UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Handwritten signature

Handwritten signature

MEDIDAS DE SECÃO DE CHOQUE DE FUSÃO PARA
OS SISTEMAS $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$

SBI-IFUSP

305M810T1075

CARLOS ANTONIO DA ROCHA

Dissertação de Mestrado
apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo.

ORIENTADOR: PROF. DR. DIRCEU PEREIRA

Defesa em 14/12/87

SÃO PAULO
1987

539.764

R 672 m

M

e.1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Rocha, Carlos Antonio da

Medidas de seções de choque de fusão para os siste
mas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. São Paulo, 1987.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.
Área de Concentração: Física Nuclear.
Orientador: Prof. Dr. Dirceu Pereira

Unitermos: 1.Fusão completa; 2.Técnica de tempo de
vôo; 3.Sistema de deflexão eletrostático; 4.Curvas de
excitação; 5.Modelos unidimensionais; 6.Cálculos de
canais acoplados; 7.Expectros de velocidade; 8.Massa
intermediária.

USP/IF/SBI - 50/87

AGRADECIMENTOS

De Prof. Dr. Diogenes Ferreira, pela orientação e
ajuda na elaboração do trabalho de conclusão.

De Prof. Dr. João Carlos Almeida, pelas discussões
e orientações durante o trabalho.

De Prof. Dr. Diogenes Ferreira, pelas discussões,
orientações e incentivo.

De Prof. Dr. Edilson Lima, pelas indicações
e orientações durante o trabalho.

De Prof. Dr. Diogenes Ferreira, pelas discussões
e orientações durante o trabalho.

De Luiz Carlos Chaves, pela orientação e
ajuda na elaboração do trabalho.

De Cláudio Ferreira, pelas orientações e
ajuda na elaboração do trabalho.

De Silvestre e da Laila, pela orientação e
ajuda na elaboração do trabalho.

De Nelson, João, Paulo e Paulo, pela orientação
e ajuda na elaboração do trabalho.

De pessoal técnico das oficinas mecânicas e
elétricas da escola, pela orientação e ajuda na
elaboração do trabalho.

De João Carlos e Carlos, pela orientação e
ajuda na elaboração do trabalho.

A Angela e ao Iran, pela amizade e incentivo
durante o trabalho.

A todos os amigos, pelo auxílio
Aos meus pais
A Angela

Finalmente a FAPESP pelo auxílio financeiro

AGRADECIMENTOS

Ao Prof.Dr. Dirceu Pereira, pela orientação amiga e decidida e pela oportunidade de realizar esse trabalho.

Ao Prof.Dr. Juan Carlos Acquadro pelas discussões importantes na fase inicial desse trabalho.

Ao Prof.Dr. Alejandro Szanto de Toledo, pelas discussões valiosas e incentivo.

Ao Prof.Dr. Edilson Crema pelas idéias fornecidas na fase final desse trabalho.

Ao Prof.Dr. Raphael Liguori Neto pelas discussões e pela ajuda na elaboração desse trabalho.

Ao Luiz Carlos Chamon pela participação ativa e imprescindível durante todas as etapas desse trabalho e pela amizade.

Ao Cláudio Tenreiro, pelas valiosas discussões e pela colaboração na execução dos cálculos.

Ao Giancarlo e à Cely pela valiosa ajuda na tomada de dados.

Ao Adilson Teles, Paulo e Fábio pela assistência nos programas, e à Vanilda, Cecília e Jorge pela boa vontade sempre demonstrada na operação do computador.

Ao pessoal técnico das oficinas mecânicas e eletrônica e ao pessoal responsável pela manutenção do acelerador e fonte de íons.

Ao João Carlos e ao Carlinhos pela boa vontade e precisão na confecção dos desenhos e pela grande amizade.

A Angela e ao Iran, pela cuidadosa datilografia onde se fez necessário.

A todos os amigos, pelo auxílio e incentivo.

Finalmente à FAPESP pelo auxílio financeiro.

RESUMO

No presente trabalho é apresentado um conjunto de medidas de seção de choque do processo de fusão nuclear nos sistemas $^{12}\text{C}+^{63,65}\text{Cu}$, em um intervalo de energia correspondente à $0.9 \approx 1.8$ vezes a barreira coulombiana. O método experimental utilizado foi a detecção dos resíduos de evaporação através da técnica de tempo de voo, acoplado à um defletor eletrostático para separar as partículas provenientes do espalhamento elástico dos produtos de fusão. As vantagens e limitações do método são discutidas em detalhes.

As funções de excitação de fusão dos sistemas citados foram analisadas via modelo de penetração de barreira unidimensional, utilizando vários potenciais nucleares. Dessa análise comprovou-se que a seção de choque de fusão é subestimada em energias em torno e abaixo da barreira coulombiana. Nesse sentido foi feito um cálculo, utilizando o código computacional CCFUS, que simula o acoplamento de canais, com a finalidade de descobrir quais canais contribuem para o processo de fusão nuclear em baixas energias.

As seções de choque de fusão obtidas foram comparadas com outros sistemas - $^{16,18}\text{O}+^{63,65}\text{Cu}$ - que utilizam os mesmos núcleos-alvo. A comparação revelou que os sistemas $^{12}\text{C}+^{63,65}\text{Cu}$ possuem o maior aumento de seção de choque de fusão subcoulombiana e, esse fato pode estar relacionado à deformação estática do projétil.

A comparação das distribuições de velocidades dos resíduos de evaporação para os dois sistemas revelou um canal intenso para o sistema $^{12}\text{C}+^{63}\text{Cu}$, que não está presente para o outro sistema.

ABSTRACT

In this work we present cross-section measurements for nuclear fusion in the $^{12}\text{C}+^{63-65}\text{Cu}$ system, at ^{12}C energy range from 0.9 to 1.8 times the Coulomb barrier. In order to detect and to obtain the mass identification of the evaporation residues following the fusion process, the time of flight method was adopted in conjunction with an electrostatic deflector capable of separating the evaporation residues from the beam particles. The limitation and advantages of this method of measurement are discussed.

The excitation functions for the above systems were analysed using the unidimensional barrier penetration model with different nuclear potentials. Theoretical fusion cross-section values obtained from this analysis were systematically smaller than our measured values, in the energy region below the Coulomb barrier. In order to discover which channel enhances the fusion cross-section in this region, a coupled channel calculation was performed, with the aid of CCFUS code.

The experimental data for the above reactions were compared with the systems $^{16-18}\text{O}+^{63-65}\text{Cu}$, measured by our group. In this comparison, It was noted that the systems $^{12}\text{C}+^{63-65}\text{Cu}$ have greater fusion cross section below the Coulomb barrier. This fact can be related to the static deformation of ^{12}C .

The comparison of velocity spectra of the evaporated residues for the two systems shows that $^{12}\text{C}+^{63}\text{Cu}$ has a strong reaction channel that was not present in the $^{12}\text{C}+^{65}\text{Cu}$ system.

ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO.....	1
II - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	
II.1 - Natureza Semi-clássica das reações entre íons pesados.....	4
II.2 - Cálculo da seção de choque de fusão.....	5
II.3 - Potenciais Nucleares.....	10
II.3.1 - Potencial de Proximidade.....	11
II.3.2 - Potencial KNS.....	13
II.3.3 - Potencial de Wilczynsky.....	16
II.3.4 - Potencial de Ngô.....	17
II.3.5 - Potencial de Bass.....	19
II.3.6 - Potencial de Christensen e Winther...	20
II.4 - Discussão sobre o modelo unidimensional de penetração da barreira.....	22
II.5 - Deformação Estática.....	22
II.6 - Canais acoplados.....	26
II.6.1 - O problema de canais acoplados.....	27
II.6.2 - Desacoplando as equações.....	28
II.7 - Espectros de velocidade para os resíduos de evaporação.....	33
III - PARTE EXPERIMENTAL	
III.1 - Descrição do método de medida	
III.1.1 - Introdução.....	37
III.1.2 - Descrição do sistema.....	39
III.1.3 - Porque tempo de voo?.....	42
III.1.4 - Placas de deflexão eletrostática....	43
III.1.5 - Sistema de posicionamento do feixe no alvo.....	49
III.1.6 - Cálculo experimental da seção de choque de fusão.....	51
III.1.7 - Vantagens e limitações do método....	57

III.2 - Arranjo experimental	
III.2.1 - Fonte de íons e o Acelerador Pelletron.....	61
III.2.2 - Câmara de espalhamento.....	65
III.2.3 - Eletrônica e aquisição dos dados....	70
III.3 - Aquisição e redução dos dados experimentais	
III.3.1 - Método de aquisição dos dados.....	75
III.3.2 - Medidas realizadas.....	77
III.3.3 - Redução dos dados experimentais	
A) Programas e facilidades.....	80
B) Identificação do canal de fusão....	80
C) Análise dos espectros multicanais..	86
D) Obtenção do espectro biparamétrico $V \times M$	86
III.3.4 - Resultados obtidos	
A) Medidas preliminares.....	88
B) Medidas de fusão.....	92
IV - ANÁLISE DOS DADOS	
IV.1 - Introdução.....	98
IV.2 - Análise da seção de choque de fusão	
IV.2.1 - Parâmetros de barreira de fusão.....	98
IV.2.2 - Análise de canais acoplados.....	104
IV.2.3 - Influência da deformação estática....	112
IV.3 - Análise dos resíduos de fusão através do espectro de velocidades.....	117
V - CONCLUSÃO.....	133
VI - REFERÊNCIAS.....	136

I - INTRODUÇÃO

Uma das reações mais fundamentais na Física Nuclear é o processo de fusão que ocupa, numa faixa grande de energia, uma fração importante da seção de choque total de reação. Nesse tipo de processo, dois núcleos se aproximam e se fundem, formando o núcleo composto, o qual se desexcita através da emissão de partículas, de raios γ ou mesmo por fissão.

O processo de fusão tem sido objeto de interesse desde os primeiros trabalhos (Ra51, Br52) e conferências (Ge55) sobre Física de Ions Pesados à cerca de 30 a 35 anos atrás. O interesse nesse tipo de reação tem crescido, em parte, devido ao aumento nas capacidades de aceleração e detecção de partículas. Atualmente, o processo de fusão é estudado numa faixa muito grande de sistemas, como pode ser visto em conferências recentes (He86).

O processo de fusão entre íons pesados representa um problema de muitos corpos bastante complexo do ponto de vista microscópico. No entanto o comportamento geral da função de excitação pode ser parametrizado de uma maneira extremamente simples (Gl75).

O crescente acúmulo de dados de reação de fusão mostrou, todavia, que um grande número de sistemas apresentam desvios significativos em relação ao comportamento geral. É um fato experimental bastante bem estabelecido que, em energias subcoulombianas, a seção de choque de fusão para sistemas de massa intermediária e pesados apresenta um aumento significativo (St86), em relação aos modelos de penetração de barreira, cujo único grau de liberdade considerado é a distância de separação dos núcleos reagentes (Va81).

Vários modelos (St81, Br83, Kr83, Es81) foram desenvolvidos com o objetivo de se determinar qual o grau de liberdade adicional, associado à estrutura nuclear dos núcleos interagentes, determina a dinâmica do processo. No

entanto, o mecanismo exato que produz os efeitos citados ainda não está bem compreendido.

Nesse sentido, a obtenção de dados de seção de choque de fusão em energias em torno e abaixo da barreira coulombiana pode contribuir para uma maior compreensão do papel desempenhado pela estrutura nuclear nesse tipo de reação. Dentro desse espírito nos propusemos a medir a seção de choque de fusão, em energias em torno e abaixo da barreira coulombiana, dos sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$ com o objetivo de se investigar a existência e a magnitude dos efeitos acima citados. Por outro lado é importante estudar, de maneira sistemática, este processo nesta faixa de assimetria do canal de entrada e núcleos-alvo, já que é uma região muito carente de dados experimentais.

A motivação para a escolha do sistema acima, se encaixa dentro de uma linha de pesquisa do Laboratório Pelletron, que estuda, além da fusão nuclear para núcleos alvo na região de Ni e Cu utilizando os projéteis disponíveis no Acelerador Pelletron, também reações de transferência e espalhamento elástico e inelástico. Nesse sentido medidas realizadas para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ revelaram diferenças importantes para os dois isótopos ("anomalia de limiar") (Pe87b).

O estudo das reações de fusão requer técnicas de identificação dos produtos de reação. Nesse trabalho optamos pela técnica de tempo de voo, acoplado à um defletor eletrostático com a finalidade de separar as partículas espalhadas elasticamente dos resíduos de fusão. Esse sistema é descrito, com detalhes, no item III.1, onde discutimos as vantagens e desvantagens dessa técnica. Na seção III.2 e III.3 mostramos o aparato experimental utilizado e as técnicas necessárias na obtenção e redução dos dados para a determinação da seção de choque de fusão.

No capítulo II discutimos os modelos teóricos usualmente utilizados na interpretação dos dados de seção de choque de fusão em energias acima da barreira coulombiana.

Para energias em torno e abaixo da barreira coulombiana, discutimos o papel da deformação estática e o formalismo de canais acoplados. No fim do capítulo é feito um breve resumo do aparato teórico necessário para a análise dos resíduos de evaporação através dos espectros de velocidade.

No capítulo IV é feita a análise dos dados, tendo em vista os modelos teóricos estudados.

Finalmente, no capítulo V apresentamos as conclusões relativas ao estudo realizado.

II. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

II.1 - NATUREZA SEMI-CLÁSSICA DAS REAÇÕES ENTRE ÍONS PESADOS

Uma das principais características das reações entre íons pesados é o pequeno comprimento de onda, associado ao movimento relativo no sistema de centro de massa dos núcleos interagentes, comparado com as dimensões típicas que caracterizam a interação entre os núcleos. Assim, em colisões abaixo da barreira coulombiana, o comprimento de onda pode ser comparado com a distância de máxima aproximação entre os núcleos e para colisões acima da barreira, o comprimento de onda pode ser comparado com a soma dos raios nucleares dos núcleos interagentes (Br72).

Essa propriedade permite que se aplique conceitos semiclássicos na descrição dos processos de colisão entre íons pesados tais como: trajetórias, parâmetros de impacto, etc..

O principal interesse das aproximações semiclássicas é a facilidade de visualização dos diferentes processos possíveis numa reação entre íons pesados. Em contrapartida, esta descrição mascara qualquer efeito microscópico, de natureza quântica. Tais efeitos só podem ser incorporados à descrição semiclássica de maneira fenomenológica.

Utilizando a descrição semiclássica, podemos classificar os diferentes tipos de reação entre íons pesados, de acordo com o parâmetro de impacto b ou com o correspondente momento angular orbital dado por $l = bp_{\infty}/h$, sendo p_{∞} o momento linear relativo inicial assintótico. Dentro desse esquema, podemos decompor a seção de choque de reação em função do parâmetro de impacto ou, de modo equivalente, em função do momento angular orbital, como mostra a figura II.1. Essa decomposição é muito utilizada (Bo80) e vale na região de energias onde o canal de fissão do núcleo composto não é importante.

Figura II.1 - Decomposição esquemática da seção de choque de reação em função do momento angular orbital l mostrando os intervalos onde ocorreriam os canais das reações diretas (σ_D), espalhamento muito inelástico (σ_{EMI}) e formação do núcleo composto ou fusão (σ_{NC}).

Classicamente, as linhas verticais da figura II.1 estabelecem intervalos de momentos angulares para os diferentes processos, estando a fusão associada aos menores valores de parâmetros de impacto. Entretanto, recentemente foi mostrado que a interface entre os vários processos não é tão nítida (Re86) e talvez nem exista.

II.2 - CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO

Considerando o tratamento semiclássico discutido na seção anterior, a seção de choque de fusão pode ser expressa em função da soma de ondas parciais que contribuem para esse processo, e é dada por (Sc77):

$$\sigma_F = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l^2 \quad (1)$$

onde λ é o comprimento de onda assintótico associado ao movimento relativo e T_l^2 é o coeficiente de transmissão, que

fornece a probabilidade de que a onda parcial com momento angular l penetre através de uma barreira de potencial, podendo num processo subsequente ocorrer a fusão.

Para calcular o coeficiente de transmissão T_l , devemos especificar o potencial de interação entre o projétil e o alvo. Para energias em torno e abaixo da barreira são utilizados usualmente potenciais de interação efetivos esfericamente simétricos (Br84) escritos como:

$$V(r, l) = V_N(r) + V_C(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} \quad (2)$$

sendo r a distância entre os centros dos núcleos interagentes e μ a massa reduzida do sistema. $V_N(r)$ e $V_C(r)$ representam o potencial nuclear e o coulombiano, respectivamente, e o último termo da expressão II.2 é o potencial centrífugo repulsivo. Um esquema do comportamento do potencial efetivo pode ser visto na figura II.2.

Figura II.2 - Potencial efetivo de interação em função da distância de separação para o momento angular $l=0$ (linha cheia), correspondente à soma do potencial nuclear mais o potencial coulombiano. A altura da barreira para $l=0$, no ponto máximo, define a barreira coulombiana do sistema. A curva pontilhada representa o potencial efetivo para um valor arbitrário l do momento angular.

O modelo mais simples para se determinar os coeficientes de transmissão T_1 , válido para energias acima da barreira coulombiana, dentro de uma imagem puramente clássica, supõe que as trajetórias associadas à parâmetros de impacto onde existe contato entre as superfícies nucleares levam à fusão. Nesse modelo, conhecido como modelo do corte abrupto, existe um momento angular crítico, que é função da energia de bombardeio, tal que:

$$T_1 = \begin{cases} 1 & \text{para } l \leq l_{cr} \\ 0 & \text{para } l > l_{cr} \end{cases} \quad (3)$$

Com o uso da expressão II.1 e a aproximação acima a seção de choque de fusão é, desse modo, escrita como (Kr80):

$$\sigma_F = \pi R^2 [1 - V_B(R)/E_{cm}] \quad (4)$$

onde, R é o raio de interação, dado pela soma dos raios nucleares dos núcleos interagentes e $V_B(R)$ é a altura da barreira no raio de interação R .

Pela descrição acima vemos que σ_F tem um comportamento linear em função de $1/E_{cm}$, e a aproximação acima pode ser utilizada em estimativas dos parâmetros que definem a barreira de potencial.

Um refinamento do modelo descrito acima consiste em incorporar correções quânticas, tais como o processo de penetração da barreira do potencial efetivo, ainda descrito como dependente unicamente da distância de separação entre os núcleos interagentes, para cada onda parcial com momento angular l . Novamente consideramos que os núcleos são esféricos, não levando em conta nenhum grau de liberdade intrínseco do projétil e do alvo e que o potencial efetivo não varia durante a interação. O tratamento acima, ainda que imponha severas restrições à descrição de fusão entre íons

pesados, permite calcular a seção de choque de fusão em energias abaixo da barreira coulombiana.

Uma descrição quantitativa do processo de penetração de uma barreira unidimensional (dependente exclusivamente da distância radial r pode ser feita utilizando-se o método JWKB (Fr65), que permite calcular os coeficientes de transmissão para cada barreira de momento angular l através da expressão:

$$T_l(E) = [1 + \exp(S_1)]^{-1} \quad (5)$$

onde S_1 é dado por:

$$S_1 = 2 \int_{r_1}^{r_2} \{(2\mu/h)[V(r,l)-E]\}^{1/2} dr \quad (6)$$

Na expressão acima os valores de r_1 e r_2 são os pontos de retorno clássico, conforme esquematizado na figura II.3.

Figura II.3 - Máximo da barreira efetiva de potencial, mostrando os parâmetros relevantes na aproximação JWKB. A linha tracejada indica a aproximação parabólica para o topo da barreira.

Desse modo, T_1 pode ser obtido, conhecendo-se o potencial efetivo através da integração da equação II.6. Entretanto, um outro processo usual consiste em aproximar o topo da barreira por uma parábola invertida, representada pela linha pontilhada da figura II.3, e desse modo, o coeficiente de transmissão pode ser calculado exatamente pela expressão abaixo (Hi53):

$$T_1(E) = \{1 + \exp[(2\pi/\hbar w_1)(V_{B,1} - E)]\}^{-1} \quad (7)$$

onde $V_{B,1}$ é a altura da barreira para a onda parcial com momento angular l , e a grandeza w_1 dada por:

$$w_1 = \left[\frac{d^2 V(r, l)}{dr^2} \right]_{R_1}^{1/2} \quad (8)$$

é a frequência do oscilador harmônico utilizado para representar a barreira de potencial, e está associada à curvatura da barreira. R_1 é a posição do máximo de potencial $V_{B,1}$, conforme mostrado na figura II.3.

A aproximação da barreira parabólica, em geral, fornece resultados satisfatórios em energias próximas ao topo da barreira, mas em energias muito abaixo do topo, o efeito da assimetria da barreira torna-se maior, principalmente para sistemas mais leves. Nesse caso é preferível calcular os coeficientes de transmissão utilizando o método JWKB.

Baseados nos métodos até aqui descritos, Wong propôs um modelo (Wo73) que permite obter a seção de choque de fusão através de uma expressão analítica. Nesse modelo, que também utiliza a aproximação parabólica, os parâmetros que definem a barreira são independentes do momento angular e iguais à posição, altura e largura da barreira de onda parcial com $l=0$, ou seja:

$$\begin{aligned} R_1 &= R_0 \\ V_{B,1} &= V_{B,0} = V_B \\ w_1 &= w_0 \end{aligned} \quad (9)$$

Substituindo a somatória em l por uma integral na equação II.1, e levando-se em conta as aproximações acima, obtém-se a seguinte expressão para a seção de choque de fusão:

$$\sigma_F = R_0^2 (\hbar \omega_0 / 2E_{cm}) \ln(1 + \exp[(2\pi/\hbar \omega_0)(E - V_B)]) \quad (10)$$

Para energias acima da barreira, onde $E - V_B \gg \hbar \omega_0$, a expressão acima tende assintoticamente àquela obtida por considerações semi-clássicas (equações II.1 e II.4).

Do que foi exposto nesta seção vemos que o modelo de penetração de barreira requer o conhecimento do potencial de interação $V_N(r)$ entre os núcleos interagentes. Vamos, na seção seguinte, discutir um pouco à respeito desses potenciais.

II.3 - POTENCIAIS NUCLEARES

O potencial de interação nuclear pode ser obtido, ou através de modelos microscópicos que, a partir da interação nucleon-nucleon, procuram resolver o problema de muitos corpos envolvido na interação núcleo-núcleo, ou através de modelos macroscópicos, onde o potencial é construído de uma maneira mais fenomenológica. Na primeira categoria estão por exemplo, os métodos auto-consistentes de Hartree-Fock (Fl78) e os potenciais de convolução (folding potential)(Br74). No segundo grupo estão os modelos desenvolvidos a partir das idéias contidas no modelo da gota líquida (My66, My69). Neste trabalho utilizaremos potenciais obtidos segundo essa última abordagem.

A base para o desenvolvimento do modelo da gota líquida é que, em sistemas onde a espessura da superfície é pequena quando comparada com sua dimensão (sistema leptodérmico), a energia potencial pode ser decomposta em um termo de volume

e um termo de superfície. Assim, para um núcleo com número atômico A podemos escrever:

$$E_{\text{MOL}} = - C_V A + C_S A^{2/3} B_S(n) + E_{\text{COUL}} + \theta(b/R) \quad (11)$$

As constantes C_V e C_S são dadas por:

$$C_V = a_V(1 - K_V I^2) \quad ; \quad C_S = a_S(1 - K_S I^2) \quad (12)$$

onde a_S (a_V) e K_S (K_V) são as constantes de energia de superfície (volume) e as constantes de assimetria de superfície (volume) respectivamente. $B_S(n)$ é a razão da área superficial de um núcleo deformado e a de um núcleo esférico. A grandeza I define o excesso médio de neutrons e é dado por $I = (N - Z)/A$. O último termo da equação II.11 representa correções ao termo de energia de superfície (tais como correções de curvatura) que podem ser expandidas em série de potências da razão entre a espessura da superfície nuclear (b) e a dimensão do sistema (R).

A obtenção do potencial de interação pode ser feita de várias maneiras. Não nos demoraremos derivando essas deduções, porém é necessário um comentário sobre cada potencial utilizado. Esses comentários baseiam-se em revisões feitas em (Te85b) e (Li86).

II.3.1 - Potencial de proximidade

A idéia básica do potencial de proximidade (Bl77) é calcular a energia potencial de superfície associada à configuração de dois núcleos interagentes, através do teorema da proximidade (De75), que permite obter a força que se origina quando duas superfícies suavemente curvadas se aproximam.

De acordo com o teorema da proximidade, a força entre dois corpos indeformáveis, suavemente curvados, em função da

menor distância de aproximação é proporcional ao potencial de interação por unidade de área entre duas superfícies paralelas, constituídas do mesmo material (sendo a constante de proporcionalidade uma medida da curvatura média dos dois objetos), sendo que a força máxima ocorre no ponto de contato.

Considerando cada núcleo interagente como uma distribuição leptodérmica esfericamente simétrica de matéria nuclear e utilizando o modelo nuclear de Thomas-Fermi com uma interação fenomenológica nucleon-nucleon tipo Yukawa (Ra76) obtém-se a seguinte expressão para o potencial de proximidade:

$$V_N(\epsilon) = 4\pi r b R \tilde{\epsilon}(\epsilon) \quad (13)$$

onde $R = C_1 C_2 / (C_1 + C_2)$ e $\tilde{\epsilon}(\epsilon)$ é denominada função universal do parâmetro adimensional ϵ (isto é, se podemos conhecer $\tilde{\epsilon}$ para um núcleo, ela fica univocamente determinada). Uma expressão analítica para $\tilde{\epsilon}(\epsilon)$ (Bl77) é dada por:

$$\tilde{\epsilon}(\epsilon) = -0.5(\epsilon - 2.54)^2 - 0.0852(\epsilon - 2.54)^3 \quad \text{para } \epsilon \leq 1.251 \quad (14)$$

$$\tilde{\epsilon}(\epsilon) = -3.437 \cdot \exp(\epsilon / 0.75) \quad \text{para } \epsilon > 1.251$$

e o parâmetro adimensional ϵ vem dado por:

$$\epsilon = (r - C_1 - C_2) / b \quad (15)$$

onde

$$C_1 = R_1 (1 - b^2 / R_1^2) \quad (16)$$

Nas expressões acima R é o raio equivalente da distribuição, ou seja o raio de uma distribuição uniforme de mesmo volume que a distribuição leptodérmica e b é a espessura da superfície. Os valores recomendados para os parâmetros R , b e r são:

$$R_1 = 1.28A_1^{1/3} - 0.76 + 0.8A_1^{-1/3} \text{ fm} \quad (17)$$

$$b = 1 \text{ fm} \quad (18)$$

$$r = 0.9517(1 - 1.7826I^2) \text{ MeV} \quad (19)$$

onde r é o coeficiente de tensão superficial e N, Z, A são as quantidades de neutrons, prótons e o número de massa do sistema composto.

II.3.2 - Potencial KNS

O ponto de partida, para a obtenção do potencial desenvolvido por Krappe, Nix e Sierk (Kr79), consiste em modificar o termo que descreve a energia de superfície no modelo da gota líquida. O motivo principal dessa modificação é a não validade do modelo da gota líquida quando acontecem configurações que tem dimensões comparáveis à espessura da superfície (por ex. um "pescoço"). Então eles constroem um modelo que não tenha cálculos microscópicos auto-consistentes, baseando-se em fatos fenomenológicos.

As principais condições para isso são:

a) Para configurações esféricas, o resultado deva dar praticamente o mesmo que o modelo da gota líquida.

b) Entre dois fragmentos separados deveria haver uma energia de interação atrativa além da repulsão coulombiana. O alcance da força atrativa tem que ser um pouco maior que o raio da superfície equivalente por uma distância mais ou menos dada pelo alcance da interação nucleon-nucleon.

c) Não deve ser sensível à detalhes não físicos da forma da superfície nas regiões como "pescoços".

d) Deve ser possível calcular as novas expressões com um esforço computacional razoável. (menor que os cálculos microscópicos de TDHF)

Essas condições são satisfeitas se fizermos uma redefinição do termo de energia de superfície no modelo da gota líquida, através de uma expressão do tipo:

$$E_N' = \frac{2r_0 C_s A}{3a} + \frac{-C_s}{8\pi r_0^2 a^3} \int \frac{\exp(-|\vec{r}-\vec{r}'|/a)}{|\vec{r}-\vec{r}'|/a} d^3\vec{r}' d^3\vec{r} \quad (20)$$

A equação acima corresponde ao cálculo da auto energia de uma distribuição nuclear cujos elementos de volume interagem através de um potencial de Yukawa de alcance a . O valor de C_s , que corresponde à constante de energia de superfície é dado pelo modelo da gota líquida (equação II.12).

A integração da equação II.20 acima é feita sobre o volume da configuração nuclear cuja magnitude é mantida fixa e igual à $(4/3)\pi R_0^3$, onde R_0 é o raio nuclear equivalente e obtido por $R_0 = r_0 A^{1/3}$.

O primeiro termo da equação II.20 cancela o termo de energia volumétrica proveniente da integração da função de Yukawa. Para núcleos esféricos, no limite de " a " tendendo à zero, a equação II.20 reproduz, de maneira exata, a energia de superfície no modelo da gota líquida (Kr73).

Quando aplicamos a equação II.20 para duas lâminas semi-infinitas de matéria nuclear separadas por uma distância s , a energia de interação por unidade de área é dado por:

$$E_u = -(C_s/2\pi r_0^2) e^{-s/a} \quad (21)$$

Entretanto, pelo teorema da proximidade, a energia de interação é mínima em $s=0$, e a equação II.21 não satisfaz essa condição, que reflete a saturação da matéria nuclear uniforme em equilíbrio. Esta condição pode ser satisfeita (Kr79), substituindo a função de Yukawa na equação II.20 por uma superposição da função de Yukawa e uma função exponencial. Isso traz parâmetros adicionais que serão dados pela condição de saturação. Então II.20 se reescreve como:

$$E_N' = \frac{-C_B}{8\pi r_0^2 a^3} \int (|\vec{r}-\vec{r}'|/a - 2) \frac{\exp(-|\vec{r}-\vec{r}'|/a)}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d^3r d^3r' \quad (22)$$

que é compatível com o teorema da proximidade, ou seja:

$$dE_N/ds|_{s=0} = 0 \quad (23)$$

Para um núcleo esférico de raio equivalente R_0 a integração da equação II.22 fornece o seguinte resultado:

$$E_N^{(0)} = \{1 - 3R_0^{-2} + (R_0 + 1)[2 + 3R_0^{-1} + 3R_0^{-2}] \exp(-2R_0)\} C_B A^{1/3} \quad (24)$$

onde $R_0 = R_0/a$.

Se considerarmos dois núcleos esféricos, de raios equivalentes R_1 e R_2 , cujos centros são separados por uma distância r a energia de superfície do sistema é dada por:

$$E_N^{(0)}(1,2) = E_N^{(0)}(1) + E_N^{(0)}(2) + V_N(r) \quad (25)$$

onde $E_N^{(0)}(1)$ e $E_N^{(0)}(2)$ são dados pela equação II.24 e V_N representa a energia nuclear de interação calculada a partir da equação II.25 que fornece:

$$V_N(r) = -D[F + s/a](R_{12}/r) \exp(-s/a) \quad (26)$$

Nesta expressão R_{12} representa a soma dos raios equivalentes e $s = r - R_{12}$. A constante D , associada à profundidade do potencial é dada por:

$$D = [4a^3 g(R_1/a) g(R_2/a) / (r_0^2 R_{12})] C_B' \exp(-R_{12}/a) \quad (27)$$

onde:

$$g(x) = x \cdot \cosh(x) - \sinh(x) \quad (28)$$

$$C_B' = [C_B(1) \cdot C_B(2)]^{1/2} \quad (29)$$

$$F = 4 + R_{12}/a - f(R_1/a)/g(R_1/a) - f(R_2/a)/g(R_2/a) \quad (30)$$

$$e \quad f(x) = x^2 \cdot \cosh(x) \quad (31)$$

Cabe ressaltar que a equação II.26 só é válida para $s \geq 0$. A determinação de $V_N(r)$ para $s \leq 0$ requer o conhecimento dos processos físicos que ocorrem no interior do ponto de contato. Esse problema é contornado utilizando-se uma parametrização parabólica do potencial para $s < 0$, ou seja:

$$V_N(r) = -V_0 + B.(r/R_{12}) + C.(r/R_{12})^2 \quad (32)$$

onde B e C são determinados pelas condições de continuidade tanto do potencial como da primeira derivada:

$$B = 2V_0 - D[(R_{12}/a - 3)F - R_{12}/a] \quad (33)$$

$$C = -V_0 + D[(R_{12}/a + 2)F - R_{12}/a] \quad (34)$$

onde V_0 é a profundidade do poço. F e D foram descritas anteriormente.

As constantes envolvidas são extraídas de experimentos como espalhamento elástico de elétrons, espalhamento elástico de íons pesados, alturas de barreiras de fissão e massas do estado fundamental. Os valores recomendados são:

$$r_0 = 1.16 \text{ fm} ; a = 1.4 \text{ fm} ; a_B = 24.7 \text{ MeV} ; K_B = 3.0 \quad (35)$$

Nesse ponto são necessários alguns comentários à respeito dos potenciais definidos anteriormente. Existe uma diferença (Te85b) entre o potencial de proximidade (PRT) e o KNS, originado nas diferenças de raios nucleares. Na soma dos raios equivalentes do alvo e projétil o PRT tem um raio menor que o KNS. Outras diferenças podem aparecer devido ao fato de que o PRT é mais profundo perto do ponto de contato.

II.3.3 - Potencial de Wilczynsky

A idéia, neste caso (Wi78), é explicar o comportamento da seção de choque de fusão em energias muito acima da

barreira onde a seção de choque de fusão toma valores cada vez menores e a seção de choque de reação cresce. A maneira geral de como obter uma seção de choque de fusão que diminua com o aumento da energia de bombardeio, é fazer com que a força nuclear seja relativamente mais atrativa em intensidade que as forças repulsivas coulombiana e centrífuga.

Para isso, escolhe-se um potencial nuclear tipo Woods-Saxon onde seus parâmetros serão determinados a partir do modelo da gota líquida. Então temos:

$$W_{BW} = -V_0 \cdot (1 + \exp[(r-R)/a])^{-1} \quad (36)$$

onde:

$$V_0 = b_{SUP} \{A_1^{2/3} + A_2^{2/3} - (A_1 + A_2)^{2/3}\} \quad (37)$$

$$a = (C_1 + C_2) V_0 / (16\pi r C_1 C_2) \quad (38)$$

$$C_i = R_i - b^2 / R_i \quad (39)$$

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} (1 - 0.786 A_i^{-2/3}) \quad (40)$$

Nas expressões acima b_{SUP} é o coeficiente de energia de superfície no modelo da gota líquida e b a espessura da superfície nuclear. Os valores recomendados para esses dois parâmetros são: $b_{SUP} = 17$ MeV e $b = 1.0$ fm.

O potencial acima é uma boa parametrização para núcleos com $50 \leq A_{NC} \leq 260$.

Essa maneira de parametrizar o potencial nuclear com um potencial do tipo Woods-Saxon se acha também num trabalho de Bondorf e colaboradores (Bo74).

II.3.4 - Potencial de Ngô

Baseando-se nos resultados de Hohenberg e col. (Ho64) e Sham e col. (Sh66), que mostraram que, para um sistema quântico (em especial um ensemble fermiônico) a energia pode ser expressa por meio de um funcional que depende da

densidade local de partículas , foi desenvolvido o formalismo da densidade de energia para núcleos (Br68,Sh69).

Esta idéia é muito atrativa porque permite, a princípio, substituir o problema de muitos corpos, que envolve, entre outras coisas, uma descrição da interação nucleon-nucleon, por um formalismo tipo lagrangeano.

O problema é que não se tem nenhum método que nos permita conhecer o lagrangeano a priori, e que seja único. Então, o que se faz é desenvolver aproximações desse funcional de energia usando métodos semiclássicos.

O primeiro passo é fazer uma separação da energia total numa parte homogênea, que corresponde ao comportamento da matéria nuclear semi-infinita, e uma parte não-homogênea que são correções da parte homogênea somada à correções aos termos de energia coulombiana. A parte não-homogênea é expressa por uma expansão em potências de gradientes da densidade de energia, e a parte homogênea constrói-se expressando a densidade de energia como uma forma polinomial, onde os coeficientes da expansão são obtidos através do melhor ajuste da energia de ligação por nucleon E/A . É claro que até agora não se incluem efeitos de camadas.

Em trabalhos de Ngô e col. (Ng75a,Ng75b) foram incluídas correções devido à efeitos de camada. Os cálculos feitos, após algumas simplificações, conduzem à:

$$V_N(r) = \frac{(A_1 A_2)^{1/3}}{(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})} U_N(r) \quad (41)$$

A aplicação de $U_N(r)$ à um conjunto de sistemas fornece curvas com translação relativa de onde se obtém:

$$U_N(s) = \begin{cases} -V_0 \cdot \exp(-0.27s^2) & \text{para } s \geq 0 \\ -V_0 + 6.3s^2 & \text{para } s < 0 \end{cases} \quad (42)$$

onde

$$s = R - r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (43)$$

Os parâmetros r_0 e V_0 são obtidos através de um estudo sistemático de onde se tem: $r_0=1$ fm e $V_0=30$ MeV.

II.3.5 - Potencial de Bass

Como os outros potenciais, Bass (Ba74) baseou-se em certos fatos experimentais para desenvolver seu modelo. Temos primeiro, um conjunto de suposições a saber:

a) Despreza-se a deformação e a transferência de massa, isto é, o tamanho e a forma dos núcleos interagentes é congelada.

b) O movimento relativo é tratado classicamente, supondo interações de dois corpos fenomenológicas, conservativas e não conservativas.

c) Para que exista a fusão, o sistema deve penetrar à distâncias onde a força de dissipação subtraem energia do movimento relativo e provocam a captura numa região atrativa do potencial de dois corpos.

Essas suposições são necessárias para que a trajetória incidente alcance um ponto de não retorno. Além disso, o estado inicial do processo ocorre num lapso de tempo suficientemente curto para que não ocorram deformações apreciáveis na forma macroscópica do sistema, ou que exista fragmentação. Também no potencial tem que existir um poço, caso contrário não se tem captura. Os fatos a serem levados em conta são:

i) A seção de choque de fusão σ_F é menor, ou no máximo igual (em baixas energias) à seção de choque total de reação (σ_{INT}).

ii) O momento angular limite (l_{FUB}) para a existência de fusão aumenta com o aumento da energia.

iii) Para um certo núcleo composto, e para uma certa energia de excitação, L_{fus} depende dos fragmentos iniciais, sendo então propriedade do canal de entrada.

De acordo com o exposto, o potencial nuclear é preciso apenas para distâncias $r \geq R_{12}$, isto é, maiores que uma certa distância onde ocorre a absorção e em seguida a fusão. Logo o potencial é real por definição.

A parte nuclear do potencial é baseada no modelo da gota líquida de onde se obtém:

$$V_N(r) = -4\pi r(R_1 R_2 / R_{12}) f(s) \quad (44)$$

onde $f(s)$ é uma função universal de s ($s = r - R_{12}$) e não depende dos núcleos iniciais envolvidos. O parâmetro r é o coeficiente de energia superficial.

A expressão para $f(s)$ fica:

$$f(s) = d \cdot \exp(-s/d) \quad (45)$$

onde d é uma medida do intervalo de ação das forças nucleares. Os valores utilizados para os parâmetros são:

$$d = 1.35 \text{ fm} ; r_0 = 1.07 \text{ fm} ; a_B = 17 \text{ MeV} \quad (46)$$

onde $a_B = 4\pi r R_1^2 A^{-2/3}$.

II.3.6 - Potencial de Christensen e Winther

A idéia central do potencial de Christensen e Winther (Ch76) é apresentar um potencial nuclear obtido através de uma sistemática de medidas de espalhamento elástico. Eles se baseiam nas seguintes idéias:

a) A distribuição angular para o espalhamento elástico e para reações periféricas, entre íons pesados, é governada

pelo ângulo de arco-íris na função de deflexão clássica (Ma73, Si73, Ni73).

b) Os padrões completos de difração e interferência para o espalhamento elástico podem ser reproduzidos através do conhecimento das trajetórias clássicas perto da situação de arco-íris (Kn74, Ko75).

c) Os efeitos da parte imaginária do potencial são pequenos diante das distâncias relativas envolvidas.

Diante desses fatos, os autores afirmam que a distribuição angular para o espalhamento elástico depende principalmente da parte real do potencial nuclear.

Para parâmetros de impacto b grandes, e para energias não muito próximas à barreira coulombiana, podemos usar a teoria de perturbação para determinar as trajetórias clássicas no campo de potencial efetivo, dado pelo potencial coulombiano somado ao potencial nuclear.

Através de uma parametrização observando as condições acima se obtém:

$$V_N(r) = V_0 \cdot \exp[-(r-R)/0.63] \quad (47)$$

onde

$$V_0 = -70 \cdot Z_1 Z_2 / (2.72 + R)^2 \quad (48)$$

$$R = 1.07(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (49)$$

As condições de aplicabilidade desse potencial se restringem às condições onde a teoria de perturbação permanece válida, isto é, o potencial nuclear é uma perturbação no campo coulombiano. Dessa forma, a parametrização acima serve para a cauda do potencial, sendo válida apenas para $r > r_B$ onde $r_B = R + 2.72$ fm.

II.4 - DISCUSSÃO SOBRE O MODELO UNIDIMENSIONAL DE PENETRAÇÃO DA BARREIRA.

Nos modelos desenvolvidos nas seções anteriores a estrutura interna dos núcleos interagentes não é considerada, sendo o único grau de liberdade envolvido no cálculo da seção de choque de fusão a distância entre os centros dos núcleos, que consideramos como sendo esféricos.

Na literatura existe uma grande quantidade de aplicações dos potenciais acima citados, tentando ajustar os dados experimentais de seção de choque de fusão. Uma primeira conclusão é que o modelo da penetração da barreira unidimensional reproduz de maneira bastante satisfatória (Va81) a seção de choque de fusão em energias em torno da barreira coulombiana ($V_{BC} \leq E_{CM} \leq 2V_{BC}$).

Uma segunda conclusão é que não é possível ajustar os dados experimentais num intervalo grande de energia, incluindo as energias abaixo da barreira coulombiana.

Das sistemáticas de dados de fusão levantadas (Va81, Bi83), é clara a diferença entre σ_F subcoulombiano medido e o previsto teoricamente, que chega a ser de ordens de magnitude. A saída encontrada seria a inclusão de mais alguns graus de liberdade no potencial nuclear e tentar calcular o coeficiente de transmissão de uma barreira multidimensional, incluindo possivelmente um acoplamento entre esses outros graus de liberdade (St81b, Kr83, Es81, Br83). Esse estudo será feito nos próximos itens.

II.5 - DEFORMAÇÃO ESTATICA

Um dos efeitos mais simples de estrutura nuclear que pode ser importante nas reações de fusão entre íons pesados é o efeito de deformação estática. Esse efeito pode ser expresso classicamente de maneira simples, o que torna a sua visualização mais fácil.

Um dos primeiros estudos nesse sentido foi feito utilizando os isótopos do Samário (^{140}Sm). Existem vários isótopos estáveis desse elemento, com parâmetros de deformação muito diferentes, e que podem, portanto, ser utilizados no estudo da influência da deformação estática na fusão. Para estas experiências foi utilizado como projétil o núcleo esférico ^{16}O , e pode-se observar a influência da deformação em σ_F , pois sabemos que a deformação do Sm aumenta com a sua massa.

A análise dessa experiência não poderia ser feita utilizando as expressões deduzidas anteriormente para σ_F , pois o grau de liberdade adicional, associado à deformação não está sendo levado em consideração.

A existência da deformação estática introduz duas diferenças principais na situação física considerada (figura II.4):

a) O projétil vê diferentes pontos na superfície de acordo com a orientação do núcleo-alvo (efeito estático).

b) O projétil pode excitar estados rotacionais (ou vibracionais) do alvo (efeito dinâmico).

Para levar em conta o segundo efeito, é necessário considerar, por exemplo, as situações em que o projétil deixe o alvo num estado rotacional (ou vibracional) antes da fusão. A técnica para esse tipo de cálculo é a de canais acoplados que será descrita no item seguinte.

Vamos considerar então o efeito estático da deformação. A questão é como incluir a informação sobre a deformação na seção de choque de fusão. Na figura II.4 vemos um núcleo esférico colidindo com um núcleo deformado. Fixemos a direção do eixo de simetria e vamos supor que a interação ocorra num plano.

Para descrever essa situação o grau de liberdade adicional é a orientação entre feixe e alvo, expressa através do ângulo θ , que entra como parâmetro nessa descrição. Generalizando a expressão de Wong (equação II.10) para a seção de choque de fusão podemos escrever:

Figura II.4 - Cálculo efetuado por Stokstad (St80) mostrando as alturas de barreira de fusão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{154}\text{Sm}$ como função do ângulo de orientação θ , definido no detalhe no canto superior direito.

$$\sigma_F(\theta) = \frac{\hbar w(\theta) \cdot R_0^2(\theta)}{2E_{cm}} \cdot \ln\{1 + [(2\pi/\hbar w(\theta)) \cdot (E_{cm} - E_B(\theta))]\} \quad (50)$$

onde fizemos $R_0 = R_B$. A expressão II.50 pode ser interpretada como a determinação de uma esfera equivalente para o processo. Como o ângulo θ não é uma quantidade observável, o que se faz normalmente é uma média sobre essa quantidade:

$$\langle \sigma_F \rangle = \int_0^{\pi/2} \sigma_F(\theta) \cdot \sin\theta d\theta \quad (51)$$

O cálculo de $\langle \sigma_F \rangle$ é feito utilizando as expressões derivadas por Wong (Wo73), que utiliza um potencial nuclear tipo Woods-Saxon onde o raio do sistema R_{12} varia da seguinte forma:

$$R_{12}(\theta) = \sum_{i=1}^2 R_i [1 + (5/4\pi)^{1/2} \beta_2^{(i)} P_2(\cos\theta)] \quad (52)$$

onde foi considerada apenas a deformação quadrupolar. O raio R_1 é dado por $R_1 = 1.25A_1^{1/3}$. O termo de quadrupolo também é considerado no potencial coulombiano. Para derivar expressões mais simples, Wong assume a colisão como sendo frontal, isto é, $l=0$.

Para demonstrar como o efeito da deformação é importante em energias abaixo da barreira, reproduziremos aqui um cálculo feito por Hussein (Hu81) para a reação $^{14}O + ^{152}Sm$. O parâmetro de deformação quadrupolar para o ^{152}Sm é $\beta_2 = 0.23$. Utilizando as expressões acima foi obtido um abaixamento relativo da barreira coulombiana de, aproximadamente 10%. Para $E_{cm} < V_B$, a expressão II.10 nos conduz a $\sigma_F \approx \exp(E_{cm} - V_B)$, de modo que mesmo um efeito de 10% já é bastante importante em σ_F nessas energias.

Num trabalho mais recente, Lindsay e Rowley (Li83) demonstram que, classicamente, o cálculo da seção de choque

de fusão para um núcleo rotacional, supondo uma média sobre todas as orientações possíveis do sistema deformado, implica em um acoplamento (Ja70) de todos os estados da banda rotacional, que seriam, dessa forma, degenerados. Este procedimento, segundo os autores acima, é incorreto se somente o acoplamento do estado 2^+ é importante, que é o caso para as energias próximas da barreira coulombiana, onde a perda de energia na excitação do estado 4^+ reduz a penetrabilidade da barreira. Baseado nesses autores podemos afirmar de que o cálculo de σ_F , utilizando as expressões de Wong descritas acima tenderia a superestimar a seção de choque de fusão abaixo da barreira, pois nesses cálculos é feita uma média em ângulo, o que implica em acoplar todos os estados da banda rotacional degenerada, sem considerar a perda de energia. Fica implícito que a deformação estática não é possível de ser avaliada separadamente da deformação dinâmica, pois sempre teremos que fazer uma média em ângulo. Os autores acima sugerem de que os dois efeitos devem ser considerados em conjunto através do cálculo de canais acoplados. Esse cálculo será mostrado a seguir.

II.6 - CANAIS ACOPLADOS

Estamos interessados na seção de choque de fusão subcoulombiana para íons pesados, cujos valores experimentais são, subestimados pelo modelo de penetração de uma barreira de potencial unidimensional. As estruturas dos dois núcleos pesados em colisão são muito complexas para serem parametrizadas por esferas rígidas, como supõe o modelo unidimensional. Devemos considerar que os núcleos podem rodar, vibrar e trocar partículas, à medida que se aproximam para formar o núcleo composto. Atualmente, sabemos que (Re82) estes graus de liberdade adicionais podem desempenhar um papel importante na fusão subcoulombiana.

Nessa perspectiva, vamos considerar o cálculo de canais acoplados (Da83b) onde todos os graus de liberdade podem, pelo menos em princípio, ser considerados. Isso implica que cálculos numéricos bastante longos devem ser feitos para calcular a seção de choque de fusão com detalhes. Porém, neste trabalho, vamos utilizar cálculos mais simples, onde aproximações, às vezes drásticas, serão feitas, com o intuito de ressaltar alguns efeitos que esses cálculos apresentam.

II.6.1 - O Problema de Canais Acoplados

No cálculo de canais acoplados, vamos considerar a hamiltoniana total:

$$H = H_0(\xi) + K + V(x) + V_{CP L}(x, \xi) \quad (53)$$

onde H_0 é a hamiltoniana intrínseca do sistema em colisão, cujas estruturas internas são descritas pela variável ξ . A energia cinética e potencial relativa são dadas por K e V , respectivamente. Para simplificar o tratamento vamos trabalhar somente com a coordenada espacial x . O potencial representa uma barreira localizada em torno de $x=0$ para uma onda incidente de energia E .

Introduzindo os auto-estados de H_0 temos:

$$H_0 |n\rangle = E_n |n\rangle \quad (54)$$

e expandindo a função de onda total como:

$$\Psi = \sum_n X_n(x) |n\rangle \quad (55)$$

a equação de Schrödinger é equivalente ao seguinte conjunto de equações acopladas para as funções de onda X_n :

$$[-(\hbar^2/2\mu)d^2/dx^2 + V(x) - E]X_n(x) = -\sum_m [\epsilon_n \delta_{nm} + \langle n | V_{CP,L}(x, \xi) | m \rangle] X_m(x) \quad (56)$$

Estas equações devem ser resolvidas de acordo com as condições de contorno:

$$X_n(x) \rightarrow \begin{cases} \delta_{n0} \exp(-ik_n x) + r_n \exp(ik_n x), & \text{para } x \rightarrow -\infty \\ t_n \exp(-ik_n x), & \text{para } x \rightarrow \infty \end{cases} \quad (57)$$

Acima, μ é a massa reduzida e $\hbar^2 k_n^2 / 2\mu = E - \epsilon_n$. Consideraremos o sistema como estando inicialmente no estado fundamental indicado por $n=0$ e adotaremos $\epsilon_0=0$. Os coeficientes de reflexão e transmissão para cada canal são dados por r_n e t_n , respectivamente.

As equações acima definem o problema no qual estamos interessados. Estamos assumindo que a massa reduzida e a energia potencial são essencialmente as mesmas para todos os canais. Numa primeira aproximação, vamos considerar somente o caso no qual a interação de acoplamento pode ser fatorada nas partes intrínseca e de movimento relativo de acordo com:

$$\langle n | V_{CP,L}(x, \xi) | m \rangle = F(x) \langle n | G(\xi) | m \rangle = F(x) G_{nm} \quad (58)$$

onde o fator de forma $F(x)$ é independente dos estados intrínsecos que são acoplados. Estamos agora preparados para resolver casos especiais nos quais o problema de acoplamento é solúvel.

II.6.2 - Desacoplando as equações

É possível desacoplar as equações para X_n se pudermos tratar o fator de forma F como sendo efetivamente constante. Então obtemos:

$$\langle n | H_0 + F(x)G(\xi) | m \rangle \approx \epsilon_n \delta_{nm} + F_0 G_{nm} \equiv M_{nm} \quad (59)$$

Esta condição pode não ser estritamente encontrada num problema físico real. Porém, nosso principal interesse é na quantidade de fluxo que atravessa a barreira. Como já foi demonstrado (Da83a), essa quantidade depende essencialmente da intensidade do acoplamento na região da barreira. Logo podemos considerar a constante F_0 como sendo um valor representativo da força de acoplamento nessa região.

Após essas considerações, fica simples resolver o problema do acoplamento. Introduzindo a transformação unitária:

$$Y_m(x) = \sum_n U_{mn} X_n(x) \quad (60)$$

onde U diagonaliza a matriz M :

$$\sum_{ik} U_{ni} M_{ik} U_{km}^{-1} = \lambda_m \delta_{nm} \quad (61)$$

Feito isso, obtemos então as equações desacopladas:

$$[-(\hbar^2/2\mu)d^2/dx^2 + V(x) + \lambda_m - E]Y_m(x) = 0 \quad (62)$$

Devido ao fato de que tomamos o fator de acoplamento como constante, não podemos satisfazer rigorosamente as condições de contorno iniciais requeridas pelo problema. Entretanto, para núcleos pesados, a energia relativa incidente é grande quando comparada com as energias intrínsecas relevantes e com a força de acoplamento. Então as condições de contorno são efetivamente satisfeitas tomando k constante em II.57, sendo agora $\hbar^2 k^2 / 2\mu = E$. O coeficiente de transmissão total é construído através da adição de diferentes canais da forma:

$$T = \sum_n |t_n|^2 \quad (63)$$

Com a finalidade de encontrar as funções $Y_m(x)$ com o comportamento assintótico desejado, obtemos primeiro as soluções $Y_m(x)$ das equações desacopladas com as condições de contorno usuais dadas por:

$$Y_m(x) = \begin{cases} \exp(-ikx) + r_m \exp(ikx), & \text{para } x \rightarrow +\infty \\ t_m \exp(-ikx), & \text{para } x \rightarrow -\infty. \end{cases} \quad (64)$$

Usando as condições de contorno para X_m e a definição de Y_m , vemos que:

$$Y_m(x) = U_{m0} Y_m(x) \quad (65)$$

Da unitariedade da matriz U segue que:

$$T = \sum_m |U_{m0}|^2 |t_m|^2 \equiv \sum_m |U_{m0}|^2 T[E, V(x) + \lambda_m] \quad (66)$$

Este resultado elucida o problema da penetração da barreira com acoplamento de canais. O efeito do acoplamento é substituir a barreira $V(x)$ por um conjunto de barreiras $\{V(x) + \lambda_m\}$. O coeficiente de transmissão total é dado por uma média ponderada dos coeficientes de transmissão para cada barreira efetiva. Os pesos são os fatores de superposição $|\langle m|0 \rangle|^2$ dos estados iniciais com as autofunções da matriz M correspondendo aos autovalores λ_m .

No limite clássico, para uma barreira espessa, não há transmissão se a energia é menor que $V_B + \lambda_m$, onde V_B é o máximo valor de $V(x)$. Neste caso, haverá um aumento nas energias abaixo de V_B devido ao acoplamento de pelo menos um valor de λ_m negativo. Por outro lado, para uma barreira estreita, a transmissão é essencialmente a mesma para todos os valores de λ_m , e conseqüentemente o acoplamento pode ter

apenas um pequeno efeito no coeficiente de transmissão à baixas energias. Desde que os dados de fusão para sistemas pesados, quando comparados com o modelo unidimensional, exibem aumentos bastante elevados para a penetração através da barreira de potencial, estamos lidando com barreiras relativamente espessas onde os efeitos de acoplamento são particularmente importantes para energias de bombardeio baixas.

Recentemente, Tanimura e col. (Ta85) enfatizaram que, a aproximação de acoplamento constante pode superestimar bastante a fusão subcoulombiana, nos casos que os efeitos de acoplamento são fortes e os fatores de forma associados variam rapidamente. Dessa forma, se a interação é forte, algumas modificações devem ser feitas. Podemos diagonalizar o sistema acoplado na região da barreira (Da87), obtendo autoestados $|r(r)\rangle$ e autovalores $\lambda_m(r)$ como uma função de r . Baseados em II.66 podemos então considerar a seguinte expressão para a probabilidade de transmissão total:

$$T(E) = \sum_m \langle r(R)|0\rangle^2 T_m(E, V(r) + \lambda_m(r)) \quad (67)$$

onde $|0\rangle$ é o estado inicial e T_m é a probabilidade de transmissão no autocanal m . Aqui os fatores de peso $\langle r(R)|0\rangle^2$ são fixados em R , que é a posição da barreira não-perturbada. Supomos então que a superposição das probabilidades varia lentamente através da região da barreira, o que torna a escolha de R não crítica.

A construção acima fornece a resposta exata no "limite súbito", estando de acordo com as considerações de Tanimura e col.. Além disso, a aproximação de acoplamento constante pode ser derivada a partir da equação acima.

A equação II.67 pode ser facilmente incorporada no cálculo da seção de choque de fusão. Para isso expressemos os autopotenciais nas vizinhanças da barreira não-perturbada como:

$$V(r) + \lambda_m(r) = V_B + \frac{1}{2} V''(r_B)(r - r_B)^2 + \lambda_m(r_B) + \lambda'_m(r_B)(r - r_B) + \frac{1}{2} \lambda''_m(r - r_B)^2 \quad (68)$$

onde as derivadas e são obtidas via (Br83b):

$$\lambda = \{-\tilde{Q} - [\tilde{Q}^2 + 4F^2(r_B)]^{1/2}\} / 2 \quad (69)$$

e $\tilde{Q}$ é o ganho líquido em energia do movimento relativo no canal excitado, isto é, $Q = Q + V_B$. Aqui Q é o valor de Q -de-reação e V_B é a variação na altura da barreira do canal de entrada, $V_B - V(r_B)$. As posições das autobarreiras serão, então, dadas por:

$$r_{Bm} = r_B - \lambda'_m(r_B) / [V''(r_B) + \lambda''_m(r_B)] \quad (70)$$

as quais determinam as alturas das autobarreiras V_{Bm} . Usando a aproximação parabólica, a probabilidade total de transmissão se torna:

$$T(E) = \sum_m \langle m(r_B) | 0 \rangle^2 \cdot \{1 + \exp[(E - V_{Bm})/\epsilon]\}^{-1} \quad (71)$$

onde $\epsilon = (\hbar/2\pi)[-V''(r_B)/\mu]^{1/2}$. Este procedimento funciona bem se os deslocamentos $r_{Bm} - r_B$ não são muito grandes. É conveniente controlar essa restrição fazendo com que a expansão se dê em um intervalo limitado. Barreiras fora desse intervalo possuem pesos bastante pequenos. A partir dos $T(E)$ o cálculo da seção de choque de fusão é feito análogamente à expressão II.1

Todo o esquema acima descrito encontra-se codificado em um programa computacional chamado CCFUS (Da86). Este programa calcula as seções de choque parciais e totais em energias próximas e abaixo da barreira coulombiana. O potencial nuclear utilizado é o de Christensen e Winther (item II.3.6). Para o cálculo dos fatores de forma para os canais inelásticos é usada uma expressão derivada do modelo coletivo:

$$F^{(n)}(r_B) = [(4\pi)^{-1/2}] \{ -\beta_1 R [dV_N/dr(r_B)] + F_1 c(r_B) \} \quad (72)$$

onde β_1 é o parâmetro de deformação, R é o raio de interação e V_N é o potencial nuclear. O segundo termo representa o fator de forma usual para a excitação coulombiana. O fator $(4\pi)^{-1/2}$ resulta da média sobre todas as direções das coordenadas relativas.

II.7 - ESPECTROS DE VELOCIDADE PARA OS RESÍDUOS DE EVAPORAÇÃO

Considerações cinemáticas para identificação dos resíduos de evaporação podem ser discutidas em uma base mais quantitativa através do uso do diagrama de velocidades mostrado na figura II.5 abaixo (Ca79):

Figura II.5 - Diagrama de velocidade usado para discutir as propriedades dos resíduos de evaporação. V_C e V_R são as velocidades de laboratório do núcleo composto e do resíduo, respectivamente.

Na figura, V_C e V_R são as velocidades, no referencial do laboratório, do núcleo composto e do resíduo de evaporação respectivamente, enquanto que θ_L é o ângulo de laboratório do resíduo e θ_{cm} é o ângulo de centro de massa, da velocidade de recuo resultante v_r , dada ao resíduo devido

à emissão de várias partículas leves. O valor da velocidade de recuo v_r e do ângulo θ_{CM} depende de um complicado mecanismo de evaporação seqüencial de partículas. Não existe, portanto, expressões analíticas simples para essas variáveis. Entretanto, existem considerações cinemáticas simples as quais governam os limites extremos dessas velocidades.

O valor da velocidade de recuo v_r é limitado por um valor máximo v_{MAX} dado pelo argumento de que o resíduo seja produzido no seu estado fundamental e que todas as velocidades de recuo são colineares. Se E_{MAX} é a energia cinética máxima obtida pelas partículas evaporadas para produzir um dado resíduo de massa M_R no seu estado fundamental, então:

$$E_{MAX} = E_x - (M_E + M_R - M_C)c^2 \quad (73)$$

onde E_x é a energia de excitação do núcleo composto e M_R , M_C e M_E são as massas do resíduo de evaporação, do núcleo composto e da soma de todas as partículas leves evaporadas, respectivamente. Supondo que todas as velocidades de recuo são colineares e usando cinemática de dois corpos, a velocidade máxima de recuo v_{MAX} é dada por:

$$v_{MAX} = (2.M_E.E_{MAX}/M_R.M_C)^{1/2} \quad (74)$$

Por outro lado, usando o diagrama de velocidade da figura II.5 obtemos:

$$V_R = V_C.\cos\theta_L \pm (v_r^2 - V_C^2.\sen^2\theta_L)^{1/2} \quad (75)$$

O ângulo máximo de laboratório θ_{MAX} para os resíduos é então dado por:

$$\sen\theta_{MAX} = v_{MAX}/V_C \quad \text{para } v_{MAX} \leq V_C \quad (76)$$

As quantidades cinemáticas de interesse para os resíduos de evaporação são os centróides e as larguras na distribuição de velocidades, como também a forma da distribuição angular. Apesar dessas quantidades serem previstas em detalhes através de cálculos estatísticos (Ga80), argumentos simples podem ser usados para derivar expressões analíticas que concordam com muitos dos principais comportamentos cinemáticos.

Idealmente, gostaríamos de ter uma expressão analítica para a distribuição da velocidade de recuo v_r que incorporasse os efeitos da evaporação em seqüência. Em vista disso, o primeiro passo é assumir que a distribuição angular para todas as partículas emitidas é isotrópica no centro de massa. Neste caso o teorema do Limite Central fornece uma gaussiana para a distribuição de v_r , esta distribuição de probabilidades pode ser escrita como (Ca79):

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{cm}dv_r} = K \cdot v_r^2 \cdot \exp[-v_r^2/2s^2] \quad (76)$$

onde K é uma constante de normalização, e o desvio padrão da distribuição das velocidades de recuo s depende dos detalhes do mecanismo de evaporação.

Transformando a eq. II.76 para o referencial de laboratório em conjunto com a eq. II.75, encontramos a distribuição da velocidade de recuo V_R no laboratório:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_L dV_R} = K V_R^2 \exp\{[-(V_C \sin\theta_L)^2 - (V_R - V_C \cos\theta_L)^2]/2s^2\} \quad (77)$$

Note que a dependência em velocidade da quantidade $(1/V_R^2) \cdot (d^2\sigma/d\Omega dV_R)$ é uma gaussiana conforme o lado direito da equação II.77. Usando um valor médio para a massa dos resíduos de fusão, a distribuição experimental em velocidade pode ser transformada para um gráfico $(1/V_R^2) \cdot (d^2\sigma/d\Omega dV_R)$ e então ajustada por uma função gaussiana. Um exemplo é dado na parte de análise dos dados (item IV.7). No exemplo,

obtivemos um valor para V_R igual à $V_C \cos \theta$, dentro dos erros experimentais. O fato de os dois valores serem aproximadamente iguais indica que os resíduos de evaporação tem a mesma velocidade do núcleo composto (V_C), com o termo $\cos \theta_L$ devido à efeitos cinemáticos. Isto resulta que $V_C \cos \theta$ nos dá a velocidade média dos resíduos de evaporação. O fato pode ser ilustrado através das duas soluções cinemáticas da equação II.75, desde que as soluções $\pm$ correspondem à emissões trazeiras e frontais respectivamente. Supondo que a probabilidade de emissão seja simétrica em torno de $\theta_{cm} = 90^\circ$, as duas soluções são igualmente prováveis e então $V_R = V_C \cos \theta_L$.

Concluimos então que a forma gaussiana da distribuição de velocidade é uma arma poderosa na análise dos dados pois permite verificar a forma dos espectros de velocidade dos resíduos de evaporação. O objetivo é ajustar todos esses espectros de velocidades através dessa análise é verificar experimentalmente (Ca79) como a largura da distribuição s varia com a energia de excitação E_x e posteriormente comparar esses resultados com os valores previstos pela teoria Estatística do decaimento do núcleo composto. Essa análise será mostrada no capítulo IV.

Figura III.1 - Representação esquemática do aparato experimental usado para a análise dos espectros de velocidade.

III - PARTE EXPERIMENTAL

III.1 - DESCRIÇÃO DO MÉTODO DE MEDIDA

III.1.1 - Introdução

Nos últimos anos tem ocorrido um desenvolvimento muito rápido de técnicas pelas quais a identificação das partículas produzidas em reações nucleares pode ser estabelecida. Escrevendo uma reação nuclear da maneira usual - $X(a,b)Y$ -, a identificação de b pode ser determinada identificando seu número atômico Z e/ou sua massa atômica A . Particularmente, o estudo da formação do núcleo composto, através de uma reação de fusão e seu posterior decaimento, pode ser efetuado através de várias técnicas. Se a fissão do núcleo composto não for um canal de decaimento importante a figura III.1 representa, esquematicamente, os principais produtos de uma reação de fusão. Devido ao fato de que o núcleo composto decai principalmente por emissão de partículas leves, vemos que os resíduos de evaporação são emitidos em ângulos bastante dianteiros, formando um cone em torno da direção da linha do feixe.

Figura III.1 - Representação esquemática dos produtos de uma reação de fusão (Be^{84}).

Dessa maneira, uma técnica possível para o estudo das reações de fusão seria através da identificação dos resíduos de evaporação do núcleo composto formado. Essa identificação pode ser feita, de maneira direta, com a detecção dos resíduos de evaporação ou, de maneira indireta, através da identificação da radiação eletromagnética característica por eles emitida, no caminho seguido até atingir a estabilidade.

O método indireto consiste na observação das radiações características dos resíduos de evaporação, podendo estas ser as transições γ características do nuclídeo produzido no processo de decaimento do núcleo composto, observadas num processo "em linha" (feixe ligado), ou num processo "fora de linha" (atividade residual) (Li86). Outra possibilidade é se observar os raios-X característicos de nuclídeos radioativos num processo fora de linha (St80b). Os dois primeiros métodos permitem a identificação de cada núcleo residual, por serem as radiações γ características de cada nuclídeo, enquanto o último não distingue nuclídeos de mesmo número atômico (isótopos).

A identificação direta dos resíduos de evaporação pode ser feita através de sistemas de tempo de voo (Vi79), detetores telescópicos E- Δ E (Pe78), detetores de traço (Na70) e separação química (Ja79). As duas últimas técnicas foram mais usadas no início das medidas de fusão de íons pesados, no começo dos anos setenta. Atualmente as duas primeiras técnicas são muito mais utilizadas que as duas últimas.

O sistema de tempo de voo permite identificar o número de massa A dos resíduos de evaporação, enquanto que sistemas telescópicos E- Δ E permitem a identificação de seu número atômico Z. Sistemas que utilizam os dois métodos simultaneamente, em conjunto com filtros de velocidade e defletores eletrostáticos ou magnéticos (Co81), tem-se mostrado altamente eficientes e com grande poder de resolução.

Neste trabalho estudamos a fusão pelos métodos diretos utilizando a técnica de tempo de voo combinada com um sistema de deflexão eletrostática. Discutiremos a seguir, em detalhes, estes métodos incluindo nesta discussão as correções que devem ser aplicadas e, na parte final deste item III.1, suas vantagens e limitações.

III.1.2 - Descrição do sistema

O sistema identificador de massas permite medir simultaneamente a energia (E) dos resíduos e o tempo (T) que esses demoram para percorrer uma determinada distância (D). A massa (M) é então obtida conforme a expressão:

$$M = 2ET^2/D^2 \quad (1)$$

A correção para a medida do número de massa devido à inclusão de efeitos relativísticos na região de energia do Acelerador Pelletron-IFUSP é desprezível (menor que 0.5% para prótons com a máxima energia possível).

Genericamente um sistema de tempo de voo pode ser esquematizado conforme a figura III.2.

Figura III.2 - Esquema de um sistema de medida de tempo de voo dos íons. D₁ é um detetor do início do voo, d é a distância de voo, D₂ é o detetor de término de voo e da energia do íon e ϕ é o ângulo de medida no laboratório.

O detetor D_1 é tal que permite a passagem do resíduo através dele, emitindo um sinal indicativo do início da medida do tempo de voo. O detetor D_2 , separado do detetor D_1 pela distância de voo, fornece um sinal indicativo do término do tempo de voo assim como de sua energia.

Para íons leves, os detetores D_1 e D_2 são detetores de barreira de superfície. O detetor D_1 é do tipo transmissão, fino que permite obter informação também do número atômico. A informação do número atômico é obtida através das medidas da perda de energia no detetor D_1 e da energia no detetor D_2 .

O sistema de tempo de voo desenvolvido aqui no laboratório (Vi79) consiste em substituir o detetor D_1 por uma folha de plástico cintilador suficientemente fina ($\mu \approx 70 \text{ } \mu\text{g/cm}^2$) para permitir a passagem de íons pesados.

A folha de plástico cintilador é acoplada opticamente por um espelho semi-esférico à uma fotomultiplicadora. Um desenho esquemático pode ser visto na figura III.3.

A resolução na determinação do número de massa dos íons é afetada pelas incertezas nas medidas da energia cinética dos íons e no tempo de voo desses íons. Além disso, existe uma imprecisão na distância de voo dos íons devido às possíveis trajetórias causadas pelo ângulo sólido de detecção. Essas incertezas se relacionam com a incerteza na determinação dos números de massa pela expressão III.1 de onde obtemos:

$$\Delta M/M = [(\Delta E/E)^2 + (2\Delta T/T)^2 + (2\Delta D/D)^2]^{1/2} \quad (2)$$

onde Δ representa a incerteza associada à variável que o acompanha.

Para o intervalo de energias do acelerador (máximo de 56 MeV para o feixe de ^{12}C) e para a região de massa do núcleo composto formado ($A_{\text{NC}} \approx 80$), o tempo de voo dos resíduos de evaporação é da ordem de 150 ns com uma

Figura III.3 - Desenho esquemático da canalização de tempo de voo (Vi79).

resolução de aproximadamente 1 ns, o que fornece uma relação $\Delta T/T$ da ordem de 0.7%.

A resolução na distância de voo depende essencialmente das diferentes trajetórias permitidas pela geometria do sistema de detecção. Para a distância de voo escolhida ($D=74$ cm) a incerteza na relação $\Delta D/D$ é da ordem de 0.005%, o que o torna desprezível perante as outras incertezas.

A partir da expressão (III.2), temos que, para conseguir uma resolução em massa de $\Delta M/M \approx 1/80$ é necessário obter uma resolução em energia da ordem de 1.8%, o que não é possível devido à resolução intrínseca do detetor (nessa faixa de energia). Medidas do espalhamento elástico para a reação ${}^{nat}\text{Cu}({}^{79}\text{Br}, {}^{79}\text{Br}){}^{nat}\text{Cu}$, com o projétil na região de energia da fusão fornecem uma resolução da ordem de $2.5 \approx 3.0\%$ para esses produtos, com o detetor E à temperatura ambiente. Assim sendo, não é possível separar as massas dos resíduos de evaporação individualmente, sendo possível então apenas o cálculo da seção de choque total de fusão.

III.1.3 - Porque tempo de voo?

A escolha do sistema de tempo de voo obedeceu à várias razões. Em comparação com outro método direto, a técnica $E-\Delta E$, a razão é bem simples: nas energias de feixe disponíveis no laboratório, o núcleo composto, por essa técnica, não seria discriminado das partículas do feixe degradadas em energia, as quais, devido à sua baixa energia, se misturariam com a fusão. Por sua vez, os detetores de traço e de separação química, apesar de serem muito sensíveis, apresentam problemas na identificação dos vários canais possíveis de reação. A utilização de espectrógrafos magnéticos seria uma outra saída, porém também apresentam problemas como a distribuição dos estados de carga dos resíduos de fusão e o detetor de posição ser muito complicado.

O método indireto possui a vantagem de ser um método rápido porém, para a região do núcleo composto formado ($A_{NC}=75,77$) as informações espectroscópicas ainda não são completas, o que leva a dificuldades no cálculo da seção de choque absoluta de fusão.

A técnica de tempo de voo nos pareceu a melhor escolha para o estudo desses sistemas. Porém possui suas limitações como o pequeno ângulo sólido e a identificação das massas dos resíduos de evaporação que é possível apenas para $A_{NC} \leq 40$.

O quadro da página seguinte fornece um resumo das técnicas experimentais utilizadas até agora para a medida da seção de choque de fusão para sistemas de peso médio ($40 \leq A_{NC} \leq 150$).

III.1.4 - Placas de deflexão eletrostática

Como vimos, a detecção e identificação dos resíduos de evaporação provenientes de uma reação tipo fusão nuclear é uma técnica direta que permite, através de calculos simples, a obtenção dos valores de seção de choque totais de fusão.

A seção de choque diferencial dos resíduos de evaporação é usualmente centrada em 0° (figura III.1), sendo que a sua detecção direta requer a eliminação ou pelo menos a redução do número de partículas do feixe transmitido através do alvo, as quais atingem o detetor. A intensidade do feixe transmitido consiste, tipicamente, de 10^8 partículas por segundo ou mais, as quais devem ser reduzidas por um fator de pelo menos 10^7 para se obter taxas de contagens trabalháveis. Uma segunda dificuldade experimental é distinguir os resíduos de evaporação das partículas do feixe degradadas em energia pelas fendas de colimação (cauda do elástico)(Ac86, Pe87) as quais atingem o detetor, aumentando consideravelmente as contagens de fundo. Nesse sentido, técnicas complementares de detecção dos resíduos de

TABELA III.1 - Técnicas Experimentais as quais tem sido usadas para o estudo das reações de fusão em energias próximas à barreira coulombiana, para sistemas de peso médio e alto

TÉCNICA	VANTAGENS	DIFICULDADES	INTERVALO DE MASSAS	RE
Deteção de raios γ	<ul style="list-style-type: none"> - rápida - identificação de Z e A 	<ul style="list-style-type: none"> - cálculo da seção de choque absoluta de fusão 	<ul style="list-style-type: none"> - total 	Li
Telescópios de tempo de voo	<ul style="list-style-type: none"> - deteta todas as partículas - custo financeiro baixo 	<ul style="list-style-type: none"> - ângulo sólido pequeno - dificuldades com massas mais pesadas - não separa isóbaros 	<ul style="list-style-type: none"> - $A \leq 40$ 	Vi
Espectrômetro de massa	<ul style="list-style-type: none"> - deteta todas as partículas 	<ul style="list-style-type: none"> - detetor complicado - distribuição de estados de carga - custo financeiro alto 	<ul style="list-style-type: none"> - $A \leq 140$ 	Co
Técnicas químicas	<ul style="list-style-type: none"> - muito sensível 	<ul style="list-style-type: none"> - dificuldades na identificação de todos os canais de reação 	<ul style="list-style-type: none"> - total 	Ja

evaporação tem sido desenvolvidas procurando resolver esses dois problemas. A utilização de espectrômetros de massa (Co81) pode resolver esses dois problemas através de uma combinação de campos elétricos e magnéticos que separa o feixe transmitido dos resíduos de evaporação; esses últimos são detetados em posições diferentes no plano focal, de acordo com sua massa. Em outra classe de instrumentos (Ru83), campos eletromagnéticos são utilizados somente para separar o feixe transmitido.

A identificação direta dos resíduos de evaporação utilizando as técnicas descritas acima é possível devido à diferença de velocidades e estados de carga entre o feixe transmitido e os resíduos de evaporação.

Para o presente trabalho foi construído um sistema de deflexão utilizando campos eletrostáticos (Pe86) e adaptado ao sistema de tempo de voo já existe no laboratório. A separação eletrostática foi escolhida devido ao fato de que, o raio de curvatura R é proporcional à rigidez dielétrica $n=E/q$ num campo elétrico, enquanto que, em um campo magnético, R é proporcional à p/q (aqui, E é a energia cinética, p o momento linear e q o estado de carga atômico da partícula). Enquanto que o momento p do feixe transmitido e dos resíduos de evaporação são aproximadamente iguais, a energia E desses últimos é muito menor que a energia das partículas do feixe, permitindo a separação. Alguns sistemas desse tipo estão sendo usados em outros laboratórios (Be85 e referências contidas).

A modificação experimental introduzida nesse trabalho é mostrada, de forma esquemática, na figura III.4. O pulso $T=0$ é fornecido por uma fina folha cintiladora ($70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura) de plástico NE-111 em conjunto com um espelho esférico acoplado à uma fotomultiplicadora rápida (RCA-8575). Vale a pena mencionar que a folha cintiladora tem uma segunda função muito importante, que é a de equilibrar o estado de carga médio dos produtos de reação (Be72). Na figura também é mostrado o sistema de deflexão eletrostático

Figura III.4 - Desenho esquemático em três dimensões do sistema de tempo de voo mostrando as modificações introduzidas (Pe86).

que consiste de duas placas retangulares, com 3 cm de largura e 20 cm de comprimento, com um espaçamento de 1 cm entre as mesmas. Para o intervalo de energias disponível no laboratório, alguns kilovolts são suficientes para separar as partículas do feixe dos resíduos de evaporação no detector E. O detector E é do tipo barreira de superfície e tem área de 50 mm², que pode ser refrigerado a uma temperatura de até -13°C (Vi79). O detector pode ser movido no eixo perpendicular ao plano das placas (eixo vertical) sem quebra de vácuo. Finalmente, na figura é mostrado o sistema de controle da posição do feixe no alvo, o qual será discutido no próximo item.

As principais características do sistema estão na tabela III.2:

-ângulo sólido geométrico:	5×10^{-2} msr
-ângulo de aceitação:	$\pm 0.24^\circ$
-resolução em tempo :	1 ns
-resolução em energia:	$2.5 \pm 3.0\%$
-intervalo de medida angular:	$2^\circ \leq \theta_{LAB} \leq 150^\circ$
-voltagens típicas de operação no defletor eletrostático para os produtos de fusão:	2 ± 3 kV
-distância de voo:	74 cm
-resolução em massa:	$\Delta A/A \approx 1/35$

TABELA III.2 - Principais características do sistema de tempo de voo. Os dados acima valem para o detector E à temperatura ambiente e energias próximas à barreira coulombiana

Uma série de medidas foram realizadas de modo a verificar os efeitos das placas defletoras sobre a eficiência total de medição do sistema. Nas figuras III.5 (A e B) são mostrados, para os sistemas $^{nat}Cu + ^{16}O$ em $\theta_{LAB} = 7^\circ$ e $E_{LAB} = 48$ e 64 MeV, a taxa de contagem normalizada (em relação à um monitor fixo) dos resíduos de evaporação como

Figura III.5 - Comportamento da taxa de contagem normalizada para os resíduos de evaporação para o sistema $nat Cu + ^{16}O$ em $\theta_{LAB} = 7^\circ$ e $E_{LAB} = 48 \text{ MeV}$ (B) e 64 MeV (A), como função da tensão aplicada nas placas de deflexão eletrostática. Na figura está indicada a tensão ótima (V_{opt}) correspondente à taxa de contagens máximas. O mesmo es tudo também foi feito para $E_{LAB} = 56 \text{ MeV}$.

função da voltagem aplicada ao defletor eletrostático. Nessas medidas o centro do detetor E foi deslocado de 13 mm em relação ao eixo de simetria do defletor. As curvas nos mostram a tensão ótima (V_{OPT}) que deve ser aplicada de modo a se obter a máxima eficiência de detecção dos resíduos de evaporação, dentro do ângulo sólido definido pelo colimador de entrada do sistema de detecção. A eficiência de detecção também foi medida sem tensão nas placas, com o detetor centrado, obtendo-se, dentro dos erros experimentais, o mesmo resultado.

Foi desenvolvido um programa computacional (EFICALL - Ch85) para o cálculo teórico de V_{OPT} , supondo que os resíduos de evaporação estejam equilibrados com respeito ao estado de carga médio (Be72). O resultado teórico coincide com os dados experimentais, com um desvio máximo de 5%. A partir desse modelo foi levantada uma curva de calibração de V_{OPT} em função da energia de laboratório para os sistemas $^{63,65}\text{Cu} + ^{12}\text{C}$ - figura III.6. Essa calibração foi utilizada para as medidas de seção de choque de fusão contidas nesse trabalho.

III.1.5 - Sistema de posicionamento do feixe no alvo

O espectro de partículas carregadas obtido à ângulos dianteiros ($\theta_{LAB} \leq 10^\circ$) apresenta a chamada "cauda do elástico" (elastic tail) a qual freqüentemente dificulta (e outras vezes inviabiliza) a análise do espectro. Esta cauda é devido à uma degradação de parte do feixe ao passar pelas fendas de colimação onde ocorre espalhamento múltiplo. É necessário então que essa cauda seja eliminada ou pelo menos minimizada para que medidas mais difíceis (baixa taxa de contagem) possam ser feitas. Nesse sentido foi desenvolvido (Ac86, Pe87) um sistema de posicionamento do feixe no alvo para que pudessemos eliminar as fendas e colimadores na

Figura III.6 -Tensão ótima aplicada nas placas defletoras como função da energia de laboratório, dada pelo código EFICALL, para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$.

entrada da câmara. Esse sistema é mostrado em detalhe na figura III.4 e figura III.13 .

O sistema consiste, basicamente, de uma placa de circuito impresso banhada a ouro, dividida em duas partes, isoladas entre si. Essa placa é posicionada atrás do alvo, a uma distância de 1.6 mm. Ao colidir com o alvo as partículas do feixe arrancam elétrons (chamados elétrons secundários) os quais são capturados pelas placas, gerando correntes elétricas. Quando o feixe está centrado, as correntes nas placas são iguais e o sistema está balanceado. Ao se desviar do centro, o feixe introduz um desbalanceamento e, decorrente disso, um sinal é mandado à um circuito lógico que ativa desviadores magnéticos situados na entrada da câmara, que corrigem automaticamente a posição do feixe.

A posição do feixe no alvo é determinada pela razão normalizada $|I_1 - I_2| / (I_1 + I_2)$. A figura III.7 mostra a variação da razão normalizada em função da posição do feixe no alvo. A sensibilidade do sistema se mostrou excelente conforme mostra a alta inclinação da curva.

Mesmo quando o controle automático foi desligado a estabilidade se manteve bastante boa, sendo que a posição do feixe variou, no máximo de 0.2 mm (de acordo com a figura III.7). Para essas medidas sem controle automático, as correntes foram armazenadas sob forma de pulsos e eram lidas a cada 10 minutos.

III.1.6 - Cálculo experimental da seção de choque total de fusão

A informação obtida na análise de um espectro, para um determinado canal de reação, nos fornece o número de contagens para esse canal em um ângulo de laboratório fixo. Esse número de contagens pode ser escrito como:

Figura III.7 - Comportamento da diferença de corrente normalizada $|I_1 - I_2| / (I_1 + I_2)$ como função da posição do feixe no alvo (Ac86, Pe87).

$$Y = (d\sigma/d\Omega) \cdot \mu \cdot \Delta\Omega \cdot (1/J) \cdot N \quad (3)$$

onde: Y é o número de contagens do referido canal.

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ é a seção de choque no centro de massa.

μ é o número de partículas no alvo por unidade de área.

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido do detetor no c.m. .

J é o fator de conversão do sistema de centro de massa para o sistema de laboratório.

N é o número de partículas incidentes.

Utilizando a relação III.3 acima podemos obter o número de contagens esperado para os resíduos de fusão:

$$Y_F = \frac{d\sigma}{d\Omega_F} \cdot \mu_{Cu} \cdot \Delta\Omega_D \cdot \frac{1}{J_D} \cdot N \quad (4)$$

Para normalizar os resultados obtidos utilizamos o número de partículas espalhadas elasticamente, contadas pelo monitor:

$$Y_M = \frac{d\sigma}{d\Omega_M} \cdot \mu_{Cu} \cdot \Delta\Omega_M \cdot \frac{1}{J_M} \cdot N \quad (5)$$

Dividindo a expressão III.4 pela expressão III.5 obtemos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_M} \cdot \frac{J_D}{J_M} \cdot \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_D} \quad (6)$$

A relação anterior, III.6, apresenta uma dependência na razão de ângulos sólidos do monitor sobre o detetor. Para eliminar essa dependência, medimos, posteriormente, o espalhamento elástico na mesma energia utilizada na reação de fusão. A partir da equação III.3 podemos escrever, para o espalhamento elástico:

$$Y_{EL} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{EL}} \cdot \mu_{Cu} \cdot \Delta\Omega_D \cdot \frac{1}{J_D} \cdot N \quad (7)$$

Utilizando novamente as contagens do monitor como normalização (equação III.5), obtemos a relação:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_M} \cdot \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_D} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{EL}} \cdot \frac{Y_M}{Y_{EL}} \cdot \frac{J_M}{J_D} \quad (8)$$

Substituindo III.8 em III.4 obtemos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{EL}} \cdot \frac{Y_M^*}{Y_{EL}} \quad (9)$$

onde Y_M são as contagens do monitor durante a medida da fusão e Y_M^* são as contagens do monitor durante a medida do elástico.

Como os ângulos de medida da fusão são muito dianteiros ($\theta_{MAX}=20^\circ$), podemos admitir, em boa aproximação, que a seção de choque elástica em III.9 pode ser aproximada pela seção de choque de Rutherford. Assim a expressão III.9 pode ser escrita como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{RUTH}} \cdot J_D \cdot \frac{Y_M^*}{Y_{EL}} \quad (10)$$

onde J_D é o fator de conversão de ângulo sólido do referencial de centro de massa para o referencial de laboratório.

Podemos reescrever III.10 como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot K(E) \quad (11)$$

onde $K(E)$ é dado pela expressão:

$$K(E) = \frac{Y_M^*}{Y_{EL}} \cdot \frac{d\sigma}{d\Omega_{RUTH}} \cdot J_D \quad (12)$$

e cujo valor é obtido das medidas de espalhamento elástico.

A expressão III.11 só é válida se a eficiência do sistema for unitária. Caso contrário, devemos dividir a expressão III.11 pelo valor da eficiência total de detecção do sistema de tempo de voo. Fazendo isso obtemos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_F} = \frac{Y_F}{Y_M} \cdot K(E) \cdot \frac{1}{n} \quad (13)$$

onde n é a eficiência de detecção do sistema para os produtos de fusão com respeito ao espalhamento elástico.

Para calcular o valor da seção de choque de fusão integrada é feito um ajuste das distribuições angulares através de uma curva do tipo:

$$d\sigma/d\Omega = A \cdot \exp[-(\theta/\theta_0)^2 + a(\theta/\theta_0)^4 + b(\theta/\theta_0)^6] \quad (14)$$

onde os termos em a e b são termos de correção da gaussiana. Com os valores dos parâmetros acima, podemos calcular o valor da seção de choque de fusão integrada:

$$\sigma_F = 2\pi \cdot \int_0^{\theta_m} (d\sigma/d\Omega) \cdot \sin\theta \cdot d\theta \quad (15)$$

onde θ_m é o ângulo a partir do qual $d\sigma/d\Omega$ torna-se desprezível - para os nossos sistemas - $\theta_m \approx 20^\circ$ (eq. II.76).

A eficiência de detecção do sistema de tempo de voo está ligada principalmente ao fenômeno de espalhamento múltiplo (straggling angular) que os resíduos de fusão sofrem ao atravessar a folha cintiladora (Me71, Ge76). Para o cálculo dessa eficiência é necessário medir a seção de choque de uma reação cujas partículas emergentes tenham massa e energia próximas à da fusão e que tenha seção de choque conhecida. Com essa finalidade, é medido, num mesmo espectro, a seção de choque de recuo do alvo em conjunto com o espalhamento elástico, num certo ângulo de laboratório fixo. Se a energia

de laboratório for abaixo da barreira coulombiana, as seções de choque do espalhamento elástico e do recuo podem ser aproximadas pela seção de choque de Rutherford. Através de cálculos cinemáticos simples (Ma68), é possível achar a razão entre as seções de choque do recuo e do elástico e então comparar com o valor experimental. Dessa comparação é tirado o valor da eficiência dos produtos com massa e energia próximas aos produtos de fusão, com respeito às partículas de ^{12}C .

Em uma medida de recuo, por ex. $^{63}\text{Cu}(^{12}\text{C}, ^{63}\text{Cu})^{12}\text{C}$, a eficiência de medição é dada por:

$$n_{\text{Cu}} = Y_{\text{Cu}}^* / Y_{\text{Cu}} \quad (16)$$

onde n_{Cu} é a eficiência de detecção; Y_{Cu}^* é o número de partículas de Cu detetadas e Y_{Cu} é o número de partículas de Cu emitidas (dentro do ângulo sólido do detetor). A relação entre o número de contagens de recuo e o número de contagens do espalhamento elástico fornece:

$$R_{\text{EXP}} = \frac{Y_{\text{Cu}}^*}{Y_{\text{C}}^*} = \frac{n_{\text{Cu}} \cdot Y_{\text{Cu}}}{n_{\text{C}} \cdot Y_{\text{C}}} = \frac{n_{\text{Cu}}}{n_{\text{C}}} \cdot R_{\text{TEO}} \quad (17)$$

onde R_{TEO} é dado pelos cálculos cinemáticos. Assim temos:

$$n_{\text{Cu}} = \frac{R_{\text{EXP}}}{R_{\text{TEO}}} \cdot n_{\text{C}} = n \quad (18)$$

onde n_{C} é a eficiência de detecção correspondente às partículas do feixe espalhadas elasticamente pelo alvo.

A eficiência de detecção do espalhamento elástico n_{C} está ligada somente à eficiência de cintilação do plástico NE-111 pois, para o feixe, o espalhamento múltiplo é desprezível. O cálculo da eficiência de cintilação é feito, contando-se as partículas de espalhamento elástico, que atravessam o plástico e atingem o detetor, de duas maneiras: com e sem coincidência entre os dois detetores (folha

cintiladora e detetor de estado sólido). A relação entre a taxa de contagens em coincidência e taxa de contagens total (single) fornece a eficiência de cintilação. Medidas efetuadas utilizando feixes de ^{12}C e ^{14}O revelaram ser essa eficiência da ordem de 95%.

III.1.7 - Vantagens e limitações do método

Discutimos até o momento quais os parâmetros e quais as aproximações necessárias para se obter a seção de choque de fusão pelo método do tempo de voo. Com base nessa discussão vamos estabelecer o valor das incertezas experimentais associadas às seções de choque medidas em função de sua magnitude.

A expressão III.13 que permite obter a seção de choque dos resíduos de evaporação, está ligada à dois parâmetros experimentais muito importantes, a saber, o ângulo do detetor $-\theta_D-$ (que entra no cálculo da seção de choque de Rutherford) e a eficiência total do sistema de detecção η . Esses parâmetros são comuns à basicamente todos os métodos diretos de determinação de seções de choque absolutas. Da precisão de suas determinações dependerá a precisão da medida da seção de choque.

O ângulo do detetor (θ_D) é calibrado através de uma reação de espalhamento elástico em energias abaixo da barreira coulombiana, onde a seção de choque elástica pode ser aproximada pela seção de choque de Rutherford.

Uma fonte de erro relacionada com o valor do ângulo descrito acima reside no fato de que, sem o uso dos colimadores da entrada da câmara, o feixe pode desviar-se de sua posição central de colisão. Esse desvio ocasiona um erro em ângulo que deve ser estimado. É necessário dizer que esse desvio é estimado apenas nas medidas em que não foi possível o uso do sistema de controle automático da posição do feixe no alvo (item III.1.5). A calibração angular será mostrada

em detalhes na seção III.3.3 e a estimativa do erro em ângulo devido ao posicionamento do feixe no alvo é dada em (Ch86). Vale a pena mencionar que, devido a ótima estabilidade do acelerador, os erros em ângulo associados ao desvio da posição do feixe foram pequenos, variando de 3.6% (para o ângulo mais dianteiro - 2°) à 0.13% (para o ângulo mais trazeiro - 35°). Para o monitor (cujo ângulo é fixo) o erro associado foi de 1.6%. Para a obtenção do erro total em ângulo o erro intrínseco deve ser somado ortogonalmente ao erro devido ao desvio da posição do feixe.

O cálculo da eficiência envolve, praticamente, apenas os erros estatísticos das contagens do recuo e do elástico. O erro em ângulo é reduzido ao escolhermos regiões angulares onde a razão entre as contagens (recuo sobre elástico) varia pouco em relação ao ângulo. Uma vantagem desse método é que, dentro do intervalo de energia dos resíduos de fusão, a eficiência se mantém praticamente constante com a energia (Me71). Medidas realizadas com feixes diferentes (^{12}C , ^{16}O , ^{18}O), com energias de recuo que cobriam todo o espectro de energias da fusão, forneceram os mesmos valores para a eficiência de medição, dentro dos erros experimentais.

Por fim devemos mencionar que as distribuições angulares não foram levantadas para todas as energias medidas. Para as energias onde a distribuição angular não foi feita seguimos um procedimento muito utilizado que é o de assumir que a forma das distribuições não muda muito com a energia. Assim o valor da área da distribuição angular (σ_F), dividido pelo valor da seção de choque diferencial máxima se mantém aproximadamente constante. Essa razão então é utilizada para calcular σ_F . Portanto, nas energias onde não foi medida a distribuição angular, o erro dessa razão deve ser somado ortogonalmente ao erro da seção de choque diferencial.

Levando-se em conta a propagação de todos os erros experimentais citados, menos o da calibração da tensão ótima das placas cuja magnitude correta varia entre $0 \pm 10\%$, as

incertezas experimentais na seção de choque variam tipicamente de 6% à 25%, sendo a incerteza mais alta associada às seções de choque de fusão abaixo da barreira coulombiana, por apresentarem baixa estatística.

É importante mencionar que uma limitação do nosso sistema é a posição da folha cintiladora (detetor $T=0$), que impede que o braço de tempo de voo seja posicionado à 0° . Sem envolver modificações mecânicas, não foi possível colocá-la após as placas defletoras. Porém nossas medidas revelaram que a folha cintiladora é capaz de suportar taxas de contagens de até 1 MHz. Esse resultado é bastante satisfatório pois nos permite posicionar o braço de tempo de voo em um ângulo mínimo de 2° . Vale a pena dizer que o sistema de tempo de voo foi projetado para trabalhar com feixe pulsado, o que eliminaria a presença da folha cintiladora. Como o sistema de pulsação do feixe do Acelerador Pelletron já está em fase final de construção, em breve esse fato poderá ser concretizado.

Uma vantagem importante da técnica de tempo de voo é a facilidade com que os dados experimentais podem ser reduzidos (ver seção III.3.3) e a seção de choque de fusão calculada. O uso das placas defletoras eliminou o principal problema experimental que era a medida da distribuição angular dos resíduos de fusão à ângulos dianteiros. Além disso com os espectros biparamétricos energia versus tempo é possível construir espectros biparamétricos variados como energia versus velocidade, massa versus velocidade e massa versus energia e obter suas projeções nos respectivos eixos como é mostrado na figura III.8. Isso enriquece a análise dos dados e possibilita visualizar outros possíveis canais de reação como, por ex., a fragmentação do alvo ou do projétil antes do núcleo composto ser formado.

Pelo exposto, nessa seção, pode-se concluir que as modificações introduzidas no antigo sistema de tempo de voo tornaram possível utilizar essa técnica como uma ferramenta

Figura III.8 - Espectro biparamétrico $E \times T$ (a) e espectros derivados: $E \times V$ (b), $M \times V$ (c) e $E \times M$ (d). O sistema nas figuras são $^{12}\text{C} + ^{65}\text{Cu}$ e $E_{\text{LAB}} = 53.7\text{MeV}$ somados nos ângulos $\theta_{\text{LAB}} = 2^\circ, 3^\circ, 4^\circ, 5^\circ$, e 12° . Nas figuras estão indicadas as regiões que correspondem aos produtos de fusão.

bastante útil no estudo de reações entre íons de peso médio ($A_{NC} \approx 80$), no intervalo de energias do nosso acelerador.

III.2 - ARRANJO EXPERIMENTAL

III.2.1 - Fonte de Íons e o Acelerador Pelletron

As medidas apresentadas nesse trabalho foram realizadas no Acelerador Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo (Sa74). A fonte de íons utilizada é do tipo SNICS (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering)-(Te83). A figura III.9 abaixo mostra um esquema da fonte.

Figura III.9 - Esquema da fonte de íons SNICS mostrando trajetória dos íons Cs^+ (linha cheia) e dos íons extraídos do catodo (linha pontilhada).

O vapor de Césio é contido em um forno, mantido à uma temperatura entre $200^{\circ}C$ e $300^{\circ}C$. Através de uma válvula, o vapor de Césio é introduzido (A) em uma região de descarga na qual os átomos neutros são ionizados por elétrons emitidos por um filamento helicoidal feito de tungstênio. Íons positivos de Césio (Cs^+) são formados na região em torno do filamento sendo focalizados diretamente sobre o catodo (B), através de uma diferença de potencial V_c . No

catodo se localiza o material (^{12}C) do qual se deseja produzir o feixe. O feixe de Cs^+ ao chocar-se com o catodo, arranca íons de carbono que tornam-se negativos ao interagirem com o feixe de Cs^+ , sendo então extraídos através da tensão V_c .

O catodo é um pequeno cilindro de cobre, ôco pela metade, no qual é prensado o elemento do feixe. Foi usado, para o nosso caso, pó de grafite natural.

Ao sair da fonte, o feixe de C^- é previamente acelerado por um potencial $V_E = -80 \text{ kV}$. A seguir, um quadrupolo eletrostático garante ao feixe as condições óticas ideais para a injeção no acelerador.

Antes de ser injetado no acelerador (figura III.10), o feixe é inicialmente defletido de 90° por um eletroímã (ME-20) que seleciona a massa do projétil. Prosseguindo, o feixe penetra no acelerador sendo acelerado por uma tensão V_T . Na região central do acelerador, o feixe atravessa uma folha fina de carbono (stipper) perdendo vários elétrons e, portanto, adquirindo carga positiva com uma distribuição percentual que depende da natureza e energia dos íons (figura III.11). Os íons positivos são então, em um segundo estágio, novamente acelerados pelo potencial V_T do terminal, possuindo na saída do tubo acelerador a energia:

$$E = |V_E| + (Z+1).V_T \quad (\text{MeV}) \quad (19)$$

Na saída do acelerador, o feixe é novamente defletido de 90° pela ação de outro eletroímã (ME-200), cuja finalidade é separar as partículas componentes do feixe em função da relação entre massa (M), carga (Z) e energia (E) previamente determinada.

O controle de energia é feito automaticamente por um sistema composto por duas fendas, situadas no ponto imagem do ímã ME-200, e um triodo cujo catodo está em terra. A placa do triodo está ligada a uma agulha de corona colocada junto ao terminal. Se ocorrer uma variação no potencial do

Figura III.10 - Sistema do Acelerador Pelletron.

Figura III.11 - Fração dos íons do feixe com carga i , após a passagem pela folha de material (STRIPPER), em função da energia, para o feixe de carbono (essas funções são essencialmente independentes do material) (Ma68).

terminal (V_T), haverá uma variação na energia do feixe e também no raio de curvatura das partículas no interior do ímã, fazendo com que o feixe passe a incidir em maior quantidade em uma das fendas de controle. O sinal das fendas é transformado numa correção na tensão na grade do triodo, ocasionando um aumento ou diminuição na corrente de corona para restabelecer o potencial correto. Esse sistema assegura uma excelente precisão na energia do feixe (melhor que 0.05%) e boa estabilidade, com variação de corrente do feixe entre 10% e 15% durante uma medida.

Após passar pelas fendas de controle, o feixe é novamente defletido por outro eletroímã (switching magnet), que o dirige à uma das seis canalizações existentes.

III.2.2 - Câmara de espalhamento

O sistema de tempo de voo aqui descrito está localizado no término da canalização de 45° na área experimental "A" do laboratório Pelletron.

A câmara de espalhamento foi construída com um tubo de aço inoxidável de 200 mm de diâmetro e 250 mm de altura. Ela foi dividida em duas partes; uma fixa à canalização e a outra móvel.

A parte fixa à canalização contém o conjunto de portais, as placas de controle da posição do feixe e o monitor.

Na parte móvel encontra-se o sistema de detecção de tempo de voo em conjunto com o defletor eletrostático acoplados à câmara por um tubo de aço inoxidável denominado tubo de voo.

Um desenho de toda a montagem é mostrado a figura III.12.

A divisão da câmara foi feita num corte normal ao eixo de simetria para possibilitar a rotação entre as duas partes. Como o tubo de voo está fixo à parte móvel da câmara

Figura III.12 -Desenho mecânico (corte longitudinal) da montagem da câmara de medida de tempo de voo, incluindo o sistema de porta alvos, a câmara do cintilador e câmara de alvos. Na figura são indicados: 1) tubo de acoplamento da câmara ao acelerador; 2) câmara de alvos; 3) suporte da câmara de alvos; 4) saídas para bombeamento de vácuo; 5) mesa de apoio da câmara; 6) torre de suporte de alvos; 7) suporte do colimador de saída do feixe; 8) sede do monitor; 9) câmara da folha de plástico cintilador; 10) espelho semi-esférico; 11) tubo de voo; 12) sede do detetor de barreira de superfície. O colimador foi retirado neste presente trabalho.

e a canalização do feixe à parte fixa, o eixo de simetria da câmara teve que ser inclinado. O ângulo de inclinação da câmara vale $\alpha = 15^\circ 16'$.

Para a medida do ângulo de rotação da câmara em torno do seu eixo de simetria, ela possui uma escala graduada e um nônio que possibilita a medida desse ângulo com precisão de 0.08° . Com o conhecimento desse ângulo (que chamaremos de θ_{LIDO}) é possível determinar o ângulo de espalhamento no sistema de laboratório (que chamaremos θ_{LAB}) através da expressão (Vi79):

$$\theta_{LAB} = \arccos(\sin^2\alpha + \cos^2\alpha \cdot \cos\theta_{LIDO}) \quad (20)$$

onde α é o ângulo de inclinação da câmara.

A câmara dispõe ainda de uma saída que possibilita a colocação de um monitor, direcionado para o centro geométrico dos alvos, na linha do feixe.

O suporte de alvos instalado consiste de um quadro que pode conter até três alvos simultaneamente, permitindo trocá-los sem quebra de vácuo. O quadro está preso numa barra que permite girar o plano do alvo em relação à direção de incidência do feixe sem quebra de vácuo. O ângulo de rotação é medido externamente.

Independentemente do movimento de rotação, o suporte pode ser deslocado no sentido vertical, de modo a trocar o alvo exposto ao feixe. Esse movimento é permitido por tubos sanfonados finos que prendem o suporte de alvos à parte fixa da câmara. O alvo escolhido é posicionado na linha do feixe com o uso de espaçadores que distendem ou comprimem os tubos sanfonados. A figura III.12 mostra um desenho em corte desse sistema (peça número 6).

Apesar do suporte de alvos permitir a montagem de até três alvos, na realidade foram utilizados apenas dois alvos. Na posição do terceiro alvo foi colocado um colimador de tântalo, de furo central de 2 mm de diâmetro, que permite a otimização da focalização do feixe incidente sobre o alvo,

sendo a dimensão típica da seção de feixe sobre o alvo de 2 mm de diâmetro. Esse sistema de otimização é muito importante devido ao fato de que foram retirados os colimadores da entrada da câmara. A figura III.13 mostra em detalhe esse sistema.

Antes de iniciarmos as medidas, colocamos a torre de alvos no primeiro estágio (figura III.13) o qual contém o colimador e, à 10 cm atrás, uma placa coletora, ambas alinhadas e isoladas eletricamente uma da outra. Variando os controles de posição do feixe, minimizamos a corrente no colimador e maximizamos a corrente na placa coletora até obtermos uma razão entre ambas menor que 10^{-3} . Esse procedimento define a geometria do feixe e é sempre repetido quando mudamos a energia do terminal.

A centragem da câmara, torre de alvos e do sistema de detecção em relação à linha do feixe foi feita com o auxílio de um teodolito. A centragem do eixo de rotação do tubo de vóo, importante quando são feitas distribuições angulares, foi feita com o procedimento descrito a seguir. Desmontou-se uma parte da canalização, antes da câmara de espalhamento, e simulou-se o feixe por uma fonte laser. O alvo foi substituído por uma fina folha de papel vegetal. Variamos então a posição do tubo de vóo, de 0° até 60° , sempre verificando se era possível localizar o alvo visualmente através do tubo (o detetor de estado sólido foi retirado).

A calibração angular do sistema foi feita através da medida do espalhamento elástico, em baixa energia, para o sistema $^{63}\text{Cu} + ^{16}\text{O}$ em diversos ângulos. Comparando as seções de choque teórica (Rutherford) e experimental a calibração pode ser realizada utilizando-se o método de ajuste por qui-quadrado. Os dados referentes à essa calibração serão mostrados na seção III.3.3. Nessa seção também é mostrada uma distribuição angular para os produtos de fusão, para o sistema $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$, onde foram medidos ângulos positivos e negativos, mostrando a boa simetria angular do nosso sistema.

Figura III.13 - Detalhe da torre de alvos, mostrando o sistema de centralização do feixe (colimador mais coletor) e o sistema de posicionamento do feixe no alvo. (detalhe no lado superior esquerdo)

Os alvos utilizados são do tipo auto-suportante e foram confeccionados a partir da evaporação dos isótopos do cobre (63 e 65) na forma metálica, sendo o grau de pureza isotópica de 99.9% para ambos. A determinação da espessura dos alvos foi feita utilizando-se a técnica de perda de energia (Vi86), com o auxílio de uma fonte alfa calibrada. A espessura média encontrada foi da ordem de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. A mesma técnica foi utilizada para determinar a espessura das folhas cintiladoras, onde encontramos valores da ordem de $70 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Vale a pena mencionar que a técnica de confecção das folhas cintiladoras (Vi79) é simples e barata, o que dá ao nosso sistema uma grande vantagem, quando comparado à outros sistemas (An87) que utilizam detetores do tipo multiplicadores de elétrons, que são caros e delicados.

III.2.3 - Eletrônica de aquisição de dados

Conforme descrito anteriormente, o sistema de detecção de tempo de voo consta de:

- a) - medida do instante inicial de voo,
- b) - medida do instante final de voo e da energia dos íons.

A eletrônica utilizada pode ser separada em duas partes distintas:

- a) - eletrônica "rápida" associada às determinações dos instantes inicial e final de voo.
- b) - eletrônica "lenta" associada à energia dos íons.

Os termos "rápido" e "lento" referem-se à tempos da ordem de nanosegundos e microsegundos respectivamente.

Vamos descrever com detalhes cada ramo do circuito.

a) - Eletrônica Rápida: a figura III.14, na página seguinte, fornece um esquema genérico dessa eletrônica:

Figura III.14 - Circuito simplificado de eletrônica rápida associado à medida de tempo de voo dos íons. Os vários discriminadores temporais testados são discutidos em (Vi79). O modo escolhido foi a discriminação à fração constante.

Os sinais gerados pela fotomultiplicadora são suficientemente altos, não necessitando de maiores amplificações. Os sinais gerados pelo detetor de barreira de superfície (DBS) possuem amplitudes demasiadamente pequenas para fins de discriminação, devendo ser amplificados. Nesse sentido, o cuidado que deve ser tomado é que, devido às características temporais desses sinais, os pré amplificadores e amplificadores utilizados devem ter boa fidelidade de resposta em frequências altas.

O modo de discriminação escolhido foi o "modo de fração constante" (Ge68) pois forneceu uma boa resolução em tempo quando comparado à outros modos de discriminação (Vi79).

Os sinais discriminados são introduzidos em um conversor de tempo em amplitude de pulso (T.A.C). Este gera um sinal proporcional à diferença de tempo entre ambos.

Foi introduzido nesse circuito um atraso (T_0) entre os instantes inicial e final de voo, de maneira que o disparo do TAC seja feito somente por partículas que tenham atravessado a folha e atingido o detetor. Com isso evita-se o disparo do conversor por partículas que atinjam a folha

mas não atinjam o detetor, diminuindo o tempo morto da eletrônica e aumentando a eficiência do sistema.

b) - Eletrônica Lenta : a figura III.15 fornece um esquema geral dessa eletrônica:

Figura III.15 - Eletrônica lenta associada às medidas de energia e tempo de voo dos íons. O circuito inibe sinais de energia e tempo não coincidentes. Os nomes abreviados significam: LGS- Linear Gate Stretcher, TSCA- Time Single Channel Analiser, GDG- Gate Delay Generator.

Para a formação do sinal de energia proveniente do DBS utiliza-se um pré-amplificador e um amplificador convencionais. Este sinal, juntamente com sinal do TAC, são tratados por uma eletrônica padrão cuja função é:

- i) - torná-los coincidentes temporalmente;
- ii) - garantir que eles só possam ser analisados em pares;
- iii) - gerar um sinal proveniente dessa coincidência (sinal "GATE").

Os sinais de energia e tempo devem ser armazenados para análises posteriores. Para isso eles são digitalizados em conversores análogo-digitais (ADC)(Kn78) e armazenados no computador VAX-780.

Para isso eles devem ser tratados de maneira a garantir:

i) - a conversão de cada um independentemente, respeitando as condições impostas pelo ADC;

ii) - a conversão coerente de cada par de sinais de energia e tempo;

iii) - a conversão de um dado par deve ocorrer somente quando o par anterior tiver sido lido e armazenado;

iv) - os sinais componentes do par devem ter uma ordem para a leitura e armazenamento, além de permitir a distinção entre os sinais para futuras manipulações.

Os itens i) e ii) são preenchidos pela eletrônica "lenta" que gera os sinais com a forma de pulso correta para a conversão e os mantém em coincidência, além de não permitir a passagem de um evento não coincidente, que são bloqueados nos circuitos L.G.S. indicados na figura.

Além disso, existe uma interface entre os ADCs e a MEMÓRIA SPM, sendo o acesso ao usuário feito através de uma matriz de fiação lógica. O sinal GATE introduzido na matriz lógica inicia o processo de conversão dos pares E e T, através de um outro sinal "coinc", proveniente da mesma matriz, que atua nos ADCs, no modo coincidência, liberando os mesmos para o processo coerente de digitalização. Com esse sistema os itens iii) e iv) são satisfeitos. É possível ainda, armazenar outros eventos concomitantemente aos pares energia e tempo de voo.

Um esquema desse sistema de aquisição de dados encontra-se na figura III.16, na página seguinte.

Figura III.16 - Esquema do modo de conversão e armazenamento dos sinais correspondentes às medidas de energia e tempo de voo dos íons.

III.3 - AQUISIÇÃO E REDUÇÃO DOS DADOS EXPERIMENTAIS

III.3.1 - Método de aquisição dos dados

As informações de energia e tempo, sob a forma de pulsos, depois de digitalizadas são enviadas, evento por evento, à determinadas posições de um módulo de memória (memória SPM), através da matriz de fiação lógica descrita anteriormente. O ganho de conversão utilizado foi de 1024 canais. Esse método de aquisição é denominado "modo-fila".

Do módulo de memória, os dados são enviados à área de trabalho do usuário, no computador VAX-780 e daí armazenados em fitas magnéticas que serão utilizadas na redução dos dados, que é feita fora de linha.

Antes do início da experiência (modo teste), pode-se, através de uma tela de exibição (terminal 4105-Tektronix), observar os espectros biparamétricos para efetuar os ajustes necessários (como, por ex., ajustar o ganho de tempo e energia). Durante a experiência, a monitoração é feita por intermédio das projeções dos espectros biparamétricos nos eixos X e Y (T e E), que são exibidos na tela, em linha.

Os espectros das projeções e do monitor são armazenados no módulo de memória SPM e, posteriormente são transferidos e armazenados na área de trabalho do usuário, para posterior análise. Esses espectros são adquiridos em modo multicanal. Um esquema geral da eletrônica de aquisição e sistema de armazenamento dos dados é mostrado na figura III.17.

O programa de aquisição é denominado SPM (Pa87) e permite, também, através do terminal tektronix 4105, que se efetue várias operações em linha sobre os espectros multicanais exibidos, como por ex., expansão de certas regiões, determinação de coordenadas e contagens de picos, integrações de regiões, calibração de espectros, etc. Além disso, o programa de aquisição permite que se faça transformações nos eixos dos espectros biparamétricos podendo-se, por ex., a partir de um espectro TxE obtermos um

Figura III.17 - Eletrônica associada ao sistema de tempo de vôo. Os símbolos de cada módulo significam: L.G.S. = Linear Gate Stretcher; T.S.C.A. = Time Single Channel Analyzer; C.F.D. = Constant Fraction Discriminator; T.A.C. = Time to Pulse High Converter; G.D.G. = Gate and Delay Generator; T.F.A. = Timing Filter Amplifier; S.C. = Slow Coincidence; A.D.C. = Analog to Digital Converter; D.B.S. = Detetor de Barreira de Superfície; F.T. = Fotomultiplicadora.

espectro V_{xM} ou E_{xM} na tela de exibição, em linha. Para isso, basta o usuário definir as transformações que se deseja fazer num arquivo de configurações que será lido assim que o programa de aquisição for acionado. Esses novos espectros biparamétricos também podem ser projetados e armazenados durante as medidas.

Atualmente já está implantado um programa (Ri86) que permite a aquisição e análise de espectros multicanais num microcomputador tipo IBM-PC. Para isso, os espectros são armazenados em um analisador multicanal e transferidos posteriormente para a memória do micro, de onde são gravados em disquetes. Esse procedimento é muito útil pois permite uma análise gráfica posterior no próprio microcomputador.

III.3.2 - Medidas realizadas

Nosso trabalho foi centrado no estudo dos sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$, sendo que a tabela III.3 mostra um resumo das medidas de fusão efetuadas.

O valor da barreira coulombiana para esses sistemas foi calculada pela relação abaixo (Ch76):

$$V_{bc} = \frac{Z_T \cdot Z_P \cdot e^2}{1.07(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) + 2.72} \text{ MeV} \quad (21)$$

onde (Z_P, A_P) e (Z_T, A_T) são os números e massas atômicos do projétil e do alvo, respectivamente.

A espessura média do alvo foi calculada através da técnica de perda de energia, conforme já descrito anteriormente.

A perda de energia do feixe no alvo foi calculada utilizando expressões parametrizadas por Ziegler (Zi80) considerando a espessura total do alvo. A energia efetiva corresponde à energia média no centro do alvo, ou seja:

Sistema: $^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$ - Núcleo Composto: $^{75}\text{Br} - V_{\text{BC}} = 26.58 \text{ MeV}$						
Elab	θ lido	δE	E_f	E_{cm}	E_{nc}	OBSERVAÇÕES
56.1	5°	0.16	56.02	47.06	50.63	- espessura média do alvo $\mu = 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
53.7	2°; 3°; 4°; 5°; 7.5°; 10°; 12°; 15°; 20°	0.17	53.61	45.03	48.60	
48.1	5°	0.18	48.01	40.33	43.90	- correntes de feixe entre 10 e 100 nA
44.1	5°	0.19	44.00	36.96	40.53	
40.1	3°; 5°; 8°; 12°;	0.20	40.00	36.60	37.17	- tempos de medida entre 50 e 150 min.
35.1	5°	0.21	34.99	29.39	32.96	
32.0	5°	0.22	31.89	26.79	30.36	- todas energias em MeV
30.6	5°	0.22	30.49	25.61	29.18	
29.6	5°	0.22	29.49	24.77	28.34	

Sistema: $^{12}\text{C} + ^{65}\text{Cu}$ - Núcleo Composto: $^{77}\text{Br} - V_{\text{BC}} = 26.45 \text{ MeV}$						
Elab	θ lido	δE	E_f	E_{cm}	E_{nc}	OBSERVAÇÕES
56.1	5°	0.16	56.02	47.29	53.26	- espessura média do alvo $\mu = 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
53.7	2°; 3°; 4°; 5°; 7.5°; 10°; 12°; 15°; 20°	0.17	53.61	45.26	51.23	
48.1	5°	0.18	48.01	40.53	46.50	- correntes de feixe entre 10 e 100 nA
44.1	5°	0.19	44.00	37.14	43.11	
40.1	3°; 5°; 8°; 12°	0.20	40.00	33.77	39.74	- tempos de medida entre 50 e 150 min.
35.1	5°	0.21	34.99	29.54	35.51	
32.0	5°	0.22	31.89	26.92	32.89	- todas energias em MeV
30.6	5°	0.22	30.49	25.74	31.71	

TABELA III.3 - Resumo das Medidas de Fusão Realizadas

E_{Lab} (Mev)	E_f (Mev)	ALVO	θ_{Lido} (Graus)	OBSERVAÇÕES
56.1	56.02	63	10, 12.5*, 15,	a) a espessura média do alvo: $\mu = 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$
56.1	56.02	65	10, 15	
53.7	53.61	63	10*, 13, 15, 18	
53.7	53.61	65	10, 12, 13*, 15, 18	b) correntes de feixe entre 5 e 30 nA
48.1	48.01	63	10	
48.1	48.01	65	10	
44.1	44.00	63	10, 15	c) tempos de medida entre 10 e 20 minutos.
44.1	44.00	65	10, 15	
40.1	40.00	63	10	d) * medidas com e sem coincidência para efeito de cálculo da eficiência de cintilação do ^{12}C espalhado elasticamente.
40.1	40.00	65	10	
35.1	34.99	63	10	
35.1	34.99	65	10	
28.0	27.88	65	35	
28.0	27.88	63	42	

TABELA III.4 - Medidas de espalhamento elástico realizadas.

$$E_F = E_{LAB} - \delta E/2$$

(22)

As energias no sistema de centro de massa (E_{cm}) e a energia de excitação do núcleo composto (E_{nc^*}) são calculadas em relação ao valor da energia efetiva.

As correntes de feixe foram ajustadas em função da espessura do alvo, energia de bombardeio e ângulo de medida, de maneira que a taxa de contagem sobre a folha cintiladora não fosse muito elevada, o que poderia danificá-la.

A normalização dos dados experimentais foi realizada medindo-se o espalhamento elástico nas mesmas energias medidas para os resíduos de fusão. A tabela III.4 fornece um resumo das medidas de espalhamento elástico realizadas.

A calibração angular do sistema foi feita medindo-se uma distribuição angular para o sistema $^{65}\text{Cu}(^{16}\text{O}, ^{16}\text{O})^{65}\text{Cu}$ na energia de 46.1 MeV ($V_{bc} = 43.4$ MeV) e nos ângulos 7° , 10° , 12° , 15° , 18° e 20° . Como a energia é próxima à barreira e os ângulos dianteiros, o espalhamento pode ser considerado Rutherford.

A medida da eficiência do sistema foi feita medindo-se o recuo do alvo e o espalhamento elástico para a reação $^{65}\text{Cu}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{65}\text{Cu}$ em $E_{LAB} = 28$ MeV e $\theta_{LAB} = 35^\circ$ ($V_{bc} = 31.6$ MeV).

Para cada medida de espalhamento elástico feita, tanto na calibração angular como nas medidas de eficiência, foi calculada a razão de ângulo sólido entre o detetor de tempo de voo e o monitor (R_{AB}). Com isso procuramos testar a consistência dos dados obtidos, pois essa razão é uma constante para o nosso sistema.

III.3.3 - Redução dos dados experimentais

A) - Programas e facilidades

A redução dos dados foi efetuada, em sua maior parte fora de linha, utilizando um computador VAX 11/780 e alguns programas específicos para a redução dos dados biparamétricos. Para isso, foi utilizado um terminal gráfico de alta resolução (TEKTRONIX 4014) acoplado ao computador VAX que nos permite, a partir dos dados brutos, efetuar exibições de espectros biparamétricos, traçar poligonais e exibir projeções (programa POLIGO - Te86). Esse sistema de redução permite que se realize operações sobre os eixos dos espectros biparamétricos podendo-se obter, a partir do espectro original T_xE , espectros derivados como M_xE ou M_xV (figura III.8). Pode-se, também, trabalhar sobre as projeções, determinando-se área de picos, coordenadas, centróides, etc.. Além disso é possível fazer operações sobre os eixos das projeções- X (grandeza) ou Y (contagens). O sistema permite também que se armazene os espectros bidimensionais ou as projeções e que se obtenha uma saída por impressora de alta resolução.

Fazendo uso dessas facilidades, podemos, então, passar à obtenção de espectros em uma forma conveniente para posterior análise.

B) - Identificação do canal de fusão

O cálculo da seção de choque total de fusão depende do número de contagens desse canal em cada espectro. Isso envolve apenas a análise do espectro T_xE . Nesse espectro é necessário se identificar com clareza quais são os eventos determinados pelos resíduos de evaporação. Vamos agora proceder à essa identificação.

Os sinais armazenados no espectro bidimensional tempo-energia são X e Y tais que:

$$X = r.(T_o - T) \quad (23)$$

$$Y = \beta.(E - E_o) \quad (24)$$

onde E é a energia cinética dos íons; E_o corresponde à energia de discriminação da eletrônica; β , r são constantes de proporcionalidade que dependem do ganho dos amplificadores e modos de conversão analógico-digital; Y o sinal digitalizado proporcional à energia; T_o o tempo de atraso devido aos tempos internos de conversão de sinais mais o atraso introduzido; T o tempo de voo real das partículas; X o sinal digitalizado proporcional à diferença $T_o - T$.

Sabemos porém, que para o sistema de tempo de voo vale a relação III.1 ou seja: $M=2ET^2/D^2$. Substituindo essa expressão em III.23 e III.24 vem:

$$X=r.\left\{T_o - \left[\frac{M.D^2}{2.(Y/\beta+E_o)}\right]^{1/2}\right\} \quad (25)$$

Fazendo: $T_o^* = r.T_o$, $E_o^* = \beta.E_o$, $K=r.D^2.(\beta/2)^{1/2}$ vem:

$$X-T_o^* = - K.[M/(Y+E_o^*)]^{1/2} \quad (26)$$

Como $T_o > X$ (o atraso deve ser maior que o tempo de voo das partículas) podemos escrever (26) como:

$$T_o^* - X = K.[M/(Y+E_o^*)]^{1/2} \quad (27)$$

A expressão III.27 representa a função que relaciona os sinais digitalizados e armazenados X e Y. Esses sinais formam hipérboles que diferem entre si através da dependência com a massa das partículas. Um espectro típico desse modo de conversão e armazenamento se encontra na figura III.18. Nessa figura distinguimos claramente dois grupos: uma hipérbole cortada, que representa as partículas de ^{12}C e outra hipérbole dentro de um polígono, que

Figura III.18 - Espectro biparamétrico $E \times T$.

Figura III.19 - Rebatimento sobre o eixo dos tempos $(T_0^* - T)$ das contagens dentro do polígono, no espaço da figura anterior.

representa os resíduos de fusão. Podemos rebater no eixo horizontal ($T_0 - T$) somente o grupo de fusão, utilizando o programa POLIGO. Fazendo isso obtemos a figura III.19, encontrando o seguinte valor para o centróide:

$$C = 481.8 \text{ canais} \quad (28)$$

Vamos demonstrar que esse centróide corresponde ao grupo dos produtos de fusão. Isso implica em calcular a velocidade média que os resíduos de evaporação possuem ao atingirem o detetor. Essa velocidade média corresponde à velocidade do núcleo composto formado (V_{CM}), pois a emissão de partículas leves pelo núcleo composto é isotrópica, conforme discutido no item II.7. Da expressão da energia cinética obtemos:

$$V_{CM} = c.[2.E_{CM}/(A_{NC}.Mc^2)]^{1/2} \quad (29)$$

onde $Mc^2 = 931.5 \text{ MeV}$ e $c = 30 \text{ cm/ns}$.

O cálculo de E_{CM} para os resíduos de fusão envolvem a conservação do momento linear e a cinemática da reação. Supondo que o resíduo saia à 0° temos:

$$E_{CM} = A_P/(A_P + A_T) \cdot E_F \quad (30)$$

Utilizando os valores dados na figura III.18 obtemos $E_{CM} = 8.35 \text{ MeV}$. Porém é necessário considerar a perda de energia que os resíduos sofrem ao atravessarem o alvo e a folha cintiladora (Zi80). Calculando essas perdas obtemos:

- perda de energia no alvo = 0.38 MeV

- perda de energia no plástico = 1.44 MeV

o que ocasiona uma perda total de 1.82 MeV . Portanto a energia final média dos resíduos de fusão será $E_{CM} = 6.53 \text{ MeV}$. Utilizando esse resultado em (29) obtemos: $V_{CM} = 0.405 \text{ cm/ns}$.

Resta saber o quanto corresponde isso em canais (T) no espectro. Para isso, temos que possuir o fator de calibração

em tempo (F). Essa calibração foi medida experimentalmente tomando-se a projeção do espalhamento elástico sobre o eixo dos tempos duas vezes sendo a segunda vez com um atraso conhecido. Essa medida forneceu o valor $F=0.263$ ns/canal. Assim para o tempo de voo temos:

$$D = v \cdot t \quad (31)$$

$$D = v_{cm} \cdot (T_0 - T) \cdot F \quad (32)$$

onde $D=74$ cm e $T_0 = 1169.1$ canais. O cálculo de T_0 é feito pelo programa CALCTO (Ch87). Substituindo esses valores em (32) obtemos:

$$T_{cm} = 474.6 \text{ canais} \quad (33)$$

onde a incerteza média $\Delta T/T$ é da ordem de 6%.

Vemos que o resultado é muito próximo do experimental (III.28), o que comprova que o grupo projetado é o grupo dos produtos de fusão. É importante mencionar que o resultado acima foi obtido sem considerar outras correções como por ex. defeito de pulso, perda de energia na camada de ouro do detetor E.

A identificação dos resíduos de fusão também pode ser feita através do espectro de massas (figura III.20). Utilizando com calibração em massa as medidas de recuo do alvo e de espalhamento elástico, a massa dos resíduos de fusão foi estimada em 72 ± 3 u.m.a. para o sistema $^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$ em $E_{LAB} = 53.7$ MeV, que corresponde, dentro dos erros experimentais, à massa do resíduo de evaporação médio previsto pelo código de decaimento estatístico PACE (Ga80).

Para finalizar, o cálculo do número de contagens de fusão (Y_F) é feito extraíndo o total de contagens dentro do polígono da fusão (figura III.18) para cada espectro.

Figura III.20 - (a) Espectro biparamétrico $M \times V$ e rebatimentos sobre o eixo das massas (b) e de velocidades (c). O eixo das massas foi rebatido integralmente, enquanto que no eixo de velocidades apenas os resíduos de fusão (polígono) foram rebatidos. Os dados são os mesmos da figura III.8.

C) - Análise dos espectros multicanais

Para o cálculo das contagens do monitor (Y_m) utilizamos os programas PLEX e PIAP (Ri86). O primeiro calcula a área de um pico dados os limites inferior e superior, ajustando o fundo por uma reta. O segundo faz um ajuste do pico através de uma gaussiana com caudas exponenciais. Como nossos alvos eram compostos apenas de cobre e ouro, na maioria dos espectros do monitor os dois picos de espalhamento apareciam nitidamente separados sendo, nesses casos, utilizado o programa PLEX. Para energias mais baixas, onde os picos se misturaram, foi utilizado o programa PIAP, que pode ajustar até dez picos simultaneamente. Esses programas foram utilizados também para o cálculo das contagens do espalhamento elástico (calibração angular, normalização e eficiência). O espectro do recuo foi obtido originalmente biparamétrico, e o número de contagens extraído da mesma forma que na fusão.

D) - Obtenção do espectro biparamétrico $V \times M$

Como foi comentado na introdução deste trabalho, a reação entre íons de peso médio apresenta uma variedade enorme de canais de reação. A medida da seção de choque de fusão pode, muitas vezes, ser feita em conjunto com outros possíveis canais como o espalhamento elástico e inelástico, reações periféricas e a fissão simétrica. Neste presente trabalho, como foram usadas as placas de deflexão eletrostática, os outros possíveis canais de reação devem ter a razão q/E próxima a da fusão. Muitas vezes a utilização apenas do espectro $T \times E$ não nos permite visualizar esses outros produtos.

Com o intuito de se verificar a possível presença desses outros canais de reação além da fusão, como por ex. a fusão incompleta (Ts86) ou a massa intermediária (Pe85), foi construído o espectro bidimensional $V \times M$.

O eixo de velocidade foi construído a partir da expressão III.23 considerando a definição de velocidade uniforme: $V=D/T$. A partir dessas duas expressões obtemos:

$$V=d.r/r.T_o-X \quad (34)$$

Fazendo: $T_o^* = r.T_o$; $D.r = C$ obtemos:

$$V = C/(T_o^* - X) \quad (35)$$

onde T_o^* já foi calculado anteriormente. A constante C é escolhida de modo que a projeção dos resíduos de fusão no eixo de velocidade tenha de 30 a 40 canais, aproximadamente.

O eixo das massas foi construído utilizando-se a expressão III.27. A partir dela podemos escrever:

$$(T_o^* - X)^2.(Y + E_o^*) = K^2.M \quad (36)$$

onde E_o^* é dado pelo programa CALCTO. A constante K é escolhida de forma que o espectro de massas ocupe os mesmos 1024 canais disponíveis para o espectro original T_xE ($X \times Y$). Foi verificado, através do programa CALCTO, que o valor de E_o^* varia suavemente com a massa. A partir desse fato utilizamos uma parametrização linear para E_o^* sendo seu valor calculado a partir da expressão:

$$E_o^* = A + B.M \quad (37)$$

onde A e B são calculados a partir do E_o^* fornecido para a massa do espalhamento elástico ($A=12$) e do recuo ($A=63$).

A identificação das massas se faz de maneira direta, utilizando como calibração do eixo, as massas do espalhamento elástico ($A=12$) e do recuo ($A=63$). A figura III.20 mostra um espectro biparamétrico $V \times M$ e suas projeções em massa e velocidade. O eixo das massas foi rebatido

integralmente, enquanto que no eixo de velocidade apenas as massas de fusão foram rebatidas.

III.3.4 - Resultados obtidos

A) - Medidas preliminares

Para o cálculo da seção de choque absoluta de fusão (expressão III.13) é necessário o conhecimento de todos os parâmetros envolvidos, a saber: o ângulo do detetor (calibração angular), o valor da constante de normalização $K(E)$ e a eficiência de detecção. Vamos agora descrever os resultados obtidos para esses parâmetros.

A calibração angular do sistema de detecção foi obtida através do estudo do espalhamento elástico em $7^\circ \leq \theta_{LAB} \leq 20^\circ$ para a reação $^{63}\text{Cu} + ^{16}\text{O}$ na energia de 46 MeV. Como o espalhamento pode ser considerado Rutherford, a taxa de contagens normalizada (em relação a um monitor fixo) do canal elástico dividida por $\sin^4(\theta_{CM}/2)$ deve fornecer uma constante (K_C). A tabela III.5 abaixo fornece os valores dessa constante. Com os dados dessa tabela foi construído um gráfico (figura III.21) onde se pode visualizar a boa calibração angular do nosso sistema.

θ_{LAB} (graus)	K_C ($\times 10^{-3}$)	R_{AB}
7	1.253 ± 0.062	9.00 ± 0.68
10	1.312 ± 0.046	8.48 ± 0.56
12	1.211 ± 0.039	9.19 ± 0.60
15	1.173 ± 0.031	9.48 ± 0.59
18	1.187 ± 0.024	9.37 ± 0.56
20	1.126 ± 0.020	9.88 ± 0.59
MEDIA	1.175 ± 0.020	9.23 ± 0.24

Tabela III.5 - Valores da constante de calibração angular e da razão de ângulo sólido R_{AB} para a reação $^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ em $E_{LAB} = 46$ MeV. A partir dessa tabela é construída a figura III.22.

Figura III.21 - Gráfico da constante de calibração angular K_c em função do ângulo de laboratório. A reta tracejada representa o valor médio para K_c (vide tabela III.5).

É importante mencionar que a simetria angular do sistema de detecção também foi verificada por membros do nosso grupo. Foram feitas medidas de seção de choque de fusão para os sistemas $^{140}\text{La}+^{63}\text{Cu}$ para ângulos positivos e negativos. A figura III.22 mostra uma distribuição angular onde pode ser visualizada a boa simetria angular do sistema de tempo de voo.

O cálculo da eficiência do sistema de medição foi obtido medindo-se o canal elástico e o canal de recuo para a reação $^{63}\text{Cu}(^{12}\text{C}, ^{12}\text{C})^{63}\text{Cu}$ com $E_{\text{LAB}}=28$ MeV e $\theta_{\text{LAB}}=33.7^\circ$ e 40.5° . Nessas condições o recuo (^{63}Cu) tem energia próxima dos resíduos de fusão. Através da expressão III.18 encontramos valores para a eficiência que variaram entre 25 e 30%, onde a eficiência das partículas espalhadas elasticamente (η_e) foi, em média, 96% (Vi79).

As medidas de espalhamento elástico, feitas nas mesmas energias das medidas de fusão, forneceram valores para a constante de normalização $K(E)$ que estão na tabela III.6:

E_{LAB} (MeV)	$K(E) - ^{63}\text{Cu}$ (mb)	$K(E) - ^{65}\text{Cu}$ (mb)
56.1	32567 ± 683	32467 ± 1258
53.7	39671 ± 822	38262 ± 872
48.1	48840 ± 1879	50360 ± 1941
44.1	44481 ± 973	45961 ± 1010
40.1	74257 ± 2835	72585 ± 2827
35.1	96919 ± 3700	94738 ± 3690
32.0	116607 ± 4452	113983 ± 4440
30.6	127521 ± 4868	124651 ± 4855
29.6	136282 ± 5203	-----

Tabela III.6 - Valores obtidos para a constante de normalização $K(E)$ através das medidas de espalhamento elástico. Esses valores foram utilizados no cálculo da seção de choque de fusão (expressão III.12).

Para a construção dos espectros de velocidade é necessário conhecer o valor da energia dos resíduos de

Figura III.22 - Distribuição angular dos resíduos de evaporação para o sistema $^{65}\text{Cu} + ^{16}\text{O}$, ($E_{\text{LAB}} = 60 \text{ MeV}$). A curva tracejada é o ajuste dado pela expressão III.14. Pode-se notar a boa simetria angular do sistema.

evaporação. Com essa finalidade, um estudo da perda de energia para esses resíduos foi feita, utilizando as expressões parametrizadas de Ziegler (Zi80), cujo resultado pode ser visto na figura III.23. Os valores finais de energia e velocidade para os resíduos de fusão estão na tabela III.7:

E_F MEV	Alvo	E_{NC} MEV	δE_T MEV	E_{NC}^* MEV	δE_T (%)	V_{NC} CM/NS
56.02	63	8.96	1.90	7.06	21.2	0.426
"	65	8.73	1.90	6.83	21.8	0.414
53.61	63	8.58	1.82	6.76	21.2	0.417
"	65	8.35	1.82	6.53	21.8	0.405
48.01	63	7.68	1.68	6.00	21.8	0.393
"	65	7.48	1.68	5.80	22.5	0.382
44.00	63	7.04	1.52	5.52	21.6	0.377
"	65	6.86	1.52	5.34	22.2	0.366
40.0	63	6.40	1.40	5.00	21.9	0.359
"	65	6.23	1.40	4.83	22.5	0.348
34.99	63	5.60	1.23	4.37	22.0	0.336
"	65	5.45	1.23	4.22	22.6	0.325
31.89	63	5.10	1.14	3.96	22.3	0.315
"	65	4.97	1.14	3.83	22.9	0.310
30.49	63	4.88	1.09	3.79	22.5	0.312
"	65	4.75	1.09	3.66	22.9	0.303
29.49	63	4.72	1.05	3.67	22.2	0.308

Tabela III.7 - Valores de energia e velocidade para os resíduos de fusão já descontada a perda de energia. O valor de E_F é dado na tabela III.3. A perda de energia total δE_T leva em consideração a perda de energia no alvo e na folha cintiladora. O valor da energia final dos resíduos é dado por $E_{NC}^* = E_{NC} - \delta E_T$.

B) - Medidas de Fusão

Apresentamos nesta secção os resultados das medidas de secção de choque de fusão para os sistemas estudados. A figura III.24 fornece a distribuição angular dos resíduos de evaporação para os sistemas $^{63,65}\text{Cu} + ^{12}\text{C}$ na energia de 53.7

Figura III.23 - Estudo da perda de energia utilizando as expressões parametrizadas de Ziegler (Zi80), para os sistemas $C + Cu$, $Br + NE$, $Cu + Cu$, $Cu + NE$ e $Br + Cu$, onde Br é o núcleo composto formado e NE é o plástico cintilador (NE111).

Figura III.24-A - Distribuição angular para os resíduos de evaporação para o sistema $^{12}\text{C} + ^{65}\text{Cu}$ nas energias de laboratório de 53.7 MeV e 40.1 MeV. A linha cheia é o melhor ajuste utilizando a expressão III.14.

Figura III.24-B — Distribuição angular para os resíduos de evaporação para o sistema $^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$ nas energias de laboratório de 53.7 MeV e 40.1 MeV. A linha cheia é o melhor ajuste utilizando a expressão III.14.

MeV e de 40.1 MeV. Foi utilizado o ajuste descrito pela expressão III.14.

O cálculo da seção de choque absoluta foi obtido através das expressões III.13, III.14 e III.15. A figura III.25 mostra as funções de excitação da fusão para os dois sistemas estudados.

Os erros experimentais nas seções de choque calculadas levam em conta a propagação de erros decorrentes das incertezas nas contagens de fusão, nas contagens do monitor, do ângulo do detetor, da constante de normalização $K(E)$ e da eficiência de medição. Nas medidas onde não foi possível a utilização do controle automático da posição do feixe no alvo, foram feitas medidas de corrente das placas coletoras de elétrons desse sistema. A partir dessas medidas foi feito uma estimativa do erro em ângulo devido ao desvio do feixe no alvo, de acordo com o item III.1.5.

A discussão dos resultados obtidos, em relação às distribuições angulares e funções de excitação de fusão dos sistemas estudados é feita no capítulo IV. Será feita também uma análise dos sistemas estudados através da utilização dos espectros de velocidade.

Figura III.25 - Curvas de excitação para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ e $^{16}\text{O} + ^{17}\text{O}$. O ajuste de vista é feito através de modelo de onda de choque. Os pontos entre parênteses são dados considerados no ajuste mas não incluídos na construção da curva.

Figura III.25 - Curvas de excitação para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$.
 O ajuste de reta é feito através do modelo de corte abrupto. Os pontos entre parenteses não foram considerados no ajuste por serem abaixo da barreira Coulombiana.

IV - ANÁLISE DOS DADOS

IV.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo faremos a comparação dos resultados experimentais com os modelos semiclássicos, que permitem calcular a seção de choque de fusão, comentados no capítulo II. Posteriormente, faremos um estudo dos espectros de velocidade dos resíduos de evaporação para as duas reações tentando verificar, através do formato dos espectros, se há alguma diferença de comportamento para os dois sistemas.

IV.2 - ANÁLISE DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO

IV.2.1 - Parâmetros da Barreira de Fusão

Segundo o tratamento puramente clássico (modelo do corte abrupto), válido para energias acima da barreira coulombiana, a seção de choque de fusão (eq. II.4) apresenta um comportamento linear em função de $1/E_{cm}$, comportamento esse que é observado nos sistemas estudados neste trabalho, como podemos notar na figura III.25.

Com o objetivo de tentar reproduzir nossos dados em todo o intervalo de energia medido e extrair parâmetros que definem a barreira efetiva de fusão para nossos sistemas, aplicamos o formalismo do modelo unidimensional de penetração da barreira. Na aplicação desse formalismo, escolhemos um determinado modelo para o potencial nuclear e através do método descrito por Vaz et.al (Va81) calculamos a seção de choque de fusão. A comparação desse valor com a seção de choque experimental, permite extrair parâmetros da barreira que tem uma correlação direta com o potencial nuclear utilizado.

O cálculo da seção de choque de fusão é feito pelo código KATTY (Te85), que determina o coeficiente de transmissão para cada onda parcial l , através da aproximação parabólica descrita no item II.2. O programa permite que se introduza o parâmetro livre ΔR no raio de interação nuclear. Utilizando-se o método dos mínimos quadrados determina-se o valor de ΔR que permite ajustar a seção de choque experimental nas energias em torno da barreira coulombiana. Esse procedimento permite determinar os valores de R_B , V_B , e $\hbar\omega_0$.

O programa KATTY permite que se escolha entre os seis modelos para o potencial nuclear descritos no item II.3. Uma vez obtido os coeficientes de transmissão a seção de choque é calculada pela equação II.1.

Na tabela IV.1 mostramos os parâmetros de barreira de fusão obtidos, utilizando esses potenciais. Pela tabela podemos verificar que os valores de R_B e V_B variam em torno de 4% apenas, enquanto que o parâmetro ΔR oscila dentro de 0.03 fm em torno do zero (menos para o potencial de Ngô, que superestima bastante a seção de choque de fusão obrigando que o valor de ΔR seja bem negativo). O bom acordo obtido para os parâmetros da barreira nos mostra que estes parâmetros são pouco sensíveis à forma do potencial de interação.

Na figura IV.1 mostramos o resultado dos ajustes efetuados para dois potenciais: o de proximidade e o KNS. Podemos ver que o formato das curvas são muito parecidos, sendo que esse formato é praticamente o mesmo para os demais potenciais. Em comparação com o potencial de proximidade, os potenciais que forneceram melhor χ^2 dão valores um pouco mais altos para σ_F perto da barreira e um pouco menores em energias mais altas, e para potenciais com piores valores de χ^2 o comportamento é inverso. Na figura IV.1 pode-se verificar ainda que, para ambos potenciais, o cálculo reproduz muito bem os dados para energias mais altas, mas

POTENCIAL	ALVO	V_B (Mev)	R_B (fm)	$h\omega_0$ (Mev)	ΔR (fm)	χ^2	REFERÊNCIA
PRT	63	25.73	8.91	3.81	0.029	0.42	Bl 77
	65	25.40	9.04	3.75	0.053	0.74	
KNS	63	25.62	8.93	3.56	-0.039	0.77	Kr 79
	65	25.28	9.07	3.51	-0.030	0.99	
WWP	63	25.45	8.92	3.46	-0.0004	0.93	Wi 78
	65	25.20	9.04	3.46	0.030	1.04	
BAS	63	24.30	8.71	2.65	0.053	4.46	Ba 74
	65	24.09	8.81	2.62	0.058	4.26	
DDS	63	26.12	9.04	4.26	-0.802	0.25	Ng 75
	65	25.78	9.17	4.20	-0.723	0.59	
CAW	63	26.05	8.94	4.21	-0.198	0.30	Ch 76
	65	25.65	9.09	4.14	-0.166	0.62	
σ_{F_x} 1/Ecm	63	25.66	8.56	-	-	0.57	Wo 73
	65	25.30	8.69	-	-	0.91	

TABELA IV.1 - Valores dos parâmetros de barreira de fusão para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$ obtidos através do código KATY, utilizando seis potenciais nucleares diferentes. V_B é a barreira de fusão, R_B é o raio da barreira; $h\omega_c$ a curvatura para $l=0$ e ΔR é o acréscimo no raio de interação obtido através do melhor ajuste utilizando o teste de χ^2 (também dado na tabela). As abreviações significam: PRT = Proximity Potential; KNS = Krappe, Nix and Sierk Potential; WWP = Wilkzynsky, Wilkzynska Potential; BAS = Bass Potential; DDS = Density Surface Energy Potential e CAW = Christensen and Winther Potential. Na última linha são colocados os valores empíricos para R_B e V_B , obtidos pela aproximação de corte abrupto.

Figura IV.1 - Valores experimentais da seção de choque da fusão integrada para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. Os ajustes mostrados nas figuras foram obtidos através do código KATTY (Te85) utilizando-se os potenciais nucleares de proximidade e o KNS. Pode-se perceber que o ajuste subestima os valores de σ_F para os pontos ao redor e abaixo da Barreira Coulombiana.

subestima a seção de choque de fusão para energias ao redor e abaixo da barreira coulombiana.

A comparação dos valores de V_B e R_B obtidos para os sistemas estudados com valores de outros sistemas pode ser feita, de acordo com o trabalho de Vaz e colaboradores (Va81), definindo-se os parâmetros equivalentes r_{ef} e r_{of} como:

$$r_{ef} = Z_1 \cdot Z_2 \cdot e^2 / V_B \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (1)$$

$$r_{of} = R_B / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (2)$$

Nessas expressões Z_1 , Z_2 e A_1 , A_2 são os números atômicos e números de massa do projétil e do alvo, respectivamente.

Do estudo sistemático feito por Vaz, de 87 funções de excitação, utilizando-se o potencial de proximidade, pode-se estabelecer o seguinte comportamento dos parâmetros r_{ef} e r_{of} :

$$r_{ef} = 2.2951 - 0.2966 \cdot \text{Log}_{10}(Z_1 \cdot Z_2) \text{ fm} \quad (3)$$

$$r_{of} = 2.0513 - 0.2455 \cdot \text{Log}_{10}(Z_1 \cdot Z_2) \text{ fm} \quad (4)$$

Na figura IV.2 mostramos os parâmetros r_{ef} e r_{of} , definidos pelas equações IV.1 e IV.2, para os sistemas estudados, juntamente com alguns dos valores experimentais da compilação feita por Vaz, em função do produto $Z_1 \cdot Z_2$. É mostrado também o valor do parâmetro ΔR , necessário para se ajustar as seções de choque experimentais.

Vemos que os valores de r_{ef} , r_{of} e ΔR obtidos para os nossos sistemas estão dentro dos valores previstos pela sistemática.

O resultado acima nos permite concluir que o conjunto de parâmetros de barreira obtidos é bem consistente, o que nos permite fazer uma comparação das funções de excitação de fusão. Uma maneira simples de comparar as seções de choque experimentais é representá-las em conjunto, num mesmo

Figura IV.2 - Comparação entre os valores de r_{ef} e r_{of} , dados pelas equações IV.1 e IV.2, para os sistemas estudados, com os valores da compilação de Vaz (Vaz81). As linhas cheias correspondem ao valor dado pelas equações IV.3 e IV.4. A linha pontilhada é um guia visual que define a tendência dos valores de ΔR .

gráfico, descontando-se os efeitos geométricos entre os dois sistemas (Sk87). Isso é feito na figura IV.3, onde é mostrada a seção de choque "reduzida" de fusão para os dois sistemas. Essa seção de choque é dada por:

$$\sigma_{RED}(E') = \sigma_F(E) \cdot (R_B^{REF}/R_B)^2 \quad (5)$$

e é plotada em função da energia reduzida:

$$E' = E_{CM} \cdot V_B^{REF}/V_B \quad (6)$$

onde V_B e V_B^{REF} são as barreiras do sistema em questão e do sistema de referência respectivamente. A escolha do sistema de referência é arbitrária. Para esta análise, o sistema $^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$ foi selecionado, sendo que o comportamento dos dados experimentais mostra pouca influência nas posições relativas das seções de choque comparadas devido à escolha. Para o sistema de referência, $\sigma_F^{RED}(E') = \sigma_F(E)$ e $E' = E$.

Nessa escala reduzida, as funções de excitação calculadas pelo tunelamento unidimensional da barreira, a princípio, coincidem entre si em todas as energias. A figura IV.3 nos mostra que para os dois sistemas, as diferenças devido ao aumento da seção de choque ao redor e abaixo da barreira, descontando o efeito geométrico, são pequenas. Isso nos mostra que os acoplamentos que favorecem um aumento da seção de choque abaixo da barreira devem ser semelhantes para os dois sistemas. Para uma discussão mais detalhada uma análise de canais acoplados é necessária, a fim de que possamos descobrir quais canais favorecem a fusão subcoulombiana.

IV.2.2 - Análise de Canais Acoplados

Para a análise de canais acoplados foi utilizado o código computacional CCFUS (Da86). A maneira como os

Figura IV.3 - Seções de choque de fusão experimentais para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$ comparadas em uma escala "reduzida", de acordo com as equações IV.5 e IV.6.. Os sistemas parecem exibir o mesmo tipo de comportamento, em todas as energias.

acoplamentos são considerados é descrita no item II.6. Os coeficientes de transmissão são calculados utilizando-se a aproximação parabólica, descrita no item II.2. Enquanto que o uso de um valor constante para o acoplamento tende a superestimar os efeitos do acoplamento, a versão de "intervalo finito", já implementada no código e descrita no presente trabalho, subestima levemente esses efeitos de acoplamento para valores de Q negativos, quando comparada com a solução numérica exata do problema (Da87).

Como foi mostrado na figura IV.1 os sistemas aqui estudados apresentam um aumento na seção de choque de fusão para energias em torno e abaixo da barreira. Esses aumentos são parcialmente causados por excitações inelásticas do alvo e projétil durante a interação. Na tabela IV.2 são listadas todas as transições E2 para o estado fundamental incluídas no cálculo de acoplamento de canais.

Com os valores da tabela IV.2 foi utilizado o código CCFUS e os resultados mostrados na figura IV.4. O potencial nuclear utilizado no código é o de Christensen e Winther (CAW)(tabela IV.1), cujos parâmetros foram obtidos através do programa KATTY. Podemos verificar que ocorre um aumento na seção de choque de fusão para a região de energias baixas, porém, o cálculo continua a subestimar os valores de σ_F nessa região.

A diferença que continua existindo nas funções de excitação de fusão experimentais para a região de baixa energia deve ser devida aos efeitos de acoplamento de ordem superior, ao caráter aproximativo do cálculo e provavelmente devida aos efeitos dos canais de transferência. A tabela IV.3 fornece os valores de Q de reação dos principais processos de transferência para os sistemas estudados. Podemos verificar, através da tabela IV.3 que os canais de transferência de uma alfa do alvo para o projétil são os que apresentam maiores valores de Q podendo, talvez, desempenhar um papel importante no acoplamento (Sk87). Por outro lado, já foi verificado (Da83a, Br83) que tanto canais de

NÚCLEO	J^π	E^* (MeV)	λ	$B(E\lambda)$ (b^2c^2)	β_λ
^{63}Cu	$1/2^-$	0.67	2	0.0110	0.243
	$5/2^-$	0.96	2	0.0332	0.265
	$7/2^-$	1.33	2	0.045	0.234
	$5/2^-$	1.41	2	<0.002	0.110
^{65}Cu	$1/2^-$	0.77	2	0.0092	0.200
	$5/2^-$	1.12	2	0.0289	0.220
	$7/2^-$	1.48	2	0.036	0.195
	$5/2^-$	1.62	2	<0.030	0.078
^{12}C	2^+	4.43	2	0.0029	0.60

TABELA IV.2 - Dados referentes às transições inelásticas para os estados incluídos no cálculo de canais acoplados. Os dados foram retirados de: ^{63}Cu - NDS, B2, 1967, 1-3; ^{65}Cu - NDS, B2, 1967, 4-6; ^{12}C - NDT vol.1. (NDS = Nuclear Data Sheets; NDT = Nuclear Data Table).

TIPO DE TRANSFERÊNCIA	S I S T E M A	
	$^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$	$^{12}\text{C} + ^{65}\text{Cu}$
2n	- 6.62	- 4.70
1n	- 5.91	- 4.96
-1n	-10.81	-11.62
-2n	-14.02	-15.66
2p	-10.69	-13.43
1p	- 4.18	- 5.51
-1p	- 8.25	- 7.03
-2p	-15.53	-12.99
α	1.36	0.37
- α	- 3.64	- 2.88

TABELA IV.3 - Valores de Q de reação para transferências para o estado fundamental nos sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. O sinal (+) significa transferência de partículas para o projétil (pick-up) e o sinal (-) o contrário (stripping). Os valores de Q estão em MeV.

Figura IV.4 - Curvas de excitação de fusão para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. As curvas mostram os melhores ajustes utilizando o código de canais acoplados CCFUS, obtidos de duas maneiras: acoplando apenas os estados inelásticos (Tabela IV.3) e posteriormente a transferência de um neutron (Tabela IV.4). A linha cheia é o ajuste dado pelo potencial de proximidade.

transferência com valores de Q positivos ou negativos podem contribuir para o aumento da seção de choque de fusão abaixo da barreira.

Com o objetivo de se obter uma estimativa da importância relativa dos canais de transferência de um neutron, foi feito um cálculo (Sk87) similar ao realizado por Landowne e col. (La86) utilizando o código CCFUS. Segundo esses autores, o acoplamento de um nucleon se dá com um fator de forma descrito por:

$$F(r) = \frac{3}{1 + [\exp(r-R)/a]} \text{ MeV} \quad (7)$$

com $R = 1.2(A_p^{1/3} + A_T^{1/3})$ e $a = 1.4$ fm. Sendo possível a transferência do neutron do projétil para o alvo e vice-versa, selecionamos o processo que possuía o maior valor de Q . Os valores da magnitude de acoplamento e de Q do processo são dados na tabela IV.4 abaixo.

Sistema	Transição 1n (tipo)	Q (MeV)	Magnitude F (MeV)
$^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$	pick-up	-5.91	0.81
$^{12}\text{C} + ^{65}\text{Cu}$	pick-up	-4.96	0.78

Tabela IV.4 - Valores de Q de reação e da constante de acoplamento F para a transferência de um neutron.

A figura IV.4 nos mostra o resultado desse acoplamento onde vemos que houve um ligeiro aumento da seção de choque de fusão para energias em torno e abaixo da barreira coulombiana, porém o valor da seção de choque ainda permanece subestimado. Essa diferença pode ser ainda devido à outros canais de transferência não computados. Para efetuarmos o acoplamento desses novos canais é necessário a medida da seção de choque de transferência desses processos para se obter os fatores de forma $F(r)$.

Um cálculo alternativo e interessante foi realizado, em conjunto com E. Crema no sentido de se estimar o efeito do acoplamento sobre a barreira de fusão. Sabemos que o aumento teórico da seção de choque de fusão abaixo da barreira se deve à diminuição da barreira coulombiana do sistema devido ao acoplamento dos canais inelásticos e de transferência. Não é possível saber à priori quais são os canais de transferência que favorecem o abaixamento da barreira coulombiana. Nesse sentido foi feito um cálculo, utilizando o código KATTY, no qual todas as barreiras de potencial efetivas, para cada onda parcial l , eram abaixadas de um fator ΔV_B . Calculávamos então a seção de choque de fusão, variando o parâmetro ΔV_B no intuito de se obter o menor valor de x^2 . O resultado desse cálculo pode ser visto na figura IV.5 onde podemos perceber que os pontos abaixo da barreira, para os dois sistemas, são bem ajustados. Resta saber como correlacionar esses valores de ΔV_B com o acoplamento de canais, o que não é uma tarefa elementar. Nesse sentido usamos o seguinte artifício: utilizamos o código KATTY não com os pontos experimentais, mas com os pontos dados pelo código CCFUS no ajuste realizado na figura IV.4 (acoplamento com os canais inelásticos mais a transferência de um neutron). O ajuste realizado forneceu para ΔV_B cerca de 60% do valor original, de forma que o acoplamento utilizado diminui de 40% o valor de V_B .

Dessa forma, resta computar os efeitos de deformação estática, que podem ser uma possível explicação para o aumento restante da seção de choque de fusão subcoulombiana. Essa análise será feita no próximo item.

Recentemente, (Ag87) foi feito um estudo sobre o parâmetro ΔV_B baseado na aproximação do modelo da gota líquida. A geometria do sistema é descrita por duas esferas conectadas por um pescoço, e a energia cinética e potencial é calculada por essa parametrização. Foi feita uma sistemática para sistemas simétricos, com o objetivo de

Figura IV.5 - Seções de choque experimentais para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. As linhas são cálculos feitos com o código KATTY, utilizando o potencial de proximidade. Para ajustar os pontos de energia mais baixa é necessário um abaixamento da barreira de fusão da ordem de 1MeV para os dois sistemas.

obter expressões empíricas para ΔV_B . Dessa sistemática foi extraído o parâmetro γ_{EFF} dado por:

$$\gamma_{EFF} = 4Z_1Z_2/[A_1^{1/3}A_2^{1/3}(A_1^{1/3}+A_2^{1/3})] \quad (8)$$

onde Z_1 e Z_2 (A_1 e A_2) são os números atômicos (de massa). A dependencia de ΔV_B com o parâmetro γ_{EFF} é dada por:

$$\Delta V_B = \alpha(\gamma_{EFF})^\beta \quad (9)$$

onde $\alpha \approx 0.0016$ MeV e $\beta \approx 2.5$. O resultado dessa sistemática é dado na tabela IV.5 abaixo.

SISTEMA	ΔV_B (experimental)	ΔV_B (expressão IV.9)
$^{12}\text{C}+^{63}\text{Cu}$	0.98	0.83
$^{12}\text{C}+^{65}\text{Cu}$	0.90	0.80

Tabela IV.5 - Comparação entre os valores do parâmetro ΔV_B obtidos experimental e teoricamente. Os valores estão em MeV.

Pela tabela acima vemos que os valores experimentais e teóricos são próximos, sendo que pequenas diferenças podem decorrer do fato que efeitos quânticos não foram levados em conta, e não indicam conflito com esse tipo de modelo.

IV.2.3 - Influência da deformação estática

Como foi visto na seção II.5 a deformação estática, em princípio, é o efeito de estrutura nuclear mais simples de ser considerado na seção de choque de fusão.

Para os cálculos de seção de choque de fusão incluindo deformações estáticas do alvo e projétil utilizamos o código computacional PGMWONG3 (Li86b), que utiliza o

SISTEMA	V_B (c.m.) (Mev)	R_B (fm)	V_{BC} (Mev)	$\frac{V_{BC} - V_B}{V_{BC}} \times 100$ (%)
$^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$	25.73	8.91	26.58	3.2
$^{12}\text{C} + ^{65}\text{Cu}$	25.40	9.04	26.45	4.0
$^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	33.04	9.29	34.53	4.3
$^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	32.83	9.36	34.38	4.5
$^{18}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$	32.81	9.36	34.15	3.9
$^{18}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$	31.78	9.70	34.00	6.5

TABELA IV.6 - Valores de V_B e R_B para os seis sistemas, usados no cálculo de σ_F^{Red} (E'). Na Tabela é mostrada a barreira coulombiana V_{BC} , dada pela eq. III.21, e a diferença percentual entre V_{BC} e V_B , com o intuito de verificar a consistência dos dados obtidos. Podemos ver que o percentual de diferença permanece razoavelmente constante, dentro de 1% para o ^{63}Cu e 2,5% para o ^{65}Cu . Os parâmetros R_B e V_B foram obtidos através do código KATY, utilizando o potencial de proximidade. Os dados do sistema $^{16}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ foram obtidos de (Per-86). Os dados do sistema $^{18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ foram gentilmente cedidos por L.C. Chamon.

desenvolvimento teórico descrito na seção II.5. Nesse cálculo consideramos fixos os valores de V_B , R_B (dados pelo gráfico de $\sigma_F \cdot 1/E_{CM}$ - figura III.25) e os valores do parâmetro de deformação β (primeiro estado excitado do alvo e projétil - tabela IV.1). O parâmetro variável foi o valor da curvatura da barreira - κ_{w_0} - .

O resultado desse cálculo pode ser visto na figura IV.6. Há um excelente acordo entre os dados experimentais e os valores calculados. Devido ao bom ajuste conseguido poderíamos pensar que a deformação estática seria a única explicação para o aumento da seção de choque de fusão abaixo da barreira porém, de acordo com o que foi discutido no item II.5 o cálculo de Wong tende a superestimar o aumento de σ_F abaixo da barreira.

Do que foi exposto acima fica difícil fazer uma estimativa numérica da importância da deformação estática nas seções de choque subcoulombianas. Com o intuito de realizar um estudo qualitativo do papel da deformação estática para esse sistema, fizemos uma comparação com dados experimentais de outros sistemas menos deformados, utilizando os mesmos núcleos-alvo. Nesse sentido a deformação estática deve ter importância menor para o caso no qual o feixe de Carbono é trocado por ^{16}O , que é duplamente mágico, ou pelo ^{16}O que apresenta parâmetro de deformação menor. Uma comparação entre esses sistemas foi feita e os resultados estão na figura IV.7. Nesta figura fizemos dois gráficos, um para cada alvo, de $\sigma_F^{RED} \cdot E$ para os três sistemas. Esse tipo de comparação é muito interessante pois os efeitos geométricos e a diferença de barreira de fusão são eliminados. A tabela IV.6 fornece os valores de V_B e R_B utilizados na comparação. Pela figura IV.7 podemos verificar que o sistema $^{12}C+^{63,65}Cu$ possui o maior aumento de seção de choque subcoulombiana quando comparado com os outros dois sistemas, o que nos leva a concluir que, para os sistemas $^{12}C+^{63,65}Cu$, a deformação do

Figura IV.6 - Seções de choques experimentais para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. Os ajustes mostrados nas figuras foram feitos via modelo de Wong utilizando o código PGMWONG3 (Lig86). Nas figuras são considerados 3 tipos de ajustes: sem deformação, com deformação apenas do projétil e com deformação de ambos os núcleos.

Figura IV.7 - Comparação entre os sistemas ^{12}C , $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$. As seções de choque foram "plotadas" na escala da para eliminar efeitos geométricos. Pelas figuras vemos que os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$ apresentam aumento de seção de choque de fusão para energias em torno e abaixo da Barreira Coulombiana. Maiores comparações vide texto.

carbono desempenha papel fundamental no aumento da seção de choque de fusão abaixo da barreira coulombiana.

Devido à chamada "anomalia de limiar" (Sa87)(Pe87b) já constatada no sistema $^{16}\text{O}+^{63}\text{Cu}$ a comparação para esse isótopo (^{63}Cu) apresenta uma incerteza maior pois o erro experimental na determinação de V_0 aumenta. Na figura IV.7 está indicado, para o ponto de energia mais baixa, o quanto poderia haver de translação horizontal para uma variação de V_0 de ± 1.0 MeV. Além disso, para o sistema $^{12}\text{C}+^{63}\text{Cu}$ ocorre um fenômeno interessante só visível nos espectros de velocidade, que torna a análise para esse sistema mais delicada. Esse fenômeno será discutido no próximo item.

IV.3 - ANÁLISE DOS RESÍDUOS DE FUSÃO ATRAVÉS DO ESPECTRO DE VELOCIDADES

Vimos na seção II.7 que a forma gaussiana dos espectros de velocidade dos resíduos de fusão é uma arma poderosa para verificar a coerência dos dados experimentais. Nesse sentido, para cada medida de fusão foi feito o respectivo espectro de velocidades dos resíduos, com o intuito de verificar alguma anomalia.

Devido ao fato de não podermos separar as massas dos resíduos de evaporação, uma comparação mais detalhada com a teoria estatística de decaimento do núcleo composto não pode ser realizada. A figura IV.8 nos mostra um espectro típico de velocidades desses resíduos, onde pode ser verificada a boa simetria gaussiana do espectro. Como os dados são inclusivos, as massas dos resíduos estão todas somadas. O centróide do espectro corresponde, dentro dos erros experimentais, à velocidade de centro de massa do núcleo composto formado, conforme discutido no item II.7. Da figura pode-se concluir que é possível reproduzir o formato experimental do espectro de velocidades dos resíduos de

Figura IV.8 - Distribuição de velocidades dos resíduos de fusão para o sistema $^{12}\text{C} + ^{65}\text{Cu}$ em $E_{\text{LAB}} = 53.7\text{MeV}$, $\theta_{\text{LAB}} = 4.8^\circ$. A linha cheia é o resultado do ajuste utilizando uma curva do tipo gaussiana, para extrair o centroide $V_{\text{cm}}(V_R)$ e a largura σ .

evaporação, em energias baixas, somente com dois parâmetros: o desvio padrão σ e a constante de normalização K. Para as energias mais altas, o canal de evaporação de partículas alfa a partir do núcleo composto é importante, introduzindo mais um parâmetro livre no ajustes dos espectros: a velocidade das partículas alfa V_α . Para a energia mais alta, no ângulo de 5° , de acordo com o código PACE (Ga80), o canal $1\alpha+xN$ representa cerca de 34% dos decaimentos, enquanto que o canal $2\alpha+xN$ representa, apenas, 4.5% das emissões do núcleo composto, para o sistema $^{12}\text{C}+^{63}\text{Cu}$. Vemos que o canal de decaimento $1\alpha+xN$ desempenha um papel mais relevante no processo de desexcitação porém, como os dados são inclusivos, esse canal de decaimento, aparentemente, não é separado em velocidade dos canais de evaporação de nucleons.

Através das distribuições de velocidades é possível fazer uma análise das distribuições angulares de uma maneira bem simples. Integrando o primeiro termo da equação 11.77 (distribuição angular isotrópica de velocidades no referencial de centro de massa) sobre a velocidade, e desprezando termos de ordem superior podemos derivar uma expressão para a distribuição angular dos resíduos de evaporação:

$$d\sigma/d\Omega(\theta) \approx K.\cos^2\theta.\exp(-V_c^2.\sin^2\theta/2\sigma^2) \quad (10)$$

Uma expressão equivalente à IV.10 para a emissão de nucleons apenas, foi obtida por Hilscher e col. (Hi79) e se escreve como:

$$\sigma^2 = \bar{x}.(A_N/A_{ER}^2).T \quad ; \quad T = (8.E^*/A_{CN})^{1/2} \quad (11)$$

onde $\bar{x}$ é o número médio de nucleons evaporado, $A_{ER} = A_{CN} - x.A_N$ e E^* é a energia de excitação do núcleo composto.

Na região de ângulos frontais, que é a região de maior seção de choque ($2^\circ \leq \theta \leq 15^\circ$), foi construída a figura IV.9 que mostra a seção de choque diferencial de fusão versus $\sin^2 \theta$. Podemos observar que a dependência é linear entre esses parâmetros (no gráfico monolog). A partir desse gráfico é possível extrair as variâncias σ , as quais concordam muito bem com os valores extraídos dos ajustes efetuados nos espectros de velocidade. As variâncias σ deduzidas experimentalmente são mostradas na tabela IV.7 juntamente com as variâncias extraídas a partir dos espectros de velocidades e os valores teóricos dados pela equação IV.11. Podemos verificar que os valores de σ obtidos via espectro de velocidades e via distribuição angular são bem consistentes. Os valores teóricos concordam com os valores experimentais dentro das incertezas do ajuste. Os possíveis desvios se devem ao fato de que o canal de decaimento por partícula alfa está incluído na seção de choque total de fusão, sendo que, a distribuição angular para esses resíduos não obedece à uma expressão simples como IV.11.

Na tabela IV.8 mostramos as variâncias σ extraídas dos espectros de velocidade dos resíduos de evaporação medidos à 4.8° , em diversas energias de excitação do núcleo composto. Vemos que a concordância com os valores teóricos, dados pela expressão IV.11, é boa, dentro dos erros experimentais.

E_{LAB} MeV	E^* MeV	σ_{EXP} (MeV/amu) ^{1/2}	$\bar{x}$ nucleons	$\sigma_{TEÓRICO}$ (MeV/amu) ^{1/2}
35.1	33.1	0.027±0.003	2.68	0.031
40.1	37.3	0.035±0.002	3.40	0.035
44.1	40.6	0.041±0.002	3.91	0.040
48.1	44.0	0.046±0.002	4.30	0.043
53.7	48.7	0.049±0.002	5.00	0.048
56.1	50.7	0.053±0.002	5.35	0.051

Tabela IV.8 - Comparação entre as variâncias σ , obtidas experimentalmente via espectros de velocidade, e teoricamente via equação IV.11, em diversas energias de excitação do núcleo composto. O parâmetro $\bar{x}$ é o número médio de nucleons evaporado e é obtido através do código PACE.

Figura IV.9 - Distribuição angular dos produtos de fusão em função de $\text{sen}^2 \theta$. O ajuste linear permite calcular a largura σ das distribuições de velocidade através da equação IV.10.

SISTEMA	E _{Lab} (Mev)	E* (Mev)	X	σ (distribuição angular) (Mev/amu) ^{1/2}	σ' (espectros de velocidade) (Mev/amu) ^{1/2}	$\sigma_{\text{teórico}}$ (Eq. IV.8) (Mev/amu) ^{1/2}
¹² C + ⁶⁵ Cu	53.7	51.23	4.55	0.043 ± 0.002	0.047 ± 0.002	0.045
	40.1	39.74	3.09	0.034 ± 0.001	0.036 ± 0.002	0.034
¹² C + ⁶³ Cu	53.7	48.60	5.23	0.046 ± 0.003	0.049 ± 0.002	0.048
	40.1	37.14	3.37	0.037 ± 0.002	0.035 ± 0.002	0.035

TABELA IV.7 - Valores de σ (dado pela distribuição angular), σ' (dado pelos espectros de velocidades) e $\sigma_{\text{teórico}}$ (dada pela Eq. IV.9), em função da energia de excitação E* e do número médio de nucleons evaporados, X. Os valores de σ' são uma média sobre os ângulos medidos. Podemos verificar o bom acordo entre os valores experimentais e teóricos, dentro dos erros experimentais. Para o cálculo do número médio de nucleons evaporados, utilizamos o código PACE. (vide fig. IV.10).

O resultado teórico obtido acima se baseia exclusivamente no cálculo utilizando o código PACE, que simula o decaimento do núcleo composto através do método de Monte Carlo utilizando a teoria de Hauser-Feshbach. No intuito de verificar a correspondência entre o código e os dados experimentais foi tentado um ajuste da distribuição angular através desse programa. O único parâmetro variado no ajuste foi a difusividade do potencial nuclear, utilizando-se, para os outros parâmetros, os valores fornecidos pelo programa. O resultado desse ajuste pode ser visto na figura IV.10. Pela figura, notamos que o ajuste é muito bom, descontando-se as oscilações em ângulos trazeiros devida ao método randômico utilizado no programa. Esse resultado reforça a discussão feita no parágrafo anterior, mostrando que a análise via espectro de velocidades é uma ferramenta importante para o estudo de reações via núcleo composto.

Uma outra análise muito interessante que pode ser feita através dos espectros de velocidade é a comparação isotópica desses espectros numa mesma energia e ângulo. Essa análise se mostrou surpreendente ao revelar um segundo grupo de baixa intensidade e maior velocidade, nos espectros de velocidade para o sistema $^{12}\text{C}+^{63}\text{Cu}$. Na figura IV.11 mostramos, para algumas energias medidas, a comparação isotópica entre os dois sistemas no ângulo de laboratório $\theta_{LAB}=4.8^\circ$ e 2.9° . Pela figura vemos que esse segundo grupo é bem pronunciado no sistema $^{12}\text{C}+^{63}\text{Cu}$ e quase desprezível no sistema $^{12}\text{C}+^{65}\text{Cu}$. Pelo fato de que a emissão de partículas leves pelo núcleo composto é simétrica em torno de 90° no referencial de centro de massa, as velocidades dos resíduos de fusão são todas centradas na velocidade de centro de massa do núcleo composto formado, conforme já discutido anteriormente. A partir desse resultado, uma primeira conclusão que pode ser feita é de que esse segundo pico não provém do decaimento estatístico do núcleo composto. Vamos fazer algumas considerações nesse sentido.

Figura IV.10 - Distribuição angular dos resíduos de fusão para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. A linha cheia é o ajuste obtido através do código PACE. Na figura a é o parâmetro de densidade de núcleons e d é a difusividade do potencial nuclear.

Figura IV.11 - Espectros de velocidades experimentais dos resíduos de fusão para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. Cada par de espectros corresponde aos dois isótopos de cobre numa mesma energia e ângulo. O segundo grupo está indicado por uma seta.

Na emissão de duas partículas α pelo núcleo composto temos três possibilidades de emissão: as duas saindo para trás (backward-backward), uma para frente e outra para trás (forward-backward) e as duas saindo para frente (forward-forward). Esse tipo de emissão fornece três picos no espectro de velocidades, cada um correspondendo a um dos processos descritos. A velocidade média geral dos três processos somados é a velocidade de centro de massa do núcleo composto. Esse tipo de emissão pode ser visto na figura IV.12, retirada de um trabalho de H. Morgenstern e colaboradores (Mo83). A emissão de duas partículas α seguida da emissão de nucleons (até três) também fornece um formato semelhante, conforme pode ser visto na figura.

Admitindo que esse segundo grupo provenha desses processos deveríamos observar um outro pico, simétrico, do lado de baixas velocidades, o que não ocorre. Vamos fazer uma primeira hipótese de que esse pico do lado de baixas velocidades não foi discriminado pelo detetor, devido à sua baixa energia. Então o que devemos fazer é tentar comparar as características desse segundo grupo com os valores previstos pelos códigos de decaimento estatístico do núcleo composto. O canal de decaimento correspondente à duas partículas α seguido de até três nucleons fornece uma massa para os resíduos de evaporação entre 67-64 u.m.a..

Cálculos utilizando a calibração em massa feita a partir da massa do ^{12}C espalhado elasticamente e do recuo do alvo (^{63}Cu) fornecem para esse segundo pico uma massa de 61 ± 3 unidades. Apesar dos resultados serem um pouco discrepantes, vamos fazer uma segunda hipótese que é a de admitir que essa massa seja realmente proveniente do decaimento $2\alpha + xN$. O passo seguinte seria comparar as intensidades medidas com as previstas pelos códigos de decaimento estatístico do núcleo composto. O código PACE fornece para o canal de reação $2\alpha + xN$ uma percentagem que varia de acordo com a energia do projétil e o ângulo do detetor. Na tabela IV.9 mostramos as intensidades devidas à

Figura IV.12 - Espectros de velocidade para os resíduos de evaporação de massas $A_{ER} = 31-44$ retirados de um trabalho H. Morgenstern e colaboradores. As linhas são cálculos dados pela equação II.77 com a inclusão da velocidade V_α quando necessário. As linhas verticais indicam a velocidade do núcleo composto V_{cm} .

esse segundo pico nos diversos ângulos e energias medidos, bem como os valores previstos pelo código PACE para os canais xN , $1\alpha+xN$ e $2\alpha+xN$ (onde x varia de 1 até 3). Analisando essa tabela, vemos que a concordância entre valores teóricos e experimentais, supondo que o segundo grupo seja o canal $2\alpha+xN$, não se verifica, mesmo para a energia mais alta. A intensidade relativa desse segundo grupo parece aumentar à medida que abaixamos a energia de laboratório ou avançamos em ângulo.

E _{LAB} MeV	θ_{LAB} graus	V _{2º GRUPO} % acima da fusão	$\sigma_{2º GRUPO}$ % do total	PACE		
				σ_{xN} %	$\sigma_{1\alpha+xN}$ %	$\sigma_{2\alpha+xN}$ %
35.1	4.8	23.0	11.0	96.9	1.6	--
40.1	2.9	36.0	6.5	96.3	1.9	--
"	4.8	36.0	7.1	94.5	2.8	--
"	7.7	35.0	6.8	93.2	3.4	--
"	11.6	27.0	13.8	48.8	51.2	--
44.1	4.8	30.0	5.1	91.3	3.9	--
48.1	4.8	26.9	8.5	89.7	4.6	0.4
53.7	2.0	36.4	5.3	75.8	10.3	1.2
"	2.9	34.0	5.8	71.4	12.0	1.5
"	3.8	34.9	4.6	71.3	12.5	1.2
"	4.8	26.4	7.6	68.0	13.7	1.5
"	11.6	24.7	8.1	30.0	28.6	4.3
56.1	4.8	32.0	5.2	61.4	17.1	1.5

Tabela IV.9 - Comparação entre os valores experimentais obtidos para o segundo grupo e os canais de decaimento previstos pelo código PACE. V_{2º GRUPO} é a velocidade do segundo grupo em unidades de percentagem acima da velocidade dos resíduos de fusão. $\sigma_{2º GRUPO}$ é a seção de choque para esse mesmo canal, expressa em percentagem dos resíduos de evaporação. A percentagem de decaimentos para os canais $1\alpha+xN$ e $2\alpha+xN$ foram divididas por 2 e 3 respectivamente, a fim de podermos compará-las com as intensidades do 2º grupo.

Um fato importante é que o mesmo código (PACE) fornece, para o sistema $^{12}C+^{60}Cu$, uma percentagem de decaimento

semelhante para esses canais ($2\alpha+xN$), o que não se verifica nas nossas medidas. Por último é necessário mencionar que os códigos de decaimento foram utilizados variando-se apenas a difusividade do potencial nuclear com o objetivo de ajustar as distribuições angulares dos resíduos de fusão.

Pelo que foi exposto acima, vemos que a explicação desse segundo grupo via decaimento do núcleo composto por $2\alpha+xN$ esbarra na comparação das seções de choque experimentais e teóricas para esse canal. A hipótese de decaimento por $1\alpha+xN$, a princípio, não foi considerada pois a massa para esses resíduos não confere com a massa medida experimentalmente para o 2º grupo. Atualmente porém essa possibilidade está sendo considerada e nesse sentido estamos estudando um ajuste para a expressão II.77 incluindo mais um parâmetro livre, que é a velocidade da partícula α . Com isso, estamos tentando ajustar os dois picos do espectro e tirar o valor de V_α com o intuito de compará-lo com as previsões dos códigos de decaimento estatístico.

Uma outra hipótese sugerida para esse 2º grupo seria o espalhamento profundamente inelástico entre alvo e projétil. Nesse tipo de processo, a maior parte da energia disponível seria transferida para o alvo na forma de energia interna de excitação e esse recuaria com velocidade um pouco superior à dos resíduos de fusão. Cálculos preliminares, utilizando cinemática de dois corpos, mostram que a energia de excitação do alvo em recuo é da ordem de 90% da energia disponível no centro de massa do sistema, o que fornece, para o caso de $E_{LAB}=53.7$ MeV, uma energia de excitação da ordem de 40 MeV ($E_{CM}=45.0$ MeV). Na figura IV.13 plotamos um diagrama de $V_{||}$ versus $V_{\perp}$, utilizando os valores da tabela IV.9. Os círculos centrados em V_{CM} representam o cálculo cinemático das velocidades de recuo para a reação $^{43}\text{Cu}(^{12}\text{C}, ^{43}\text{Cu})^{12}\text{C}$, com diferentes energias de excitação E^* . As linhas retas representam o ângulo do detetor no referencial de laboratório.

Figura IV.13 - Diagrama de velocidades $v_{||}$ versus $v_{\perp}$ para o sistema $^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$ mostrando os resíduos de evaporação (círculos cheios e o segundo grupo (quadrados). A linha cheia $V_{\text{NC}} \cos \theta$ representa a velocidade média dos resíduos de evaporação. As linhas tracejadas são localizações cinemáticas para a reação $^{63}\text{Cu}(^{12}\text{C}, ^{63}\text{Cu})^{12}\text{C}$ de espalhamento muito inelástico, em diferentes energias de excitação E^* do ^{63}Cu .

Na figura, a velocidade média V_{CM} do núcleo composto é dada pela curva $V_{NC}\cos\theta$ que enquanto que os centróides do segundo grupo são mostrados nos pontos em forma de quadrado. Podemos verificar visualmente os valores de E^* que melhor ajustam os pontos experimentais.

A explicação final para esse segundo grupo ainda está longe de ser encontrada. Para a comprovação ou não de que o processo é resultado do decaimento estatístico do núcleo composto são necessárias medidas com estatística bem maior, a fim de podermos tirar informações quantitativas mais precisas. E também imprescindível realizar uma calibração em massa bastante precisa, que forneça a massa na região do núcleo composto com precisão de pelo menos uma massa em sessenta. Com os dados já obtidos é possível ter uma noção bastante boa das regiões de energia e ângulo na qual serão necessárias novas medidas.

Por último, é necessário mencionar que os espectros de velocidade estudados foram provenientes do espectro biparamétrico $V \times M$, de onde podemos obter também o espectro de massas. Nesse sentido foi realizada uma análise desses espectros com o objetivo de verificar a presença ou não do canal de reação chamado "massa intermediária" (Pe85). Um espectro típico de massas pode ser visto na figura IV.14. Nesse espectro é bem visível a presença de um pico de massas com centróide por volta de 42 u.m.a.. Esse mesmo canal de reação já foi detectado nos sistemas $^{14}\text{-}^{18}\text{O} + ^{63}\text{-}^{65}\text{Cu}$ e $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ medidos por membros de nosso grupo. Esse fato vem reforçar a tese de que esse canal de reação é importante para essa região de massas ($A_{NC} \approx 80$). Uma análise mais quantitativa desses dados, nos sistemas estudados neste trabalho, não pode ser feita devido ao fato de que as placas de deflexão eletrostática não estavam calibradas para medir esse particular canal de reação. Nesse sentido medidas de massa intermediária para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63}\text{-}^{65}\text{Cu}$ já estão em fase de planejamento e serão motivo de futuros trabalhos.

Figura IV.14 - Espectro de massas para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63,65}\text{Cu}$. Somadas as distribuições angulares em $E_{\text{LAB}} = 53.7$ e 40.1MeV . Na figura pode-se perceber a presença da massa intermediária.

V - CONCLUSOES

Determinamos neste trabalho as funções de excitação para a fusão completa dos sistemas $^{12}\text{C}+^{63,65}\text{Cu}$ em um intervalo de energias correspondente à $0.9 \approx 1.8$ vezes a barreira coulombiana. O método utilizado na determinação da seção de choque de fusão foi o da detecção dos resíduos de evaporação através da técnica de tempo de voo acoplado à um defletor eletrostático. Foi feita uma ampla discussão dos aspectos operacionais do método, bem como de suas limitações, vantagens e desvantagens em relação à outros métodos. Os bons resultados obtidos neste trabalho mostraram ser essa técnica uma boa alternativa no estudo das reações com íons pesados.

As funções de excitação da fusão dos sistemas estudados foram analisadas com base nas teorias semiclássicas de penetração de barreira. Dessa análise extraímos os parâmetros da barreira de fusão, que se mostraram independente da forma analítica do potencial utilizado. Os parâmetros assim obtidos estão em bom acordo com os valores da literatura.

Com o intuito de comparar os dois sistemas, foi feito um cálculo no qual os efeitos geométricos e de barreira foram descontados. Essa comparação mostrou que os sistemas apresentam o mesmo comportamento em energias acima e abaixo da barreira coulombiana.

Para a região de energias abaixo da barreira coulombiana, os valores de seção de choque obtidos são sistematicamente subestimados pelo modelo unidimensional de um valor ΔV_B , que é obtido através do ajuste dos dados. O valor obtido para esse parâmetro está em bom acordo com uma sistemática recente, que utiliza a formação de "pescoço" como grau de liberdade adicional.

A inclusão do acoplamento de canais inelásticos somados à transferência de um neutron, como graus de liberdade adicionais resultaram em uma diminuição de apenas 40% no

valor de ΔV_B , o que indica, dentro desse tipo de cálculo, que outros canais de transferência podem ser importantes no processo de fusão subcoulombiana. Para tanto, medidas dos fatores de forma para esses processos diretos são necessárias.

Com o intuito de comparar a influência do canal de entrada nesses sistemas, foi feito o cálculo da seção de choque reduzida para os sistemas $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O} + ^{63}\text{Cu}$ e $^{12}\text{C}, ^{16}\text{O} + ^{65}\text{Cu}$. Esse cálculo mostrou que os sistemas $^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$ possuem o maior aumento de seção de choque subcoulombiana, sendo que esse fato se deve possivelmente à deformação estática do ^{12}C , que é bem maior que para os outros projéteis. Uma comparação mais completa entre esses sistemas só será possível assim que medidas dos canais de transferências e de espalhamento elástico e inelástico forem feitas.

A análise dos resíduos de evaporação através dos espectros de velocidades mostrou a existência de um canal intenso para o sistema $^{12}\text{C} + ^{63}\text{Cu}$, com massa aproximada de 61 ± 3 u.m.a., o qual não aparece significativamente no outro isótopo. A análise da distribuição angular para esse canal mostrou que sua intensidade aumenta com o ângulo, até o ângulo máximo medido de 12° . A curva de excitação mostrou que a intensidade para esse canal oscila entre 5% e 11% sendo que o maior valor foi obtido para a energia mais baixa. O centróide de velocidade para esse canal, na curva de excitação, permanece em uma porcentagem estável (32%) acima dos resíduos de fusão, enquanto que na distribuição angular essa porcentagem diminui à medida que aumentamos o ângulo. Cálculos utilizando o código de decaimento estatístico PACE mostraram que a análise das intensidades relativas dos decaimentos não permite identificar esse canal como proveniente do decaimento $2\alpha + xN$.

A análise dos espectros de massa dos dados obtidos constatarem a presença do canal de reação denominado "massa intermediária", o qual já foi detectado em outros sistemas

medidos pelo nosso grupo. Uma análise mais quantitativa desse canal não pode ser feita devido ao fato de que as placas de deflexão eletrostática não estavam calibradas para essa região de massa e energia.

Por último é necessário mencionar que os dados aqui obtidos fazem parte de um planejamento de medidas que incluem outros canais de reação como transferências e espalhamento elástico e inelástico, cujos dados serão motivos de futuros trabalhos.

- 8474 - R. Biss
Nucl. Phys. B231 (1984) 45
- 8477 - R.B. Biss
Rev. of Mod. Phys. 55 (1982) 485
- 8484 - M. Beckmann
"Fusion Reactions Between the Coulomb Barrier"
Lectures Notes in Physics 213 (1984) 1
S.S. Weinberg ed. Springer, Berlin
- 8487 - S. Bagchi, C. Signorini, E. Lomsted, M. Norlund,
G. Fortana, R. B. Biss, G. Heccegari &
A. Fauci
Nucl. Phys. and Nucl. 2212 (1985) 235
- 8488 - J.W. Richardson & J.R. Richardson
Rev. Mod. Nucl. Phys. 31 (1984) 285
- 8477 - Z. Bickel, J. Bendor, V.J. Swiatkowski & C.F. Tsang
Rev. of Phys. 102 (1984) 421
- 8474 - J.P. Bondar, et al
Phys. Rep. 15 (1974) 83
- 8488 - R. Bickel, ed.
"Heavy Ion Collisions", Vol. 2,
1984, North Holland
- 8482 - E. Bort, R.B. Biss & R.W. Bickel
Phys. Rev. 27 (1982) 74
- 8488 - E.W. Brueckner, et al
Phys. Rev. 173 (1968) 834

VI - REFERÊNCIAS

- Ac86 - J.C. Acquadro, U. Schnitter, A.P. Teles,
D. Pereira, O. Sala e P.A.B. Freitas
Nucl.Instr. and Meth. A244 (1986) 229.
- Ag87 - C.E. Aguiar, V.C. Barbosa, L.F. Canto e
R. Donangelo
Nucl.Phys. A472 (1987) 571
- An87 - R.M. dos Anjos
Tese de Mestrado - IFUSP - 1987
- Ba74 - R. Bass
Nucl.Phys. A231 (1974) 45
- Be72 - H.D. Betz
Rev. of Mod.Phys. 44 (1972) 465
- Be84 - M. Beckerman
"Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier"
Lectures Notes in Physics 219 (1984) 1
S.G. Steadman ed., Springer, Berlin
- Be85 - S. Beghini, C. Signorini, S. Lunardi, M. Morando,
G. Fortuna, A.M. Stefanini, W. Meczynski e
R. Pengo
Nucl.Instr. and Meth. A239 (1985) 585
- Bi83 - J.R. Birkelund e J.R. Huizenga
Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 33 (1983) 265
- Bl77 - J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiateki e C.F. Tsang
Ann. of Phys. 105 (1977) 427
- Bo74 - J.P. Bondorf et al
Phys.Rep. 15 (1974) 83
- Bo80 - R. Block, ed.
"Heavy Ion Collisions", Vol. 2,
(1980), North Holland
- Br52 - G. Breit, M.H. Hull e R.L. Gluckstern
Phys.Rev. 87 (1952) 74
- Br68 - K.A. Brueckner et. al
Phys.Rev. 173 (1968) 944

- Br72 - R.A. Broglia e A. Winther
Phys.Rep. C4 (1972) 153
- Br74 - D.M. Brink e N. Rowley
Nucl.Phys. A219 (1974) 79
- Br83 - R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne e
A. Winther
Phys.Rev. C27 (1983) 2433
- Br83b- R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landowne e
G. Pollaro
Phys.Lett. B133 (1983) 34
- Br84 - D.A. Bromley, ed.
"Treatise on Heavy Ion Science", Vol 2,
(1984) Plenum Press
- Ca79 - J. Gomez del Campo, R.G. Stokstad, J.A.
Biggerstaff, R.H. Dayras, A.H. Snell e P.H.
Stelson
Phys.Rev. C19 (1979) 2170
- Ch76 - P.R. Christensen e A. Winther
Phys.Rev. 65B (1976) 19
- Ch85 - L.C. Chamon e C.A. da Rocha
1985 - Comunicação Particular
- Ch86 - L.C. Chamon e C.A. da Rocha
1986 - Comunicação Particular
- Ch87 - L.C. Chamon e C.A. da Rocha
1987 - Comunicação Particular
- Co81 - T. Cormier e P.M. Stwertka
Nucl.Instr. and. Meth. 184 (1981) 423
- Da83a- C.H. Dasso, S. Landowne e A. Winther
Nucl.Phys. A405 (1983) 381
- Da83b- C.H. Dasso, S. Landowne e A. Winther
Nucl.Phys. A407 (1983) 221

- Da86 - C.H. Dasso e S. Landowne
 "Proceedings of the Symposium on The Many Facets
 of Heavy-Ion Fusion Reactions"
 (1986) 477 - Argonne - USA
- Da87 - C.H. Dasso e S. Landowne
 Phys.Lett. B183 (1987) 141
- De75 - B. Deryagin
 J.Coll.Intern.Sci. 53 (1975) 314
- Es81 - H. Esbensen
 Nucl.Phys. A352 (1981) 147
- Fr65 - M. Fröman e P.O. Fröman
 "JWKB Aproximations", 1978, North Holland
- Fl78 - H.Flocard, S.E. Koonin e M.S. Weiss
 Phys.Rev. C17 (1978) 1682
- Ga80 - A. Gavron
 Phys.Rev. C21 (1980) 230
- Ge55 - B.T. Geilikan
 "Proceedings of the United Nations International
 Conference on the Peaceful Uses of Atomic
 Energy", Vol. 2
 (1955) 202 - Geneva
- Ge68 - D.A. Gedcke e W.J. McDonald
 Nucl.Instr. and Meth. 58 (1968) 253
- Ge76 - C.K. Gelbke et. al
 Nucl.Phys. A269 (1976) 460
- Gl75 - D. Glas e U. Mosel
 Nucl.Phys. A237 (1975) 429
- He86 - W. Henning, D. Kovar, S. Lanowne e
 S. Pieper, eds.
 "Proceedings of the Symposium on The Many Facets
 of Heavy-Ion Fusion Reactions"
 (1986) - Argonne - USA
- Hi53 - D.L. Hill e J.A. Wheeler
 Phys.Rev. 89 (1953) 1102

- Hi79 - D. Hilsher et. al
Phys.Rev. C20 (1979) 576
- Ho64 - P. Hohenberg et al.
Phys.Rev. 163 (1964) B846
- Hu81 - M.S. Hussein
Apostila baseada no curso "Colisões entre íons
Pesados", IFUSP, 1981, não publicado
- Ja70 - D.F. Jackson
Nuclear Physics, 1970, London, Methuen
- Ja79 - J. Jastrzebski, H.Karwowski, M. Sadler e P.P.
Singh
Phys.Rev. C19 (1979) 724
- Kn74 - J. Knoll e R. Schaeffer
Phys.Lett. 52B (1974) 131
- Kn78 - G.F. Knoll
"Radiation Detection and Measurements"
1978, John Willey & Sons, New York
- Ko75 - T. Koeling e R.A. Malfliet
Phys.Rep. 22C (1975) 181
- Kr73 - H.J. Krappe e J.R. Nix
"Proceedings of the 3rd International Atomic
Energy Agency Symposium on Physics and Chemistry
of Fission", Vol 1,
(1973) 159 - Rochester - New York
- Kr79 - H.J. Krappe, J.R. Nix e A.J. Sierk
Phys.Rev. C20 (1979) 992
- Kr80 - H.J. Krappe
Lectures Notes In Physics 117 (1980) 312
- Kr83 - H.J. Krappe, K. Möhring, M.C. Nemes e H. Rossner
Z.Phys. A314 (1983) 23
- La86 - S. Landowne, S.C. Pieper e F. Videbaek
Phys.Rev. C35 (1986) 597
- Li83 - R. Lindsay e N. Rowley
J.Phys.G:Nucl.Phys. 10 (1984) 805

- Li86 - R. Liguori Neto
Tese de Doutorado, 1986, IFUSP
- Li86b- R. Liguori Neto e C. Tenreiro
1986 - Comunicação Particular
- Ma68 - J.B. Marion e F.C. Young
"Nuclear Reactions Analysis, Graphs and Tables"
(1968) 154 - John Willey & Sons, Inc, N.Y.
- Ma73 - R.A. Malfliet, S. Landowne e V. Rostokin
Phys. Lett. 44B (1973) 238
- Me71 - L. Meyer
Phys.Stat.Sol. B44 (1971) 253
- Mo83 - H. Morgenstern, W. Bohne, K. Grabish, H. Lehr e
W. Stöffler
Z.Phys. A313 (1983) 39
- My66 - W.D. Meyers e W.J. Swiateki
Ann.Phys. 81 (1966) 1
- My69 - W.D. Meyers e W.J. Swiateki
Ann.Phys. 55 (1969) 395
- Na70 - J.B. Natowitz
Phys.Rev. C1 (1970) 623
- Ni73 - B. Nilsson et. al
Phys.Lett. 47B (1973) 189
- Ng75a- C. Ngô et. al
Nucl. Phys. A240 (1975) 353
- Ng75b- C. Ngô et. al
Nucl.Phys. A252 (1975) 237
- Pa87 - S.D. Paciornik, Mario D. Ferraretto, A.P. Teles,
P.M.C. Freitas, Marcelo D. Ferraretto, N.E.P.
Pereira, F. Pádoa, Mauro D. Ferraretto e
D. Stücker
5º Simpósio Da Associação Brasileira de Usuários
DIGITAL - 1987 -São Paulo -S.P.

- Pe78 - D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala e
N.D. Vieira Jr.
Rev.Bras.Fis. 8 (1978) 165
- Pe85 - D. Pereira, J.C. Acquadro e O. Sala
"Proceedings of the Internatinal Conference
Nuclear Structure with Heavy-Ions"
(1985) 351 - Legnaro - Italy
- Pe86 - D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala, L.C. Chamon,
C.A. da Rocha, G. Ramirez e C. Tenreiro
(1986) - Preprint P-620 - IFUSP
- Pe87 - D. Pereira et. al
Submetido à Nucl. Instr. and. Meth.
- Pe87b- D. Pereira, G. Ramirez, L.C. Gomes e O. Sala
Submetido à Phys. Lett. B
- Ra51 - N.F. Ramsey
Phys.Rev. 83 (1951) 659
- Ra76 - J. Randrup
Nucl.Phys. A259 (1976) 253
- Re82 - W. Reisdorf et. al
Phys.Rev.Lett. 49 (1982) 1811
- Re86 - K.E. Rehm
"Proceedings of the Symposium on The Many Facets
of Heavy-Ion Fusion Reactions"
(1986) 27 - Argonne- USA
- Ri86 - R.V. Ribas
"IX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no
Brasil"
(1986) 76 - Caxambú -M.G.
- Ru86 - K. Rudolph et. al
Nucl.Instr. and Meth. 204 (1983) 407
- Sa74 - O. Sala e G. Spalek
Nucl. Instr. and Meth. 122 (1974) 213
- Sa87 - G.R. Satchler, M.A. Nagarajan, J.S. Lilley e
I.J. Thompson
Ann.Phys. 178 (1987)

- Sc77 - W.U. Schöder e J.R. Huizenga
Ann.Rev.Nucl.Sci. 27 (1977) 465
- Sh66 - L.J. Sham et.al
Phys.Rev. 145 (1966) 561
- Sh69 - W. Sheid e W. Greiner
Z.Phys. 226 (1969) 369
- Si73 - R. da Silveira
Phys.Lett. 45B (1973) 211
- Sk87 - S.J. Skorka, A.M. Stefanini, G. Fortuna, R. Pengo, W. Meczynski, G. Montagnoli, A. Tivelli, S. Beghini, C. Signorini e P.R. Pascholati
(1987), Preprint, INFN, Padova, Italy
- St80 - R.G. Stokstad
"XII Internatinal Summer School in Nuclear Physics"
(1980), Mikolajki, Poland
- St80b- R.G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U. Smilansky e I. Tserruya
Phys.Rev. C21 (1980) 2427
- St81 - R.G. Stokstad e E.E. Gross
Phys.Rev C23 (1981) 281
- St86 - S.G.Steadman e M.J. Rhoades-Brown
Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 36 (1986) 649
- Ta85 - O. Tanimura, J. Makowka e U. Mosel
Phys.Lett. B163 (1985) 317
- Te83 - L.A.B. Tessaroto et. al
"Proceedings of The International Ion Engineering Congress"
(1983), ISIAT, Kyoto, Japan
- Te85 - C. Tenreiro e G. Ramirez
(1985) - Comunicação Particular
- Te85b- C. Tenreiro e G.Ramirez
(1985) - Comunicação Particular

- Te86 - A.P. Teles, Mario D. Ferraretto, P.M.C. Freitas,
Marcelo D. Ferraretto e Mauro D. Ferraretto
Grupo de Suporte Computacional - Lab. Pelletron
(1986), Comunicação Interna
- Ts86 - I. Tserruya, V. Steiner, Z. Fraenkel, P. Jacobs,
D.G. Kovar, W. Henning, M.F. Vineyard e B.G.
Glagola
"Proceedings of the Symposium on The Many Facets
of Heavy-Ion Fusion Reactions"
(1986) 635 - Argonne -USA
- Vi79 - N.D. Vieira Jr.
Dissertação de Mestrado, 1979, IFUSP
- Vi86 - M.M. Vilela
Dissertação de Mestrado, 1986, IFUSP
- Wi78 - K. Siwek-Milczynska, J. Wilczynski
Phys.Lett. 74B (1978) 313
- Wo73 - C.Y. Wong
Phys.Rev.Lett. 31 (1973) 766
- Zi80 - J.F. Ziegler
"The Stopping and Ranges of Ions in Matter"
Vol. 2 à 6 - (1980) - Pergamont Press