.9\text{MeV}$	120.0	5.0	1.15	1.63	0.640	0.750	1.0
Potencial B-11							

Os 14 canais acoplados, neste sistema, usam o mesmo potencial B-11. O ajuste produzido por este potencial é mostrado nas figuras 4.3.2 e 4.3.3. Os parâmetros de deformação utilizados neste cálculo para o núcleo de ^{18}O são os mesmos da tabela 4.2.3. A comparação entre os nossos parâmetros de deformação e aqueles obtidos por outros autores, utilizando diferentes métodos já foi mostrado na tabela 4.2.4.

Figuras 4.3.2 e 4.3.3. Distribuições angulares para o espalhamento elástico e os inelásticos (figura da esquerda) e para a reação de transferência $^{16}\text{O} + ^{11}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{15}\text{N}$ (figura da direita). As curvas sólidas são os resultados do cálculo de canais acoplados.

A primeira curva da figura 4.3.2 refere-se ao espalhamento elástico. As outras são estados excitados do espalhamento inelástico. O ajuste para o canal elástico é bom em ângulos dianteiros e, vemos, ainda, que um dos efeitos do acoplamento deste canal com os demais é produzir uma subida da seção de choque em ângulos traseiros para o canal elástico, ficando o cálculo em perfeita sintonia com os dados experimentais. Para os canais inelásticos, o ajuste em ângulos dianteiros para os estados onde temos medidas ($E^*=2.0$ MeV e $E^*=3.8$ MeV) é ruim, ficando a seção de choque calculada, sub-estimada. Em ângulos traseiros conseguimos reproduzir apenas a magnitude da seção de choque experimental. Nos estados excitados ($E^*=2.0$ MeV e $E^*=3.8$ MeV), os ângulos dianteiros poderiam ser melhor ajustados aumentando o parâmetro de deformação coulombiano (β_2^c); no entanto, este procedimento, além de estragar o ajuste do canal elástico, fornecia um valor para a probabilidade de transição eletromagnética $B(E2) \uparrow$ não compatível com as medidas experimentais.

Para se chegar a esses ajustes, novamente tivemos que diminuir a profundidade imaginária do potencial óptico inicial de 7.5 para 5 MeV e ainda aumentar a profundidade real de 100 para 120 MeV. A geometria foi mantida fixa.

A única diferença entre os parâmetros utilizados no cálculo de canais acoplados para $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ está na profundidade real do potencial óptico. Enquanto para $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ temos $V=116.0$ MeV para $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ temos $V=120.0$ MeV.

Na figura 4.3.3 a primeira distribuição angular corresponde ao estado fundamental da reação de transferência $^{18}\text{O}+^{11}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$ ($Q_{gs}=+4.76$ MeV). As outras correspondem a estados excitados desta reação de transferência.

O ajuste entre os dados experimentais e o cálculo de canais acoplados falha, em média, ao tentar reproduzir os detalhes da seção de choque de transferência. No entanto, a magnitude da seção de choque é reproduzida de forma satisfatória e também a forma da distribuição angular com forte subida em ângulos traseiros. Isto mostra que mesmo usando o fator de forma do espalhamento inelástico e os mesmos β da excitação inelástica a seção de choque de transferência tem a magnitude corretamente calculada.

As figuras 4.3.4 e 4.3.5 mostram as seções de choque integradas em valor de Q para os canais de reações $^{18}\text{O}+^{11}\text{B} \rightarrow ^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$ e $^{18}\text{O}+^{11}\text{B} \rightarrow ^{14}\text{C}+^{15}\text{N}$, respectivamente.

Fig. 4.3.4. Distribuição angular integrada em Q. Os pontos foram adquiridos sem a condição de coincidência cinemática. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados e a tracejada, é a curva de $1/\text{sen}\theta_{CM}$.

Fig. 4.3.5. Distribuição angular integrada em Q. Os pontos foram adquiridos sem a condição de coincidência cinemática. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados e a tracejada, é a curva de $1/\text{sen}\theta_{CM}$.

Em ambas as figuras, a linha tracejada mostra o comportamento do tipo $1/\text{sen } \theta_{CM}$, seguido pelos dados experimentais, enquanto que a curva sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados. Na figura 4.3.4, os pontos foram obtidos integrando-se a seção de choque experimental na região de $(-16 \leq Q \leq Q_{gs})$ e, a curva sólida refere-se à seção de choque integrada na região de $(-8 \leq Q \leq Q_{gs})$. Na figura 4.3.5, integramos na região de $(-16 \leq Q \leq Q_{gs})$ para os pontos experimentais e $(-12.5 \leq Q \leq Q_{gs})$ para o cálculo de canais acoplados.

As figuras 4.3.4 e 4.3.5 mostram que o cálculo de canais acoplados consegue reproduzir as características gerais dos dados experimentais. Estes resultados concordam com um estudo recente[Le 92] feito

para estes mesmos sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$. Neste trabalho, fizemos um cálculo completo de canais acoplados utilizando um formalismo diferente, proposto por Iachello e colaboradores [Ia 88, Ia 89]. Neste formalismo, os acoplamentos são tratados dentro do contexto da Teoria Algébrica de Espalhamento.

Via cálculos de canais acoplados, mostramos que é possível explicar, de forma satisfatória, o comportamento geral dos dados experimentais. Tanto a tendência $1/\sin \theta_{\text{CM}}$ da seção de choque experimental integrada em Q , bem como o comportamento oscilatório decrescente da seção de choque elástica em ângulos dianteiros e posterior subida para ângulos traseiros puderam ser explicadas dentro do formalismo de canais acoplados.

Existem controvérsias quanto à explicação da subida da seção de choque elástica em ângulos traseiros. Enquanto mostramos que esta subida pode ser explicada, via acoplamento do canal elástico com outros canais de reação, Anjos e colaboradores [An 94] sugerem que o sistema primeiro se funde e em seguida decai, via canal elástico.

4.4. Análise do Sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$

O estudo para este sistema foi feito em duas energias $E_{\text{CM}}=39.1$ e 50.5 MeV. Em ambas as energias, fizemos medidas dos espalhamentos elástico, inelástico e reações de transferência. Um resumo do que foi analisado para este sistema nas duas energias já foi mostrado na tabela 3.B.1.

O comportamento geral da seção de choque elástica em ângulos dianteiros e intermediários é reproduzido pelos potenciais de modelo óptico mostrados na tabela 4.4.1. Foram estes os potenciais utilizados como ponto de partida no cálculo de canais acoplados (C.C.) [De 78].

Tabela 4.4.1. Parâmetros iniciais do potencial de modelo óptico usado no cálculo de C.C [De 78]

E_{CM} (MeV)	V (MeV)	W (MeV)	r_r (fm)	r_i (fm)	a_r (fm)	a_i (fm)	r_c (fm)
39.1	30.0	5.5	1.323	1.350	0.485	0.300	1.0
50.5	38.0	12.0	1.323	1.350	0.485	0.300	1.0

As figuras 4.4.1 e 4.4.2 mostram o resultado do cálculo de modelo óptico com os potenciais da tabela 4.4.1 (linha sólida). O cálculo apresenta oscilações reproduzindo corretamente a seção de choque em ângulos intermediários mas, falha ao tentar reproduzir a subida da seção de choque em ângulos traseiros.

Fig. 4.4.1. Distribuição angular do espalhamento elástico. A curva sólida mostra o cálculo de modelo óptico sem acomplamento.

Fig. 4.4.2. Distribuição angular do espalhamento elástico. A curva sólida mostra o cálculo de modelo óptico sem acoplamento.

Os potenciais da tabela 4.4.1 são potenciais transparentes na superfície, isto é, possuem $V/W \gg 1$. Potenciais transparentes na superfície foram propostos na tentativa de reproduzir os dados para o espalhamento elástico e inelástico[Au 77], bem como para as distribuições angulares das reações de transferência[Ba 78] apresentando o comportamento anômalo da subida em ângulos traseiros, também denominado **ALAS** (Anomalous Large Angle Scattering)

O fenômeno da subida em ângulos traseiros da distribuição angular elástica não pode ser reproduzida pelo potencial E-18[Cr 76] por ser muito absorvente. Por esta razão não foi utilizado no cálculo de canais acoplados.

O cálculo de canais acoplados para $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ na $E_{\text{CM}}=39.1$ foi feito acoplando-se 33 canais de reações, enquanto que para a $E_{\text{CM}}=50.5$ MeV foram acoplados 35 canais. Nos cálculos todas as transições entre os diferentes estados foram consideradas como possíveis, desde que obedecessem a relação 4.1.1. Usamos o modelo rotacional simétrico para tratar o núcleo deformado de ^{28}Si , sendo que nos cálculos utilizamos 300 ondas parciais e raio de "matching" de 40 fm.

Os passos seguidos para se acoplar este enorme número de canais foram:

- a) iniciamos com o canal do espalhamento elástico mais os primeiros estados excitados do espalhamento inelástico. Usando o potencial da tabela 4.4.1 e como valor inicial para a deformação nuclear de $\beta_2^N = 0.4$ que é o valor adotado na literatura [At 87], tentamos fazer o cálculo convergir para os dados experimentais, variando as profundidades real e imaginária do potencial óptico e o parâmetro de deformação β_2^N . A parte geométrica do potencial foi mantida fixa a fim de reduzir o número de parâmetros livres;
- b) quando a magnitude da seção de choque calculada convergia para os valores experimentais, íamos adicionando mais canais de reação e repetíamos o item a). No final, quando chegamos aos 35 canais acoplados para $E_{\text{CM}}=50.5$ MeV, os computadores mais rápidos do Instituto de Física da USP levavam, em média, 5 horas de tempo de c.p.u. para se obter as seções de choque nos 35 canais.

O resultado desta análise são dois novos potenciais de modelo óptico, um para cada energia, que nos fornecem um ajuste perfeito para o canal de espalhamento elástico e, em média, a magnitude correta da seção de choque experimental para todos os outros canais de reação.

Estes novos potenciais, resultantes do cálculo de canais acoplados, serão denominados potenciais S1 e S2 para $E_{\text{CM}}=39.1$ e 50.5 MeV, respectivamente. Ambos são mostrados na tabela 4.4.2.

Tabela 4.4.2. Parâmetros dos potenciais de modelo óptico obtidos via cálculo de C.C.

Potencial	E_{CM} (MeV)	V (MeV)	W (MeV)	r_r (fm)	r_i (fm)	a_r (fm)	a_i (fm)	r_c (fm)
S1	39.1	23.0	2.5	1.323	1.350	0.485	0.300	1.0
S2	50.5	25.0	8.0	1.323	1.350	0.485	0.300	1.0

Na tabela 4.4.3 mostramos os valores finais dos parâmetros de deformação, para o núcleo do ^{28}Si , usado no cálculo de canais acoplados. Nas duas energias, os valores são os mesmos.

Tabela 4.4.3. Parâmetros de deformação do núcleo ^{28}Si

β_2^{NR}	$R_r = r_r A^{1/3}$ (fm)	$\delta_2^{NR} = \beta_2^{NR} R_r$ (fm)
-0.20	4.017	-0.803

β_2^{NI}	$R_i = r_i A^{1/3}$ (fm)	$\delta_2^{NI} = \beta_2^{NI} R_i$ (fm)
-0.20	4.099	-0.819

β_2^c	$R_c = r_c A^{1/3}$ (fm)	$\delta_2^c = \beta_2^c R_c$ (fm)
-0.574	3.036	-1.743

Como já foi discutido para o sistema $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ o cálculo de canais acoplados tem como característica reduzir a profundidade da parte imaginária dos potenciais ópticos iniciais. Poderíamos, então, imaginar que os potenciais de canais acoplados são sempre mais transparentes ($V/W \gg 1$) do que os potenciais iniciais de modelo óptico. A tabela 4.4.4 mostra que para a $E_{\text{CM}}=50.5$ MeV isto não ocorre, pois ambas as profundidades (real e imaginária) foram reduzidas na mesma proporção pelo cálculo de canais acoplados.

Tabela 4.4.4. Razão entre as profundidades real e imaginária do potencial.

Sistema	E_{CM} (MeV)	Transparência (V/W) Modelo óptico sem acoplamento	Transparência (V/W) Modelo óptico canais acoplados
$^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$	18.8	13.33	23.0
$^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$	19.9	13.33	24.0
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$	39.1	5.45	9.20
$^{28}\text{O}+^{16}\text{O}$	50.5	3.16	3.12

As figuras 4.4.3 e 4.4.4 mostram o resultado do cálculo de canais acoplados para as duas energias estudadas. A primeira distribuição angular refere-se ao espalhamento elástico, as outras são estados excitados do espalhamento inelástico. Como já foi discutido no capítulo experimental, os primeiros excitados são resolvidos; portanto, conhecíamos sua energia de excitação e spin. A partir de $Q=-6.5$ MeV temos apenas energias de excitação médias, com largura de 1 MeV em Q e as faixas não têm spin bem definido provavelmente.

33 CANAIS ACOPLADOS
 $E_{cm} = 39.1 \text{ MeV}$

Fig. 4.4.3. Distribuições angulares para o espalhamento elástico e os inelásticos. Os pontos foram obtidos usando a condição de coincidência cinemática. As linhas sólidas são ajustes obtidos via cálculo de canais acoplados.

Fig. 4.4.4. Distribuições angulares para o espalhamento elástico e os inelásticos. Os pontos foram obtidos usando a condição de coincidência cinemática. As linhas sólidas são ajustes obtidos via cálculo de canais acoplados.

Em ambas as energias a curva sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados. Os pontos são dados adquiridos, exigindo coincidência cinemática entre os ^{28}Si e ^{16}O detectados. Na $E_{\text{CM}}=39.1$ MeV o ajuste entre o C.C e os dados é ruim para os ângulos dianteiros, dos primeiros estados excitados e falha, também, ao tentar explicar a seção de choque experimental para $\theta_{\text{CM}} > 100^\circ$, para os níveis de energia de excitação mais altos ($E^* > 13.5$ MeV). Para o canal elástico o C.C reproduz todos os detalhes da seção de choque experimental e ainda mostra a subida em ângulos traseiros que é uma característica deste sistema.

Na $E_{\text{CM}}=50.5$ MeV, novamente temos um ajuste perfeito entre os dados e a seção de choque calculada para o canal elástico. Para os estados excitados, em média, a seção de choque calculada só se ajusta aos dados experimentais para os ângulos de centro de massa $\theta_{\text{CM}} \leq 100^\circ$, sendo que a discrepância aumenta com o aumento da energia de excitação. A seção de choque experimental é baixa quando comparamos aos cálculos nas energias de excitação mais altas.

Esta discrepância entre os cálculos e os dados medidos em coincidência pode ser explicada, supondo que após a reação o ^{28}Si excitado evapora partículas leves como nêutrons, prótons, partículas alfas. Devido à mudança em sua carga e massa não é mais contado nas coincidências condicionadas por Z e A . Isto faz com que a seção de choque experimental tenha seu valor absoluto reduzido, principalmente nas energias de excitação mais altas, onde a evaporação de partículas deve ser maior. A evaporação de partículas não é um fenômeno novo, tendo sido observada por vários autores [Sh 84, Sa 87, Sa 88, Sh 88, Be 89]. A evaporação se torna mais intensa com o aumento da massa e da energia de excitação dos fragmentos.

Para nos certificarmos de que realmente estávamos perdendo partículas por evaporação, resolvemos analisar os espectros, sem impor a condição de coincidência. Escolhemos, para esta análise, os espectros dos núcleos de ^{16}O por serem mais leves que o ^{28}Si e, portanto, as chances de evaporar partículas serem menores.

Mostramos, na figuras 4.4.5 a razão entre as seções de choque de evaporação de partículas sobre a seção de choque de formação do ^{28}Si , em função da energia de excitação.

Sendo:

$$\frac{\sigma_{\text{evap.}}}{\sigma_{\text{form.}}} \equiv \left[\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{livre}) - \frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{coinc.})}{\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{livre})} \right]$$

Fig. 4.4.5. Razão entre as seções de choque de evaporação de partículas sobre a seção de choque de formação de ^{28}Si , em função da energia de excitação. O erro em $\sigma_{\text{evap.}}/\sigma_{\text{form.}}$ foi estimado em 20%

A figura 4.4.5, mostra que realmente há uma perda de eventos por evaporação e a mesma se torna mais intensa a partir da $E^* > 13.5$ MeV. Isto explica porque os cálculos de canais acoplados para as energias de excitação mais altas não concordam com as previsões experimentais.

Para a energia $E_{CM}=50.5$ MeV a razão entre as seções de choque de evaporação de partículas sobre as seções de choque de formação tem comportamento semelhante, mas a evaporação de partículas parece ocorrer desde as energias de excitação mais baixas. Isto poderia sugerir que a nossa normalização dos dados, medidos com a condição de coincidência e sem a condição de coincidência não é a mesma para a $E_{CM}=50.5$ MeV. Como isso não ocorre na $E_{CM}=39.1$ MeV, e nada foi modificado na aquisição dos dados de uma energia para outra, resolvemos não mudar a normalização. Mesmo supondo uma normalização diferente entre os dados livres e em coincidência, na $E_{CM}=50.5$ MeV, a seção de choque de evaporação aumenta para as energias de excitação mais altas.

Comparando, agora, as previsões do cálculo de canais acoplados com as seções de choque medidas sem coincidência (dados livres), conseguimos explicar a subida da seção de choque em ângulos traseiros para as altas energias de excitação. Isto pode ser visto nas figuras 4.4.7 e 4.4.8. Nelas a curva sólida é o cálculo de canais acoplados feito com o programa ECIS. Os círculos são os dados adquiridos em coincidência e os quadrados cheios são dados livres.

Fig. 4.4.7. Distribuições angulares para o espalhamento elástico e os inelásticos.

Os círculos são os dados adquiridos em coincidência cinemática. Os quadrados cheios são os dados obtidos da análise dos oxigênios de recuo sem estar em coincidência com os silícios (dados livres). A curva sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados feito com o código ECIS.

Fig. 4.4.8. Distribuições angulares para o espalhamento elástico e os inelásticos.

Os círculos são os dados adquiridos em coincidência cinemática. Os quadrados cheios são os dados obtidos da análise dos oxigênios de recuo sem estar em coincidência com os silícios (dados livres). A curva sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados feito com o código ECIS.

Nas figuras 4.4.9 e 4.4.10, mostramos as seções de choque integradas em valor de Q para as duas energias estudadas. Nelas podemos ver, claramente, a diferença entre os dados adquiridos com e sem coincidência. Mostramos, ainda, que apesar da seção de choque em coincidência decrescer com o ângulo de centro de massa, os dados livres seguem a curva tracejada do tipo $1/\sin \theta_{CM}$. Como já havíamos discutido está é a tendência seguida pelos eventos provenientes de reações do tipo "orbiting-deep inelastic". A característica do "orbiting" é formar um sistema di-nuclear complexo giratório, fortemente amortecido em energia. No entanto, afirmar que o sistema $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O}$ apresenta "orbiting" porque os dados livres seguem a tendência da curva $1/\sin \theta_{CM}$ é temeroso pois, outros processos como fusão-fissão mostram a mesma característica. Portanto, para se tentar distinguir qual o processo dominante, outras investigações devem ser feitas. Isto será deixado para o próximo capítulo.

Fig. 4.4.9. Distribuição angular integrada em Q . Os círculos abertos foram adquiridos em coincidência cinemática. Os quadrados cheios são os dados obtidos da análise dos oxigênios de recuo sem estar em coincidência com os silícios (dados livres). A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados feito com o código ECIS e a tracejada, é a curva $1/\sin \theta_{CM}$.

Fig. 4.4.10. Distribuição angular integrada em Q. Os círculos abertos foram adquiridos em coincidência cinemática. Os quadrados cheios são os dados obtidos da análise dos oxigênios de recuo sem estar em coincidência com os silícios (dados livres). A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados feito com o código ECIS e a tracejada, é a curva $1/\text{sen}\theta_{CM}$.

Na figura 4.4.9 a seção de choque foi integrada considerando a seguinte faixa em Q: cálculo de canais acoplados ($-17.5 \leq Q \leq Q_{gs}$); dados em coincidência ($-17.5 \leq Q \leq Q_{gs}$); dados livres ($-23.5 \leq Q \leq Q_{gs}$).

Na figura 4.4.10 a região integrada em Q foi: cálculo de canais acoplados ($-17.5 \leq Q \leq Q_{gs}$); dados em coincidência ($-23.5 \leq Q \leq Q_{gs}$); dados livres ($-40.5 \leq Q \leq Q_{gs}$).

Em ambas as figuras o cálculo de canais acoplados consegue explicar a tendência geral dos dados experimentos.

Mostramos, na seqüência, o resultado do cálculo de canais acoplados para as reações de transferência $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si},^{24}\text{Mg})^{20}\text{Ne}$ e $^{16}\text{O}(^{28}\text{Si},^{32}\text{S})^{12}\text{C}$. No canal de entrada o potencial utilizado foi o da tabela 4.4.2 e para o canal de saída (canal de transferência) usamos o potencial mostrado na tabela 4.4.5. O mesmo potencial foi usado para os dois canais de transferência $^{20}\text{Ne}+^{24}\text{Mg}$ e $^{12}\text{C}+^{32}\text{S}$.

Tabela 4.4.5

Potencial	E_{cm} (MeV)	V (MeV)	W (MeV)	r_r (fm)	r_i (fm)	a_r (fm)	a_i (fm)	r_c (fm)
Ne+Mg e C+S	39.1	30.0	3.0	1.307	1.242	0.492	0.204	1.0
Ne+Mg e C+S	50.5	10.0	3.0	1.307	1.242	0.492	0.204	1.0

O resultado do cálculo de canais acoplados para os canais de transferência são mostrados nas figuras 4.4.11, 4.4.12, 4.4.13 e 4.4.14.

Fig. 4.4.11. Distribuições angulares para a reação de transferência $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^{24}\text{Mg}$. Os pontos foram adquiridos em coincidência cinemática. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Fig. 4.4.12. Distribuições angulares para a reação de transferência $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{20}\text{Ne} + ^{24}\text{Mg}$. Os pontos foram adquiridos em coincidência cinemática. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Fig. 4.4.13. Distribuições angulares para a reação de transferência $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$. Os pontos foram adquiridos em coincidência cinemática. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Fig. 4.4.14. Distribuições angulares para a reação de transferência $^{28}\text{Si} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{S} + ^{12}\text{C}$. Os pontos foram adquiridos em coincidência cinemática. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Apesar de usarmos um fator de forma aproximado para tratar as reações de transferência e usarmos o mesmo β da excitação inelástica, o resultado do cálculo de canais acoplados é bom. Para o canal $^{20}\text{Ne}+^{24}\text{Mg}$ na $E_{\text{CM}}=39.1$ MeV o cálculo de canais acoplados reproduz, corretamente, a magnitude da seção de choque experimental; já para a $E_{\text{CM}}=50.5$ MeV a tendência geral do cálculo é ficar acima dos pontos experimentais. Isto novamente poderia ser explicado em termos de evaporação de partículas; infelizmente, não fizemos tal investigação para os canais de transferência.

Para o canal $^{12}\text{C}+^{32}\text{S}$ em ambas as energias, o ajuste entre o cálculo e os dados é apenas razoável. Para algumas energias de excitação, o cálculo de canais acoplados é super estimado; já em outras, sub-estimado.

Um panorama geral entre o cálculo de canais acoplados e os dados medidos em coincidência para os canais de transferência, pode ser visto nas figuras 4.4.15, 4.4.16, 4.4.17 e 4.4.18, onde são mostradas as seções de choque integradas em valor de Q .

Figura. 4.4.15. Seção de choque integrada em Q . Os pontos são dados adquiridos em coincidência. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Figura. 4.4.16. Seção de choque integrada em Q. Os pontos são dados adquiridos em coincidência. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Figura. 4.4.17. Seção de choque integrada em Q. Os pontos são dados adquiridos em coincidência. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Figura. 4.4.18. Seção de choque integrada em Q. Os pontos são dados adquiridos em coincidência. A linha sólida é o resultado do cálculo de canais acoplados.

Mostramos que é possível se fazer um cálculo completo de canais acoplados envolvendo um grande número de canais de reação com resultados satisfatórios. O núcleo de ^{28}Si é bem descrito pelo modelo rotacional simétrico, onde usamos para descrevê-lo, uma deformação oblata ($\beta_2 < 0$).

Os parâmetros de deformação, extraídos desta análise, concordam com os valores obtidos por outros autores, utilizando diferentes métodos. Esta comparação é mostrada na tabela 4.4.5.

Tabela 4.4.5. Parâmetros de deformação do núcleo de ^{28}Si

Método	β_2^{NR}	R_f (fm)	δ_2^{NR} (fm)	β_2^{NI}	R_f (fm)	δ_2^{NI} (fm)	β_2^{C}	R_c (fm)	δ_2^{C} (fm)	$B(E2)^\dagger$ ($e^2\text{fm}^4$)	Q_0 (fm^2)	Referência
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ - C.C. Rotacional $E_{\text{CM}} = 39.1 \text{ MeV}$	-0.200	4.017	-0.803	-0.200	4.099	-0.819	-0.574	3.036	-1.743	313.0	56.0	Neste Trabalho
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{Si}$ - C.C. Rotacional $E_{\text{CM}} = 50.5 \text{ MeV}$	-0.200	4.017	-0.803	-0.200	4.099	-0.819	-0.574	3.036	-1.743	313.0	56.0	Neste Trabalho
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ - C.C. Rotacional	-0.274	4.11	-1.126	-0.274	4.11	-1.126	-0.274	4.11	-1.126	239.2	49.0	Me 79
$^{28}\text{O}+^{16}\text{O}$ - C.C. Rotacional	-0.223	3.81	-0.850	-0.223	3.81	-0.850	-0.223	3.81	-0.850	117.2	34.3	Me 79
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ - C.C. - Vibracional	0.221	5.24	1.158	0.221	5.24	1.159	0.221	5.24	1.158	411.7	64.3	Me 79
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ - C.C. - Rotacional	-0.21	3.97	-0.834	-0.21	3.97	-0.834	-0.466	3.372	1.571	314.0	56.2	Ec 77
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ - C.C. - Rotacional	-0.22	3.97	-0.873	-0.22	3.97	-0.873	-0.22	3.97	0.873	134.4	36.7	Ga 73
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ - C.C. - Rotacional	-0.34	3.43	-1.17	-0.28	4.14	-1.173	-0.31	3.79	-1.173	220.4	47.1	Ka 85
$^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ - Excitação Coulombiana										270	52.1	Ad 60
$^{28}\text{Si}+^{14}\text{N}$ - Excitação Coulombiana										440	66.5	Bo 60
$^{28}\text{Si}+e$ - Espalhamento de elétrons										337	58.2	Na 72
$^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ - Excitação Coulombiana										350	39.3	Ba 80
Valor Adotado							0.407	3.64	1.48	326	57.2	At-87

A referência "neste trabalho" usa as seguintes definições:

$R_f = 1.323A^{1/3}$
 $R_i = 1.350A^{1/3}$
 $R_c = 1.0 A^{1/3}$
 $\delta = R \cdot \beta$

$B(E2)^\dagger = \left[\frac{3}{4\pi} Z \beta_2^{\text{C}} R_c^2 \right]^2 (e^2 \text{fm}^4)$
 $Q_0 = \left[\frac{16\pi B(E2)^\dagger}{5 e^2} \right]^{1/2} (\text{fm}^2)$

Obs: a incerteza nos parâmetros de deformação deste trabalho foram estimadas em 10%.

5. Discussão dos Resultados "Orbiting" / Fusão-Fissão

5.1. Introdução

Evidências experimentais de processos binários muito inelásticos em sistemas de íons pesados leves foram acumuladas nas duas últimas décadas. Inicialmente estes fenômenos foram observados em sistemas $n-\alpha$, que também apresentavam as anomalias de ângulos traseiros (ALAS) nos canais quasielásticos. Para a interpretação destes fenômenos inicialmente se recorreu à imagem semiclássica do sistema dinuclear rotativo (DNC, Dinuclear Complex), também denominada "orbiting". Isto corresponde ao mecanismo de colisão muito inelásticas (Deep-Inelastic collisions) bem estabelecido em colisões de íons mais pesados em energias mais altas.

As características experimentais destes fenômenos eram:

- a) emissão binária de fragmentos complexos.
- b) a energia cinética incidente é fortemente amortecida e o valor mais provável do Q de reação é independente do ângulo de espalhamento;
- c) as distribuições angulares da seção de choque integrada em valor de Q seguem uma curva do tipo $1/\sin\theta_{CM}$, indicando um longo tempo de vida do sistema dinuclear complexo giratório (DNC). O tempo de vida foi estimado [Ro 75] ser da ordem de 10^{-21} seg, na região de núcleos com massa intermediária. Este tempo foi usado para classificar o "orbiting" como um processo que ocorre entre a reação direta e aquela que leva à formação do núcleo composto equilibrado [Gl 86].

Em seguida fenômenos semelhantes foram observados para um grande número de sistemas de íons pesados-leves [Sh 79, Sh 87] muitas vezes sem a estrutura $n-\alpha$ e sem algumas das características de ALAS nos canais quasielásticos (sem estruturas pronunciadas nas funções a 180° , muitas vezes interpretadas como ressonâncias quasimoleculares).

Estudos mais detalhados [Sa 87, Be 89, Au 70], mostraram que para muitos destes sistemas a distribuição de massa dos fragmentos emitidos era pouco seletiva e o decaimento em fragmentos complexos não dependia do canal de entrada.

Este fato sugeriu uma interpretação alternativa [SA 87] na qual forma-se o núcleo composto estatisticamente equilibrado, que se fissiona em dois fragmentos complexos, mecanismo também chamado de fusão-fissão.

Medidas feitas para os sistemas $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ [Sh 82], $^{28}\text{Si}+^{14}\text{N}$ [Sh 86], $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ [Du 88], $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ [Ra 85] etc. têm indicado a formação de um sistema dinuclear complexo giratório do tipo "orbiting", enquanto que medidas efetuadas nos sistemas $^{34}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ [Sa 87], $^{35}\text{Cl}+^{12}\text{C}$ [Be 89], $^{31}\text{P}+^{16}\text{O}$ [Ra 91] etc. indicam que o mecanismo de reação é do tipo fusão-fissão.

5.2. Modelos para o "Orbiting" / Fusão-Fissão

Vários modelos surgiram na tentativa de se explicar qual é o mecanismo presente numa determinada reação. Dentre eles poderíamos citar o modelo de equilíbrio proposto por B. Shivakumar et al.[Sh 87] para descrever o "orbiting" e a fusão e que foi aplicado com sucesso no estudo dos sistemas $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$, $^{28}\text{Si}+^{14}\text{N}$ etc.. Por outro lado, Sander[Sa 87] sugere que os fragmentos binários observados para o sistema $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ podem ser explicados via um mecanismo de fusão-fissão. Na verdade, ambos os modelos são estatísticos e suas previsões estão sempre sujeitas a variações, dependendo do tipo de parametrização que se usa para descrever: a) a densidade de níveis, b) os parâmetros de modelo óptico utilizados nos cálculos dos coeficientes de transmissão, c) o momento angular crítico para fusão, d) a distribuição de spin do núcleo composto etc..

Alguns trabalhos recentes têm usado o modelo proposto por Abe e Haas[Ha 81] para calcular o número de canais abertos (NCA) e tentar, a partir daí, decidir se o processo é do tipo "orbiting" ou se envolve formação de núcleo composto equilibrado.

Neste modelo o NCA determina os possíveis canais de decaimento para um sistema composto. Se o NCA for grande, ou seja, se existe uma alta densidade de níveis disponíveis nos canais de saída, o sistema tende a sobreviver desta forma um tempo maior, e o decaimento será preferencialmente via formação de resíduos de evaporação ou de fusão-fissão. No entanto, se o NCA é pequeno, o que significa que a densidade de níveis é mais baixa no canal de saída, o sistema irá decair via mecanismo de "orbiting".

Mostramos nas figuras 5.2.1, 5.2.2 e 5.2.3 cálculos feitos por C.Beck[Be 94] e na figura 5.2.4 cálculos feitos por R.M. Anjos[An 94] para o número de canais abertos (NCA), como função do momento angular rasante (ℓ g), para diversos sistemas, dentre eles os sistemas estudados neste trabalho, $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ e $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$.

Figura 5.2.1. Número de canais abertos normalizado por unidade de fluxo incidente como função do momento angular rasante (ℓg) para reações induzidas por ^{12}C . [Be 94]

Figura 5.2.2. Número de canais abertos normalizado por unidade de fluxo incidente como função do momento angular rasante (ℓg) para reações induzidas por ^{16}O [Be 94].

Figura 5.2.3. Número de canais abertos normalizado por unidade de fluxo incidente como função do momento angular rasante (ℓg) para reações indicadas na figura [Be 94].

Figura 5.2.4. Número de canais abertos normalizado por unidade de fluxo incidente como função do momento angular rasante (ℓ_g) para reações indicadas na figura [An 94].

Na figura 5.2.1 vemos que os sistemas $^{20}\text{Ne}+^{12}\text{C}$ [Sh 79], $^{24}\text{Mg}+^{12}\text{C}$ [Gl 90] e $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ [Sh 82] apresentam um pequeno número de canais abertos, associado ao fato destes sistemas apresentarem uma seção de choque integrada em Q, que sobe para ângulos de centro de massa seguindo a curva $1/\sin\theta_{\text{CM}}$, pode-se dizer [Be 94] que este comportamento é característico de um processo do tipo "*orbiting*". Por outro lado, segundo C. Beck, os sistemas $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$, $^{36}\text{Ar}+^{12}\text{C}$, $^{40}\text{Ca}+^{12}\text{C}$ e $^{40}\text{Ar}+^{12}\text{C}$ apresentam um grande número de canais abertos e possuem, ainda, seções de choque do tipo $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ para $\theta_{\text{CM}} > 90^\circ$; estes sistemas poderiam, preferencialmente, seguir o mecanismo de fusão-fissão. Este processo foi sugerido por R. Planeta [Pl 86] para explicar os produtos provenientes da reação de $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$ e $^{40}\text{Ca}+^{12}\text{C}$.

A mesma análise foi feita na figura 5.2.2, onde os sistemas $^{20}\text{Ne}+^{16}\text{O}$ [Sh 83], $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$ [Le 89, Sa 85, Ra 85] e $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ apresentam um pequeno número de canais abertos; portanto, o mecanismo de reação destes sistemas deve ser o "*orbiting*", enquanto que $^{40}\text{Ca}+^{16}\text{O}$ [Sa 86], que possui um grande número de canais abertos foi identificado como um sistema que decai via fusão-fissão.

Na figura 5.2.3, analisando os sistemas $^{28}\text{Si}+^{14}\text{N}$ [Sh 86] e $^{31}\text{P}+^{16}\text{O}$ [Ra 91] vemos que a curva que descreve o NCA é muito parecida e, no entanto, são sistemas descritos na literatura como apresentando "*orbiting*" e fusão-fissão, respectivamente. Isto mostra que o cálculo do NCA não é um método infalível para se identificar se um sistema decai por "*orbiting*" ou via fusão-fissão.

Finalmente vemos, na figura 5.2.4, um cálculo do NCA feito por R.M. Anjos et al. [An 94], para os sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$. Segundo Anjos, os sistemas $^{18}\text{O}+^{11,10}\text{B}$ apresentam um grande NCA (≈ 50 para $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$) e (≈ 400 para $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$) o que, torna o sistema um forte candidato a apresentar o mecanismo de fusão-fissão. No entanto os NCA para os sistemas $^{28}\text{Si}+^{14}\text{N}$, $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$, $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ são 3.000, 20 e 15, respectivamente e como já havíamos citado anteriormente são sistemas identificados na literatura como apresentando o mecanismo de "*orbiting*".

É difícil de tirar uma conclusão a respeito do mecanismo de reação com base nos resultados dos modelos teóricos discutidos até agora.

Parece claro que a característica experimental que permite distinguir entre os dois mecanismos é a dependência com o canal de entrada. Se há forte memória do canal de entrada, o mecanismo é de formação de dinúcleo complexo giratório ("*orbiting*"-deep-inelastic). Se a memória do canal de entrada é perdida o mecanismo é de fusão-fissão.

Na figura 5.2.5 [Ra 91] temos graficado a razão do número de eventos de oxigênio sobre os eventos de carbonos emitidos em ângulos traseiros, como função da energia de excitação, para os sistemas $^{28}\text{Si}+^{12}\text{C}$ e $^{24}\text{Mg}+^{16}\text{O}$. Em ambos os sistemas as energias dos projéteis são escolhidos de tal forma que o núcleo de ^{40}Ca é formado na mesma energia de excitação com distribuições de spin muito próximas.

A figura 5.2.5. mostra uma grande dependência com o canal de entrada, sugerindo que não houve formação de núcleo composto equilibrado e que o mecanismo de "orbiting" deve prevalecer nestes sistemas.

Figura 5.2.5. Razão das seções de choque de oxigênio sobre carbono em função da energia de excitação para os sistemas Mg+O e Si+C.

Na figura 5.2.6[Ra 91], mostramos um gráfico semelhante feito para os sistemas $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$ e $^{31}\text{P} + ^{16}\text{O}$ os quais foram usados para formar o mesmo núcleo de ^{47}V com energia de excitação e distribuição de spin semelhantes. A figura 5.2.6 mostra que, neste caso, não existe dependência com o canal de entrada. Isto significa que um núcleo composto equilibrado foi formado e os produtos de reação devem vir, predominantemente de um processo do tipo fusão-fissão.

Figura 5.2.6. Razão das seções de choque de oxigênio sobre carbono em função da energia de excitação para os sistemas $^{31}\text{P} + ^{16}\text{O}$ e $^{35}\text{Cl} + ^{12}\text{C}$

Um estudo recente [An 94] mostrou que não existe dependência com o canal de entrada para se formar o núcleo de ^{28}Al usando os diferentes canais de reação $^{17}\text{O} + ^{11}\text{B}$, $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ e $^{19}\text{F} + ^9\text{Be}$, (veja a figura 5.2.7), indicando um mecanismo de decaimento do tipo fusão-fissão para estes sistemas. O número de canais abertos ($\text{NCA} \approx 400$ para $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$) também é grande corroborando a conclusão de fusão-fissão.

Figura 5.2.7. Razão das seções de choque de carbono sobre boro em função da energia de excitação para diferentes canais de entrada levando ao mesmo núcleo de ^{28}Al [An 94].

Não houve medidas permitindo análise semelhante para o sistema $^{18}\text{O} + ^{11}\text{B}$ e o número de canais abertos NCA também é bem menor ($\text{NCA} \approx 50$ para $^{18}\text{O} + ^{11}\text{B}$). No entanto os resultados referentes a TKE e seção de choque total de emissão de fragmentos amortecidos são muito semelhantes para os dois sistemas indicando que muito provavelmente o mecanismo de emissão é fusão-fissão para ambos sistemas. No entanto para os canais quasielásticos que apresentam forte subida oscilatória em ângulos traseiros (ver capítulo 3) a descrição por fusão completa e pela emissão "compound elastic" nos parece pouco convincente. Nossos cálculos de canais acoplados no entanto explicam ao mesmo tempo o comportamento nos canais quasielásticos e nos canais muito inelásticos e também na soma sobre Q.

5.3. MECANISMO DE DECAIMENTO DO SISTEMA $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$

Algumas características do sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ já apresentadas no capítulo 3 (item 3.B.7) indicam que o processo observado é binário e totalmente amortecido. Apresentamos agora resultados sobre a distribuição de massa dos fragmentos emitidos fortemente amortecidos. A idéia é de tentar determinar o mecanismo de reação: se é "orbiting" as partículas mais prováveis na distribuição de massa devem ser os ^{16}O e ^{28}Si , alvo e feixe respectivamente e todas as outras partículas são menos prováveis, mesmo as mais leves tipo ^{12}C .

Se é fusão-fissão a distribuição de massa deve seguir um cálculo de núcleo composto, onde as partículas mais leves são mais prováveis, como por exemplo ^{12}C , ^{16}O etc. e vão decrescendo em intensidade com o aumento do número atômico Z.

A distribuição de massa foi determinada com eventos adquiridos em coincidência cinemática. Para não ser afetado pela evaporação de partículas, a análise da distribuição de massa foi feita numa região angular em torno de $\theta_{\text{CM}}=90^\circ$ e utilizando apenas os eventos que estivessem dentro de uma janela em Q próxima a $\langle Q \rangle$, pois nestas energias de excitação a evaporação não é muito importante. Esta distribuição pode ser vista, para o $E_{\text{CM}} = 39.1$ MeV na figura 5.3.1, para a energia de 50.5 MeV a distribuição de massa é semelhante.

Figura 5.3.1. Seção de choque experimental mostrando a distribuição de massa para os produtos de reação fortemente amortecidos em energia

Vemos que as massas mais prováveis são a massa do alvo e do projétil, indicando um mecanismo do tipo "orbiting".

Uma outra comparação importante seria analisar se existe alguma dependência com canal de entrada na seção de choque medida em ângulos traseiros. Para isso teríamos que escolher um outro sistema que levasse ao mesmo núcleo composto (^{44}Ti) com uma energia de excitação semelhante àquelas obtidas por nós para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$. Um sistema que poderia ser usado seria o $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$. Fazendo o gráfico da razão $^{16}\text{O}/^{12}\text{C}$ como função da energia de excitação, poderíamos ver se existe alguma dependência com canal de entrada, pois ambos levam ao mesmo núcleo composto (^{44}Ti).

Tal comparação não pode ser feita pois não encontramos dados disponíveis na literatura que permitissem tal comparação. Os dados tirados por R. Planeta[Pl 86] para o sistema $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$ e que sugerem um mecanismo do tipo fusão-fissão para este sistema, foram obtidos numa energia muito mais alta que as utilizadas por nós para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$. Isto significa que o núcleo composto formado não é semelhante nos 2 casos, e a comparação não pode ser feita.

A realização de medidas envolvendo o sistema $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$ nas energias correspondentes às nossas medidas com $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ seria importante para decidir o mecanismo.

A figura 5.3.2 mostra a razão dos eventos de $^{16}\text{O}/^{12}\text{C}$ para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ nas 2 energias estudadas por nós como função da energia de excitação.

Figura 5.3.2. Razão das seções de choque experimental dos oxigênios sobre os carbonos como função da energia de excitação para o sistema Si+O. Os pontos cheios e os quadrados vazios correspondem à $E_{CM}=39.1$ MeV e $E_{CM}=50.5$ MeV, respectivamente.

Mesmo sem poder comparar com outros sistemas, podemos dizer que: se esta razão é menor que 1 temos como mecanismo predominante o de fusão-fissão; se a razão é da ordem de 10 o mecanismo será predominantemente de "*orbiting*". Se fôssemos analisar uma reação do tipo $^{32}\text{S}+^{12}\text{C}$ deveríamos ter o contrário, isto é, 10 vezes menos ^{16}O do que ^{12}C para ser "*orbiting*" e da ordem de 1 para ser fusão-fissão. Dentro deste raciocínio, podemos dizer que a tendência dos dados mostrados na figura 5.3.2 é compatível com o mecanismo de "*orbiting*".

Mostramos, na tabela 5.3.1, as seções de choque integradas em valor de Q para o canal (Si+O) nas 2 energias estudadas, supondo uma dependência do tipo $1/\sin \theta_{\text{CM}}$ em toda região angular.

Tabela 5.3.1. Seção de choque integrada em Q para o canal (Si+O)

E_{CM} (MeV)	σ_{orb} (mb)
39.1	29.6 ± 2
50.5	40.0 ± 2

O valor encontrado para σ_{orb} é totalmente consistente com os valores de σ_{orb} medidos para outros sistemas nesta mesma região de massa e energia.

Nosso resultado de distribuição de massa de fragmentos emitidos e razão ($^{16}\text{O}/^{12}\text{C}$) para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ sugeriu que o processo de decaimento é de "*orbiting*", não havendo a formação de núcleo composto equilibrado. Este resultado é compatível com os cálculos de NCA (número de canais abertos) de C. Beck, apresentando um número relativamente baixo de canais abertos ($\text{NCA} \approx 20$ para $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$). Também é compatível com o fato que o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ apresenta as anomalias ALAS nos canais quasilásticos e comportamento ressonante em suas funções de excitação a 180° . Estes comportamentos estão em geral presentes em sistemas que são pouco absorventes e apresentam "*orbiting*" como mecanismo responsável pela produção de fragmentos binários amortecidos.

Utilizando cálculos de canais acoplados mostramos que é possível descrever, de forma geral, as características apresentadas pelas seções de choque experimentais.

Foram explicados, simultaneamente, o espalhamento elástico, inelástico e as reações de transferência. Reproduzimos, ainda, utilizando o mesmo esquema de acoplamento, o comportamento do tipo $1/\sin \theta_{CM}$ seguido pela seção de choque integrada em valor de Q , nos ângulos de centro de massa traseiros.

5.4. "Orbiting" dentro do Contexto Semi-clássico

Mudando o enfoque do problema, podemos ainda usar a teoria semi-clássica do espalhamento, para tentar obter mais informações.

Dentro do contexto semi-clássico uma condição necessária para a ocorrência do "orbiting" é termos um "pocket" no potencial efetivo em torno do momento angular rasante (ℓg). A condição para o sistema dinuclear complexo giratório rodar e não vir a fundir é que o potencial seja transparente [Sh 84]. Como já discutimos anteriormente, nossos potenciais de modelo óptico são transparentes na superfície. Mostramos nas figuras 5.4.1, 5.4.2, 5.4.3 e 5.4.4 o potencial efetivo definido pela equação 2.8.6 graficado em função da distância de separação dos núcleos, para várias ondas parciais. Na mesma figura, mostramos, ainda, o módulo da matriz S_ℓ do espalhamento elástico graficado em função de ℓ . Para cada matriz, indicamos ainda o ℓg definido como o ponto onde $|S_\ell| = 0.5$.

Em ambos os sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ e $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ temos um "pocket" no potencial núcleo-núcleo em torno de $E_{out} = TKE$ e associado ao fato dos nossos potenciais terem a profundidade imaginária (W) pequeno; poderíamos dizer que do ponto de vista do potencial efetivo o sistema poderia formar um sistema dinuclear giratório. Mas devido a ambigüidades possíveis no potencial óptico, este argumento não constitui nenhuma prova. Devido ao fato de V_{real} do sistema $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ ser bem maior que V_{real} de $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$, o "pocket" do sistema $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ é bem mais profundo que no caso de $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$, enquanto outras evidências experimentais parecem justamente indicar que não há "orbiting" no sistema $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ enquanto que no caso de $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ é o processo predominante.

Figura 5.4.1. Na figura superior mostramos o potencial efetivo como função da distância de separação dos núcleos, para algumas ondas parciais. E_{CM} é a energia incidente e E_{out} é a energia de escape do potencial núcleo-núcleo. Na figura inferior, temos graficado o módulo da matriz S_l do espalhamento elástico como função do momento angular, sendo l_g o momento angular rasante.

Figura 5.4.2. Na figura superior mostramos o potencial efetivo como função da distância de separação dos núcleos, para algumas ondas parciais. E_{CM} é a energia incidente e E_{out} é a energia de escape do potencial núcleo-núcleo. Na figura inferior, temos graficado o módulo da matriz S_l do espalhamento elástico como função do momento angular, sendo l_g o momento angular rasante.

Figura 5.4.3. Na figura superior mostramos o potencial efetivo como função da distância de separação dos núcleos, para algumas ondas parciais. E_{CM} é a energia incidente e E_{out} é a energia de escape do potencial núcleo-núcleo. Na figura inferior, temos graficado o módulo da matriz S_l do espalhamento elástico como função do momento angular, sendo ℓ_g o momento angular rasante.

Figura 5.4.4. Na figura superior mostramos o potencial efetivo como função da distância de separação dos núcleos, para algumas ondas parciais. E_{CM} é a energia incidente e E_{out} é a energia de escape do potencial núcleo-núcleo. Na figura inferior, temos graficado o módulo da matriz S_l do espalhamento elástico como função do momento angular, sendo l_g o momento angular rasante.

6. CONCLUSÃO:

Foram medidos os decaimentos binários quase-elásticos e muito amortecidos dos sistemas $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ e $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$. Os espectros de energia foram analisados globalmente, como de praxe, extraindo grandezas como valor mais provável de Q $\langle Q \rangle$, a energia cinética total dos fragmentos TKE, a seção de choque integrada sobre Q e sobre toda região angular σ e a distribuição angular integrada sobre Q . Esta análise global indica um comportamento semelhante para os sistemas:

- a) decaimento binário com forte amortecimento de energia, $\langle Q \rangle$ independe do ângulo de emissão e TKE é praticamente igual à repulsão coulombiana entre os fragmentos;
- b) a distribuição angular integrada em Q apresenta um comportamento de $1/\sin\theta_{\text{CM}}$ em ângulos traseiros indicando que o sistema perdeu a memória da direção inicial.

Para o sistema $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ também medimos a distribuição de massa dos fragmentos emitidos e a razão do número de eventos com emissão de ^{16}O pelo número de eventos de ^{12}C , ($^{16}\text{O}/^{12}\text{C}$).

Estas informações, junto com o fato de que o número de canais abertos para o decaimento é baixa[Ha 81, Be 94] parecem indicar que o mecanismo de reação no caso de $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$ é o "orbiting", a formação de um sistema dinuclear em rotação, sem a formação do núcleo composto equilibrado.

Já para o sistema $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$, medidas recentes[An 94] indicam que o decaimento independe do canal de entrada e o mecanismo de reação é a fusão-fissão. Devido à semelhança dos resultados de σ , TKE, $\langle Q \rangle$ para os sistemas $^{18}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{18}\text{O}+^{11}\text{B}$, concluímos que, provavelmente, o mecanismo para ambos é a fusão-fissão.

No entanto, além da análise global, também fizemos uma análise detalhada dos espectros, determinando as distribuições angulares dos picos ($^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$) ou subdividindo os espectros em faixas, quando não havia resolução suficiente para a separação de picos ($^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$). Estas distribuições angulares individuais são oscilantes e todas apresentam subida em ângulos traseiros.

Para analisar estas distribuições angulares, utilizamos cálculos de canais acoplados, acoplando o canal de entrada, todos os canais inelásticos e de "transferência" (Z e A diferente no canal de saída que no canal de entrada) populados na reação. Na medida em que acoplamos muitos canais muito inelásticos alcançados por excitações sucessivas, a descrição leva em conta a complexidade do fenômeno.

Aplicamos esta descrição aos dois sistemas: $^{18}\text{O}+^{10,11}\text{B}$ e $^{28}\text{Si}+^{16}\text{O}$, que parecem ter mecanismos distintos de reação. Nossos cálculos de canais acoplados que não utilizam nenhum destes modelos simplificadores como ingrediente de entrada e não têm a noção de tempo, dão bons resultados tanto para um sistema como para o outro. Nosso cálculo é mais geral, mas não permite redução aos modelos simplificadores e não decide por nenhum deles.

REFERÊNCIAS:

- [Aa 61] R. Aaron et. al.
Phys. Rev. 121(1961)319
- [Ad 60] Proc. Conf. Reactions between complex nuclei,
2nd Gattinburg (1960)
- [Al 88] A. N. Aleixo et. al.
Phys. Rev. C37(1988)1062
- [An 94] R. M. Anjos, et. al.
Phys. Rev. C49 (1994) 2018
- [As 76] J. Asher, et. al.
J. of Phys. G2 (1976) 477
- [At 87] Atomic Data and Nuclear Data Table
Vol. 36, (1987)
- [Au 70] N. Austern
Direct Nuclear Reaction Theories
cap. 6, wiley, New York (1970)
- [Au 77] E. H. Auerbach, et. al.
Proc. of the Symposium on Heavy-Ion Elastic Scattering
Rochester, New York (1977)
- [Ba 64] B. C. Barrett
Nucl. Phys. 51, 27 (1964)
- [Ba 78] A. J. Baltz, et. al.
Phys. Rev. C17, 555 (1978)
- [Ba 80] G. C. Ball, et. al.
Nucl. Phys. A349, (1980) 271
- [Be 84] Proc. of the fifth Adriatic International Conference on Nuclear
Physics
Yugoslavia (1984)
World-Scientific, Singapore (1984) 33
- [Be 89] C. Beck, et. al.
Z. Phys. A334 (1989) 521

- [Be 94] C. Beck, et. al.
Phys. Rev. C49, (1994)2618
- [Bo 53] A. Bohr and B. R. Mottelson
Mat. Fys. Medd. 16(1953) 27
- [Bo 60] E. Bodenstein, et. al
Nucl. Phys. 15(1960)239
- [Bo 67] J. de Boer, et. al.
Bull. Am. Phys. Soc. 12,(1967)535
- [Br 62] D. M. Brink and G. R. Satchler
Angular Momentum , Oxford University Press, (1962)
- [Br 77] P. Braun-Munzinger, et. al.
Phys. Rev. Lett. 38(1977)944
- [Br 79] P. Braun-Munzinger, et. al.
Phys. Rev. C20 (1979) 1759
- [Br 81] P. Braun-Munzinger et. al.
Phys. Rev. C24 (1981) 1010
- [Br 82] P. Braun-Munzinger et. al.
Phys. Rep. 87 (1982)209
- [Bu 62] B. Buck
Phys. Rev. 127 (1962) 940
- [Bu 63] B. Buck
Phys. Rev. 130 (1963) 712
- [Ca 78] J. Carter, et. al.
Nucl. Phys. A297(1978)520
- [Co 88] M. M. Coinbra
Tese de Doutorado, IFUSP, São Paulo (1988)
- [Cr 76] J. G. Cramer, et. al.
Phys. Rev. C14, (1976) 2158
- [De 78] D. Dehnhard, et. al.
Phys. Rev. Lett., 40 (1978) 1549.

- [Dü 88] W. Dunnweber, et. al.
Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 927
- [Ec 77] J. S. Eck, et. al.
Phys. Rev. C16 (1977) 1020
- [Fe 79] M. P. Fewell et. al.
Nucl. Phys. A321 (1979) 457
- [Fo 59] K. W. Ford and J. A. Wheeler
Ann. Phys. 7 (1959) 259
- [Fr 81] W. E. Frahn
Nucl. Phys. A369(1981)166
- [Ga 73] D. S. Gale, et. al.
Phys. Rev. C7 (1973) 1950
- [Gl 86] A. Glaesner, et. al.
Phys. Lett. B169 (1986) 152
- [Gl 90] A. Glaesner, et. al.
Nucl. Phys. A509 (1990) 331
- [Go 50] H. Goldstein
Classical Mechanics (1950)
- [Gr 84] K. Grotowski, et al.
Phys. Rev. C30 (1984) 1214
- [Ha 81] F. Haas and Y. Abe
Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1667
- [Hu 87] M. S. Hussein et. al.
J. Phys. 13(1987)967
- [Ia 88] F. Iachello, et. al.
Phys. Lett. B201 (1988) 183
- [Ia 89] F. Iachello, et. al.
Nucl. Phys. A501 (1989) 585
- [Ka 51] T. Kato
Prog. Theor. Phys. 6 (1951) 394

- [Ka 85] S. Kato, et. al.
Phys. Rev. C31 (1985) 1616
- [Ko 89] K. Koide, et. al.
Phys. Rev. C39 (1989) 1636
- [La 65] G. P. Lawrence, et. al.
Nucl. Inst. and Meth. 32 (1965) 357
- [Le 89] A. Lépine-Szily, et. al.
Phys. Rev. C40 (1989) 681
- [Le 90] A. Lépine-Szily, et. al.
Phys. Lett. B243 (1990) 23
- [Le 92] A. Lépine-Szily, et. al.
Nucl. Phys. A539 (1992) 487
- [Li 82] R. Lichtenthäler Filho, et. al.
Phys. Rev. C26 (1982) 2487
- [Li 89] R. Lichtenthäler Filho, et. al.
Phys. Rev. C39 (1989) 884
- [Lu 66] H. F. Lutz, et. al.
Nucl. Phys. 81 (1966) 423
- [Me 79] M. C. Mermaz, et. al.
Phys. Rev. C19 (1979) 794
- [Mi 86] W. T. Milner
Laboratório Nacional de Oak Ridge (1986)
Comunicação Interna
ver ainda:
V. Ribas
Manual do Sistema SPM-CAMAC
Comunicação Interna do Laboratório Pelletron, IFUSP, São Paulo
- [Na 72] A. Nakada
J. Phys. Soc. Japan 32 (1972) 1
- [No 82] B. E. Norum, et. al.
Phys. Rev. C25 (1982) 1778

- [Ob 89] M. M. Obuti
Tese de Mestrado (1989)
IFUSP, São paulo
- [Ol 88] J. M. de Oliveira Jr.
Tese de Mestrado (1988)
IFUSP, São Paulo
- [Oh 69] T. Ohmura, et. al.
Progress of Theor. Phys. (1969) 41
- [Oh 70] T. Ohmura, et. al.
Progress of Theor. Phys. (1970) 43
- [Pl 86] R. Planeta, et. al.
Phys. Rev. C34 (1986) 512
- [Po 88] O. Portezan Filho
Tese de Mestrado (1988)
IFUSP, São Paulo
- [Ra 72] J. Raynal
Optical Model and Coupled Channel Calculations in Nuclear
Physics
IAEA-SMR 9/8
- [Ra 85] A. Ray, et. al
Phys. Rev. C31 (1985) 1573
- [Ra 91] A. Ray, et. al
Phys. Rev. C44 (1991) 514
- [Ri 85] R. Ritzka, et. al.
Phys. Rev. C31 (1985) 133
- [Ro 79] V. Rotberg
Tese Mestrado (1979)
IFUSP, São Paulo
- [Ro 85] A. de Rosa, et. al.
Phys. Lett. B160 (1985) 239
- [Sa 58] G. R. Satchler, et. al.
Phys. Rev. 110(1958) 1080

- [Sa 62] G. R. Satchler et. al.
National Lab. Report (1962)
ORNL,3240
- [Sa 63] G. R. Satchler, et. al.
Phys. Lett. 5 (1963) 212
- [Sa 74] O. Sala, et. al.
Nucl. Inst. and Meth. 122 (1974) 213
- [Sa 80] G. R. Satchler
Introduction to Nuclear Reactions (1980)
- [Sa 85] S. J. Sanders, et. al.
Phys. Rev. C31 (1985) 1775
- [Sa 86] S. J. Sanders, et. al.
Phys. Rev. C34 (1986) 1746
- [Sa 87] S. J. Sanders, et. al.
Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2856
- [Sa 88] S. J. Sanders, et. al.
Phys. Rev. Lett. 61 (1988) 2154
- [Sa 91] S. J. Sanders, et. al.
Phys. Rev. C44 (1991) 2676
- [Sh 79] D. Shapira, et. al.
Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1781
- [Sh 82] D. Shapira, et. al.
Phys. Lett. B114 (1982) 111
- [Sh 83] D. Shapira, et. al.
Phys. Rev. C28 (1983) 1148
- [Sh 84] D. Shapira, et. al.
Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1634
- [Sh 86] B. Shivakumar, et. al.
Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1211

- [Sh 87] B. Shivakumar, et. al.
Phys. Rev. C35 (1987) 1730
- [Sh 88] D. Shapira, et. al.
Phys. Rev. Lett. 61(1988) 2153
- [Ta 64] T. Tamura
Phys. Lett. 12 (1964) 121
- [Ta 65] T. Tamura
Rev. of Mod. Phys. 37 (1965)
- [Te 83] L. A. B. Tessarotto, et. al.
Proc. Int. Ion Eng. Congress.
ISIAT-83 and IPAT-83, Kyoto (1983)
- [[To 61] W. Tobocman
Theory of Direct Reactions
Oxford University Press, New York (1961)
- [To 90] A. S. de Toledo, et. al.
Phys. Rev. C42 (1990) 815
- [Vi 75] F. Videbaek et. al.
Nucl. Phys. A (1975)301
- [Vi 87] A. C. C. Villari
Tese Doutorado (1987)
IFUSP, São Paulo
- [Wh 37] J. A. Wheeler
Phys. Rev. 52 (1937) 1083
- [Wo 54] R. D. Woods and D. S. Saxon
Phys. Rev. 95 (1954) 577
- [Yo 56] S. Yoshida
Proc. Phys. Soc. A69 (1969) 668