SBI-IFUSP

305M810T1468

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

ESTUDO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO DO
SISTEMA $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$

Valdir Guimarães

Dissertação de Mestrado apresentada
ao Instituto de Física da Universi-
dade de São Paulo para obtenção do
título de Mestre em Ciências.

Eloisa Madeira Szanto

Mr. C. Mendes

Roberto V. Faria

ORIENTADOR:

Profa. Dra. Eloisa Madeira Szanto

Defesa 11/11/88

SÃO PAULO

1988

1539.7

G 963e

M

1.2

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Guimarães, Valdir

Estudo da seção de choque de fusão do sistema
 $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$. São Paulo, 1988.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Eloisa Madeira Szanto

Unitermos: 1.Fusão; 2.Boro; 3.Alumínio; 4.Parâmetros Glas e Mosel; 5.Efeitos de estrutura; 6.Limitação; 7.Assimetria de massa; 8.Sistemática de parâmetros; 9.Sistema de tempo de voo.

USP/IF/SBI - 37/88

"Tudo que é sólido se desmancha no ar"

Karl Marx

à meus pais e
em especial à Cidinha.

RESUMO

Investigamos o processo de fusão para o sistema $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$ dentro do intervalo de energia de bombardeio de $18\text{ MeV} < E_{\text{LAB}} < 50\text{ MeV}$, no intervalo angular de $4^\circ < \theta_{\text{LAB}} < 40^\circ$. Para tal finalidade, foi construído um sistema de detecção baseado na técnica de tempo de voo.

As medidas das distribuições angulares e distribuições de massa foram comparadas com os cálculos do modelo estatístico usando o código PACE. As previsões teóricas da formação do núcleo composto, baseados nos modelos de Bass, proximity e de Glas e Mosel, foram comparadas aos resultados experimentais observados da seção de choque de fusão.

Por fim, realizamos uma análise sistemática dos parâmetros ($R_0, V_0, R_{\text{CR}}, V_{\text{CR}}$) do modelo de Glas e Mosel e da seção de choque máxima de fusão, para o sistema desse trabalho e vários outros disponíveis na literatura. Dessa análise concluímos que se faz necessário a inclusão de outros graus de liberdade no estudo do processo de fusão, em particular, enfatizamos o grau de liberdade de assimetria de massa do canal de entrada.

ABSTRACT

The $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$ fusion reaction has been investigated within the bombarding energy range of $18\text{ MeV} < E_{\text{LAB}} < 50\text{ MeV}$, covering the $4^\circ < \theta_{\text{LAB}} < 40^\circ$ angular range. The detection system, based on the time of flight, has been constructed for this purpose.

The experimental angular distributions and mass spectra were compared to statistical model calculations performed on the basis of the computer code PACE. Theoretical predictions for the compound nucleus formation, based on Bass, Proximity and Glas e Mosel models were compared to the experimental fusion cross section.

Finally, a sistematic analysis of the fusion barrier parameters (R_B, V_B, R_{CR}, V_{CR}) and of the maximum fusion cross section, for the system investigated in the present work and many others available in the literature has been performed. This analysis pointed out the importance of the inclusion of degrees of freedom other than the radial separation, in the fusion process. A special attention has been payed to entrance channel mass assimetry.

ABSTRACT

The $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$ fusion reaction has been investigated within the bombarding energy range of $18\text{ MeV} < E_{\text{LAB}} < 50\text{ MeV}$, covering the $4^\circ < \theta_{\text{LAB}} < 40^\circ$ angular range. The detection system, based on the time of flight, has been constructed for this purpose.

The experimental angular distributions and mass spectra were compared to statistical model calculations performed on the basis of the computer code PACE. Theoretical predictions for the compound nucleus formation, based on Bass, Proximity and Glas e Mosel models were compared to the experimental fusion cross section.

Finally, a sistematic analysis of the fusion barrier parameters (R_B, V_B, R_{CR}, V_{CR}) and of the maximum fusion cross section, for the system investigated in the present work and many others available in the literature has been performed. This analysis pointed out the importance of the inclusion of degrees of freedom other than the radial separation, in the fusion process. A special attention has been payed to entrance channel mass assimetry.

Agradecimentos

Durante o processo de realização desse trabalho, contei com a colaboração de muitas pessoas.

Algumas delas ajudaram-me com um admirável, e até especial apoio moral, outras por um precioso apoio financeiro e algumas ainda por uma estimada ajuda profissional.

Aquelas que me ajudaram por amizade, creio que o fizeram não por uma citação de seus nomes nessas páginas, já que a amizade que nos une é maior que qualquer retorno desse tipo, mas pelo prazer que proporciona a possibilidade de colaborar com um amigo.

Já aquelas que contribuíram de alguma forma por profissionalismo, também não vejo necessidade de citação de nomes, pois elas devem estar se sentindo satisfeitas pela possibilidade de terem cumprido seu papel.

Í N D I C E

I. INTRODUÇÃO .1.

II. PARTE EXPERIMENTAL .6.

II.1. Arranjo experimental .6.

II.1.1. Obtenção e transporte do feixe .6.

II.1.2. Alvos .11.

II.1.3. Sistemas de detecção: tempo de voo .12.

II.1.4. Câmara de espalhamento .19.

II.2. Aquisição de dados .25.

II.2.1. Eletrônica de aquisição .25.

II.2.2. Aquisição dos dados .31.

II.2.3. Medidas realizadas .32.

II.3. Redução dos dados .34.

II.3.1. Métodos e programas .34.

II.3.2. O espalhamento elástico .42.

II.3.3. Desempenho do sistema de detecção .53.

II.3.4. Espectros de velocidade .61.

II.3.5. Seção de choque total de fusão .66.

II.3.6. A função de excitação .69.

III. PARTE TEÓRICA .74.

III.1. Natureza semi-clássica das reações entre íons pesados .74.

III.2. O processo de fusão .80.

III.3. Modelos de formação do núcleo composto .81.

III.3.1. Distância crítica .84.

III.3.2. Linha de Yrast .94.

III.3.3. Linha estatística de Yrast .97

III.4. Decaimento do núcleo composto .99.

III.4.1. Teoria estatística de Hauser-Feshbach .101.

III.5. Cinemática dos resíduos de evaporação .106.

III.6. Programas de cálculos estatístico .113.

III.6.1. Lilita e Pace .113.

IV. ANÁLISE DOS DADOS .116.

IV.1. Análise do decaimento sequencial .116.

IV.2. Análise da função de excitação .127.

IV.3. Sistemática dos parâmetros .130.

IV.4. A seção de choque máxima de fusão .142.

IV.5. Limitação da seção de choque de fusão .151.

IV.6. O grau de liberdade de assimetria de massa .158.

V. COMENTÁRIOS FINAIS .172.

VI. REFERÊNCIAS .178.

I. INTRODUÇÃO

Reações de fusão entre íons pesados apresentam, para a maioria dos sistemas investigados, uma dependência com a energia, que, à primeira vista, tem as mesmas características e permite a distinção clara de três regiões de energia, associadas na literatura a três regimes diferentes:

Região I, que corresponde ao intervalo de energia entre uma a duas vezes a altura da barreira, é governada pela penetrabilidade da barreira de potencial no canal de entrada. Nesse intervalo de energia, o movimento relativo pode ser tratado classicamente, considerando as forças (conservativas e dissipativas) entre dois corpos, responsáveis pela captura do sistema no poço do potencial efetivo, atrativo, que está diretamente relacionado à assimetria de massa no canal de entrada.

No outro extremo de energia, geralmente chamada de região III a seção de choque de fusão é determinada pelo máximo momento angular que o núcleo composto pode suportar. Cálculos baseados no modelo da gota líquida girante prevêem, com sucesso, o momento angular crítico característico da fissão do núcleo composto.

Entre essas duas regiões de energia, existe uma região intermediária, em que é razoável esperar que a seção de choque de fusão em função da energia sofra uma transição suave entre seu comportamento na região I para aquele da região III, evidenciando características que podem ser associadas tanto ao núcleo composto como às propriedades do canal de entrada.

É justamente nessa região de transição que se espera a competição dinâmica entre a fusão e outros mecanismos de reação, como por exemplo, os processos periféricos e fusão incompleta, que limitam o processo de fusão.

Vários modelos macroscópicos foram desenvolvidos, como por exemplo os modelos de Glas e Mosel (Gl74, Gl75) e da linha estatística de Yrast (Le80), para descreverem o comportamento geral da função de excitação na região II e destacar o processo que limita a fusão. Em geral, esses modelos são parametrizados de uma forma bastante simples. Entretanto, medidas da seção de choque de fusão para alguns sistemas tem revelado características atípicas e difíceis de serem entendidos a partir dos modelos macroscópicos, sugerindo que outros graus de liberdade, até então não considerados possam ser importantes.

Dentro desse contexto, pode-se tentar uma caracterização desses graus de liberdade através de um estudo sistemático dos parâmetros associados aos modelos macroscópicos, bem como através do comportamento da seção de choque de fusão na região II para vários sistemas encontrados na literatura.

O estudo do processo de fusão do sistema $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$, pode contribuir nesse estudo sistemático incluindo medidas da seção de choque de fusão numa região de massa correspondente à transição de sistemas que possuem ambos os núcleos, alvo e projétil, na camada 1s-1p e sistemas com um dos núcleos na camada 2s-1d, onde tais medidas são escassas. Além disso, sistemas que possuem o ^{11}B ou o ^{27}Al tem apresentado características que fogem do comportamento médio, como por exemplo alguns parâmetros do modelo de Glas e Mosel, que para esses sistemas apresentam valores discrepantes quando comparados a sistemas de massas próximas.

O estudo do processo de fusão requer técnicas de identificação dos produtos de reação. Nesse trabalho optamos pela técnica de tempo de voo, que nos permite identificar as massas dos resíduos de evaporação através da determinação de suas velocidades e energia. Para uma boa definição no espectro de massa são necessários uma boa resolução na determinação do tempo de voo e energias dessas partículas. Para tal, construímos um sistema de tempo de voo incorporando um detetor com um tempo de resposta rápido. Esse dispositivo é apresentado e analisado com detalhes no capítulo II, juntamente com o restante do aparato experimental. Nesse capítulo, também, fizemos uma breve descrição da fonte de íons e do sistema de transporte de feixe, bem como do método de aquisição e redução dos dados, descrevendo os passos para a determinação da seção de choque de fusão em função da energia.

No capítulo III, discutimos os modelos teóricos usualmente utilizados na interpretação dos dados de seção de choque de fusão em energias acima da barreira coulombiana e descrevemos brevemente o modelo estatístico para o decaimento do núcleo composto.

No capítulo IV, apresentamos primeiro a comparação de nossos resultados com as previsões teóricas do decaimento do núcleo composto, analisando alguns parâmetros mais relevantes. Em seguida, fizemos um ajuste da função de excitação utilizando os potenciais unidimensionais dos modelos de Bass e de proximidade e o modelo de Glas e Mosel, fazendo, posteriormente, um estudo sistemático dos parâmetros com este último modelo e da seção de choque máxima de fusão. Nesse capítulo, ainda, discutimos o processo de limitação da seção de choque de fusão e uma possível influência da assimetria de massa na seção de choque de fusão através da comparação de nosso sistema com $^{19}\text{F} + ^{19}\text{F}$, que é um sistema simétrico que forma o mesmo núcleo composto.

Finalmente no capítulo V, apresentamos os comentários finais relativos ao estudo realizado.

II. PARTE EXPERIMENTAL

II.1 . ARRANJO EXPERIMENTAL

II.1.1 - Obtenção e transporte do feixe.

Nossas medidas foram realizadas utilizando o acelerador Pelletron do tipo "tandem", 8UD, da Universidade de São Paulo (Sa74). O feixe de íons negativos de boro a ser injetado no acelerador foi gerado numa fonte de íons do tipo "SNICS" (Source of Negative Ions by Cesium Sputtering)(Te83).

Esta fonte utiliza o processo de "sputtering" (com feixe primário de cézio) para produzir o feixe do elemento desejado. Nesse processo, o vapor de cézio neutro é introduzido numa região de descarga eletrônica onde é ionizado por um filamento helicoidal de tungstênio (figura I). Os íons positivos de cézio (Cs^+) formados na região em torno do filamento são focalizados por uma lente eletrostática no catodo. O catodo tem a forma de um pequeno cadinho de cobre sobre o qual é depositado o elemento (ou composto químico do elemento) que se deseja como feixe. O choque dos íons de Cs^+ com o catodo é suficiente para arrancar íons negativos desse material (Césium Sputtering).

Em nosso caso, a pastilha era constituída por uma mistura na seguinte proporção de massa: 40% de boro e 60% de alumínio. O alumínio foi utilizado a fim de se obter uma melhor condutividade térmica, proporcionando uma maior eficiência na deposição de césio no catodo e, por consequinte, aumentando a intensidade do feixe.

Os íons de $^{11}\text{B}^-$, assim produzidos, são dirigidos à abertura da fonte pela diferença de potencial entre o anodo e o catodo, que varia de 1KV a 3KV e a seguir extraídos por um campo extrator de 20 kV. A seguir o feixe é acelerado e focalizado pela ação de um tubo pré-acelerador polarizado com tensão $V_d = -80 \text{ KV}$ em relação a terra e injetado no acelerador. As condições ópticas para o transporte do feixe até a entrada do acelerador são garantidas por um eletroímã com o valor máximo de poder de deflexão $ME/Z^2 = 20 \text{ (ME-20)}$ e por um dubleto quadrupolar eletrostático.

FIG. I.

Esquema da fonte de íons SNICS (região de ionização do césio)

No acelerador (figura II), o feixe negativo é inicialmente acelerado por um potencial V_T (potencial do terminal) até atingir uma fina folha de carbono (Stripper). Ao atravessar essa folha, o feixe perde vários elétrons, adquirindo carga positiva com uma distribuição conhecida de estado de carga (figura III). Os íons, agora positivos, são reacelerados num segundo estágio pelo mesmo potencial V_T , adquirindo na saída do acelerador uma energia total dada por:

$$E_{TOTAL} = (Z+1) \cdot V_T \text{ (MeV)} + V_L \text{ (KeV)} \quad (1)$$

onde Z é o estado de carga do íon após passar pelo "stripper".

Na saída do acelerador, o feixe passa ainda por um segundo eletroímã analisador de dupla focalização, denominado ME-200, que além de defletir o feixe 90°, seleciona sua massa (M), energia (E) e carga (Z).

Finalmente, o feixe de íons selecionado é defletido por outro eletroímã (switching magnet), que o desvia para uma das seis canalizações existentes.

FIG. II.

Sistema do acelerador Pelletron

FIG. III.

Fração dos íons do feixe com carga " i ", após a passagem por um material, em função da energia (estas distribuições são independentes do material) (Ma68)

II.1.2 - Alvos

Nas experiências realizadas foram utilizados alvos de ^{27}Al de aproximadamente $80 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, sendo que na medida das distribuições angulares utilizamos alvos de ^{27}Al com uma fina camada de ^{197}Au . Esses elementos e os demais contaminantes inevitáveis (^{16}O e ^{12}C) podem ser identificados nos espectros de energia de ângulos traseiros dos produtos de reação. O Au presente no alvo é utilizado para a medida da eficiência de detecção do sistema de tempo de voo e normalização da seção de choque de espalhamento elástico, pois o espalhamento de B em Au é puramente coulombiano (Rutherford) nessas energias e, portanto, conhecido.

A técnica utilizada na confecção dos alvos foi a evaporação em vácuo de alumínio metálico (pureza=99.99%), pela passagem de corrente elétrica (Ap75). Colocamos pequenos pedaços de fio de alumínio sobre um filamento de tungstênio, que, ao ser percorrido por uma corrente elétrica, evapora o alumínio por transmissão de calor. Pelo mesmo processo foi depositada a camada fina de ouro sobre os alvos. (Gu84)

II.1.3 - Sistema de detecção: tempo de voo

O processo de fusão é caracterizado experimentalmente pela formação de resíduos de evaporação, que devem ser identificados dentre as partículas geradas pelas outras interações (reações diretas, fusão incompleta e processos de pré-equilíbrio). Essa identificação é possível com algumas técnicas experimentais e sistemas de detecção adequados.

Os resíduos de evaporação da fusão do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ nas energias de bombardeio utilizadas, possuem em média energias muito baixas (2-8 MeV), o que dificulta a identificação dos mesmos quando utilizados sistemas de detecção do tipo E- Δ E, devido, principalmente, à elevada perda de energia que essas partículas sofrem nesses tipos de detetores. Podendo ocorrer, inclusive, um completo freamento dos resíduos de mais baixas energias. Desse modo optamos pela técnica de tempo de voo, onde a perda de energia é minimizada.

A identificação das partículas utilizando o método de tempo de voo é feita determinando-se o valor de suas massas, através da medida de suas velocidades, ou seja, da medida do tempo que elas levam para percorrer uma distância conhecida e de sua energia, pela relação:

$$A = 2E/v^2 \quad \text{onde} \quad v = d/t_{\text{voo}} \quad (2)$$

A = massa do resíduo

E = energia do resíduo

v = velocidade do resíduo

d = distância de voo

t_{voo} = tempo de voo do resíduo

A medida do tempo de voo do resíduo é feita utilizando-se dois detetores: o primeiro produz o sinal que marca o início do percurso do resíduo e o segundo, que é um detetor de barreira de superfície, dá simultaneamente o sinal de tempo que marca o final do percurso e a energia das partículas detetadas.

O primeiro detetor foi por nós construído no laboratório Pelletron(Gu84) e consiste de uma folha de carbono fina ($20\mu\text{g}/\text{cm}^2$), uma grade, um multiplicador de elétrons e um coletor cônico coaxial, (figura IV). Vamos chamar esse detetor de detetor de tempo.

FIG. IV.

Ilustração esquemática do detetor de tempo.

No detetor de tempo, o resíduo, ao passar pela folha de carbono libera elétrons, continuando sua trajetória praticamente sem desvio ("straggling" angular e de energia não significativos) e com perda de energia desprezível até o segundo detetor. A separação entre a folha de carbono do detetor de tempo e o detetor de barreira de superfície é a distância de voo conhecida dos resíduos.

Os elétrons liberados na folha de carbono são acelerados por uma diferença de potencial de 1600 V entre a folha de carbono e uma grade (95% de transparência). A grade garante a uniformidade do campo eletrostático no interior do detetor de tempo, impedindo assim que elétrons incidam fora da região sensível do multiplicador de elétrons.

Dois aspectos determinaram a escolha da espessura da folha de carbono. A folha deve ser tão fina quanto possível para minimizar a perda de energia e o "stragglng" angular das partículas que a atravessam, mas deve ter uma espessura suficiente para que haja produção adequada de elétrons secundários. Medidas feitas por Seiler (Se67) mostram que para uma espessura acima de 100 Å da folha de carbono começa haver emissão de elétrons, (figura V). Segundo Fraser et. al. (Fr86), para os resíduos de evaporação $A < 40$ há uma produção média de 50 elétrons por íon para uma folha de carbono de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Esse número, porém, é ainda insuficiente para obtermos uma relação entre altura de pulso e ruído de fundo alta o bastante para fins de discriminação na eletrônica analógica, sendo, portanto, necessário um multiplicador de elétrons.

FIG. V.

Produção de elétrons emergentes de uma folha de carbono de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ em função da energia das partículas alfa que passam pela folha

O multiplicador de elétrons que utilizamos foi o "CHEVRON" (Wi79). Esse dispositivo consiste de duas placas de vidro "Microchannel Plate" ligadas em série, cada placa é perfurada com pequenos canais de $12 \mu\text{m}$ de diâmetro separados por uma distância de $15 \mu\text{m}$ centro a centro. Esses canais são recobertos interiormente por chumbo que, quimicamente tratado a alta temperatura, torna-se semicondutor. O contato elétrico de cada canal é providenciado pela deposição de uma camada de Nicromo (liga metálica de níquel e cromo) sobre as superfícies das placas, que passam a funcionar como eletrodos de entrada e saída e o conjunto funciona como um catodo resistor. Quando aplicamos uma tensão de 1000 V entre esses eletrodos (extremidades das placas), o "CHEVRON" nos

proporciona um fator de multiplicação da ordem de 10^7 para cada elétron que chega ao primeiro eletrodo, com um tempo de resposta menor que 100 ps (Ku67), (figura VI).

FIG. VI.

Ilustração do funcionamento de um "micro channel plate"

Para melhorar a coleção dos elétrons multiplicados e a qualidade do pulso de saída (razão altura de pulso para ruído de fundo), acoplamos ao detetor de tempo um coletor cônico coaxial de 50Ω , cuja função é eliminar a reflexão dos pulsos e blindar o coletor contra ruídos.

Esse coletor consiste de um cone interno de abertura angular $\alpha_1 = 14^\circ$ em relação ao eixo central, onde são coletados os elétrons provenientes do "CHEVRON", e um cone externo de abertura angular $\alpha_2 = 32.2^\circ$ que blinda o cone menor, ambos de alumínio. Os ângulos do cone interno e externo obedecem a relação (Be76):

$$Z = 60 \ln[\cos(1/2\alpha_1) / \cos(1/2\alpha_2)] = 50 \Omega \quad (3)$$

A impedância de 50Ω é exigida para que haja um casamento de impedância com os módulos eletrônicos utilizados.

O segundo detetor que nos fornece o sinal de tempo que indica o final do percurso das partículas, bem como a medida da energia das mesmas é um detetor de barreira de superfície de $100 \mu\text{m}$ de espessura e uma área de 300 mm^2 .

II.1.3 - Câmara de espalhamento

Montamos o sistema de tempo de voo na câmara de espalhamento localizada no extremo da canalização 30"B. Essa câmara tem forma cilíndrica com 100 cm de diâmetro e aproximadamente 30 cm de altura, medidas internas. (figura VII).

Na entrada da câmara está montado um sistema de porta-alvos com capacidade para cinco alvos, que permite a troca dos mesmos sem que haja alteração na pressão interna.

O sistema de detecção é montado em um conjunto de braços móveis e este sobre um prato giratório, permitindo que fixemos o sistema de detecção em ângulos de até 40° em relação à linha de feixe. O prato é girado por um mecanismo de controle externo à câmara e é graduado de forma a permitir a medida do ângulo fixado. A leitura angular é efetuada por lunetas instaladas na parte superior externa da câmara. Esse sistema de medida angular tem uma precisão de um minuto de grau.

No lado diametralmente oposto ao tubo de entrada do feixe na câmara existe um copo de Faraday, que coleta o feixe fornecendo sua carga integrada durante a exposição.

A pressão de trabalho no interior da câmara foi da ordem de 5×10^{-7} torr, conseguida através de uma bomba do tipo turbo-molecular mais uma bomba criogênica.

FIG. VII.

Visão superior e corte longitudinal da câmara de espalhamento com o sistema de detecção montado para as medidas da distribuição angular.

A pressão de trabalho no interior da câmara foi da ordem de 5×10^{-7} torr, conseguida através de uma bomba do tipo turbo-molecular mais uma bomba criogênica.

FIG. VII.

Visão superior e corte longitudinal da câmara de espalhamento com o sistema de detecção montado para as medidas da distribuição angular.

O sistema de tempo de voo foi montado em dois arranjos diferentes:

a) no primeiro arranjo, para a realização das medidas da função de excitação do processo de fusão, o sistema de tempo de voo foi mantido fixo em 7.8 graus em relação à linha de feixe. Escolhemos esse ângulo por ser um ângulo próximo ao máximo da distribuição angular previsto pelo programa computacional baseado no modelo estatístico (LILITA) e pela possibilidade de instalarmos um tubo do lado externo da câmara, permitindo uma extensão da distância de voo de 70 para 180 cm aproximadamente.

Nesse arranjo, o detetor de tempo é fixado numa inclinação de 45° , como indicado na figura IV, e a uma distância de aproximadamente 60 cm do alvo. O fato de colocarmos o detetor de tempo afastado do alvo diminui a distância de voo (que, em princípio, deve ser suficientemente grande para não limitar a resolução em massa), mas, diminui também, sensivelmente, a incidência de elétrons e raios-X provenientes do alvo no "CHEVRON". Como o "Chevron" é sensível a esse tipo de partícula e radiação, ao se minimizar sua incidência há uma melhora na eficiência de detecção porque diminui o tempo-morto.

O detetor de barreira de superfície foi montado na extremidade do tubo. A área útil de 300 mm² desse detetor, bem maior que a sombra do colimador do detetor de tempo (o colimador tem 3 mm de diâmetro), elimina correções relativas à perda de partículas pesadas de baixa energia, causada pelo "stragglings" angular na folha de carbono do detetor de tempo. Além disso inclinamos esse detetor de 17° em relação ao alinhamento do sistema de tempo de voo, para compensar a inclinação de 45° do detetor de tempo, evitando assim, que partículas que incidam em diferentes posições no colimador do detetor de tempo, percorram distâncias diferentes (figura VIII).

b) O segundo arranjo do sistema de tempo de voo, foi utilizado para as medidas das distribuições angulares. A utilização do tubo externo à câmara de espalhamento para aumentar a distância de voo (180cm) é inviável, devido a impossibilidade de mudarmos o ângulo de detecção. Assim todo o sistema de tempo de voo foi montado sobre o braço móvel no interior da câmara, permitindo uma variação angular de 4 a 45 graus em relação à linha de feixe.

O braço móvel, foi construído de tal forma que a distância de voo diminui conforme posicionamos o sistema de tempo de voo em ângulos mais traseiros (figura VIIla), segundo a relação:

$$d_{voo} = [L_1^2 + L_2^2 + 2L_1L_2\sin 2\theta]^{1/2} - d' \quad (4)$$

onde: $L_1 = 406.5$ mm e $L_2 = 415.5$ mm

e d' é a distância entre o alvo e o detetor de tempo.

Nesse arranjo, para que pudéssemos ter a máxima distância de voo, $\sim 70\text{cm}$ (4°) e $\sim 50\text{cm}$ (40°), o detetor de tempo fica muito próximo ao alvo ($\sim 15\text{cm}$). A fim de minimizar a incidência de raios-X no "CHEVRON", introduzimos uma blindagem de chumbo, que consiste numa placa de 5 mm de espessura, entre o alvo e o detetor de tempo, de tal modo a proteger o "CHEVRON" sem impedir o acesso das partículas, evitando tanto a deterioração da resolução em tempo como a da eficiência de detecção. (vide figura VII Ia e b).

FIG. VIII.

Esquema da montagem do sistema de detecção para a realização das medidas:

a)
distribuição angular.

b)
função de excitação.

II.2 - AQUISIÇÃO DOS DADOS

II.2.1 - Eletrônica de Aquisição

Associado ao sistema de detecção temos um conjunto de instrumentos eletrônicos (eletrônica analógica de aquisição), que dá um tratamento adequado às informações transmitidas pelos detetores (pulsos relativos ao tempo de voo e à energia das partículas), para fins de digitalização (figura IX).

Podemos separar essa eletrônica em duas partes distintas; uma rápida, que trata os sinais relativos aos instantes inicial e final de tempo de voo das partículas, e, outra lenta, relacionada ao sinal de energia das mesmas (Os termos "rápida" e "lenta" referem-se a tempos da ordem de nanossegundos e microssegundos respectivamente).

O instante inicial do tempo de voo das partículas é dado pelo detetor de tempo, que fornece um pulso com amplitude suficientemente alta (0.5 Volts) para dispensar a pré-amplificação, e um tempo de subida menor que 1 ns.

Após passarem pelo detetor de tempo, as partículas percorrem a distância de voo até o detetor de barreira de superfície (DBS). O sinal de tempo desse detetor, por ser muito baixo, (100 mV), deve ser pré-amplificado. O dispositivo utilizado para a pré-amplificação é um "Time Pickoff", que amplifica praticamente sem afetar o tempo de subida do pulso original, em virtude de seu circuito de derivação do tempo próprio para medidas de sinais rápidos. A seguir o pulso é amplificado por dois módulos de um "QUAD Amplifier", que gera um pulso analógico com altura adequada para discriminação (5 Volts) e com um tempo de subida da ordem de 5 ns.

FIG. IX.

Esquema da eletrônica utilizada
 CFD Constant Fraction Discriminator
 TAC Time to pulse Height Converter
 TSCA Timing Single Channel Analyser
 GDG Gate and Delay Generator
 ADC Conversor analogo-digital

Cada um dos dois pulsos de tempo com amplitude e forma adequada para discriminação, passam por um C.F.D. (Constant Fraction Differential Discriminator).

Para analisar o modo de discriminação feito pelo CFD e as condições que os pulsos a serem discriminados devem satisfazer, vamos aproximar os sinais de tempo por segmentos de reta e supor que, inicialmente, todos tenham o mesmo tempo de subida independentemente de sua amplitude (figura X).

FIG. X.

Esquema do funcionamento do modo de discriminação a fração constante.

O método de discriminação usado é o "método de discriminação a fração constante", cuja finalidade é gerar um pulso rápido para entrar no TAC (Conversor tempo em amplitude). Para tanto, o CFD duplica o sinal de entrada, um dos sinais é atenuado de uma fração constante de sua amplitude, o outro é invertido e atrasado, de tal forma que o sinal que é a soma de ambos vai a zero no instante em que o sinal de entrada encontra-se em sua máxima amplitude e cruza o eixo dos tempos sempre no mesmo ponto independentemente da amplitude do pulso de entrada, gerando um pulso rápido para entrar no TAC (figura X).

Na prática, a não linearidade dos pulsos deve ser compensada com um ajuste adequado do atraso interno e da fração de discriminação, para garantir que o sinal soma cruze o eixo dos tempos sempre num mesmo tempo depois de iniciado, independentemente de sua amplitude.

A imprecisão desse método, como vemos na figura X, é proporcional ao tempo de subida do sinal de entrada, sendo esse um fator limitante da resolução em tempo. O tempo de subida dos pulsos é tanto menor quanto maior forem suas amplitudes em relação ao nível de discriminação. Além disso os ruídos eletrônicos de alta frequência, devem ser minimizados, pois influem diretamente no instante da discriminação afetando a resolução em tempo.

Os sinais dos dois detetores uma vez discriminados são introduzidos num conversor de tempo em amplitude de pulso(TAC) que gera um pulso de amplitude proporcional à diferença de tempo entre os sinais de entrada.

O sinal do detetor de tempo foi atrasado de 300 ns para ser utilizado no TAC como sinal de "STOP" e o sinal de "START" é dado pelo sinal proveniente do DBS. Essa inversão do "STOP" e "START" em relação aos instantes iniciais e finais do tempo de voo foi feita em virtude do número de partículas que passam pelo detetor de tempo ser maior do que o número das que chegam ao detetor de barreira de superfície(DBS). Dando o "START" no TAC com o sinal proveniente do DBS, não haverá tempo de espera inútil no TAC, diminuindo o tempo morto do circuito e aumentando sua eficiência.

O sinal de energia proveniente do DBS, passa através da "saída lenta" do Time Pickoff, sendo pré-amplificado e amplificado convencionalmente.

Os sinais do TAC e de energia do DBS, passam então a ser tratados pela eletrônica lenta, cuja característica principal é torná-los coincidentes em tempo e compatíveis com os conversores analógicos-digitais (ADC's). Além disso o sinal de "GATE" gerado pela coincidência garante a conversão coerente de cada par de sinais de energia (E) e tempo(T), associado a um único evento, nos ADC's.

O sinal de energia do DBS foi, ainda, subdividido em duas saídas e endereçadas cada uma delas para um escalímetro e um ADC. O sinal vinculado pela coincidência com o TAC foi enviado para o ADC-4 e o sinal sem vínculo de coincidência com o TAC, que chamaremos de "SINGLE-E", foi enviado para o ADC-1. Esse procedimento é necessário para o cálculo da eficiência de detecção do sistema de tempo de voo.

Finalmente, temos os sinais amplificados do monitor, os quais foram armazenados na memória de um multicanal "Northern" acoplado a um microcomputador.

II.2.2 - Aquisição dos dados

As informações de energia(E) e tempo(T), sob forma de pulsos, são enviadas, evento por evento, a determinadas posições na memória de um micro-computador "DDP-516 Honeywell", através de uma matriz lógica de fiação. Essa matriz controla o fluxo de informações entre os ADC's e o computador, garantindo que todos os eventos estejam ordenados e definidos por todos os seus parâmetros.

Da memória do DDP-516, os dados foram enviados a um disco de trabalho de um computador IBM 360/44 e daí armazenados em fitas magnéticas, para posterior redução e análise, fora de linha.

Por intermédio do programa de aquisição de dados SADE III (Fe78), pode-se observar em linha os espectros biparamétricos ExT e as projeções nos eixos X e Y exibidos em duas telas. Essas exibições permitem que sejam efetuados os ajustes necessários, bem como a monitoração da experiência.

Os espectros das projeções e os espectros de SINGLE-E, foram também definidos na memória do DDP-516 e, posteriormente, transferidos para um disco no IBM-360, podendo-se obter uma listagem e/ou armazená-los em fita magnética, fora de linha.

Os espectros multicanais do monitor armazenados no "Northern" foram convertidos por uma interface e armazenados em um microcomputador sendo as informações gravadas posteriormente em disquetes. Esta conversão foi feita via um programa iterativo denominado PLESP (Ri86).

II.2.3 - Medidas realizadas

Foram medidas para o sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, três distribuições angulares e uma função de excitação, nos ângulos e energias discriminados na tabela I.

Construímos também espectros biparamétricos ExT para calibração do eixo de tempo (um para as distribuições angulares e outro para a função de excitação), atrasando os pulsos provenientes do TAC com auxílio de uma linha de atraso previamente calibrada. Na projeção do eixo dos tempos os picos correspondentes ao espalhamento elástico são deslocados uns em relação aos outros na escala de tempo. A razão entre o valor em canais desses deslocamentos pelo valor em tempo correspondente ao atraso fornecido é a calibração em tempo. Para essas medidas foram utilizados alvos de Au.

Tabela I					
medidas realizadas neste trabalho					
distribuições angulares				função de excitação	
$E_{lab} (MeV)$	24	36	48	θ_{lab}	7.8°
$\theta_{lab} (graus)$	4	4	4	$E_{lab} (MeV)$	18
	6	6	5		22
	8	8	8		24
	9	9	9		27
	10	10	10		29
	12	12	12		32
	14	14	14		37
	18	18	18		40
	22	22	22		42
	26	26	26		45
	32	32	32		48
	35	35	35		50
	-	40	40		

II.3 - REDUÇÃO DOS DADOS

II.3.1 - Métodos e programas

Vários programas foram utilizados para se obter, a partir dos dados brutos biparamétricos ExT, as contagens correspondentes aos eventos de fusão e de espalhamento elástico, bem como as distribuições de energia e velocidades. Esses programas foram desenvolvidos no laboratório e implantados no computador VAX (substituindo o IBM 360/44) entre 1986 e 1987. Um diagrama de blocos do conjunto dos programas utilizados é apresentado na figura XI.

Inicialmente os dados são compactados, ou seja, os dados adquiridos em modo fila, evento por evento, ocupam uma grande quantidade de fitas. Para diminuir o número de fitas e principalmente dispor os dados brutos de uma maneira mais conveniente, utiliza-se o programa COMPAC(TE86), que efetua a ordenação dos mesmos colocando o evento e a respectiva frequência com a qual ele ocorre, ordenados por linha e coluna. Os dados compactados são dispostos na fita, organizados em blocos de 3200 "byte". Cada bloco consiste de grupos de 8 bytes, sendo que 2 "bytes" são reservados para cada parâmetro e 4 "bytes", para

o número de ocorrência. Nos 2 "bytes" reservados para cada parâmetro, 4 "bits" contém a informação do número do ADC, que processou aquela informação e os restantes contém o canal referente à mesma. (figura XII)

FIG. XI.

Diagrama de blocos dos programas utilizados na redução dos dados.

FIG. XII.

Disposição dos dados biparamétricos após compactação.

Partindo dos dados compactados, armazenados no disco do computador VAX, o espectro biparamétrico é obtido pelo programa TEK (Te86), utilizando um terminal gráfico de alta resolução (TEKTRONICS 4014) acoplado ao computador VAX. Esse programa permite que se realize várias operações sobre o espectro biparamétrico, como por exemplo, redefinir e efetuar projeções dos eixos X e Y. Associado a esse programa temos o programa POLIGO, que nos permite traçar poligonais sobre os espectros biparamétricos, definindo regiões de interesse, como por exemplo, a região dos resíduos de fusão ou a de espalhamento elástico; efetuar projeções em ambos os eixos dessa região e obter valores de coordenadas e contagens dos picos. O sistema permite ainda que se grave em disco os espectros biparamétricos com seus eixos redefinidos e suas respectivas projeções, ou, que se obtenha uma saída por impressora ou pelo graficador eletrostático de alta resolução.

Para melhor identificarmos as massas dos resíduos de evaporação e do espalhamento elástico, transformamos o espectro energia x tempo (ExT) em espectro biparamétrico massa x energia (MxE), utilizando o sistema descrito e efetuando as seguintes operações:

O espectro bidimensional energia-tempo tem como eixos os parâmetros:

$$P_1 = \beta(E' + e_0) = E + E_0 \quad (4)$$

$$P_2 = \alpha(t_0 - t) = T_0 - T \quad (5)$$

onde:

"E'" é a energia cinética real das partículas e E é essa energia em canais:

e_0 e E_0 são o desvio no valor da energia e o desvio no valor da energia em canais em relação à origem, originado do tratamento dos sinais de energia pela eletrônica analógica (zero level e dc level).

α e β são constantes de proporcionalidade, que dependem do ganho dos amplificadores e modos de conversão analógico - digitais.

P_1 é o sinal digitalizado proporcional à soma $(E' + e_0)$ em canais.

t_0 é o tempo de atraso devido aos tempos internos de conversão dos sinais da eletrônica mais o atraso introduzido pela linha de atraso; T_0 é esse mesmo tempo dado em canais.

"t" é o tempo de voo real das partículas, T esse tempo em canais.

P_2 é o sinal digitalizado proporcional a diferença $(t_0 - t)$.

As curvas formadas pelos parâmetros P_1 e P_2 no espectro bidimensional $E \times T$ são hipérboles, que diferem entre si pela dependência com a massa, conforme mostrado na figura XIII. O eixo de massa foi então construído substituindo as expressões 4 e 5 na expressão que relaciona massa e energia $M=2E/v^2$ (2):

$$P_2 = \alpha[t_0 - d/2(m/E)^{1/2}] \rightarrow P_2 = T_0 - K [m/(P_1 - E_0)]^{1/2} \quad (6)$$

onde $K = \sqrt{\beta} \alpha d / \sqrt{2}$

$$e M = 1/K^2 (P_1 - E_0) (T_0 - P_2)^2 \quad (7)$$

Os valores das constantes E_0 , T_0 e K , foram obtidos com o auxílio do programa LINEARIZAÇÃO, utilizando os valores de P_1 e P_2 de uma faixa no espectro biparamétrico $E \times T$ correspondente a uma massa conhecida. Analisando-se a figura XIII, notamos que a faixa correspondente ao espalhamento elástico (massa 11) é facilmente distinguível das demais, e foi utilizada para a determinação dessas constantes.

FIG. XIII.

Espectros biparamétricos ExT das medidas da função de excitação e distribuição angular.

Na realidade, essas constantes possuem uma suave dependência com a massa e a energia. Assim se linearizarmos todas as faixas no espectro biparamétrico $E \times T$ com o mesmo conjunto de valores das constantes obtidos da faixa do espalhamento elástico, veremos no espectro linearizado $M \times E$ uma inclinação das faixas correspondentes a massas superiores. Para corrigirmos essa inclinação, efetuamos uma relinearização, utilizando agora, do espectro anteriormente linearizado, os parâmetros P_1 e P_2 de uma faixa correspondente a uma das massas dos resíduos de fusão, obtendo os novos valores de E_0 , T_0 e K correspondente a essa massa. Uma completa linearização é alcançada fazendo-se uma interpolação dos valores dessas constantes dos dois conjuntos para as demais massas.

Definindo regiões por poligonais no espectro agora linearizado $M \times E$ e projetando em ambos os eixos, obtivemos os espectros de massa e de energia, respectivamente, de cada uma dessas regiões. (figura XIV)

Esses espectros das projeções de ambos os eixos foram então gravados em disquetes e analisados em microcomputadores PC-2001, por intermédio dos programas iterativos PIAP e PLEX (Ri86).

FIG. XIV.

Espectros biparamétricos $ET^2 \times T$ e as projeções no eixo de massas para as medidas:

- a)*
distribuição angular.
- b)*
função de excitação.

II.3.2 - O espalhamento elástico

O valor da seção de choque diferencial experimental de espalhamento elástico relativa ao sistema de referência fixo no laboratório é dada por:

$$(d\sigma/d\Omega)_{LAB} = Y_{EL} \epsilon_{EL} / N_F N_A \Delta\Omega \quad (8)$$

onde:

ϵ_{EL} é a eficiência de detecção desse sistema

Y_{EL} é o número de eventos de espalhamento elástico.

N_F é o número de partículas do feixe que incide no alvo durante a exposição, que pode ser escrito como: $N_F = Q/Z_p$ e

sendo:

Q a carga total do feixe integrada sobre o tempo de exposição.

Z_p o estado de carga médio do feixe, que pode ser determinado por $Z_p = \sum Z_i P_i$ para cada energia de bombardeio, sendo Z_i cada estado de carga possível e P_i a probabilidade de ocorrência desse estado.

N_A é o número de partículas presentes no alvo por unidade de área, dado por $N_A = dN_0/A$

sendo:

d a espessura do alvo em g/cm^2 .

N_0 o número de Avogrado

A a massa molar expressa em gramas.

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subentendido pelo detetor no sistema de tempo de voo.

O número de eventos de espalhamento elástico é dado pela área do pico no espectro de energia, correspondente ao espalhamento elástico. Esse espectro de energia é obtido da projeção no eixo de energia dos espectros biparamétricos $M \times E$, para a faixa correspondente à massa do boro (massa 11). As áreas dos picos foram determinadas por um programa de ajuste iterativo de picos (PIAP) (Ri86), que ajusta por mínimos quadrados os parâmetros de fundo, o centróide do pico e área gaussiana com asas exponenciais.

O valor de Q foi obtido diretamente do integrador de feixe e Z_p foi calculado com base na distribuição de estados de carga (Ma68).

A eficiência de detecção foi avaliada através da relação entre número de eventos de espalhamento elástico obtidos dos espectros de energia do detetor de barreira de superfície, espectros de "SINGLE-E" (E_{SE}) e o número de eventos do espectro equivalente em coincidência com o TAC (E_{SM}). Esse termo é discutido em detalhe na seção II.3.3.

O fator restante $1/N_A \Omega$ foi estimado das distribuições angulares de espalhamento elástico.

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subentendido pelo detetor no sistema de tempo de voo.

O número de eventos de espalhamento elástico é dado pela área do pico no espectro de energia, correspondente ao espalhamento elástico. Esse espectro de energia é obtido da projeção no eixo de energia dos espectros biparamétricos $M \times E$, para a faixa correspondente à massa do boro (massa 11). As áreas dos picos foram determinadas por um programa de ajuste iterativo de picos (PIAP) (Ri86), que ajusta por mínimos quadrados os parâmetros de fundo, o centróide do pico e área gaussiana com asas exponenciais.

O valor de Q foi obtido diretamente do integrador de feixe e Z_p foi calculado com base na distribuição de estados de carga (Ma68).

A eficiência de detecção foi avaliada através da relação entre número de eventos de espalhamento elástico obtidos dos espectros de energia do detetor de barreira de superfície, espectros de "SINGLE-E" (E_{SE}) e o número de eventos do espectro equivalente em coincidência com o TAC (E_{TA}). Esse termo é discutido em detalhe na seção II.3.3.

O fator restante $1/N_A \Omega$ foi estimado das distribuições angulares de espalhamento elástico.

Numa primeira etapa decidimos normalizar a seção de choque experimental do espalhamento elástico de ^{11}B em ^{27}Al , ^{16}O e ^{12}C a partir do conhecimento do valor analítico da seção de choque de espalhamento elástico coulombiana (Rutherford) de $^{11}\text{B} + ^{197}\text{Au}$.

$$(d\sigma/d\Omega)^{\text{RUTHER}}(\text{Au}) = (Z_1 Z_2 e^2 / E_{\text{CM}})^2 1/\sin^4(\theta_{\text{CM}}/2) \quad (9)$$

$$\text{com } E_{\text{CM}} = M_1 E_{\text{LAB}} / (M_1 + M_2)$$

onde Z_1 , Z_2 , M_1 e M_2 são os números atômico e de massa do projétil (^{11}B) e alvo (^{197}Au) respectivamente; E_{CM} e θ_{CM} a energia e o ângulo no referencial de centro de massa.

Através desse procedimento, é possível fazer um ajuste adequado da seção de choque de espalhamento elástico experimental com cálculos teóricos do modelo óptico, já que o valor de Ω , que para as distribuições angulares variou com o ângulo, e a eficiência de detecção são fatorados.

Os valores experimentais da seção de choque diferencial de espalhamento elástico devem ainda serem corrigidos por um fator de conversão "G" do sistema de referência do laboratório para o de centro de massa, já que todos os cálculos teóricos são feitos no sistema de centro de massa. Esse fator leva em conta o fato do fluxo de partículas num determinado ângulo sólido ser o mesmo, independentemente do sistema de referência e da energia do projétil. Esse fator é dado por:

$$G = \sin\theta_{\text{CM}} d\theta_{\text{CM}} / \sin\theta_{\text{LAB}} d\theta_{\text{LAB}} \quad (10)$$

Os valores da seção de choque diferencial de espalhamento elástico experimental de ^{11}B em ^{27}Al e ^{11}B em ^{197}Au , são no referencial de centro de massa:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}(\text{Al}) = Y_{\text{Al}} G(\text{Al}) \epsilon / N_f N_{\text{Al}} \Delta\Omega \quad (11)$$

e

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}(\text{Au}) = Y_{\text{Au}} G(\text{Au}) \epsilon / N_f N_{\text{Au}} \Delta\Omega \quad (12)$$

Fazendo-se então a razão entre (11) e (12), os fatores ϵ , N_f e $\Delta\Omega$ são cancelados e ficamos com a seguinte expressão:

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{exp}}(\text{Al}) = \frac{Y_{\text{Al}}}{Y_{\text{Au}}} \frac{G(\text{Al})}{G(\text{Au})} \frac{N_{\text{Au}}}{N_{\text{Al}}} (d\sigma/d\Omega)_{\text{RUTH}}(\text{Au}) \quad (13)$$

Essa expressão nos fornece o valor da seção de choque experimental de espalhamento elástico para o sistema ^{11}B em ^{27}Al normalizada com o valor da seção de choque de espalhamento rutherford de $^{11}\text{B} + ^{197}\text{Au}$. O valor de $N_{\text{Au}}/N_{\text{Al}}$, que deve ser uma constante para todos os ângulos, foi estimado considerando-o como um fator de normalização dos valores da seção de choque experimental em relação aos valores teóricos.

Os valores teóricos da seção de choque diferencial de espalhamento elástico em função do ângulo para o sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, foram calculados com o programa PTOLÉMY (Mc78), utilizando os parâmetros de potencial óptico da referência Pa79, que os obteve com ajustes das distribuições angulares em $E_{^{11}\text{B}} = 41$ e 50 Mev.

Comparando os nossos valores experimentais das distribuições angulares em $E_{LAB} = 48, 36$ e 24 Mev com os valores teóricos obtidos com os mesmos parâmetros para as três energias, vimos que para as distribuições angulares em $E_{LAB} = 36$ e 24 Mev, o cálculo teórico superestima o valor experimental. Esse fato pode ser um indicio de que esses parâmetros fornecem valores que não reproduzem as distribuições angulares experimentais fora do intervalo de energia do estudo apresentado na referência Pa79 (41 a 50 Mev).

Fizemos então um ajuste da distribuição angular por mínimos quadrados variando os parâmetros do potencial óptico. Como o número de ângulos para os quais o espalhamento elástico foi medido é muito reduzido, uma variação livre dos parâmetros não é adequada, pois poderíamos obter valores ambíguos e/ou sem significado físico. Recentemente, alguns trabalhos, encontrados na literatura, de espalhamento elástico de íons pesados relacionam a profundidade do potencial real à do imaginário (dependentes da energia) por intermédio de uma relação de dispersão. Resolvemos, neste trabalho, estabelecer uma dependência de V e W com a energia, fazendo uma variação da profundidade real e imaginária do potencial óptico que obedece uma relação quadrática. Os parâmetros de geometria (raio e difusividade reais e imaginários) foram mantidos fixos para todas energias. Isso é razoável já que esses

parâmetros refletem se o núcleo é menos ou mais compacto, o que não deve depender muito da energia.

Além disso o ajuste deve ainda reproduzir os valores da seção de choque de espalhamento elástico em $E_{lab} = 50$ e 41 MeV da referência Pa79, pois a distribuição angular em $E_{lab} = 48$ MeV estava de acordo com os valores previstos com aqueles parâmetros.

O ajuste é mostrado na figura XV, e os valores dos parâmetros do potencial óptico encontrado para todas energias são mostrados na tabela II. O valor de N_{Au}/N_{Al} foi obtido fazendo-se uma média dos valores para cada energia. A seção de choque de espalhamento elástico experimental foi avaliada somente para os ângulos em que havia estatística suficiente para tal, ou ainda, para os ângulos em que a cinemática permitia a separação dos picos nos espectros de energia.

Tabela II parâmetros do potencial óptico do espalhamento elástico de $^{118} + ^{27}Al$			
parâmetro	energia		
	24	36	48
V	52.253	55.658	66.679
r_0	1.007	1.007	1.007
a	0.726	0.726	0.726
W	21.302	39.633	61.330
r_1	1.007	1.007	1.007
a_1	0.726	0.726	0.726
r_{cou}	1.200	1.200	1.200
N_{Al}/N_{Au}	176 ± 16	189 ± 9	198 ± 11

ESPALHAMENTO ELASTICO DE $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$

FIG. XV.A

Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, na energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 48 \text{ MeV}$. A curva sólida são os valores teóricos obtidos com o programa PTOLEMY com parâmetros do potencial óptico ajustados.

ESPALHAMENTO ELASTICO DE $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$

FIG. XV. B

Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, na energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 36 \text{ MeV}$. A curva sólida são os valores teóricos obtidos com o programa PTOLEMY com parâmetros do potencial óptico ajustados.

ESPALHAMENTO ELASTICO DE $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$

FIG. XV.C

Distribuição angular do espalhamento elástico do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, na energia de laboratório $E_{\text{lab}} = 24 \text{ MeV}$. A curva sólida são os valores teóricos obtidos com o programa PTOLEMY com parâmetros do potencial óptico ajustados.

Já para o espalhamento elástico de ^{11}B em ^{16}O , não existe na literatura nenhuma medida de distribuição angular nas energias por nós medidas. Utilizamos, portanto, os parâmetros do potencial E18 (Cr76). Esse potencial decorre de uma tentativa de determinar um único conjunto de parâmetros que ajuste as distribuições angulares para o maior número possível de sistemas. Na figura XVI, podemos ver esse ajuste e verificar que o conjunto de parâmetros do potencial E18 fornece valores da seção de choque de espalhamento elástico que concordam satisfatoriamente com os valores experimentais, tornando desnecessária a variação de parâmetros.

Para o sistema $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$ (figura XVI), os parâmetros do potencial óptico foram tirados da referência (Fw86), em que o conjunto de parâmetros foi obtido a partir de ajustes de distribuições angulares de espalhamento elástico em energias próximas às nossas medidas. Não dispomos da distribuição angular em $E_{\text{LAB}} = 48$ MeV, porque os picos correspondentes às contagens de bora espalhado em oxigênio e carbono no espectro de energia eram estatisticamente desprezíveis, devido à baixa seção de choque nessa energia.

ESPALHAMENTO ELASTICO DE $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$

ESPALHAMENTO ELASTICO DE $^{11}\text{B} + ^{16}\text{O}$

FIG. XVI.

Distribuições angulares do espalhamento elástico dos sistemas $^{11}\text{B} + ^{16}\text{O}$ e $^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}$. A curva sólida são os valores teóricos dados pelo programa PTOLEMY com os parâmetros do potencial E18 (Cr76) e parâmetros da referência Fw86, respectivamente.

II.3.3 - Desempenho do sistema de detecção

O desempenho do sistema de tempo de voo, foi verificado analisando-se as resoluções em energia, em tempo (e consequentemente em massa) e sua eficiência.

A resolução em tempo foi determinada a partir do espectro de calibração do eixo de tempo. Dois espectros de calibração foram obtidos após as medidas das distribuições angulares e da função de excitação, respectivamente, utilizando-se feixe de boro bombardeando um alvo de ouro fino ($100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$).

A calibração em tempo (relação tempo por canal), depende do fator de conversão do TAC e foi determinada observando-se no espectro da projeção do eixo de tempo, a variação em canais do pico correspondente ao espalhamento elástico de boro em ouro quando introduzidos atrasos conhecidos na eletrônica.

O fator de conversão obtido para as medidas das distribuições angulares foi de 0.370 ns/canal e a largura a meia altura dos picos (FWHM) igual a 1.44 canais, fornecendo uma resolução em tempo de 0.530 ns . Para a função de excitação tínhamos 0.380 ns/canal , com uma FWHM=1.69 canais e consequentemente uma resolução em tempo da ordem de 0.640 ns .

A resolução em energia foi obtida da projeção no eixo de energia dos espectros biparamétricos ExT. A calibração desses espectros, ou seja, a relação entre a energia cinética das partículas e o canal correspondente, depende das características intrínsecas do detetor de barreira de superfície (DBS) e do ganho de amplificação. A largura do pico depende também do alargamento cinemático e do "stragglings" em energia. Para obtê-la, consideramos os picos correspondentes ao espalhamento elástico de boro em alumínio e nos contaminantes do alvo, ouro, oxigênio e carbono. Os valores das energias cinéticas consideradas, para a construção da reta de calibração, foram devidamente corrigidos, descontando-se a perda de energia das partículas no alvo, na folha de carbono do detetor de tempo e na folha de ouro do DBS. A energia assim corrigida, corresponde à energia real detetada pelo DBS.

Convertendo-se a largura à meia altura (FWHM) dos picos de canais para energia obtivemos a resolução em energia. Para as medidas das distribuições angulares e função de excitação a resolução em energia foi de $\Delta E = 0.190 \text{ MeV}$.

A resolução em massa pode então ser determinada pela propagação das incertezas nas variáveis da equação (2), segundo a relação:

$$\Delta M/M = [(\Delta E/E)^2 + (2\Delta t/t)^2 + (2\Delta d/d)^2]^{1/2} \quad (14)$$

onde ΔM , ΔE , Δt e Δd , são as resoluções em massa, energia, tempo e distância de voo, respectivamente.

O termo $\Delta d/d$ é associado à variação da distância de voo, depende essencialmente das diferentes trajetórias permitidas pela geometria do sistema de detecção. A diferença nas trajetórias foi minimizada com a inclinação do DBS em relação ao detetor de tempo, conforme exposto no item II.1.4. Obtivemos em média um valor de $\Delta d/d = 0.005\%$, que é desprezível se comparado às outras incertezas.

Outro item importante na análise do desempenho do sistema de tempo de voo é a eficiência de detecção. Ela está relacionada basicamente à eficiência intrínseca do multiplicador de elétrons (CHEVRON), associada ao tempo de resposta característico do multiplicador, aos valores dos fatores de discriminação no CFD, ao tempo morto do sistema e à transparência da grade no detetor de tempo.

A eficiência intrínseca do multiplicador de elétrons depende da quantidade de elétrons provenientes da folha de carbono que nele incidem e da voltagem aplicada em suas extremidades. A figura XVII.a nos mostra o fator de multiplicação dos elétrons em função da voltagem aplicada para uma corrente de entrada fixa, indicando que existe uma tensão de saturação da ordem de 1000 volts. Enquanto que a figura XVII.b nos mostra o decréscimo no fator de multiplicação com o aumento da taxa de contagem.

FIG. XVII.

a)

Ganho x voltagem característica para um "microchannel plate" e um "Chevron".

b)

Ganho x taxa de contagem de elétrons após serem multiplicados.

A taxa de contagem influencia também no tempo morto do multiplicador de elétrons. Uma alta taxa de contagem no detetor de tempo, produz uma quantidade de elétrons muito grande na folha de carbono, e, por conseguinte, não há tempo suficiente para que haja uma relaxação (fim da avalanche de elétrons secundários) no multiplicador de elétrons. O grande número de elétrons pode provocar também uma variação instantânea da tensão nas placas do "Chevron", principalmente se a corrente de polarização nos resistores for da ordem do pulso de corrente da avalanche. Ambos os fatores causam um aumento no tempo morto.

A eficiência de detecção do sistema de tempo de voo foi determinada através da relação entre o número de eventos nos espectros de energia do DBS, espectros de "single-E" (E_{α}) e o espectro de energia equivalente em coincidência com a informação do tempo de voo (E_{m}). Esses espectros foram divididos em regiões onde há predomínio de certos tipos de partículas: região de baixas energias, onde há os resíduos de evaporação e partículas alfa; região de energias intermediárias, onde temos o predomínio dos resíduos de evaporação; região de energias mais altas, onde temos os produtos de reações diretas e os

picos correspondentes ao espalhamentos elástico. Isso porque a eficiência de detecção pode ser diferente para os diferentes tipos de partículas, pois o número de elétrons produzidos na folha de carbono do detetor de tempo depende do tipo de partícula incidente (Fr56, Se67).

A intensidade do feixe também interfere na eficiência de detecção aumentando o tempo morto do sistema, seja pelo aumento da taxa de contagem no detetor de tempo, ou pelo aumento de raios-X produzidos no alvo e que incidem no multiplicador de elétrons, saturando-o. Em ângulos dianteiros, a intensidade do feixe foi mantida baixa, para que não tivéssemos uma alta incidência de partículas espalhadas no alvo, no detetor de barreira de superfície, enquanto que, em ângulos traseiros, onde geralmente a seção de choque é menor, a intensidade foi mantida alta.

Uma vez obtidos os valores teóricos da seção de choque de espalhamento elástico, através do ajuste das distribuições angulares, conforme discutido na seção II.3.2, e os valores da eficiência de detecção, determinamos os valores dos produtos $N_{AL}\Delta\Omega$ e $N_{AU}\Delta\Omega$ (ver equação 12), sendo N_{AL} e N_{AU} , o número de partículas de alumínio e ouro, respectivamente, presentes no alvo. Esses valores foram determinados para todos os ângulos para os quais a cinemática permitiu uma separação dos picos, nas três energias das distribuições angulares: $E_{LAB} = 24, 36$ e 48 Mev. Posteriormente foi feita uma média dos valores para

cada ângulo nas três energias, pois, devido ao arranjo o ângulo sólido pode variar com o ângulo.

Os valores médios de, $N_{AL} \Delta\Omega$ e $N_{AU} \Delta\Omega$ em função do ângulo de detecção, mostrados na figura XVIII, foram ajustados por simplicidade por uma relação linear. Entretanto, o ângulo sólido variou com uma dependência de $1/\cos^2\theta$, sendo θ o ângulo de detecção, indicando que o ângulo sólido foi limitado não pelo colimador do detetor de tempo, mas pela área útil do DBS, cuja distância em relação ao alvo varia com o ângulo. O tamanho do colimador do detetor de tempo era suficientemente pequeno para que isso não ocorresse, entretanto, deve ter havido um pequeno desvio no alinhamento do detetor de tempo com o DBS.

FIG. XVIII.

Valor médio do produto $N_A \Delta\Omega$ (espessura do alvo pelo ângulo sólido) das três energias em que foram medidas as distribuições angulares em função do ângulo de detecção.

II.3.4 - Espectros de velocidade

A presença de uma grande variedade de possíveis mecanismos de reação, como por exemplo, reações periféricas, processos de pré-equilíbrio e a fusão do projétil com os vários contaminantes do alvo, pode em medidas que utilizam a técnica de tempo de voo, mascarar nos espectros biparamétricos ExT e ExM , os produtos do processo de fusão do projétil com o elemento de interesse.

Através da construção do espectro de velocidades $M \times V$, pode-se destacar esses outros processos e identificar o conjunto das massas dos resíduos de evaporação correspondentes à fusão do sistema de interesse. Nesse espectro, os resíduos de evaporação da fusão do projétil com cada um dos elementos presentes no alvo (C, O, Al) e os respectivos espalhamentos elásticos, aparecem deslocados uns em relação aos outros, como pode ser visto na figura XIX. Isso ocorre porque o centróide de cada faixa correspondente à população de resíduos de evaporação com uma determinada massa, está associado à velocidade do respectivo núcleo composto, que por sua vez é diferente para cada sistema (tendo como alvo correspondente o Al ou os contaminantes), conforme é discutido na seção: "cinemática de reação".

II.3.4 - Espectros de velocidade

A presença de uma grande variedade de possíveis mecanismos de reação, como por exemplo, reações periféricas, processos de pré-equilíbrio e a fusão do projétil com os vários contaminantes do alvo, pode em medidas que utilizam a técnica de tempo de voo, mascarar nos espectros biparamétricos ExT e ExM , os produtos do processo de fusão do projétil com o elemento de interesse.

Através da construção do espectro de velocidades $M \times V$, pode-se destacar esses outros processos e identificar o conjunto das massas dos resíduos de evaporação correspondentes à fusão do sistema de interesse. Nesse espectro, os resíduos de evaporação da fusão do projétil com cada um dos elementos presentes no alvo (C, O, Al) e os respectivos espalhamentos elásticos, aparecem deslocados uns em relação aos outros, como pode ser visto na figura XIX. Isso ocorre porque o centróide de cada faixa correspondente à população de resíduos de evaporação com uma determinada massa, está associado à velocidade do respectivo núcleo composto, que por sua vez é diferente para cada sistema (tendo como alvo correspondente o Al ou os contaminantes), conforme é discutido na seção: "cinemática de reação".

FIG. XIX.

a)
Espectro biparamétrico ExM

b)
Espectro biparamétrico VxM

A construção do eixo de velocidades obedece à relação $v = d_{voo}/t_{voo}$, sendo d_{voo} a distância de voo e t_{voo} o tempo de voo das partículas. Em termos dos parâmetros que identificam as partículas em canais temos:

$$V = k/(T_0 - P_2) \quad (15)$$

onde:

T_0 é a constante associada ao tempo de atraso que introduzimos mais os atrasos intrínsecos da eletrônica analógica, para uma das massas do conjunto de resíduos de evaporação.

P_2 é o parâmetro associado ao tempo de voo em canais.

"k" a constante de calibração.

Para verificamos se haveria produção de resíduos de evaporação com massas idênticas para o processo de fusão de boro com alumínio e de boro com oxigênio, o que provocaria uma superposição de faixas associadas a essas massas no espectro $V \times M$, usamos as previsões das distribuições de massa dos códigos PACE e CASCADE. Esses códigos prevêem para o sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ a massa 28 como a massa mais leve com uma probabilidade mensurável de população para a mais alta energia (50 Mev), enquanto que a massa mais pesada prevista nas mesmas condições para o sistema $^{11}\text{B} + ^{16}\text{O}$ é a massa 26, devendo haver, portanto, pelo menos uma unidade de massa separando os produtos de fusão desses sistemas no espectro biparamétrico $V \times M$. Na figura XIX isso pode ser visualizado. Nota-se também nesses espectros que os resíduos de evaporação do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ são em muito maior número (região mais escura) que os resíduos do sistema $^{11}\text{B} + ^{16}\text{O}$, devido, principalmente, a maior quantidade de alumínio no alvo.

Uma vez identificados os resíduos de evaporação da fusão de boro em alumínio, traçamos poligonais para cada resíduo no espectro correspondente a mais alta energia da função de excitação e as projetamos no eixo de velocidades, obtendo os histogramas contagens $\times$ velocidade ($\# \times V$), que são os espectros de velocidade para cada massa. (figura XX).

FIG. XX.

Projeção do eixo de velocidade dos espectros biparamétricos $V \times M$ para cada massa dos resíduos de evaporação. A linha vertical indica a velocidade do núcleo composto.

Conforme discutido na seção "cinemática dos resíduos de evaporação", se construirmos os espectros $d^2\sigma/d\Omega dv$, aparecem as estruturas associadas à evaporação de partículas alfa. Os resíduos com massas 34,35,36 provêm da evaporação de apenas nucleons ($0\alpha+xN$), aqueles com massas 31,32,33, à evaporação de uma partícula alfa e nucleons ($1\alpha+xN$) e aqueles com massas 28,29,30, à evaporação de duas partículas alfas e nucleons ($2\alpha+xN$). Esses grupos de três massas aparecem distintos tanto nos espectros biparamétricos $V \times M$ das medidas das distribuições angulares como dos espectros de baixa energia da função de excitação.

Nos espectros de velocidade dos resíduos de evaporação mais leves, das medidas da função de excitação e nos espectros de velocidades de todos os resíduos de evaporação das medidas das distribuições angulares (que foram agrupados de três em três massas), existe um corte na região de baixas velocidades. Esse corte se deve provavelmente ao método de discriminação de pulsos na eletrônica de aquisição, pois a amplitude do sinal desses eventos é comparável à dos pulsos associados aos ruídos. O método de correção desses espectros foi estimar a porcentagem de corte considerando, de acordo com o previsto, uma forma simétrica dos espectros $\# / V^2 \times V$ em relação à velocidade do núcleo composto.

II.3.5 - Seção de choque total de fusão

O valor experimental da seção de choque diferencial de fusão é calculado por uma expressão análoga à II.8:

$$(d\sigma/d\Omega)^{FUS}_{LAB} = Y_{FUS} \epsilon_{FUS} / N_r N_{A1} \Delta\Omega \quad (16)$$

onde Y_{FUS} é o número de eventos associados ao processo de fusão e ϵ_{FUS} é a eficiência de detecção dos resíduos de evaporação.

O valor de Y_{FUS} é obtido a partir da integração das áreas dos espectros de velocidade dos três grupos de massas dos resíduos de evaporação e somando-os.

A seção de choque parcial de fusão para cada grupo de três massas e a seção de choque total de fusão para as energias em que foram feitas as distribuições angulares, pode ser obtida a partir da seção de choque diferencial, mediante a integração,

$$\sigma_r = \int (d\sigma/d\Omega) d\Omega \quad (17)$$

Como a seção de choque diferencial foi obtida em função de θ_{LAB} , fizemos a seguinte substituição:

$$d\Omega = 2\pi \sin\theta d\theta \quad (18)$$

Obtendo a seguinte expressão para a seção de choque total de fusão:

$$\sigma_r = \int (d\sigma/d\Omega) 2\pi \sin\theta d\theta = \int (d\sigma/d\theta) d\theta \quad (19)$$

Para facilitar a integração acima ajustamos o valor de $d\sigma/d\theta$ experimental em função de θ_{LAB} por uma curva determinada empiricamente (Li87) dada por:

$$d\sigma/d\theta = A_1 * (\theta/A_2)^{A_3} * \exp[A_3/A_4 * (1 - \theta/A_2)^{A_4}] \quad (20)$$

Essa curva reproduz satisfatoriamente a forma da distribuição angular para os grupos de três massas e a distribuição angular total (somada sobre todos os resíduos). Os valores de A_1 , A_2 , A_3 e A_4 são determinados através de um ajuste por mínimos quadrados.

A integração dessa curva foi efetuada até 90° , bem acima do valor $\theta_{max} = 45^\circ$ graus que é o ângulo para qual $d\sigma/d\theta$ se torna desprezível para o nosso sistema.

As distribuições angulares totais (somado todos os resíduos de evaporação) do processo de fusão do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ para as três energias $E_{LAB} = 24, 36$ e 48 MeV, com a respectiva curva devidamente integrada são mostradas na figura XXI.

FIG. XXI.

Distribuições angulares totais dos resíduos de evaporação do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

II.3.6 - A função de excitação

As distribuições angulares não foram medidas para todas as energias medidas na função de excitação. Para obtermos o valor da seção de choque total de fusão, em função da energia, a partir do valor de $d\sigma/d\theta(E)$ calculados para cada energia da função de excitação, no ângulo fixo de 7.8° , utilizamos o fato de que a forma das distribuições angulares não muda sensivelmente com a energia, o que corresponde a dizer que a razão entre a área total das distribuições angulares e o valor de $d\sigma(\theta)/d\theta$, no ângulo em que foi medida a função de excitação, permaneceu constante.

Assim, a seção de choque total de fusão para cada energia foi determinada por:

$$\sigma_f(E) = d\sigma/d\theta(E) \Big|_{\theta_i} \text{ NAO NORMALIZADA } \langle C(\theta_i) \rangle \quad (21)$$

onde $\langle C(\theta_i) \rangle$ é o valor médio de $\sigma_f(E)/(d\sigma/d\theta) \Big|_{\theta_i}$ para as distribuições angulares nas três energias e substitui a operação de integração em ângulo.

A normalização final da função de excitação foi feita utilizando-se os três valores da seção de choque total de fusão calculados das distribuições angulares, já que no ângulo em que foi medida a função de excitação, a cinemática da reação não permitiu uma separação entre os picos correspondentes ao espalhamento de boro nos diversos componentes do alvo, para que pudéssemos determinar o valor de $N_{AL}\Delta\Omega$ para essas medidas.

A função de excitação é mostrada na figura XXII.

FIG. XXII.

Função de excitação para o sistema
 $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

II.3.7 - Cálculos das incertezas

As incertezas nos cálculos das seções de choque provêm de contribuições das incertezas dos termos das equações II.13, II.16 e II.21, que se referem aos cálculos das seções de choque diferencial de espalhamento elástico e de fusão e seção de choque total de fusão.

Nos cálculos da seção de choque diferencial de espalhamento elástico normalizadas pelo valor da seção de choque diferencial de espalhamento elástico coulombiano de boro em ouro, utilizados apenas para determinação dos valores das razões N_{AL}/N_{Au} , N_0/N_{Au} e N_C/N_{Au} , consideramos como incertezas unicamente as de fontes estatísticas, que variaram de 0.1% para os ângulos mais dianteiros da distribuição angular em $E_{LAB}=24$ MeV, até 20% para os ângulos traseiros em $E_{LAB}=48$ MeV. O erro na determinação de N_{AL}/N_{Au} , N_0/N_{Au} e N_C/N_{Au} com os ajustes das distribuições angulares foram 3%, 6.5% e 5.5% respectivamente.

As incertezas nos valores da seção de choque diferencial de fusão das medidas da distribuição angular, equações II.16 e II.19 e da seção de choque total de fusão da função de excitação, equação II.21, são devidos a incertezas dos seguintes termos (que são comuns entre eles):

N_T - número total de partículas que incidem no alvo. Foi considerado apenas o erro estatístico dos valores fornecidos pelo integrador, que foi da ordem de 1%.

Y_{FUS} - número de eventos observados relativos ao processo de fusão. Esse fator nos forneceu em média uma incerteza de 1 a 2%, onde incluímos o erro estatístico e o erro devido à correção dos cortes nos espectros de velocidade. Para ângulos traseiros da distribuição angular em $E_{LAB} = 24$ Mev, os cortes foram maiores, gerando uma incerteza de 5%.

ϵ - a eficiência de detecção. No cálculo da incerteza desse fator foi levado em conta o erro estatístico na obtenção das áreas incluindo o erro na determinação do fundo, das regiões de interesse, nos espectros de energia, que forneceu os seguintes valores:

4.5% a 6% para a distribuição angular em $E_{LAB} = 24$ Mev

2% a 3% para a distribuição angular em $E_{LAB} = 36$ Mev

1.5% a 2.5% para a distribuição angular em $E_{LAB} = 48$ Mev

2% a 4% para a função de excitação.

Na incertezas dos valores da seção de choque diferencial de fusão temos, ainda, a contribuição da incerteza do valor médio do produto da espessura do alvo pelo ângulo sólido subtendido pelo detetor, $\langle N_A \Delta \Omega \rangle$ que foi da ordem de 5%. As incertezas finais dos valores da seção de choque diferencial de fusão foram de 4% a 6% para ângulos dianteiros e de 6% a 10% para ângulos traseiros, e a seção de choque total de fusão integrada dessas distribuições angulares teve incertezas de 5% para as três energias.

Para os cálculos da seção de choque total de fusão da função de excitação, temos ainda a incerteza da constante $\langle C \rangle$, que está associada à integração em ângulo e da normalização final com os pontos da seção de choque total de fusão obtidas das distribuições angulares. No primeiro caso a incerteza foi de 3.5% e o erro proveniente da normalização foi de 5%. Da propagação de todas as incertezas citadas, resultou um erro absoluto de 6% a 8% , sendo que para os pontos de mais baixa energia as incertezas foram 12% e 15%.

III - PARTE TEORICA

III.1 - Natureza semi-clássica das reacões entre íons pesados.

As características dos processos que podem ocorrer entre dois núcleos numa reacção nuclear, depende da intensidade da interacção entre eles. Esta interacção, por sua vez, está directamente relacionada à transferência de energia e momento angular do movimento relativo para os graus de liberdade intrinsecos dos participantes, ou mesmo do sistema composto formado (Ho71).

Em particular, as reacões entre íons pesados, no intervalo de energia de uma a tres vezes a barreira coulombiana, tem associado ao movimento relativo dos núcleos interagentes, um comprimento de onda que é muito pequeno quando comparado às dimensões típicas desses núcleos .

Essa característica simplifica a visualização dos diferentes processos possíveis em reacões entre íons pesados, pois podemos classificá-los de acordo com conceitos semi-clássicos, e tratar os núcleos interagentes como partículas desenvolvendo trajetórias clássicas com parâmetros de impacto e momentos angulares bem definidos. Em contrapartida, tal descrição mascara qualquer efeito microscópico de natureza quântica, que só poderia ser incorporado à descrição semi-clássica de maneira fenomenológica.

Nesse contexto, podemos, por exemplo, classificar os diferentes tipos de mecanismos de reação entre íons pesados, de acordo com o parâmetro de impacto " b " ou, com o correspondente momento angular orbital " l ", relacionados por: $l = bp/h$, onde " p " é o momento linear inicial assintótico, ou ainda, pela ordem de grandeza do tempo característico de cada reação (figura XXIII).

Apesar da definição dos momentos angulares associados aos vários processos que ocorrem numa colisão entre íons pesados não ser nítida e seus limites de difícil definição, podemos fazer uma discussão da classificação desses processos em função do momento angular orbital de uma forma esquematizada, como a mostrada na figura XXIIIb.

De acordo com essa figura, para momentos angulares maiores que " l_{max} ", que é o momento angular máximo para qual ocorre reação nuclear, temos as colisões distantes, que correspondem ao espalhamento elástico e excitação coulombiana.

FIG. XXIII.

a)
Esquema dos vários mecanismos possíveis numa interação entre íons pesados e os tempos característicos de cada um deles.

b)
Ilustração esquemática da dependência da seção de choque parcial em função do momento angular " l ".

(CN)

Fusão completa

(FL)

Processos parecidos com a fusão

(D)

Processos amortecidos

(QE)

Quase-elástico

(CE)

Excitação coulombiana

(EL)

processos elásticos

Entre " l_r " e " l_{max} ", vários tipos de processos com amortecimento da energia do movimento relativo podem ocorrer. Em particular, entre " l_d " e " l_{max} ", temos o momento angular razante " l_g ", associado às colisões com parâmetros de impacto rasantes. Nessa região de momento angular a força nuclear já começa a atuar, fracamente, sobre o sistema, provocando uma pequena superposição da matéria nuclear. Essa superposição é suficiente para que ocorra a troca de poucos nucleons e a transferência de parte da energia cinética aos graus de liberdade intrínsecos do alvo e/ou do projétil, cuja duração é da ordem de 10^{-22} s. Essas reações preservam as características principais do projétil e do alvo e são chamadas reações diretas (inelástico e transferência). Para as colisões com momentos angulares menores que " l_d ", o sistema permanece em contato por um tempo mais longo, da ordem de 10^{-21} s, havendo uma superposição maior de massa devido a uma força atrativa mais intensa, formando um sistema aglomerado. Entretanto, em razão do alto momento angular intrínseco adquirido por esse sistema aglomerado, a força centrífuga ainda consegue sobrepujar a atração nuclear separando os dois íons. Embora haja transferência de massa e de grande parte da energia cinética do movimento relativo à excitação intrínseca, esse tipo de reação ainda mantém uma "lembrança" do canal de entrada e é conhecida como espalhamento profundamente inelástico (EMI).

Quando as colisões se tornam mais frontais, o que equivale dizer que elas se processam com momento angular menor que " l_p ", há uma grande superposição da matéria nuclear, com um tempo de interação suficientemente longo (10^{-17} s) para que todos os núcleos do sistema composto formado sejam excitados. Esse sistema composto não guarda nenhuma lembrança do canal de entrada a não ser no que se refere às grandezas que devem ser conservadas (Bi83). Essa região de momento angular pode ainda ser subdividida da seguinte maneira:

1) $l < l_{crit}$, nesse intervalo, o momento angular é ainda grande o suficiente para provocar uma instabilidade no sistema composto formado que leve à fissão. Esse tipo de mecanismo de reação é denominado genericamente "processos parecidos com a fissão".

2) $l > l_{crit}$, as colisões com esses momentos angulares geram um sistema composto que pode progredir até o estado de equilíbrio termodinâmico estável. O tempo característico para atingir esse equilíbrio é da ordem de 10^{-17} s. Estas colisões são totalmente inelásticas: toda energia relativa é convertida em excitação intrínseca e coletiva do núcleo composto formado, assim como todo o momento angular é transferido ao núcleo composto, conservando-se a paridade, sendo essas grandezas as únicas "lembranças" que ele guarda do canal de entrada. Esse processo que leva à formação de um núcleo composto equilibrado é chamado de fusão completa.

A contribuição de cada um dos processos citados anteriormente à seção de choque de reação é ainda influenciada pelo valor da energia relativa e varia dependendo da massa dos núcleos interagentes. Em particular, na região de massa do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ e na faixa de energia em que foi estudado, cálculos da barreira de fissão, (Co74), mostram que o momento angular para o qual ela se anula é maior que o momento angular rasante " l_g ". Isso indica que basta que haja a formação de um sistema composto para que o sistema alcance o equilíbrio termodinâmico. Isso corresponderia ao fato de que os valores do momento angular " l_f " e " l_{cr} " seriam os mesmos. Nessas energias também é esperada uma pequena contribuição de espalhamento profundamente inelástico (EMI) (Ko79, Wi75, Wi73).

De acordo com essas informações, podemos dizer que a seção de choque de reação é dada, praticamente, pela soma das contribuições do processo de fusão e das reações diretas para essa região de energia.

III.2 - O processo de fusão

Na seção anterior, situamos a fusão completa entre os vários processos que ocorrem na interação entre de dois núcleos, através de uma descrição semi-clássica. Nesse contexto, a fusão completa corresponde às colisões mais inelásticas, em que há uma total transferência do momento angular do canal incidente para o núcleo composto e toda a energia do movimento relativo é absorvida na excitação dos graus de liberdade intrínsecos e coletivos do núcleo composto. Devido à lenta evolução temporal e ao grande número de graus de liberdade excitados do sistema composto até atingir o equilíbrio termodinâmico, podemos dizer que o núcleo composto perde a "memória" do canal de entrada. Nas colisões entre íons pesados, o núcleo composto é formado em estados altamente excitados e com momento angular elevado. A desexcitação se processa através de emissão de partículas leves e depende apenas das propriedades estatísticas intrínsecas do sistema equilibrado e das grandezas que devem ser conservadas mas não de seu modo de formação. Dessa forma podemos tratar o processo de fusão como um processo de duas etapas independentes entre si: a formação do núcleo composto e seu posterior decaimento, que constitui a hipótese de Bohr (Er60, Vo68).

III.3 Modelos de formação do núcleo composto

A seção de choque de fusão (σ_F) em função do inverso da energia de bombardeio, exibe um comportamento semelhante para uma quantidade apreciável de sistemas com $A_{\text{nc}} < 80$ (Bi83, Bi79, Ko79). Alguns sistemas, entretanto, apresentam um comportamento que se afasta da média (Ko79) evidenciando a influência que detalhes da estrutura nuclear dos núcleos interagentes e do núcleo composto podem exercer sobre a seção de choque de fusão.

Na figura XXIV está esquematizado esse comportamento médio da seção de choque de fusão. Nesse gráfico podemos visualizar três regiões de energia distintas: região I, de baixas energias, em torno de 1 a 2 vezes a energia da barreira coulombiana, em que a σ_F é aproximadamente linear com $1/E_{\text{cm}}$, acompanhando quase que integralmente a seção de choque de reação σ_R . Isto indica que, nessas energias, σ_F é governada pela barreira de interação, isto é, por características do canal de entrada. Na região II, de energias "intermediárias", há um nítido desvio da seção de choque de fusão em relação a σ_R , ou seja, enquanto σ_F atinge um valor máximo, σ_R continua a crescer. A razão desse comportamento é devido a limitação imposta à fusão pela competição dinâmica com outros processos

(diretas, profundamente inelástico, fusão incompleta), que desvia o fluxo do canal de fusão. Finalmente, o comportamento da seção de choque de fusão em função do inverso da energia exibe uma região de "altas" energias, região III, onde se observa um drástico decréscimo de σ_f com a energia. Essa região parece ser governada por um momento angular independente da energia (St77, Or82), associado ao núcleo composto e não ao canal de entrada. Acredita-se que esse momento angular crítico é o que anularia a barreira de fissão e corresponderia ao valor máximo de " l " com o qual o núcleo composto poderia ser formado.

FIG. XXIV.

Representação esquemática da seção de choque total de reação e fusão em função do inverso da energia de bombardeio no referencial de centro de massa.

Resumindo, o comportamento médio da seção de choque de fusão em baixas energias é governado por características macroscópicas do canal de entrada e em altas energias por características macroscópicas do núcleo composto. É de se esperar que a passagem de um extremo ao outro não seja abrupta e, que na região de energias intermediárias, onde ocorre essa transição, exista uma competição entre as características do canal de entrada e do núcleo composto.

Informações experimentais a respeito da limitação da seção de choque de fusão devido às características do canal de entrada (St77, Ko79, Di79, Ma82), ou do núcleo composto (Co78, Va81, Ch82), associam o processo de fusão a um compromisso entre interações conservativas e dissipativas (Wi73, Sw81, To85), levando ao desenvolvimento de modelos que passaremos a descrever na próxima seção.

III.3.1 . Modelo da distância crítica

Esse modelo é fundamentalmente unidimensional baseado nas características macroscópicas do canal de entrada. Ele assume um potencial de interação esféricamente simétrico entre os núcleos interagentes e a energia potencial correspondente é a soma das contribuições das energias nuclear, coulombiana e centrífuga, que são expressas como funções dependentes unicamente da separação radial nuclear.

Em razão dos termos de energia coulombiana e centrífuga serem de longo alcance e provirem de forças tipicamente repulsivas, a energia potencial do sistema inicialmente aumenta com a aproximação dos núcleos. Com uma aproximação maior, entretanto, a força nuclear atrativa de curto alcance produz um decréscimo local, ou seja, um poço na energia potencial, fazendo com que as distribuições de densidade da matéria nuclear do alvo e do projétil comecem a se sobrepor. Quando a distância de separação entre os núcleos interagentes se torna muito pequena, os potenciais coulombiano e centrífugo prevalecem novamente sobre o potencial nuclear aumentando o potencial de interação, principalmente se o número atômico dos núcleos ou seus momentos angulares forem altos. No caso em que o momento angular for extremamente alto, a força centrífuga elimina completamente o poço no potencial de interação (figura XXV).

FIG. XXV.

Energia potencial de interação em função da separação radial nuclear e do momento angular.

A presença de um poço na energia potencial de interação tem uma importante influência sobre as trajetórias dos núcleos interagentes, sendo crucial para os modelos de fusão com potenciais unidimensionais, pois, podemos introduzir o conceito de barreira para fusão. Esse conceito conduz a uma expressão simples para a seção de choque de fusão, que pode ser escrita em termos de penetração da barreira como função do valor do momento angular das ondas parciais.

A seção de choque total de reação pode, então, ser escrita como:

$$\sigma_R = \pi k^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l \quad (22)$$

onde k é o comprimento de onda reduzido $k^2 = 2\mu E / \hbar^2$ e os termos T_l descrevem as probabilidades de penetração da barreira que podem ser obtidas a partir de potenciais ópticos.

Da mesma forma, a seção de choque de fusão σ_F pode ser escrita como:

$$\sigma_F = \pi k^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_{Fl} \quad (23)$$

onde T_{Fl} é a probabilidade de que a onda parcial com momento angular " l " contribua na fusão.

Na aproximação de corte abrupto:

$$\begin{aligned} T_{Fl} &= T_l = 1 && \text{para } l \leq l_{cr} \\ T_{Fl} &= 0 && \text{para } l > l_{cr} \end{aligned} \quad (24)$$

sendo l_{cr} o mais elevado momento angular que o núcleo composto pode suportar sendo por isso chamado de momento angular crítico.

Utilizando a aproximação de corte abrupto na expressão que descreve σ_F (23) temos:

$$\sigma_F = \pi k^2 \sum_{l=0}^{l_{cr}} (2l+1) = \pi k^2 (l_{cr}+1)^2 \quad (25)$$

A dependência das probabilidades de penetração, ou coeficientes de transmissão, com a energia é obtida de uma maneira simples aproximando-se a barreira de interação por uma barreira parabólica invertida, com frequência dependente de " l " (Hi53, Wo72):

$$T_l = \{1 + \exp[2\pi(V_{0l} - E)/\hbar w]\}^{-1} \quad (26)$$

onde a altura da barreira V_{0l} é dada por $V_{0l} = V_0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_{0l}^2}$, R_{0l} é o raio da barreira e $\hbar w l$ é a largura da barreira.

Por simplicidade faremos $\hbar w l = \hbar w = \text{cte.}$ e $R_{0l} = R_0 = \text{cte.}$, onde V_0 e R_0 são a altura e o raio da barreira para $l=0$, respectivamente.

Inserindo essa expressão (26) de T_l na equação (25) que descreve σ_F obtemos:

$$\sigma_F = \pi \hbar^2 \sum_{l=0}^{l_{\text{ca}}} (2l+1) \frac{1}{1 + \exp[2\pi(V_{0l} - E)/\hbar w]} \quad (27)$$

Levando-se em conta que para o caso de íons pesados é grande o número de ondas parciais, podemos substituir essa somatória por uma integral e efetuando a integração, temos:

$$\sigma_F = \hbar w R_0^2 / 2E \ln \frac{1 + \exp[2\pi(E - V_0)/\hbar w]}{1 + \exp[2\pi(E - V_0 - (E - V_{cr}) R_{cr}^2 / R_0^2) / \hbar w]} \quad (28)$$

onde R_{cr} é a distância crítica de separação entre os núcleos para que ocorra a fusão.

Essa é a expressão obtida por Glas e Mosel (Gl75) e abrange tanto a região I e III como a zona de transição entre elas, além disso, ela se reduz analiticamente às expressões padrão de Galin et.al.(Ga74) e Gutbrod et al.(Gu73), nos limites:
de baixas energias (região I):

$$E_{CM} \ll \frac{V_0 - (R_{CR}/R_0)^2 V_{CR}}{1 - (R_{CR}/R_0)^2} \quad \sigma_F = \pi R_0^2 (1 - V_0/E_{CM}) \quad (29)$$

de altas energias (região III):

$$E_{CM} \gg \frac{V_0 - (R_{CR}/R_0)^2 V_{CR}}{1 - (R_{CR}/R_0)^2} \quad \sigma_F = \pi R_{CR}^2 (1 - V_{CR}/E_{CM}) \quad (30)$$

Vemos, então, que nesses dois limites a dependência analítica da energia é a mesma. Para baixas energias os parâmetros R_0 e V_0 são os determinantes da seção de choque de fusão, ou seja, nessa região de energia, os momentos angulares envolvidos são baixos, assim, uma vez ultrapassada a barreira de interação, a energia potencial não é capaz de evitar que o sistema alcance a distância necessária para que haja a fusão. Para energias mais altas, região II e III, a fusão é limitada pelos parâmetros R_{CR} e V_{CR} , ou seja, o sistema só irá fundir completamente quando alcançar uma distância crítica de separação. Em geral essa distância é menor que o raio da barreira de interação.

Estudos sistemáticos realizados por Galin et. al. (Ga74) e Gutbrod et. al. (Gu73), forneceram os seguintes valores para a distância crítica (R_{cr}) e raio da barreira de interação (R_b):

$$\begin{aligned} R_{cr} &= r_{cr}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) & \text{com} & \quad r_{cr} = (1.0 \pm 0.07) \text{ fm} \\ R_b &= r_b(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) & \text{com} & \quad r_b = 1.4 \end{aligned} \quad (31)$$

Os parâmetros R_b e V_b em baixa energia e R_{cr} e V_{cr} em alta energia, podem ainda ser associados aos valores dos momentos angulares l_{max} e l_{cr} , respectivamente. Os momentos angulares l_{max} e l_{cr} são os maiores momentos angulares que contribuem para a fusão para cada região de energia e podem ser obtidos através das expressões (29), (30) e (25) da seguinte forma:

$$l_{max}(l_{max} + 1) = \frac{2\mu R_b^2(E - V_b)}{\hbar^2} \quad (32)$$

e

$$l_{cr}(l_{cr} + 1) = \frac{2\mu R_{cr}^2(E - V_{cr})}{\hbar^2} \quad (33)$$

Assim podemos dizer que em baixa energia a somatória sobre as ondas parciais, na determinação da seção de choque de fusão, vai até o valor do momento angular $l = l_{max}$, que é menor que l_{cr} . Mas em energias elevadas a limitação passa a ser imposta não mais por l_{max} mas por l_{cr} . Na figura XXVI podemos observar a dependência de l_{cr} e l_{max} com a energia. A seção de choque de fusão é limitada pelo menor dos limites do momento angular, l_{cr} ou l_{max} .

$R_0 = 8.5 \text{ fm}$, $V_0 = 29.7 \text{ MeV}$, $R_{CR} = 6.2 \text{ fm}$, $V_{CR} = 10 \text{ MeV}$.

FIG. XXVI.

O momento angular crítico " $l_{cr}(E)$ " e o momento angular rasante " $l_{max}(E)$ " em função da energia para o sistema $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$.

Outra possibilidade para a determinação dos parâmetros que definem a barreira efetiva de fusão é através de um tratamento puramente clássico, válido para energias acima da barreira coulombiana. Nesse tratamento, ao invés de aproximarmos o potencial efetivo por um parábola invertida, como realizado por Glas e Mosel, a partir das idéias contidas no modelo da gota líquida (Me66, Me69), são desenvolvidos diversos potenciais nucleares de uma forma fenomenológica. A soma do potencial nuclear, assim calculado, com o potencial coulombiano e centrífugo define a barreira efetiva para a fusão. Neste trabalho nos ativemos

aos potenciais de proximidade e o de Bass, dos quais passaremos a dar uma breve descrição:

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 de proximidade (De75). Isso permite obter a força que se origina quando duas superfícies suavemente curvadas se aproximam.

Considerando cada núcleo interagente como uma distribuição leptodérmica esféricamente simétrica da matéria nuclear e utilizando o modelo nuclear de Thomas-Fermi com uma interação nucleon-nucleon fenomenológica tipo Yukawa (Ra76), Blocki e colaboradores (Bl77) deduziram a seguinte expressão para o potencial de proximidade:

$$V_N(E) = 4\pi r \frac{C_P C_T}{C_P + C_T} b \tilde{\epsilon}(E) \quad (34)$$

onde:

r é o coeficiente de tensão superficial dado por:

$$r = 0.9517 \left[1 - 1.7826 \frac{(N_P + N_T - Z_P - Z_T)^2}{A_P + A_T} \right] \text{ MeV/fm}^2 \quad (35)$$

sendo N , Z , A o número de nêutrons, o número atômico e o número de massa do alvo e do projétil, respectivamente e

C_P e C_T são os raios nucleares quando a densidade cai à metade, para o projétil e alvo respectivamente, definidos por:

$$C_i = R_i [1 - (b/R_i)^2] \quad (36)$$

sendo $b \approx 1 \text{ fm}$ e $R_i = 1.28A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8A_i^{-1/3} \text{ fm}$.

$\tilde{I}(\epsilon)$ é a função universal do parâmetro adimensional ϵ . Uma expressão analítica para $\tilde{I}(\epsilon)$ (Bl77) é dada por:

$$\begin{aligned}\tilde{I}(\epsilon) &= -0.5(\epsilon-2.54)^2 - 0.0852(\epsilon-2.54)^3 && \text{para } \epsilon \leq 1.251 \\ \tilde{I}(\epsilon) &= -3.437 \exp(\epsilon/0.75) && \text{para } \epsilon > 1.251\end{aligned}$$

com $\epsilon = (r - C_p - C_T)/b$

(37)

Já Bass (Ba74) baseou-se em certos fatos experimentais para desenvolver o potencial que propõe. Primeiro, ele desprezou a deformação e a transferência de massa do sistema interagente, ou seja, a forma dos núcleos é congelada durante a aproximação e o movimento relativo é tratado classicamente considerando a interação de dois corpos, fenomenológica.

Assim, a partir dessas hipóteses deve ocorrer a penetração a uma distância tal que as forças de dissipação consumam a energia do movimento relativo e provoquem a captura numa região atrativa do potencial de dois corpos. Ou seja, fazendo com que a trajetória incidente alcance um ponto de onde não haverá retorno.

Nesse contexto o potencial proposto por Bass é necessário apenas para distâncias $r \geq R_{12} = (R_1 + R_2)$, ou seja, para distâncias maiores ^{as que definem} ~~que~~ a região onde ocorre a absorção e em seguida a fusão, sendo, portanto, real e dado por:

$$V_N(r) = -4\pi r(R_1 R_2 / R_{12}) f(s) \quad (38)$$

onde:

$f(s)$ é uma função universal de s , sendo $s=r-R_{12}$, dada por:

$$f(s) = d \exp(-s/d) \quad (39)$$

r é o coeficiente de energia superficial dado por:

$$r = a_0 [4\pi R^2 A^{-2/3}]^{-1} \quad (40)$$

Os parâmetros utilizados tem os seguintes valores:

$$d = 1.35 \text{ fm}$$

$$a_0 = 17 \text{ MeV} \quad (41)$$

Os cálculos de seções de choque com esses potenciais serão apresentados no capítulo de análise dos dados.

III.3.2 - Modelo da linha de Yrast

Conforme discutido na seção precedente, os modelos baseados nas características macroscópicas do canal de entrada, descrevem de maneira global o comportamento dos valores experimentais da seção de choque de fusão. Entretanto, esses modelos não conseguem explicar algumas discrepâncias drásticas de σ_f em relação ao comportamento geral, para alguns sistemas, como por exemplo: porque o sistema $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$ apresenta $\sigma_f(\text{máxima}) = 850 \text{ mb}$ e o sistema $^{12}\text{C}+^{15}\text{Ni}$, $\sigma_f(\text{máxima}) = 1100 \text{ mb}$, ou seja, uma diferença da ordem de 25% no valor da seção de choque máxima de fusão quando esses sistemas diferem de apenas um nucleon. Para os sistemas $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ e $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$, a diferença chega a 30% e ambos os sistemas formam o mesmo núcleo composto.

Além das diferenças nos valores da seção de choque de fusão máxima, o comportamento da seção de choque de fusão em função da energia para os dois últimos sistemas são também discrepantes, quando, de acordo com os modelos baseados em potenciais unidimensionais esperaríamos comportamentos semelhantes.

Harar et al (Ha78), notou que a diferença dessas seções de choque parecem estar relacionadas ao valor do Q (balanço energético das massas) para formação do núcleo composto, ou seja, sistemas com valores de Q diferentes, apresentam valores da seção de choque de fusão distintos para a mesma energia de bombardeio no centro-de-

massa. Isso sugere que, de certa forma, características macroscópicas do núcleo composto estariam influenciando o comportamento da seção de choque de fusão em função da energia. Como, no cálculo da seção de choque de fusão, apenas as ondas parciais com valores do momento angular menores que " l_{cr} " contribuem para a fusão, isto pressupõe que o núcleo composto que será formado, o seja num estado disponível para a dada energia de excitação, de momento angular de no máximo $l = l_{cr}$. Consequentemente, poderíamos dizer que a fusão seria limitada pela linha de Yrast do núcleo composto.

A linha de Yrast define os estados de maior momento angular de um núcleo, para uma certa energia de excitação. Ou, por outro lado, a partir de que energia de excitação um estado com determinado valor do momento angular existe. A linha de Yrast é calculada assumindo que esses estados são relacionados aos estados nucleares nos quais toda a energia de excitação é devida à rotação, ou seja, à excitação dos graus de liberdade coletivos. Nesse caso a excitação dos graus de liberdade intrínsecos não ocorre sendo a temperatura nuclear, associada a esses graus de liberdade, nula. A linha de Yrast é então dada pela relação:

$$E^* = E_{cm} + Q = I(I+1)\hbar^2/2\mathcal{I} \quad (42)$$

onde $\mathcal{I}$ é o momento de inércia do núcleo esférico de massa A e raio $R = r_0 A^{1/3}$, considerado como um rotor rígido e, portanto, dado por:

$$\mathcal{I} = 2/5 m r_0^2 A^{5/3} \quad (43)$$

onde " m " é a massa de um nucleon.

Se identificarmos o máximo momento angular com o qual o núcleo composto pode ser formado, " l_{cr} " com a linha de Yrast, basta inserirmos a expressão (42) na equação (25) para obtermos:

$$\sigma_F = \pi \ell / \mu (1 + Q/E_{cm}) \quad (44)$$

Com essa expressão é possível explicar a diferença relativa observada na seção de choque de fusão para os sistemas $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ e $^{15}\text{N}+^{12}\text{C}$, porém o valor absoluto ainda não é reproduzido. Para alcançarmos um acordo com o valor absoluto experimental de σ_F , Harar sugeriu que uma certa quantidade ΔQ poderia ser adicionada à energia rotacional da eq.(42). A idéia por trás desse valor ΔQ adicionado à energia de excitação do núcleo composto, que é a base do modelo da linha estatística de Yrast, é que o núcleo composto dificilmente poderia ser formado na linha de Yrast, onde a temperatura é nula e a densidade de níveis extremamente baixa. É de se esperar, portanto, que a fusão vá ocorrer numa região acima da linha de Yrast, onde o núcleo composto tenha uma temperatura suficientemente elevada e onde haja não só a excitação dos graus de liberdade coletivos (núcleo frio rodando), como também excitação dos graus de liberdade intrínsecos, ou seja, onde a densidade de estados é suficientemente elevada.

III.3.4 - Linha estatística de Yrast

A adição da quantidade ΔQ à energia de excitação do núcleo composto define a linha estatística de Yrast (Le80, Va81), e pode ser escrita de uma forma semelhante à expressão (42):

$$E_{\text{Yrast}} = [l_{\text{Yrast}}(l_{\text{Yrast}} + 1)]\hbar^2/2\mathcal{I} + \Delta Q \quad (45)$$

onde $\mathcal{I}$ é o momento de inércia do núcleo composto, ΔQ a energia extra necessária para atingir a densidade de níveis conveniente e l_{Yrast} o momento angular limitante para a energia de excitação E_{Yrast} .

A seção de choque de fusão na aproximação de corte abrupto pode, então, ser escrita como:

$$\sigma_F = \pi \hbar^2 (l_{\text{cm}} + 1)^2 = \pi \hbar^2 (l_{\text{Yrast}} + 1)^2 = \pi \hbar^2 / 2\mu E_{\text{cm}} l_{\text{Yrast}}(l_{\text{Yrast}} + 1) \quad (46)$$

De acordo com a expressão (45) $l_{\text{Yrast}}(l_{\text{Yrast}} + 1) = (E_{\text{Yrast}} - \Delta Q)2\mathcal{I}/\hbar^2$ e substituindo $E_{\text{Yrast}} = E_{\text{cm}} + Q$ obtemos para a seção de choque de fusão:

$$\sigma_F = \pi \mathcal{I} / \mu [1 + (Q - \Delta Q)/E_{\text{cm}}] \quad (47)$$

sendo que $\mathcal{I} = 2/5 mAR^2$ com $R = r_{0C}(A_{\text{nc}})^{1/3}$.

Essa expressão contém dois parâmetros livres para serem ajustados: ΔQ e r_{oc} . Um ajuste sistemático da seção de choque de fusão para vários sistemas leves feito por Lee et. al. (Le81) fornecem valores de r_{oc} e ΔQ praticamente idênticos para todos sistemas estudados:

$$r_{oc} = (1.20 \pm 0.05) \text{ fm}$$

$$\Delta Q = (10.0 \pm 2.5) \text{ MeV} \quad (48)$$

Para descrevermos o processo de fusão de uma maneira confiável amparada nesse modelo, devemos conhecer a linha de Yrast até altas energias de excitação. Entretanto, para núcleos leves $A < 40$ a linha de Yrast é conhecida até $L \sim 10\hbar$ e $E_x \sim 20$ MeV. A partir desse ponto ela é extrapolada de acordo com o modelo de rotor rígido, o que introduz uma limitação à aplicação dos modelos baseados na linha de Yrast.

Recentemente, uma tentativa de parametrização do valor de ΔQ feita por Civitarese et. al. (Ci83), forneceu o valor de $\Delta Q = 0.27A_{nc} \text{ MeV}$, que é linearmente dependente da massa do núcleo composto. Isso significa que uma quantidade de energia mínima deve ser depositada no núcleo composto ($\Delta Q = 0.27 \text{ MeV}/A$) e essa energia poderia ser associada a uma temperatura crítica para formação do mesmo.

III.4. Decaimento do núcleo composto

Na fusão de íons pesados, o núcleo composto é populado com alta energia de excitação e elevado momento angular. Um grande número de graus de liberdade, intrínsecos e coletivos são excitados, induzindo o núcleo a progredir até um estado de "equilíbrio termodinâmico" (Vo68, Bl52).

Uma vez alcançado esse estado de equilíbrio termodinâmico desencadeia-se um processo de evaporação sequencial. Haverá emissão de partículas até o núcleo residual alcançar um limiar de energia (energia de ligação dos nêutrons) onde não mais é possível emitir partículas, terminando o decaimento com radiação gama até atingir o estado fundamental. Na descrição desse processo pressupõe-se que a emissão sucessiva de partículas e posterior decaimento-gama, é totalmente independente do modo como foi formado o núcleo composto ou do tipo de decaimento anterior, dependendo apenas das grandezas que devem ser conservadas (energia total, momento angular e paridade) e das propriedades estatísticas do sistema, tais como densidade de níveis (temperatura) e energia média de emissão (Gi85, Er60).

Nesse contexto, o espectro das partículas emitidas dependerá das propriedades estatísticas do sistema, que deve então apresentar a forma característica de uma distribuição de Maxwell (Bl52). Podemos também associar o conceito de temperatura termodinâmica à energia de excitação ou energia interna do núcleo, sendo a energia restante associada ao movimento coletivo rotacional. Devemos ressaltar ainda que, em geral, a temperatura do núcleo composto formado é bastante baixa se comparada à energia total de excitação, o que decorre do fato de que a energia está repartida entre muitos graus de liberdade. Consequentemente, a energia cinética das partículas emitidas é relativamente baixa se comparada à energia de excitação.

As probabilidades de decaimento são determinadas pelo peso estatístico dos estados finais, ou seja, pela densidade de níveis e penetrabilidade da barreira associada aos possíveis canais de saída, lembrando que as partículas leves mais prováveis de serem emitidas são: nêutrons, prótons, alfas e dêuterons, seguindo-se o decaimento-gama.

Dentro desse contexto, o decaimento sequencial do núcleo composto é descrito com base em modelos estatísticos. Atualmente, a teoria mais elaborada nesse sentido é a desenvolvida por Hauser-Feshbach (Vo68,Th68).

III.4.1. Teoria estatística de Hauser-Feshbach

A teoria moderna que descreve a evaporação de um núcleo composto, foi construída ao longo das mesmas linhas do modelo de Weisskopf (B152), introduzindo a conservação do momento angular e paridade, explicitamente. Da mesma forma que o primeiro modelo de evaporação, o modelo de Hauser-Feshbach, assume que o processo de fusão é um processo de dois estágios independentes (hipótese de Bohr): a formação do núcleo composto e seu posterior decaimento através de um canal de saída.

A expressão de Hauser-Feshbach que determina a seção de choque de uma transição do estado inicial, definido pelas grandezas dadas pelo canal de entrada, para um estado final com energia de excitação E_{ex} e spin I_{ex} , que ocorre via formação de núcleo composto, associada à reação $A(a,b)B$ é dada por:

$$\sigma(E_{\text{ex}}, I_{\text{ex}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_J(E_{\text{ex}}, I_{\text{ex}}) = \sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} \sigma_{\text{CN}}(J) G(E_{\text{ex}}, I_{\text{ex}}, J) / g(J) \quad (49)$$

onde:

$\sigma_{\text{CN}}(J)$ é a seção de choque para a formação do núcleo composto com momento angular "J".

$G(E_{\text{ex}}, I_{\text{ex}}, J)$ é comumente chamada de largura parcial do decaimento para um determinado canal de saída de $E_{\text{ex}}, I_{\text{ex}}$.

$g(J)$ é a largura total somada sobre todos os possíveis canais abertos para o decaimento.

$G(E_*, I_*, J)/g(J)$ é a probabilidade de decaimento do núcleo composto de momento angular "J" para um estado no núcleo residual com energia de excitação E_* e spin I_* .

Incluindo-se nos termos da expressão para $\sigma(E_*, I_*)$ os números quânticos referentes ao momento angular orbital e spin para os canais de entrada e saída, definidos por:

$$J = l_1 + S_1 = l_2 + S_2 \quad (50)$$

onde:

l_1 e l_2 são os momentos angulares orbitais na entrada e saída, respectivamente.

S_1 e S_2 são os spins dos canais de entrada e saída dados por $S_1 = I_a + I_A$ e $S_2 = I_b + I_B$, respectivamente, ficamos com as seguintes expressões:

seção de choque de formação do núcleo composto:

$$\sigma_{CN}(J) = \pi \chi^2 \frac{2J+1}{(2J_a+1)(2J_A+1)} \sum_{S_1=|I_a+I_A|}^{I_a+I_A} \sum_{l_1=|J-S_1|}^{J+S_1} T_{l_1}(E_a) \quad (51)$$

largura parcial de decaimento para o núcleo residual com energia de excitação E_* e spin I_* :

$$G(E_*, I_*, J) = \sum_{S_2=|I_b-I_B|}^{I_b+I_B} \sum_{l_2=|J-S_2|}^{J+S_2} T_{l_2}(E_*) \quad (52)$$

e largura total, somada sobre todos os possíveis canais abertos para o decaimento:

$$g(J) = \sum_b \sum_{l_2} \sum_{S_2=|l_2-J|}^{l_2+J} \sum_{I_b=|S_2-I_b|}^{S_2+I_b} \left[\sum_{E_b^*}^{E_c} T_{l_2} + \int_{E_b^*}^{E_c} T_{l_2} g(E_b^*, I_b) dE_b^* \right] \quad (53)$$

onde E_b^* é a máxima energia de excitação do núcleo residual, dada por $E_{b\max}^* = E_{cm\alpha} + Q - V_c$, onde $E_{cm\alpha}$ é a energia incidente no canal de entrada no referencial de centro de massa, Q é o valor da diferença de massas e V_c a barreira coulombiana na saída calculada por $V_c = Z_b Z_\alpha e^2 / R_c$ com $R_c = R_0 (A_b^{1/3} + A_\alpha^{1/3})$.

As quantidades T_l correspondem aos coeficientes de transmissão e podem ser obtidas através de cálculos de modelo óptico.

Convém notar que na expressão da largura total (53) foi incluída uma densidade de níveis a partir da energia E_c (início da região do contínuo), em razão do grande número de estados que podem ser excitados a partir dessa energia, a fórmula comumente usada nesses cálculos é dada pelo modelo de gás de Fermi: (Gi63)

$$g(E^*, I) = (2I+1) \exp\left[-\frac{(I+1/2)^2}{2\sigma^2}\right] g(E^*) \quad (54)$$

com

$$g(E^*) = \frac{\exp[2(aU)^{1/2}]}{12a^{1/4}(U+t)^{5/4}(2\sigma^2)^{1/2}} \quad (55)$$

onde:

U é a energia efetiva de excitação: $U = E^* - \Delta$,
sendo que Δ é a energia de emparelhamento.

t é a temperatura nuclear relacionada à energia efetiva de excitação por: $U = at^2 - t$.

σ é o parâmetro de "corte de momento angular" que depende da energia de excitação por intermédio da temperatura t e do momento de inércia, θ como: $\sigma^2 = \theta t / h^2$, esse parâmetro determina essencialmente a distribuição de momento angular da densidade de níveis.

"a" é o parâmetro de densidade de níveis que em caso da inexistência de valores experimentais, pode ser obtido de forma aproximada por $a = A / cte.$ (Gi65), A é o número de massa do núcleo em questão.

A somatória da equação (49) é interrompida para um valor de " J " igual a " J_{cr} ", que corresponde ao momento angular mais elevado que o núcleo composto pode suportar. A equação (51), corresponde à seção de choque de formação do núcleo composto que pode alternativamente ser determinada pelos modelos descritos na seção III.3.

O índice π na equação (51) corresponde à paridade do canal, expressa pelo produto $(-1)^l \pi_T$, onde l é o momento angular orbital e π_T , o produto das paridades intrínsecas. Pela conservação da paridade devemos ter:

$$(-1)^{l_{ENT}} \pi_{TENT} = \pi_{NC} = (-1)^{l_{SAI}} \pi_{TSAI} \quad (56)$$

A distribuição angular média das partículas emitidas é dada pela relação:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{\chi^2}{4(2I_a+1)(2I_b+1)} \sum_{\substack{l_1, l_2, J \\ L, S_1, S_2}} (-1)^{S_1-S_2} P_L(\cos\theta) \frac{T_{l_1} T_{l_2} \cdot Z}{g(J)} \quad (57)$$

onde $L = l_1 + l_2$, $P_L(\cos\theta)$ são os polinômios de Legendre e Z é dado por:

$$Z = Z(l_1 J l_1 J | S_1 L) \cdot Z(l_2 J l_2 J | S_2 L) \quad (58)$$

e contém os coeficientes de Glebsch-Gordon e Racah.

III.5 - Cinemática dos resíduos de evaporação

Para verificarmos a consistência da forma das distribuições angulares, espectros de energia e velocidade experimentais utilizamos os cálculos de modelos estatísticos que incorporam algumas considerações cinemáticas dos resíduos de evaporação do processo de fusão.

A cinemática dos resíduos de evaporação pode ser discutida de uma forma quantitativa, através do diagrama de velocidades apresentado na figura XXVII. Nesse diagrama V_C e V_R são as velocidades no referencial de laboratório do núcleo composto e dos resíduos de evaporação, respectivamente, enquanto que θ_L é o ângulo no referencial de laboratório e $\theta_{c.m.}$ é o ângulo no referencial de centro de massa associado à velocidade de recuo do resíduo v_r , que é a velocidade resultante após a emissão de várias partículas leves.

FIG. XXVII.

Diagrama de velocidades indicando os limites extremos das velocidades dos resíduos de evaporação no referencial de laboratório e centro de massa.

Devido à grande complexidade do mecanismo de evaporação de múltiplas partículas, não existe uma expressão analítica simples para a determinação exata dos valores da velocidade de recuo v_R e do ângulo θ_{CM} . Porém, podemos discutir as considerações cinemáticas nos limites extremos dessas velocidades.

A magnitude da velocidade de recuo v_R é limitada por um valor máximo v_{MAX} , considerando que o resíduo é produzido no seu estado fundamental e que todas as velocidades de recuo da distribuição de velocidade sejam colineares. Se E_{MAX} é a máxima energia cinética liberada pelas partículas leves evaporadas para produzir um dado resíduo de massa M_R no seu estado fundamental, então:

$$E_{MAX} = E_x - (M_E + M_R - M_C)c^2 \quad (59)$$

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 a soma de todas as massas das partículas evaporadas, respectivamente.

Usando a cinemática de dois corpos, temos que a máxima velocidade de recuo é dada por:

$$v_{MAX} = (2M_E \cdot E_{MAX} / M_R \cdot M_C)^{1/2} \quad (60)$$

e de acordo com o diagrama de velocidades da figura XXVII, obtemos:

$$v_R = v_C \cos \theta_{LAB} \pm (v_R^2 - v_C^2 \sin^2 \theta_{LAB})^{1/2} \quad (61)$$

O ângulo máximo no laboratório θ_{MAX} para o resíduo é dado por:

$$\theta_{MAX} = \arcsen[v_{MAX} / v_C] \quad \text{para } v_{MAX} < v_C \quad (62)$$

Para obtermos uma expressão analítica para a distribuição de velocidade de recuo v_r , que ainda incorpore os efeitos de evaporação sequencial, devemos assumir que a distribuição angular para todas as partículas emitidas é isotrópica no referencial de centro de massa e utilizar o teorema do Limite Central, obtendo a distribuição de probabilidade para v_r , descrita por uma distribuição gaussiana da forma:

$$d^2\sigma/d\Omega_{CM}dv_r = Kv_r^2 \cdot \exp[-v_r^2/2s^2] \quad (63)$$

onde K é uma constante de normalização e " s " o desvio padrão da distribuição de velocidade de recuo, e, que são considerados como parâmetros empíricos ou a serem ajustados com dados experimentais.

A forma do espectro de velocidade e da distribuição angular são basicamente determinados por esses processos cinemáticos, em particular, pela transformação do referencial de centro de massa para o de laboratório. Os detalhes da dinâmica da reação interferem pouco nesses resultados.

Assim, transformando a expressão (63) para o referencial de laboratório, levando-se em conta a condição da equação (61), teremos a distribuição angular dos espectros de velocidade de recuo V_R no referencial de laboratório. A forma desses espectros é uma Maxwelliana.

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{LAB}dV_R} = KV_R^2 \exp\left[-\frac{V_{NG}^2 \sin^2\theta_{LAB}}{2s^2}\right] \exp\left[-\frac{(V_R - V_{NG} \cos\theta_{LAB})^2}{2s^2}\right] \quad (64)$$

Podemos verificar dessa expressão que a dependência da quantidade $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{LAB}dV_R} \frac{1}{V_R^2}$ com a velocidade de recuo será dada pelo termo gaussiano do lado direito da expressão acima.

O centróide dessa curva gaussiana é $\langle V_R \rangle = V_C \cos\theta_{LAB}$, correspondente à velocidade média dos resíduos de evaporação, ou seja, os resíduos de evaporação tem a mesma velocidade do núcleo composto (V_C), mais o termo $\cos\theta_{LAB}$, que incorpora os efeitos cinemáticos. Além disso, essa expressão ilustra a dupla solução cinemática da equação 41, emissão traseira e dianteira de partículas leves. As duas soluções são consideradas igualmente prováveis, quando em primeira aproximação a probabilidade de decaimento do núcleo composto é considerada isotrópica.

A figura XXVIII (Mo83) mostra, à título de ilustração, as distribuições de velocidade para os resíduos de evaporação do sistema $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$ na energia $E_{LAB}=85$ Mev. Nessa figura, os espectros de velocidade dos resíduos identificados pelas massas $A_R=44,43$ e 42 , tendo emissão predominante de nucleons ($0\alpha+xN$), onde N é o número de nucleons, são bem ajustados pela expressão (64). A linha vertical é o produto da velocidade do núcleo composto pelo fator cinemático ($\cos\theta_{LAB}$).

Nota-se também nessa figura, que para os demais resíduos, onde há a evaporação de partículas alfa, a expressão gaussiana simples não é mais aplicável. Para os resíduos de massas $A_R=41,40$ e 39 , a adição de uma partícula

alfa na desexcitação do núcleo composto ($1\alpha + xN$), faz aparecer dois picos nos espectros de velocidade desses resíduos. Esses dois picos correspondem à emissão traseira e dianteira das partículas alfa. Para incluirmos essa partícula alfa no cálculo teórico da distribuição de velocidades, alteramos a exponencial da equação (64), trocando o termo $[(V_R - V_C \cos \theta_{LAB})^2 + V_C^2 \sin^2 \theta_{LAB}]$, por:

$$[(V_R - V_C \cos \theta_{LAB})^2 - V_C^2 \sin^2 \theta_{LAB}]^2 - V_\alpha^2 \quad (65)$$

onde V_α é a energia cinética média da partícula alfa.

FIG. XXVIII.

Espectros de velocidade dos resíduos de evaporação do sistema $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$. As linhas verticais correspondem a velocidade do núcleo composto.

Nos espectros de velocidade desses resíduos (figura XXVIII) verificamos ainda, que os picos se aproximam mais para os resíduos que evaporam um maior número de nucleons, isso porque há uma diminuição da energia cinética das partículas alfa com a repartição da energia de excitação do núcleo composto com um número maior de partículas. No limite de altas energias de excitação os dois picos chegam a se sobrepor.

A evaporação de duas partículas alfa pelo núcleo composto ($2\alpha + xN$), que corresponde aos resíduos de massas $A_m = 38$ e 37 , altera a forma do espectro de velocidade incluindo mais um pico. Temos então, nesse caso, três picos centrados nas três possíveis combinações de direção de emissão das partículas alfa: dianteira-dianteira, dianteira-traseira e traseira-traseira.

Com considerações análogas, podemos extrapolar a forma dos espectros de velocidade de resíduos que evaporam mais de duas partículas alfa.

Convém ressaltar que o centróide da distribuição de velocidade para cada um dos resíduos de evaporação é a velocidade do núcleo composto multiplicada pelo fator cinemático, e, por consequência é a distribuição de velocidade da soma de todos os resíduos.

As considerações acima foram discutidas em termos de velocidades. Podemos, porém, realizar essa discussão em termos de energia. Por exemplo, a expressão (64) em termos das energias cinéticas dos resíduos de evaporação e do núcleo composto fica:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_{LAB}dE_R} = \frac{K(2E_R)^{1/2}}{M_R^{3/2}} \exp\left[-\frac{E_{NC}\sin^2\theta_{LAB}}{s^2M_{NC}}\right] \exp\left[-\frac{(E_R^{1/2}-E_0^{1/2})^2}{s^2M_R}\right]$$

sendo $E_0 = M_R E_{NC} / M_{NC}$ (66)

onde E_{CN} e E_R , M_{CN} e M_R são as energias cinéticas e massas do núcleo composto e resíduo de evaporação, respectivamente.

Esses cálculos de distribuição de energia e velocidade, juntamente com os cálculos da teoria estatística de Hauser-Feshbach, estão incluídos nos programas que calculam o decaimento sequencial do núcleo composto (PACE, LILITA), utilizados na análise de nossos dados. Daremos uma breve descrição do funcionamento e fundamentos desses códigos na seção seguinte.

III.6 - Programas de cálculos estatísticos.

III.6.1 - LILITA e PACE.

Os códigos LILITA (Ca79) e PACE (Ga80), utilizam o modelo estatístico combinado à técnica de Monte Carlo e às considerações cinemáticas, apresentadas anteriormente, para simular a evolução do processo de desexcitação do núcleo composto. Esses códigos foram escolhidos por calcularem as distribuições angulares e de energia dos núcleos residuais, possibilitando uma comparação com os resultados experimentais.

O termo, técnica de Monte Carlo, refere-se ao método pelo qual esses cálculos são realizados e que passaremos a descrever.

O estado inicial do núcleo composto é definido por um conjunto de cinco parâmetros, A_0 , Z_0 , E_0^* e V_0 , que são a massa, o número atômico, a energia de excitação e a velocidade no referencial de laboratório, respectivamente, fixadas pelo canal de entrada e pelo momento angular total J_0 , escolhido aleatoriamente da distribuição de spin. A distribuição de spin é governada pelo valor da seção de choque de formação do núcleo composto e pela difusividade nuclear do coeficiente de transmissão, que descreve a probabilidade de formação do núcleo composto em função das ondas parciais " l ", ambas especificadas nas condições de entrada do programa.

Para calcular as probabilidades de ocorrência de cada resíduo de evaporação, devemos seguir o decaimento sequencial do núcleo composto. Uma vez emitida uma partícula, a partir do núcleo composto inicial, as propriedades do núcleo residual passam a ser definidas pelas grandezas A_i , Z_i , E_i^* , J_i e V_i . Se ainda houver energia para a emissão de uma nova partícula, passaremos do estado " i " para o estado " $i + 1$ ", sendo agora necessário determinar o novo conjunto de parâmetros. A determinação dos valores A_i , Z_i a partir do núcleo composto, bem como, A_{i+1} e Z_{i+1} é trivial e depende somente do tipo de partícula emitida, que nos programas disponíveis são apenas os prótons, nêutrons e alfas. Denominaremos essas partículas genericamente de α .

As mudanças nas grandezas E^* , J e V_α , são determinadas a partir do momento angular orbital I_α e da energia cinética E_α (no sistema de centro de massa) da partícula leve emitida. Essa mudança é governada pela probabilidade $P(\alpha, I_\alpha, E_\alpha, V_\alpha)$ para um dado estado J_i e E_i do núcleo residual, determinada pelas expressões de Hauser-Feshbach. A escolha da partícula α e do seu momento angular I_α , é feita aleatoriamente.

Esse procedimento é aplicado sequencialmente até que a energia de excitação do núcleo residual atinja um valor para o qual o decaimento por partículas é inibido, gerando um núcleo residual no estado final " F " caracterizado por A_F , Z_F , E_F^* , J_F e V_F .

Como esses programas são baseados em cálculos estatísticos devemos repetir todo o procedimento até que um número suficiente de eventos tenha sido gerado, para fornecer uma comparação estatisticamente significativa com os dados (temos gerado aproximadamente 10^4 eventos).

A diferença básica entre os códigos PACE e LILITA está na maneira pela qual é feito o cálculo dos coeficientes de transmissão, $T_l(E)$, para a evaporação de partículas leves. O programa LILITA usa uma função de Fermi, enquanto que o PACE, no primeiro decaimento calcula o $T_l(E)$ a partir do modelo óptico e, nos decaimentos posteriores, por uma extrapolação desses valores iniciais. Além disso, os valores dos parâmetros de densidade de níveis "a", são tomados de tabelas diferentes ou através de parametrizações diversas. O programa PACE nos permite ainda realizar uma variação na difusividade nuclear da distribuição de spin, o que não é possível no código LILITA.

Os cálculos finais das distribuições angulares e de energias dos resíduos obedecem à expressão (57) e às considerações cinemáticas feitas na seção anterior.

IV. ANÁLISE DOS DADOS

IV.1. Análise do decaimento sequencial

Os canais energeticamente disponíveis para o decaimento do núcleo composto ^{36}Ar , estão apresentados na figura XXIX. Nessa figura os resíduos de evaporação foram agrupados de acordo com o número de partículas leves que são emitidas (n, p e α). Um fato que observamos dessa figura é que, com o aumento da energia de excitação do núcleo composto serão populados resíduos com massas menores, provenientes da emissão de um número maior de partículas leves. Isso porque, a maneira mais eficaz de um núcleo composto, altamente excitado, perder rapidamente energia e momento angular é pela emissão de partículas leves em número tanto maior quanto maior for sua energia de excitação. Em particular, haverá um aumento do número de partículas alfa emitidas, pois essas partículas carregam um momento angular elevado e grande parte da energia de excitação do núcleo composto.

FIG. XXIX.

Esquema dos núcleos residuais energeticamente disponíveis no decaimento do núcleo composto ^{38}Ar em função da energia de excitação. Esses núcleos estão agrupados de acordo com o número de partículas leves emitidas (o decaimento alfa é considerado como evaporação de uma partícula).

A análise da variação das intensidades relativas e a discussão do comportamento das distribuições angulares dos resíduos de evaporação com o aumento da energia de bombardeio, foi feita através da comparação desses resultados com as previsões do programa PACE. O programa PACE foi escolhido para o teste de consistência de nossos resultados, pela possibilidade de variarmos parâmetros relevantes tais como por exemplo a difusividade da distribuição de momento angular, o que não é possível com o outro programa de cálculo estatístico LILITA.

Na figura XXX apresentamos as distribuições angulares experimentais da soma de todos os resíduos de evaporação e as distribuições angulares relativas a grupos de três massas desses resíduos: $A_R=28,29,30$, $A_R=31,32,33$ e $A_R=34,35,36$, do sistema $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$, nas energias de bombardeio $E_{\text{LAB}}=48\text{MeV}, 36\text{MeV}$ e 24MeV comparadas com as previsões do programa PACE. Somamos as massas em três grupos de três em razão da resolução experimental não ser suficientemente boa para separar as massas individualmente nas medidas das distribuições angulares.

As previsões do programa PACE para as distribuições angulares da soma de todos os resíduos de evaporação foram obtidas após um estudo de alguns dos parâmetros relevantes envolvidos nos cálculos do modelo estatístico.

FIG. XXX. A

Distribuições angulares totais dos resíduos de evaporação do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

As linhas sólidas são previsões do PACE.

FIG. XXX B

Distribuições angulares parciais para os grupos de três massas de resíduos de evaporação do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

A linha sólida corresponde às previsões do código PACE.

Um desses parâmetros é a difusividade, "d", da distribuição dos coeficientes de transmissão T_l . Nesse programa os coeficientes de transmissão são dados por uma função de Fermi da forma:

$$T_l = \frac{1}{1 + \exp[(l - l_{max})/d]} \quad (67)$$

Com o aumento do valor da difusividade nessa expressão, haverá uma contribuição maior de ondas parciais de momento angular mais elevado na somatória da seção de choque de fusão, σ_F , expressão (25), o que corresponde a um favorecimento de canais de saída com resíduos mais leves, associadas à emissão de um número maior de nucleons ou partículas alfa pelo núcleo composto.

Para o ajuste das distribuições angulares experimentais, utilizamos o valor de $d=2\hbar$. Aumentando-se esse valor haverá um favorecimento de canais de saída com resíduos mais leves. Esse favorecimento se reflete na distribuição angular com o aumento da seção de choque em ângulos traseiros, conforme pode ser observado na figura XXXI.

Outro parâmetro importante nos cálculos do modelo estatístico é o parâmetro de densidade de níveis. Esse parâmetro determina a dependência com a energia da densidade de níveis e é dado por: $a=A/cte.$. Estudos realizados por Gilbert e Cameron (Gi65) indicam que na região de massa dos resíduos de evaporação de nossa reação é razoável o valor da constante, $7.0 < cte. < 8.0$, utilizamos o valor médio $cte.=7.5$. Para ilustrarmos, mostramos

na figura XXXII a influência da variação desse parâmetro no ajuste das distribuições angulares. Para um valor maior de "a" será favorecida a emissão de partículas com menor energia, aumentando, portanto, a probabilidade de evaporação de nucleons em relação a partículas alfa, já que as partículas alfa devem ultrapassar uma barreira coulombiana maior. Porém como a energia de excitação é relativamente alta vai ocorrer a evaporação de vários nucleons, favorecendo assim os resíduos mais leves. Esse favorecimento pode ser traduzido na distribuição angular através de um alargamento nos ângulos dianteiros e um aumento da seção de choque para os ângulos traseiros.

O último parâmetro que pode ser alterado no programa PACE é a energia de rotação do núcleo composto, que é definida pela linha de Yrast. No programa PACE, essa energia é calculada com base no modelo da gota líquida e pode ser variada através da expressão:

$$E_{ROT} = FYRST * E_{LDM} \quad (68)$$

onde E_{LDM} é a energia de rotação da gota líquida e FYRST é uma constante multiplicativa. Segundo Stwertka e Cormier (St83), não é esperado um desvio significativo das previsões do modelo da gota líquida para esses núcleos, assim, decidimos manter esse fator FYRST igual à unidade.

FIG. XXXI.

Previsão do código PACE da distribuição angular dos resíduos de evaporação do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ na energia $E_{Lab} = 44 \text{ MeV}$ para três valores diferentes da difusividade da distribuição dos coeficientes de transmissão.

FIG. XXXII.

Previsão do código PACE da distribuição angular dos resíduos de evaporação do sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ na energia $E_{Lab} = 36 \text{ MeV}$ para três valores diferentes do parâmetro densidade de níveis dos núcleos envolvidos.

Ajustamos também com esses mesmos conjuntos de parâmetros as distribuições angulares parciais para os três grupos de massas. Verificamos desse ajuste que o programa PACE prevê corretamente a forma da curva, mas não a intensidade, ou seja, o PACE prevê uma intensidade menor para o grupo $(xN+0\alpha)$ e maior para o grupo $(xN+1\alpha)$ em relação aos valores experimentais, sendo necessária uma normalização, diferente para cada grupo, dos valores teóricos em relação aos valores experimentais.

Uma vez determinada a forma das distribuições angulares, calculamos a seção de choque de fusão para cada massa, de acordo com o procedimento exposto na seção II.3.6. As intensidades relativas da seção de choque de fusão para cada massa em função da energia e os espectros de massa para cada energia, comparados aos cálculos de modelo estatístico são apresentadas nas figuras XXXIII e XXXIV, respectivamente. Notamos da figura XXXIII, que o programa PACE prevê razoavelmente o comportamento da função de excitação para cada massa dos resíduos de evaporação em função da energia. Para uma previsão mais realística dos valores experimentais deveríamos considerar as grandezas densidade de níveis, difusividade dos coeficientes de transmissão e momento de inércia, individualmente, para cada núcleo envolvido no decaimento sequencial, bem como, considerar explicitamente as diferentes probabilidades de emissão de partículas alfa, que podem

variar de núcleo para núcleo. Isso infelizmente ainda não é possível ser feito com os programas disponíveis.

FIG. XXXIII.

a)
Seção de choque de fusão relativa em porcentagem para cada massa, as barras de erro foram suprimidas mas variam de 12 a 20%.

b)
previsões do PACE.

FIG. XXXIV.

Distribuições de massa para cada energia para o sistema

$^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$.

As linhas sólidas são previsões do PACE.

IV.2. Análise da função de excitação.

A função de excitação do sistema $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$, pode ser vista na figura XXXV. Nota-se nessa figura que as medidas realizadas da seção de choque de fusão (σ_F) em função da energia, ultrapassa a região I, onde ela segue a seção de choque de reação (σ_R), estendendo-se até a região que denominamos de região de energias "intermediárias" (região II). Nessa região de energia (em torno de duas vezes a barreira coulombiana) podemos ver que a seção de choque de fusão atinge seu valor máximo. A partir daí há uma limitação do processo de fusão, em razão da competição com outros processos (diretas, profundamente inelástico, fusão incompleta), que desvia o fluxo da seção de choque de fusão fazendo com que esta deixe de acompanhar a seção de choque de reação.

Com o intuito de discutir esse comportamento e compreender o processo de limitação da seção de choque de fusão na região II, foi feito um ajuste dessa função de excitação utilizando-se o modelo de Glas e Mosel. Esse modelo, conforme discutido no capítulo anterior, possui cinco parâmetros livres (R_B, V_B, R_{CR}, V_{CR} e w). Os valores desses parâmetros foram obtidos através de ajustes por mínimos quadrados (tabela IV). O ajuste da função de excitação, conforme podemos observar, foi excelente. Entretanto, é conveniente ressaltarmos que a qualidade do ajuste com o modelo de Glas e Mosel é principalmente devido

ao fato de termos cinco parâmetros livres para reproduzir o comportamento simples da seção de choque de fusão em função da energia.

Tabela IV

parâmetros do ajuste da função de excitação

Glas e Mosel					proximidade		
R_0	V_0	R_{CR}	V_{CR}	hw	R_{OF}	V_{OF}	ΔR
7.84	11.44	1.05	-4.80	2.0	7.93	10.69	-0.03

Para obtermos os valores dos parâmetros da barreira de fusão com os potenciais unidimensionais de proximidade e de Bass para o sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, utilizamos o programa KHTTY (Te85). Nesse programa o valor da seção de choque de fusão para cada energia é obtido calculando-se os coeficientes de transmissão para cada onda parcial " l " até o valor do momento angular " l_{max} ". O valor de " l_{max} " é determinado quando o potencial deixa de possuir um poço bem definido. O programa permite ainda que se introduza o parâmetro livre ΔR no raio de interação nuclear, possibilitando um melhor ajuste da seção de choque de fusão teórica com os valores experimentais.

AJUSTES DA FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO

FIG. XXXV.

A função de excitação para o sistema $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$, as curvas correspondem aos ajustes com os potenciais de Bass, de proximidade e a parametrização de Glas e Mosel.

Na figura XXXV mostramos o resultado do ajuste efetuado para os potenciais de proximidade e o de Bass, e na tabela IV listamos os valores dos parâmetros R_{OF} e V_{OF} e ΔR , para o momento angular $\ell=0$. Da figura XXXV vemos que o potencial de proximidade superestima a seção de choque de fusão na região de baixas energias e ²subestima na região de energias intermediárias, enquanto que para o potencial de Bass essa situação é um pouco mais acentuada. Isso talvez seja reflexo do fato de que para sistemas leves as superfícies dos núcleos não são bem definidas e apenas o grau de liberdade da separação radial entre elas não é suficiente para descrever o processo de fusão.

IV.3. Sistemática dos parâmetros

Através da comparação dos ajustes feitos com esses três potenciais unidimensionais, vemos o modelo de Glas e Mosel é o que nos fornece melhor ajuste, que, como já dissemos, é devido em grande parte ao ^{m^o de} parâmetros livres. Podemos, entretanto, verificar as hipóteses e aproximações sobre as quais esse modelo é baseado através de um estudo sistemático desses parâmetros para um conjunto grande de sistemas e se não há a necessidade de acrescentarmos outros graus de liberdade que são ocultos pelo fato de deixarmos livres os parâmetros.

Kovar e colaboradores (Ko79) fizeram uma análise sistemática apenas dos parâmetros R_B e V_B . Esses parâmetros foram por eles obtidos através de um ajuste linear, utilizando a expressão (29), da região I, limitando o ajuste à região de baixa energia das funções de excitação de alguns sistemas tendo como projéteis o C, O e Cl. A seguir, esses parâmetros foram graficados em função da soma das massas ($A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$), conforme mostrado na figura XXXVI.

Dessa figura notamos que existe uma flutuação dos valores de R_B e V_B em torno da curva média ajustada. Essa flutuação se manifesta de uma forma mais acentuada nos valores da altura da barreira (V_B). Vemos também que a dependência com A de R_B é consideravelmente diferente para os sistemas leves e pesados, sendo que a região de transição ocorre em torno do sistema $14O+14O$. O mesmo não acontecendo para os valores de V_B . Podemos notar ainda que essa mudança de inclinação da curva média dos valores de R_B ocorre aproximadamente na região de transição dos núcleos da camada 1s-1p para núcleos da camada 2s-1d, revelando que, possivelmente, efeitos de estrutura dos núcleos interagentes influenciem na determinação desses parâmetros e, por conseguinte, na seção de choque de fusão.

FIG. XXXVI.

Os parâmetros da barreira, R_B e V_B , em função de $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. As curvas sólidas são ajustes feitos por Kovur et al. (Ko79), enquanto que as tracejadas indicam a tendência dos dados. A dependência de R_B pode ser aproximada por dois segmentos lineares:

$$R_B = -10.50 + 3.71(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{para } (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) < 5.0$$

$$R_B = 5.06 + 0.61(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{para } (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) > 5.0$$

O parâmetros de altura da barreira tem a dependência dada

por:

$$V_B = Z_1 Z_2 e^2 [0.153 - 0.00875(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})].$$

Fizemos, também, outro levantamento sistemático dos parâmetros da barreira de interação para um número maior de sistemas considerando todos os parâmetros possíveis do modelo de Glas e Mosel. Esse levantamento é mostrado na tabela V, onde são apresentados os valores dos parâmetros R_B , V_B , R_{CR} e V_{CR} . Esses parâmetros foram obtidos com ajustes da função de excitação realizados pelos autores indicados nas referências. Nessa tabela as incertezas dos parâmetros foram omitidas, mas para cálculos posteriores foram consideradas, sendo que a de nossos valores e as demais conhecidas encontram-se entre 3 e 5% e para as desconhecidas foi adotado um valor de 5%. Essas incertezas provêm basicamente da qualidade do ajuste e dos erros nos pontos experimentais da função de excitação. É conveniente ressaltarmos, também, que alguns valores de R_B e V_B , dessa nova sistemática e da do Kovar, são muito diferentes para um mesmo sistema. Isso porque os valores dessa nova sistemática foram obtidos através de ajustes em que foram consideradas tanto a região I como a região II de energia, enquanto que os valores da sistemática de Kovar foram obtidos limitando o ajuste apenas à região I.

Tabela V

sistemática de parâmetros da função de excitação

sistema	$A^{1/3} + A^{1/2}$	r_0	R_0	V_0	r_{cr}	V_{cr}	R_{OF}	V_{OF}	R	ref.
1 $^6\text{Li} + ^{12}\text{C} - ^{18}\text{Ne}$	4.11	1.38	5.67	4.30	1.06	- 2.80				De82
2 $^6\text{Li} + ^{13}\text{C} - ^{19}\text{Ne}$	4.17	1.38	5.75	4.30	1.06	- 2.80				De82
3 $^7\text{Li} + ^{12}\text{C} - ^{19}\text{Ne}$	4.20	1.54	6.47	4.30	1.13	- 2.80				De82
4 $^7\text{Li} + ^{13}\text{C} - ^{20}\text{Ne}$	4.26	1.54	6.56	4.30	1.13	- 2.80				De82
5 $^{10}\text{B} + ^{11}\text{B} - ^{21}\text{Ne}$	4.38	1.55	6.80	4.25	1.01	-14.50	7.34	4.42	0.03	c Co88
6 $^{11}\text{B} + ^{11}\text{B} - ^{22}\text{Ne}$	4.45	1.60	7.12	4.62	1.12	-11.67	7.48	4.35	0.03	c Co88
7 $^{12}\text{C} + ^{11}\text{B} - ^{23}\text{Na}$	4.51	1.49	6.72	5.25	1.01	-17.81	7.44	5.24	0.02	c Fw82
8 $^{10}\text{B} + ^{14}\text{N} - ^{24}\text{Mg}$	4.56	1.50	6.84	6.80	1.17	- 1.90	6.14	11.60	-	b Or82
9 $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C} - ^{24}\text{Mg}$	4.58	1.44	6.60	6.60	1.05	- 6.90	7.13	6.54	-0.20	a Pa80
10 $^{10}\text{B} + ^{14}\text{O} - ^{26}\text{Al}$	4.67	1.50	7.01	6.70	1.35	+ 2.50	7.49	6.95	-	b Ca79
11 $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N} - ^{26}\text{Al}$	4.70	1.40	6.58	6.70	1.11	- 1.90	7.50	7.29	0	a Ca79
12 $^{10}\text{B} + ^{17}\text{O} - ^{27}\text{Al}$	4.73	1.50	7.09	6.70	1.28	0*	7.58	6.87	-	b Ch82
13 $^{11}\text{B} + ^{16}\text{O} - ^{27}\text{Al}$	4.74	1.50	7.11	7.70	1.20	0*				St76
14 $^{12}\text{C} + ^{15}\text{N} - ^{27}\text{Al}$	4.76	1.60	7.61	6.90	1.08	- 8.35	7.61	7.20	0	a Co78
15 $^{13}\text{C} + ^{14}\text{N} - ^{27}\text{Al}$	4.76	1.45	6.90	6.70	1.18	- 1.40	6.23	7.62	-	b Di82
16 $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O} - ^{28}\text{Si}$	4.80	1.57	7.55	7.69	0.93	-10.00	7.59	8.25	-	b Sp76
17 $^{12}\text{C} + ^{17}\text{O} - ^{29}\text{Si}$	4.86	1.56	7.58	7.50	1.08	- 7.20	7.68	8.16	-	b Wi80
18 $^{12}\text{C} + ^{18}\text{O} - ^{30}\text{Si}$	4.91	1.60	7.86	7.50	1.04	-10.00	8.16	7.72	+0.28	a Sp76
19 $^{13}\text{C} + ^{17}\text{O} - ^{30}\text{Si}$	4.92	1.60	7.87	7.85	0.98	- 9.90				Be85
20 $^{14}\text{N} + ^{16}\text{O} - ^{30}\text{P}$	4.93	1.50	7.39	8.80	1.18	0*	7.96	9.22	+0.20	a Vo81
21 $^{12}\text{C} + ^{19}\text{F} - ^{31}\text{P}$	4.95	1.54	7.64	8.08	1.03	-10.00	7.75	9.10	-	b Sp76
22 $^{20}\text{Ne} + ^{12}\text{C} - ^{32}\text{S}$	5.00	1.50	7.51	11.00	1.31	+ 4.00	7.74	10.13	-	b Sa79
23 $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} - ^{32}\text{S}$	5.04	1.52	7.66	10.50	1.18	0*	7.76	10.77	0	a Sa79
24 $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al} - ^{38}\text{Ar}$	5.22	1.50	7.84	11.44	1.05	- 4.80	7.93	10.69	-0.03	*
25 $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al} - ^{39}\text{K}$	5.29	1.42	7.51	12.50	0.98	-14.00	8.67	11.88	+0.48	a Bi79
26 $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si} - ^{40}\text{Ca}$	5.33	1.39	7.41	15.00	1.09	0*	8.01	13.74	-	b Jo79
27 $^{19}\text{F} + ^{19}\text{F} - ^{38}\text{Ar}$	5.34	1.56	8.33	12.44	0.98	-16.08				Me87
28 $^{12}\text{C} + ^{29}\text{Si} - ^{41}\text{Ca}$	5.36	1.55	8.31	13.70	1.12	0*	8.07	13.65	-	b Jo79
29 $^{12}\text{C} + ^{30}\text{Si} - ^{42}\text{Ca}$	5.40	1.63	8.80	13.70	1.11	0*	8.13	13.56	-	b Jo79
30 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg} - ^{40}\text{Ca}$	5.40	1.57	8.48	16.00	1.08	0*	8.06	15.62	0	a Ta78
31 $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al} - ^{41}\text{Ca}$	5.41	1.34	7.23	16.70	1.03	0*	8.10	14.73	-	b Cr82
32 $^{15}\text{N} + ^{27}\text{Al} - ^{42}\text{Ca}$	5.47	1.41	7.71	13.30	1.13	0*	8.21	14.57	-	b Pr80
33 $^{16}\text{O} + ^{26}\text{Mg} - ^{42}\text{Ca}$	5.48	1.59	8.72	16.60	1.12	0*	8.20	15.39	0	a Ta78
34 $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si} - ^{43}\text{Sc}$	5.48	1.38	7.56	18.00	1.00	0*				Cr82
35 $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg} - ^{42}\text{Ca}$	5.51	1.42	7.82	14.80	1.15	0*	8.24	15.31	-	b Ta78
36 $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al} - ^{43}\text{Sc}$	5.52	1.46	8.05	15.80	0.99	-11.00	8.19	16.68	0	a Ra79
37 $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si} - ^{44}\text{Ti}$	5.56	1.45	8.06	16.60	0.99	0*	8.19	17.96	0	a Jo79
38 $^{17}\text{O} + ^{27}\text{Al} - ^{44}\text{Sc}$	5.57	1.53	8.52	15.80	-	-	8.60	15.95	+0.23	a Ei78
39 $^{16}\text{O} + ^{29}\text{Si} - ^{45}\text{Ti}$	5.59	1.50	8.45	16.00	1.09	0*				Jo79
40 $^{18}\text{O} + ^{27}\text{Al} - ^{45}\text{Sc}$	5.62	1.41	7.95	15.00	1.10	0*	8.62	15.93	+0.18	a Ra79
41 $^{16}\text{O} + ^{30}\text{Si} - ^{46}\text{Ti}$	5.63	1.61	9.05	16.40	1.11	0*	8.31	17.73	-	b Jo79
42 $^{18}\text{O} + ^{28}\text{Si} - ^{46}\text{Ti}$	5.66	1.38	7.81	16.00	1.07	0*	8.38	17.61	-	b Ra79
43 $^{19}\text{F} + ^{27}\text{Al} - ^{46}\text{Ti}$	5.67	1.43	8.08	17.20	1.10	0*				Ch81
44 $^{19}\text{F} + ^{28}\text{Si} - ^{47}\text{V}$	5.70	1.49	8.50	19.60	1.11	0*				Ch81
45 $^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al} - ^{47}\text{V}$	5.71	1.40	8.00	19.00	1.00	- 8.00	8.36	20.22	-	b Mo83
46 $^{19}\text{F} + ^{30}\text{Si} - ^{49}\text{V}$	5.78	1.58	9.15	19.70	1.06	0*				Ch81
47 $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca} - ^{56}\text{Ni}$	5.94	1.46	8.67	22.60	1.10	0*	9.02	23.50	+0.36	a Vi76
48 $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg} - ^{56}\text{Ni}$	6.06	1.44	8.70	28.30	1.01	+ 8.00	8.89	28.58	+0.20	a GL75
49 $^{19}\text{F} + ^{40}\text{Ca} - ^{59}\text{Cu}$	6.09	1.38	8.40	23.90	0.89	-13.00				Po83
50 $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al} - ^{59}\text{Cu}$	6.17	1.35	8.32	29.60	0.60	-91.30	8.75	31.40	0	a Po83
51 $^{35}\text{Cl} + ^{27}\text{Al} - ^{64}\text{Zn}$	6.27	1.34	8.40	30.70	-	-	8.86	32.99	0	a Sc76
52 $^{32}\text{S} + ^{40}\text{Ca} - ^{72}\text{Kr}$	6.59	1.29	8.50	27.80	-	-				Gu73
53 $^{35}\text{Cl} + ^{48}\text{Ti} - ^{83}\text{Y}$	6.91	1.26	8.70	49.20	-	-				Sc76
54 $^{35}\text{Cl} + ^{56}\text{Fe} - ^{91}\text{Tc}$	7.10	1.34	9.50	59.50	-	-				Sc76
55 $^{35}\text{Cl} + ^{58}\text{Ni} - ^{93}\text{Rh}$	7.14	1.26	9.00	61.00	-	-				Sc76
56 $^{35}\text{Cl} + ^{60}\text{Ni} - ^{95}\text{Rh}$	7.19	1.28	9.20	61.00	-	-				Sc76
57 $^{35}\text{Cl} + ^{62}\text{Ni} - ^{97}\text{Rh}$	7.23	1.33	9.60	60.80	-	-				Sc76
58 $^{35}\text{Cl} + ^{64}\text{Ni} - ^{99}\text{Rh}$	7.27	1.33	9.70	84.00	-	-				Sc76
59 $^{35}\text{Cl} + ^{90}\text{Zr} - ^{125}\text{La}$	7.75	1.26	9.80	102.3	-	-				Sc76

cálculo dos parâmetros R_{OF} e V_{OF} com potencial de proximidade obtidos das referências:

a)Block (Bl77)

b)Birkelund (Bi83)

c)Vaz e Alexander (Vz81)

Incluimos também na tabela V, os valores dos parâmetros da barreira de interação, que designamos por R_{0F} e V_{0F} , determinados a partir de cálculos teóricos com o potencial de proximidade desenvolvido por Blocki. A comparação desses valores com aqueles obtidos através do ajuste dos dados com a expressão de Glas e Mosel indica que há um desvio de no máximo 10% entre os valores da parametrização de Glas e Mosel e os calculados com o potencial de proximidade, mostrando que há um razoável acordo entre eles. O parâmetro ΔR , também mostrado na tabela para alguns sistemas, corresponde ao parâmetro livre do potencial de proximidade usado para fornecer um melhor ajuste da previsão teórica desse modelo aos valores experimentais da função de excitação.

Os parâmetros R_0 e V_0 dessa nova sistemática foram graficados em função da soma das massas dos núcleos interagentes ($A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$) e podem ser vistos nas figuras XXXVIIa e b. Dessas figuras notamos que a flutuação dos valores dos parâmetros R_0 e V_0 em torno da curva média é, ao contrário do que observado para a sistemática do Kovar, mais acentuada para os valores de R_0 que para os de V_0 . Além disso, a mudança de inclinação da curva média dos valores de R_0 dos sistemas leves para os sistemas pesados é menos acentuada do que a proposta por Kovar. Inclusive é possível ajustar uma única curva para todos os sistemas. Notamos também que há uma flutuação maior dos valores de R_0 em relação à curva média, na região de transição dos

FIG. XXXVII. (A)
O parâmetro R_B em função de $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ da nova sistemática apresentada nesse trabalho.

FIG. XXXVII. (B)
O parâmetro V_B em função de $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ da nova sistemática apresentada nesse trabalho.

sistemas com apenas núcleos da camada 1s-1p para os sistemas que possuem ao menos um dos núcleos na camada 2s-1d. Essa região corresponde a $A_{NC} \approx 40$ e $5.0 < A_1^{1/3} + A_2^{1/3} < 5.5$, indicando que, possivelmente, os nucleons de valência sejam importantes na determinação do comportamento da seção de choque de fusão.

Um cálculo que tenta reproduzir o comportamento médio dos valores de R_b em função da massa dos núcleos interagentes foi proposto por Added e colaboradores (Ad87). Esse cálculo foi baseado na idéia de que a região "interna" (volume) do núcleo, onde haveria uma saturação da densidade da matéria nuclear, seria a responsável pelo processo de fusão, enquanto que a região da superfície, com uma certa difusividade, seria a responsável pelos processos diretos. Sendo assim, um aumento da superfície em relação ao volume, associada a não saturação da energia média de ligação por nucleon, característica típica de núcleos leves, resultaria em valores de R_b menores. A finalidade do cálculo proposto por Added é, através da relação entre a quantidade de nucleons que pertence à parte de volume e o número total de nucleons determinado de cálculos da densidade da matéria nuclear, obter os valores teóricos de R_b . Essa relação é dada por:

$$\frac{\sigma_F}{\sigma_R} = \frac{\pi R_b^2}{\pi R_g^2} = \frac{N_{V1} + N_{V2}}{N_{T1} + N_{T2}} \quad (69)$$

onde N_V é o número de partículas da parte volumétrica
 N_T é o número total de partículas no núcleo
 R_b é o raio da barreira de fusão
 R_g é o raio da barreira para que ocorra reação.

Na figura XXXVIII mostramos a comparação dos valores de R_E calculados com a expressão (69), com as retas médias obtidas dos ajustes da sistemática do Kovar e da nova sistemática apresentada nesse trabalho. Essa comparação mostra um acordo razoável, o que pode indicar que o cálculo proposto por Added e colaboradores é sugestivo para o entendimento do comportamento médio dos valores de R_E em função das massas dos núcleos interagentes.

Temos ainda na tabela V, os valores dos parâmetros r_{CR} e V_{CR} obtidos do ajuste da função de excitação com o modelo de Glas e Mosel. Esses parâmetros definem o comportamento médio da seção de choque de fusão na região II de energia (em torno de duas a três vezes a barreira coulombiana). É nessa região de energia que a seção de choque de fusão, para sistemas de peso médio e leve, atinge seu valor máximo, " σ_F^{max} ".

Assim para uma definição precisa dos parâmetros r_{CR} e V_{CR} é necessário efetuar medidas da seção de choque de fusão numa faixa de energia bem acima daquela onde a seção de choque de fusão alcança seu valor máximo. Essas medidas, porém, são ainda escassas para a grande maioria dos sistemas encontrados na literatura.

Podemos ver dessa tabela que os valores de r_{CR} variam de 0.6 a 1.35 fm e não apresentam nenhuma regularidade. O valor médio obtido foi de 1.08 ± 0.11 fm, enquanto que o valor previsto (Gl75, Ga74) é de 1.00 ± 0.07 fm.

FIG. XXXVIII.

Valores de R_B previstos pelo cálculo proposto por Added e colaboradores (Ad87). As retas tracejadas indicam o comportamento dos dados de acordo com a sistemática de Kovar e colaboradores (Ko79) e a linha sólida é a reta média obtida da nova sistemática.

Os valores de r_{CR} e V_{CR} refletem a limitação do processo de fusão e quanto maior a limitação sofrida menor será o valor de V_{CR} . Ocorre, porém, que devido à importância relativa dos mecanismos que competem entre si, mecanismos esses que pode variar de sistema para sistema e com a energia, é difícil obtermos respostas conclusivas sobre a limitação da seção de choque de fusão apenas com esses parâmetros. Além disso, há uma certa controvérsia a respeito da determinação de alguns dos valores de V_{CR} , como por exemplo, para o sistema $^{14}O + ^{27}Al$. Esse sistema foi extensivamente estudado por vários autores e foram obtidos valores de V_{CR} discrepantes (Ba77, Ra79, Ei77, Ko75), o que ilustra as dificuldades quando se compara dados de experiências realizadas com técnicas diferentes ou por grupos diferentes e quão criteriosas devem ser essas comparações.

Na tabela V temos alguns valores de V_{CR} assinalados pelo sinal "*" . Os valores de V_{CR} para esses sistemas foram fixados com o valor "0 (zero)" no ajuste com o modelo de Glas e Mosel, isso porque esses sistemas não possuem medidas da seção de choque de fusão em energias bem acima daquela em que a seção de choque de fusão é máxima e, portanto, o comportamento da seção de choque de fusão nessas energias (região II) não é bem definido. O ajuste, nesse caso, poderia fornecer valores ambíguos tanto para o valor de V_{CR} quanto para os demais parâmetros, se o parâmetro V_{CR} fosse deixado livre.

VI.4. A seção de choque máxima de fusão.

Nessa região de energia, uma quantidade que parece ser melhor determinada para os sistemas leves e de peso médio é a seção de choque de fusão máxima, σ_F^{max} . Os valores de σ_F^{max} para nosso sistema e para alguns outros (extraídos da literatura) são mostrados na tabela VI e graficados em função da soma das massas dos núcleos interagentes (figura XXXIX). O comportamento de σ_F^{max} para os vários sistemas evidencia a influência que a estrutura nuclear dos núcleos interagentes exerce sobre a seção de choque de fusão, como por exemplo: a adição de um ou dois nucleons de valência ao projétil ou ao alvo induz uma drástica diferença no valor da seção de choque máxima de fusão. Em particular, para os pares de sistemas: $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$ e $^{12}\text{C}+^{15}\text{N}$, $^6\text{Li}+^{12}\text{C}$ e $^7\text{Li}+^{12}\text{C}$ e $^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$ e $^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$, os valores da σ_F^{max} são de 20% a 30% diferentes. Uma variação da mesma ordem de grandeza é observada para os sistemas $^{10}\text{B}+^{16}\text{O}$ e $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$ que levam ao mesmo núcleo composto, o ^{26}Al , e para os sistemas $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$ e $^{19}\text{F}+^{19}\text{F}$ que levam ao núcleo composto ^{36}Ar .

Tabela VI

sistemática da seção de choque máxima de fusão

sistema	$A^{1/3} + A^{1/3}$	$\sigma_{fus,max}$	R_0	$\sigma_{fus,max}/R_0^2$	E_{cm}	V_0/E_{cm}	ref.
1 ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C} - {}^{18}\text{Ne}$	4.11	760 ± 40	5.67	23.6 ± 2.3	20		De82
2 ${}^6\text{Li} + {}^{13}\text{C} - {}^{19}\text{Ne}$	4.17	775 ± 40	5.75	23.4 ± 2.3	20		De82
3 ${}^7\text{Li} + {}^{12}\text{C} - {}^{19}\text{Ne}$	4.20	950 ± 50	6.47	22.7 ± 2.2	16.7		De82
4 ${}^7\text{Li} + {}^{13}\text{C} - {}^{20}\text{Ne}$	4.26	950 ± 50	6.56	22.2 ± 2.1	16.7		De82
5 ${}^{10}\text{B} + {}^{11}\text{B} - {}^{21}\text{Ne}$	4.38	1121 ± 112	6.80	24.2 ± 2.7	19.4	0.240	Co88
6 ${}^{11}\text{B} + {}^{11}\text{B} - {}^{22}\text{Ne}$	4.45	1192 ± 119	7.12	23.5 ± 2.5	20.0	0.233	Co88
7 ${}^{12}\text{C} + {}^{11}\text{B} - {}^{23}\text{Na}$	4.51	1150 ± 115	6.72	25.5 ± 2.8	27.3	0.194	Fw82
8 ${}^{10}\text{B} + {}^{14}\text{N} - {}^{24}\text{Mg}$	4.56	1045 ± 85	6.84	22.3 ± 2.9	64.7	0.105	Or82
9 ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C} - {}^{24}\text{Mg}$	4.58	930 ± 74	6.60	21.3 ± 2.1	41.0	0.161	Pa80
10 ${}^{10}\text{B} + {}^{16}\text{O} - {}^{26}\text{Al}$	4.67	1263 ± 90	7.01	25.7 ± 3.2	41.2	0.187	Ca79
11 ${}^{12}\text{C} + {}^{14}\text{N} - {}^{26}\text{Al}$	4.70	1005 ± 80	6.58				Ca79
12 ${}^{10}\text{B} + {}^{17}\text{O} - {}^{27}\text{Al}$	4.73	1250 ± 110	7.09	24.9 ± 3.5	38.5	0.174	Ch82
13 ${}^{12}\text{C} + {}^{15}\text{N} - {}^{27}\text{Al}$	4.76	1200 ± 120	7.61	20.7 ± 2.9	23.1	0.299	Co78
14 ${}^{12}\text{C} + {}^{16}\text{O} - {}^{28}\text{Si}$	4.80	970 ± 30	7.55	17.0 ± 1.0			Sp76
15 ${}^{12}\text{C} + {}^{17}\text{O} - {}^{29}\text{Si}$	4.86	1100 ± 50	7.58	19.1 ± 1.6			Wi80
16 ${}^{12}\text{C} + {}^{18}\text{O} - {}^{30}\text{Si}$	4.91	1200 ± 30	7.86	19.4 ± 1.6	20.0	0.375	Sp76
17 ${}^{14}\text{N} + {}^{16}\text{O} - {}^{30}\text{P}$	4.93	1120 ± 112	7.39	20.5 ± 2.9			Vo81
18 ${}^{12}\text{C} + {}^{19}\text{F} - {}^{31}\text{P}$	4.95	1150 ± 40	7.64	19.7 ± 1.2	23.5	0.345	Sp76
19 ${}^{20}\text{Ne} + {}^{12}\text{C} - {}^{32}\text{S}$	5.00	1325 ± 132	7.51	23.5 ± 3.5	51.0	0.216	Sa79
20 ${}^{16}\text{O} + {}^{16}\text{O} - {}^{32}\text{S}$	5.04	950 ± 95	7.66	16.2 ± 2.4	31.0	0.339	Sa79
21 ${}^{11}\text{B} + {}^{27}\text{Al} - {}^{38}\text{Ar}$	5.22	1120 ± 90	7.84	18.2 ± 1.8	29.9	0.383	*
22 ${}^{12}\text{C} + {}^{26}\text{Mg} - {}^{38}\text{Ar}$	5.25	1319 ± 132	8.14	19.9 ± 3.0	36.7	0.302	Da82
23 ${}^{12}\text{C} + {}^{27}\text{Al} - {}^{39}\text{K}$	5.29	1150 ± 115	7.51	20.4 ± 2.2	30.2	0.414	Bi79
24 ${}^{12}\text{C} + {}^{28}\text{Si} - {}^{40}\text{Ca}$	5.33	991 ± 40	7.41	18.0 ± 2.2			Jo79
25 ${}^{19}\text{F} + {}^{19}\text{F} - {}^{38}\text{Ar}$	5.34	1340 ± 107	8.33	19.3 ± 2.3	32.0	0.388	Me87
26 ${}^{12}\text{C} + {}^{29}\text{Si} - {}^{41}\text{Ca}$	5.36	1170 ± 85	8.31	16.9 ± 2.0			Jo79
27 ${}^{16}\text{O} + {}^{24}\text{Mg} - {}^{40}\text{Ca}$	5.40	1116 ± 45	8.48	15.5 ± 1.0	48.6	0.329	Ta78
28 ${}^{12}\text{C} + {}^{30}\text{Si} - {}^{42}\text{Ca}$	5.40	1172 ± 75	8.80	15.1 ± 2.0			Jo79
29 ${}^{14}\text{N} + {}^{27}\text{Al} - {}^{41}\text{Ca}$	5.41	918 ± 56	7.23	17.6 ± 2.1	41.49	0.403	Cr82
30 ${}^{15}\text{N} + {}^{27}\text{Al} - {}^{42}\text{Ca}$	5.47	1200 ± 100	7.71	20.2 ± 2.8	39.8	0.334	Pr80
31 ${}^{16}\text{O} + {}^{26}\text{Mg} - {}^{42}\text{Ca}$	5.48	1196 ± 48	8.72	15.7 ± 1.7	44.5	0.373	Ta78
32 ${}^{14}\text{N} + {}^{29}\text{Si} - {}^{43}\text{Sc}$	5.48	940 ± 54	7.56	16.4 ± 1.9	41.8	0.431	Cr82
33 ${}^{16}\text{O} + {}^{24}\text{Mg} - {}^{42}\text{Ca}$	5.51	1210 ± 48	7.82	19.8 ± 2.0	41.1	0.360	Ta78
34 ${}^{16}\text{O} + {}^{27}\text{Al} - {}^{43}\text{Sc}$	5.52	1250 ± 48	8.05	19.3 ± 1.8	47.7	0.331	Ra79
35 ${}^{16}\text{O} + {}^{28}\text{Si} - {}^{44}\text{Ti}$	5.56	1297 ± 41	8.06	20.0 ± 2.1	49.8	0.334	Jo79
36 ${}^{16}\text{O} + {}^{29}\text{Si} - {}^{45}\text{Ti}$	5.59	1233 ± 100	8.45	17.3 ± 2.3	40.0	0.400	Jo79
37 ${}^{16}\text{O} + {}^{27}\text{Al} - {}^{43}\text{Sc}$	5.62	1216 ± 38	7.95	19.2 ± 2.0	43.3	0.347	Ra79
38 ${}^{16}\text{O} + {}^{30}\text{Si} - {}^{46}\text{Ti}$	5.63	1257 ± 160	9.06	15.3 ± 2.0	37.0	0.443	Jo79
39 ${}^{16}\text{O} + {}^{28}\text{Si} - {}^{46}\text{Ti}$	5.66	1144 ± 39	7.81	18.8 ± 2.0	43.8	0.365	Ra79
40 ${}^{19}\text{F} + {}^{27}\text{Al} - {}^{46}\text{Ti}$	5.67	1190 ± 85	8.08	18.2 ± 2.0	44.6	0.385	Ch81
41 ${}^{20}\text{Ne} + {}^{26}\text{Mg} - {}^{46}\text{Ti}$	5.68	1190 ± 119	8.10	18.1 ± 2.7	59.5	0.298	Le84
42 ${}^{23}\text{Na} + {}^{23}\text{Na} - {}^{46}\text{Ti}$	5.69	1260 ± 120	8.53	17.3 ± 2.6	58.8	0.307	Bl86
43 ${}^{19}\text{F} + {}^{28}\text{Si} - {}^{47}\text{V}$	5.70	1240 ± 80	8.50	17.2 ± 2.1	45.0	0.436	Ch81
44 ${}^{20}\text{Ne} + {}^{27}\text{Al} - {}^{47}\text{V}$	5.71	1170 ± 90	8.00	18.3 ± 2.0	49.3	0.386	Mo83
45 ${}^{19}\text{F} + {}^{30}\text{Si} - {}^{49}\text{V}$	5.78	1240 ± 140	9.15	14.8 ± 2.2	45.0	0.438	Ch81
46 ${}^{16}\text{O} + {}^{40}\text{Ca} - {}^{56}\text{Ni}$	5.94	1180 ± 70	8.67	15.7 ± 1.9			Vi76
47 ${}^{32}\text{S} + {}^{24}\text{Mg} - {}^{56}\text{Ni}$	6.06	1100 ± 110	8.70	14.5 ± 2.2			Gl75
48 ${}^{19}\text{F} + {}^{40}\text{Ca} - {}^{59}\text{Cu}$	6.09	1100 ± 110	8.40	15.6 ± 2.3	48.8	0.490	Po83
49 ${}^{32}\text{S} + {}^{27}\text{Al} - {}^{59}\text{Cu}$	6.17	1060 ± 106	8.32	15.3 ± 2.5	64.94	0.457	Po83
50 ${}^{35}\text{Cl} + {}^{27}\text{Al} - {}^{64}\text{Zr}$	6.27	1206 ± 120	8.40	17.1 ± 2.5	62.9	0.488	Sc76
51 ${}^{35}\text{Cl} + {}^{48}\text{Ti} - {}^{83}\text{Y}$	6.91	1080 ± 100	8.70	14.3 ± 2.0	92.2	0.534	Sc76

FIG. XXXIX.

Valores da seção de choque máxima de fusão (σ_F^{MAX}) em função de $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ para a maioria dos sistemas disponíveis na literatura.

Uma tentativa de obtermos mais informações sobre a sistemática dos valores da seção de choque máxima de fusão, foi dividir o valor de σ_F^{max} por R_0^2 , o que corresponde a diminuir o efeito de geometria do sistema, ou seja subtrair o efeito do tamanho dos núcleos interagentes da seção de choque máxima de fusão. Os valores da quantidade σ_F^{max}/R_0^2 também são apresentados na tabela VI para os diversos sistemas e graficados em função das massas, figura XL. Observando essa figura notamos que os valores de σ_F^{max}/R_0^2 parecem oscilar, apesar das barras de erro serem grandes.

Se considerarmos esse comportamento oscilatório, é interessante notar que os máximos e mínimos dessas aparentes oscilações envolvem, a maioria, sistemas em que ambos os núcleos, alvo e projétil, são múltiplos de alfa, sendo excessão o sistema (23) $^{12}C+^{27}Al$, cuja seção de choque máxima reduzida é um pouco maior que a dos vizinhos $^{12}C+^{28}Si$ e $^{10}B+^{16}O$. Dos sistemas que são mínimos dessas oscilações (4,9,14,20,27,46), o (9) $^{12}C+^{12}C$, (14) $^{12}C+^{16}O$ e o (20) $^{16}O+^{16}O$, são sistemas muito estudados e apresentam a função de excitação com oscilações que são associadas a ressonâncias moleculares (Sp76,Ko79).

FIG. XL.

Valores da seção de choque máxima de fusão reduzida ($\sigma_F^{\text{MÁX}}/R_B^2$) em função de $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ para a maioria dos sistemas disponíveis na literatura.

Essas oscilações no valor da seção de choque de fusão reduzida para diferentes sistemas podem ser mais evidentes se considerarmos o comportamento dessa quantidade para sistemas envolvendo um determinado núcleo-projétil, como por exemplo o núcleo ^{12}C , incidindo em alvos diferentes (figura XLI). Em particular, se analisarmos o que ocorre quando comparamos o ^{12}C incidindo em alvos de um mesmo elemento mas isotopicamente diferentes, notamos, dessa figura, que mesmo eliminando o tamanho relativo desses isótopos, a seção de choque máxima reduzida de fusão aumenta para os isótopos mais pesados, um exemplo é o oxigênio. Um efeito inverso é observado para o caso dos isótopos de silício. É algo a se considerar se isso ocorre porque os isótopos de oxigênio estão no início da camada 2s-1d enquanto que os do silício estão no meio da camada 2s-1d. Observando, agora, a seção de choque máxima, reduzida, de fusão para os sistemas que tenham um núcleo não muito compacto e longe da camada fechada, como por exemplo o ^{27}Al , figura XLII, vemos que com exceção dos projéteis ^{32}S e ^{35}Cl , os demais possuem praticamente o mesmo valor de $\sigma_F^{\text{max}}/R_0^2$ (variando dentro de no máximo 5%). Sendo que entre esses projéteis há núcleos da camada 1s-1p e 2s-1d. Isso indica que para esses sistemas a seção de choque máxima de fusão varia apenas com o tamanho do projétil e uma vez eliminado o efeito desse tamanho as seções de choque serão iguais.

FIG. XLI.

Valores da seção de choque máxima de fusão reduzida ($\sigma_F^{\text{MÁX}}/R_B^2$) em função de $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, para sistemas que possuem ^{12}C como projétil, disponíveis na literatura.

FIG. XLII.

Valores da seção de choque máxima de fusão reduzida ($\sigma_F^{\text{MÁX}}/R_B^2$) em função de $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$, para sistemas que possuem o ${}^{27}\text{Al}$ como alvo, disponíveis na literatura.

Apesar da identificação de possíveis efeitos de estrutura dos núcleos interagentes que teriam influência nos valores de R_0 e na seção de choque máxima de fusão, ainda não há um claro entendimento do porque tais efeitos se manifestariam em alguns sistemas e não em outros com características semelhantes, como por exemplo, os sistemas $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ e $^{20}\text{Ne}+^{12}\text{C}$, ambos são sistemas em que os núcleos interagentes são múltiplos de alfa e formam o mesmo núcleo composto ^{32}S , porém apresentam uma diferença de 35% na seção de choque máxima de fusão, e 40% na seção de choque máxima reduzida. Os sistemas $(30)^{15}\text{N}+^{27}\text{Al}$ e $(23)^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$ também apresentam grandes diferenças no valor da seção de choque máxima de fusão, diferença essa que se mantém ao eliminarmos o efeito de tamanho dos núcleos. Ou ainda o sistema $^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$, que possui uma $\sigma_{\text{fus}}^{\text{max}}$ reduzida maior que a do $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$.

Talvez um entendimento melhor possa ocorrer através do estudo do fenômeno da limitação da seção de choque de fusão.

IV.5. Limitação da seção de choque de fusão.

O valor da seção de choque máxima de fusão e a correspondente energia no referencial de centro de massa, poderiam ser associados a uma mudança de comportamento da competição entre o processo de fusão e os outros processos. Como já dissemos anteriormente a região de energia onde se inicia a limitação da fusão é uma região de transição entre a região I, onde as características do canal de entrada governam o processo de fusão e a região III, onde as características macroscópicas do núcleo composto (barreira de fissão) são determinantes. É de se esperar que os valores de σ_{fus} variem suavemente entre esses dois extremos.

Consideramos até agora, apenas as características do canal de entrada no intuito de entender o processo de fusão, ou seja: a limitação era justificada pela existência de um raio crítico de separação entre os núcleos interagentes. Uma outra abordagem do problema é dada pelos modelos que levam em consideração as características do núcleo composto. Esses modelos assumem que o processo de fusão é limitado pelo máximo momento angular que o núcleo composto pode suportar, numa determinada energia de excitação. Dentre esses modelos destacamos o modelo da linha estatística de Yrast, o modelo de densidade de níveis e o modelo de múltiplas etapas, todos já citados na parte teórica.

A relação entre E^* e $l_c(l_c + 1)$ investigada para vários sistemas diferentes que levam à formação do mesmo núcleo composto, (onde $E^* = E_{cm} + Q$ corresponde à energia de excitação do núcleo composto e " l_c " = $\sqrt{\sigma_F / \pi \chi^2}$ determinado a partir dos valores da seção de choque experimental de fusão, através da aproximação de "corte abrupto"), permite verificar a validade desses modelos.

Esse gráfico apresenta também três regiões com comportamentos diferentes, ilustrado esquematicamente na figura XLIV. Essas três divisões podem ser associadas às três regiões de energias num gráfico $\sigma_{fus} \times 1/E_{cm}$ (figura XXIV).

FIG. XLIV.

Ilustração esquemática da energia de excitação versus o momento angular crítico $E^ \times l_{cr}(l_{cr} + 1)$.*

Se a limitação de σ_F é devida a propriedades do núcleo composto formado, o mesmo limite em " Q_{CR} " será alcançado para uma mesma energia de excitação para todos os sistemas que formem um determinado núcleo composto. Na figura XLV apresentamos tal gráfico para os sistemas $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$, $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$ e $^{28}\text{Si}+^{28}\text{Si}$ que formam o núcleo composto ^{56}Ni . A semelhança de comportamento e, em particular, a coincidência dos valores de σ_F para os três canais de entrada na região II, sugere que a limitação seja imposta pelas propriedades do núcleo composto. A linha diagonal pontilhada representa a linha "estatística" de Yrast, calculada com $r_0=1.20\text{fm}$ e $\Delta Q=15\text{MeV}$ na parametrização de Lee et al. (Le80), e que reproduz muito bem o comportamento dos três sistemas nessa região de energia.

Análise idêntica foi feita para os sistemas $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ e $^{19}\text{F}+^{24}\text{Mg}$ por Lee et al. (Le81) indicando que esses dois sistemas também seguem a linha estatística de Yrast na região II e a fusão é, portanto, limitada pelas propriedades do núcleo composto ^{43}Sc .

FIG. XLV.

Energia de excitação E^* em função do momento angular crítico l_{cr} para canais de entrada diferentes levando aos respectivos núcleos compostos, ^{56}Ni e ^{43}Sc , ref. Bl83 e Le81.

Ocorre, porém, para certos sistemas para uma mesma energia de excitação os valores de " l_c " são totalmente diferentes, como é o caso, por exemplo, dos conjuntos de sistemas: $(^{10}\text{B}+^{13}\text{C})$ e $(^{11}\text{B}+^{12}\text{C})$ $\rightarrow$ ^{23}Na ; $(^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}, ^{19}\text{F}+^{19}\text{F})$ e $(^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg})$ $\rightarrow$ ^{36}Ar , mostrados na figura XLVI. Nessa figura temos os valores de " l_g ", obtidos da análise do potencial óptico dos dados de espalhamento elástico medidos simultaneamente com os produtos da fusão e os valores de " l_c " obtidos diretamente dos valores de σ_F . Podemos observar que em baixas energias (região I) os valores de " l_c " para esses sistemas acompanham os respectivos valores do momento angular razante (l_g) do canal de entrada. Acima de um determinado valor de E^* ocorre um afastamento gradual dos pontos experimentais em relação aos valores de l_g , associado à importância crescente dos outros canais de reação. Como podemos observar não há coincidência dos pontos experimentais desses sistemas em nenhuma região desse gráfico sugerindo que a limitação não é imposta pelo núcleo composto mas, ainda, por características do canal de entrada.

ENERGIA DE EXCITACAO VERSUS MOMENTO ANGULAR

FIG. XLVI.

Energia de excitação E^* em função do momento angular crítico l_{cr} para canais de entrada diferentes levando aos respectivos núcleos compostos, ^{23}Na e ^{38}Ar , ref. MaSI e este trabalho.

Concluimos, então, que a seção de choque de fusão é limitada para alguns sistemas ora pelas propriedades do núcleo composto ora pelas características do canal de entrada, tornando-se difícil dentro desse contexto extrair conclusões a respeito do mecanismo de reação. Entretanto, acreditamos que tanto as características do canal de entrada como as do núcleo composto devem estar se manifestando simultaneamente, porém, quando uma prevalece em relação a outra é uma questão difícil de ser explicada a partir dos modelos macroscópicos descritos. A busca dessas respostas e do entendimento de como os mecanismos limitantes da fusão, tais como, fusão incompleta, emissão em pré-equilíbrio, transferência de fragmentos complexos, além das reações diretas se manifestam, tem motivado o estudo de outros graus de liberdade que poderiam ser fatores importantes na determinação desses processos e da própria fusão. O grau de liberdade de assimetria de massa tem despontado como um desses fatores.

IV.6.grau de liberdade de assimetria de massa

A influência do grau de liberdade de assimetria de massa do canal de entrada na competição entre o processo de fusão completa e reações periféricas (diretas, profundamente inelásticas), bem como, outros processos em energias mais altas: "pre-compound", "break-up", "massive-transfer", que chamaremos genericamente de fusão incompleta, tem sido recentemente investigada.

Em particular, a fusão incompleta, que é caracterizada por uma transferência parcial da quantidade de movimento (momentum) do canal de entrada ao sistema composto, compete fortemente com a fusão completa em energias mais altas.

É verificado experimentalmente que a fusão incompleta depende das massas do projétil e do alvo, da assimetria do sistema e da energia do projétil, conforme nos mostra a sistemática feita por Chan et al. (Ch86), apresentada na figura XLVII.

FIG. XLVII.

Razão ^{entre} as velocidades observadas e ^{as} dos respectivos resíduos de evaporação provenientes somente da fusão completa, para diferentes sistemas. Os pontos experimentais estão listados na tabela ao lado (Ch86).

Table 1. List of reactions studied in this work.

	V_{ke} (cm/ns)	$\langle R \rangle$ (%)	Reaction
1	2.89	$99.5 \pm 3.$	$^{24}\text{Mg} + ^{24}\text{Mg}$
2	3.02	$99.8 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{58}\text{Ni}$
3	3.13	$97.2 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{40}\text{Ca}$
4	3.22	$97.3 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{28}\text{Si}$
5	3.24	$97.4 \pm 4.$	$^{20}\text{Ne} + ^{40}\text{Ca}$
6	3.25	$97.8 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{27}\text{Al}$
7	3.34	$100.5 \pm 3.$	$^{20}\text{Ne} + ^{26}\text{Mg}$
8	3.56	$98.0 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$
9	3.68	$97.0 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$
10	3.73	$96.6 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{58}\text{Ni}$
11	3.81	$94.0 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{40}\text{Ca}$
12	3.89	$95.6 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{28}\text{Si}$
13	3.92	$97.3 \pm 4.$	$^{19}\text{F} + ^{27}\text{Al}$
14	4.10	$98.5 \pm 3.$	$^{22}\text{Ne} + ^{24}\text{Mg}$
15	4.11	$97.0 \pm 3.$	$^{22}\text{Ne} + ^{26}\text{Mg}$
16	4.13	$95.8 \pm 4.$	$^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$
17	4.21	$98.5 \pm 3.$	$^{20}\text{Ne} + ^{24}\text{Mg}$
18	4.23	$97.5 \pm 3.$	$^{20}\text{Ne} + ^{26}\text{Mg}$
19	4.23	$93.0 \pm 4.$	$^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$
20	4.31	$92.2 \pm 4.$	$^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$
21	4.34	$95.3 \pm 4.$	$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$
22	4.36	$93.4 \pm 4.$	$^{20}\text{Ne} + ^{58}\text{Ni}$
23	4.45	$94.0 \pm 4.$	$^{20}\text{Ne} + ^{40}\text{Ca}$
24	4.53	$95.5 \pm 4.$	$^{20}\text{Ne} + ^{27}\text{Al}$
25	4.57	$96.0 \pm 3.$	$^{20}\text{Ne} + ^{26}\text{Mg}$
26	4.60	$92.0 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$
27	4.68	$89.5 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$
28	4.78	$91.0 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$
29	4.84	$88.0 \pm 4.$	$^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$
30	5.43	$85.6 \pm 4.$	$^{14}\text{N} + ^{58}\text{Ni}$
31	5.50	$81.0 \pm 4.$	$^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$
32	5.73	$81.0 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$
33	5.80	$79.0 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$
34	5.87	$83.0 \pm 4.$	$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$

Nessa figura é mostrado um gráfico de $\langle R \rangle$ versus V_L , onde:

$$\langle R \rangle = V_{0_{res}} / V_{Nc} = \langle V \rangle / V_{Nc} \cos \theta \quad \text{e} \quad V_L = [2(E_{cm} - V_B) / \mu]^{1/2} \quad (70)$$

$V_{0_{res}}$ ou $\langle V \rangle$ é o centróide do espectro de velocidade, determinado experimentalmente.

$V_{Nc} \cos \theta$ é a velocidade dos resíduos de evaporação provenientes da fusão completa.

V_L é a velocidade relativa do núcleo mais leve do canal de entrada.

V_B é a energia coulombiana (no centro de massa)

μ é a massa reduzida do sistema.

Desse gráfico o desvio de $\langle R \rangle$ do valor 1.0 (apenas fusão completa), está relacionado com a razão entre a fusão completa e incompleta, isso porque a fusão incompleta pode levar à produção dos mesmos resíduos que a fusão completa. Entretanto, os núcleos residuais provenientes da fusão incompleta, provocam um deslocamento no centróide da distribuição de velocidade dos resíduos de evaporação em relação ao valor determinado pela evaporação isotrópica do núcleo composto, conforme é mostrado na figura XLVIII.

A diminuição da razão $\langle R \rangle$ com o aumento da energia de bombardeio, para todos os sistemas, é praticamente linear com a velocidade relativa V_L e é observado que a contribuição da fusão incompleta cresce com a energia de bombardeio, sendo que o limiar do desvio da fusão completa é aproximadamente 5 MeV/nucleon (Ch86).

FIG. XLVIII.

Espectro de velocidade dos resíduos de evaporação dos sistemas indicados. As porcentagens referem-se à fração dos resíduos provenientes da fusão completa.

Há evidências de que o deslocamento observado na velocidade depende da assimetria de massa do canal de entrada. A figura XLIX(a) e (b) mostram uma comparação entre os sistemas $^{14}\text{N}, ^{16}\text{O}$, $^{20}\text{Ne} + ^{40}\text{Ca}$ e o par de sistemas $^{20}\text{Ne} + ^{24}\text{Mg}$ e $^{14}\text{N} + ^{40}\text{Ca}$, correspondentes a $n=0.13$ e 0.48 , onde $n=(A_T - A_P)/(A_T + A_P)$ é o parâmetro de assimetria de massa. É nítido na figura que o sistema mais simétrico exibe um deslocamento em velocidade menor que o sistema mais assimétrico o que sugere que a seção de choque de fusão incompleta é maior para canais de entrada assimétricos em relação aos simétricos.

Por outro lado, uma vez removidos os resíduos de evaporação provenientes da fusão incompleta através da análise dos espectros de velocidade, podemos verificar que para os sistemas mais simétricos haverá uma limitação maior do processo de fusão. Uma evidência mais clara disso é obtida com a comparação de diferentes canais de entrada simétricos e assimétricos que populam o mesmo núcleo composto. A figura L mostra tal comparação para os sistemas $(^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca} \text{ e } ^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}) \rightarrow ^{64}\text{Ni}$ e $(^{19}\text{F} + ^{40}\text{Ca} \text{ e } ^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}) \rightarrow ^{59}\text{Cu}$ das referências Vi79, Di81, Ro83 e Ro85, onde notamos que há uma certa saturação no valor da seção de choque de fusão para os sistemas assimétricos.

(a)

(b)

FIG. XLIX.

a)

Comparação da razão das velocidades induzidas por diferentes projéteis sobre o mesmo alvo.

b)

Razão das velocidades para canais de entrada com diferentes assimetria de massa.

FIG. 1

Comparação da seção de choque de fusão para diferentes canais de entrada, simétricos e assimétricos, populando os seguintes núcleos compostos.

a) $NC = ^{56}\text{Ni}$ ref. (Vi79, Di81, Ro83).

b) $NC = ^{59}\text{Cu}$ ref. (Ro85).

Dentro deste enfoque, podemos também fazer uma comparação entre o comportamento da seção de choque de fusão do sistema deste trabalho, $^{11}\text{B}+^{27}\text{Al}$, e o sistema $^{19}\text{F}+^{19}\text{F}$, medido por outro membro do grupo, ambos formando o mesmo núcleo composto, o ^{36}Ar (figura LI). Nessa figura o processo de limitação da seção de choque de fusão pode facilmente ser visualizado se minimizarmos os efeitos da parte geométrica e da barreira de interação desses dois sistemas. Para tanto, consideramos a seção de choque de fusão reduzida $\sigma_F^{\text{RED}} = \sigma_F E_{\text{CM}} / R_B^2$ em função da energia relativa menos a barreira de interação, $(E_{\text{CM}} - V_B)$ (E_{CM} é a energia no referencial de centro de massa e V_B é o valor do parâmetro altura da barreira). Essa operação corresponde a normalizarmos a região I da função de excitação para ambos os sistemas, que passa agora a ter uma inclinação de π :

$$\begin{aligned} \sigma_F &= \pi R_B^2 (1 - V_B / E_{\text{CM}}) \\ \sigma_F E_{\text{CM}} / R_B^2 &= \pi (E_{\text{CM}} - V_B) \end{aligned} \quad (70)$$

As energias de bombardeio disponíveis no Laboratório Pelletron para os projéteis ^{19}F e ^{11}B permitem que se alcance apenas o início da região II, conforme pode ser visto na figura LI. Essa energia, porém, é suficiente para fornecer indícios de que, para o sistema assimétrico, a seção de choque de fusão tem uma tendência a saturar, enquanto que, para o sistema simétrico há tendência a uma limitação mais forte da fusão.

FUNCAO DE EXCITACAO

FUNCAO DE EXCITACAO REDUZIDA

FIG. LI.

Comparação da função de excitação e gráfico da seção de choque reduzida em função da energia relativa menos a barreira de interação ($\sigma_F^{\text{RED}} = \sigma_F \times E_{CM} / R_B^2 \times E_{CM} - V_B$), para os sistemas $^{11}\text{B} + ^{27}\text{Al}$ e $^{19}\text{F} + ^{19}\text{F}$, levando ao núcleo composto ^{38}Ar .

Com o intuito de investigar os diferentes comportamentos da seção de choque de fusão para sistemas simétricos e assimétricos, construímos os gráficos $\sigma_F E_{CM} / R_B^2 \times (E_{CM} - V_B)$, para alguns conjuntos de sistemas, tendo o ^{27}Al como alvo, conforme apresentado na figura LII.

A partir do gráfico de $\sigma_F E_{CM} / R_B^2 \times (E_{CM} - V_B)$ podemos determinar o ângulo entre a reta com coeficiente π e a reta que melhor ajusta os valores experimentais na região II, e que chamaremos de α , conforme esquema apresentado na figura LIII(a). Essa grandeza está intimamente ligada à intensidade da limitação sofrida pelo processo de fusão.

O gráfico com o ângulo α em função do coeficiente de assimetria de massa, $n = (A_T - A_P) / (A_T + A_P)$, para os sistemas que tem o ^{27}Al como núcleo alvo, juntamente, com alguns outros sistemas que tem o ^{19}F como núcleo-projétil é mostrado na figura LIII(b). Verificamos que, com o aumento da assimetria de massa do canal de entrada há uma diminuição gradual desse ângulo, o que corresponde a uma maior limitação do processo de fusão para os sistemas simétricos.

Esse comportamento sugere que, provavelmente, a competição dinâmica com outros processos é mais pronunciada nos canais de entrada assimétricos. Acreditamos também que exista uma correlação dessa limitação com o coeficiente angular de $\sigma_F E_{CM} / R_B^2 \times (E_{CM} - V_B)$ e a assimetria de massa. Entretanto, resta, ainda, estabelecer

de uma forma quantitativa a maneira pela qual essas grandezas se relacionam à seção de choque de fusão.

FIG. LII. (A)

Gráfico da seção de choque reduzida em função da energia relativa menos a barreira de interação ($G_F^{\text{RED}} = G_F E_{CM} / R_B^2 \times E_{CM} - V_B$), para alguns sistemas que possuem o ^{27}Al como alvo. A curva sólida corresponde a reta com inclinação π .

FIG. LII. (B)

Gráfico da seção de choque reduzida em função da energia relativa menos a barreira de interação ($\sigma_F^{\text{RED}} = \sigma_F E_{CM} / R_B^2 \times E_{CM} - V_B$), para alguns sistemas que possuem o ^{27}Al como alvo. A curva sólida corresponde a reta com inclinação π .

(a)

(b)

FIG. LIII.

a) Ilustração esquemática do gráfico $(\sigma_F E_{CM} / R_B^2 \times E_{CM} - V_B)$ e a forma de obtenção do ângulo α , discutido no texto.

b) Valores dos ângulos α , determinados a partir da função de excitação reduzida, em função do parâmetro de assimetria de massa.

V. COMENTÁRIOS FINAIS.

O estudo sistemático dos parâmetros dos modelos macroscópicos, mais especificamente dos parâmetros do modelo de Glas e Mosel (r_B , V_B , r_{CR} , V_{CR}), assim como os valores da seção de choque máxima de fusão, para diversos sistemas disponíveis na literatura, poderia nos trazer algumas informações sobre o comportamento da seção de choque de fusão. Porém, conforme mostrado no decorrer da análise dessa sistemática, foi possível apenas sugerir, que, certas particularidades no comportamento dessas grandezas devem estar associadas a detalhes de estrutura dos núcleos individuais. Uma explicação clara de como esses detalhes se manifestam não emerge dos modelos macroscópicos.

De fato, tais observações nos levam a questionar a base dos modelos macroscópicos, principalmente o fato de admitirem como único grau de liberdade a separação radial entre os núcleos interagentes.

Um grau de liberdade adicional que foi levado em consideração em nossa análise, foi o grau de liberdade de assimetria de massa.

A assimetria de massa parece estar correlacionada com a limitação da fusão entre sistemas simétricos e assimétricos, conforme foi mostrado nas figuras LII e LIII. Nessas figuras, mostramos a função de excitação para alguns sistemas com diferentes parâmetros de assimetria de massa e pudemos verificar que o ângulo α , que foi definido como sendo o ângulo entre a reta que melhor ajusta o comportamento da seção de choque de fusão na região II e a reta com coeficiente angular π , no gráfico $\sigma_{fus} E_{cm} / R_n^2 \times (E_{cm} - V_n)$, parece ser uma grandeza relevante para caracterizar a limitação do processo de fusão em função do parâmetro de assimetria de massa. A seção de choque de fusão determinada a partir desses cálculos levaria em consideração explicitamente o grau de liberdade de assimetria de massa. O grupo de pesquisa, do qual fazemos parte, está investigando possíveis caminhos para determinar teóricamente a seção de choque de fusão, considerando explicitamente a relação entre o ângulo α e o parâmetro de assimetria de massa.

De outro ponto de vista, existe na literatura um trabalho de Gomez del Campo e colaboradores (Ca84) com uma proposta que achamos interessante. Nesse trabalho, o grau de liberdade de assimetria de massa é considerado juntamente com a separação radial e a formação de pescoço entre os núcleos interagentes, tendo por base o modelo mais geral desenvolvido por Swiatecki e colaboradores (Sw81, Sw82). Esse modelo é baseado no cálculo da energia potencial nuclear multidimensional.

Esse cálculo tem sido bem sucedido na reprodução da função de excitação de vários sistemas de núcleos pesados, principalmente, devido ao fato desses núcleos poderem ser razoavelmente bem descritos pelo modelo da gota líquida girante. Entretanto, dados de seção de choque de fusão para os sistemas $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$ e $^{10}\text{B}+^{14}\text{O}$, que vão até o limite de momento angular crítico (o momento angular para qual a barreira de fissão é nula), são consistentes com o modelo da gota líquida girante. Tal fato, foi para os autores do trabalho, um estímulo para investigar a forma do núcleo composto ^{24}Al neste limite e verificar a aplicabilidade do modelo de Swiatecki para esses sistemas.

A figura LIV nos mostra as formas do ^{24}Al numa configuração de ponto de sela, ou seja, num ponto onde a energia potencial multidimensional é um mínimo local, indicado pela linhas pontilhadas, e a configuração no estado de Yrast, linha cheia. Podemos verificar que com um momento angular $L=26 \hbar$ as formas são parecidas (em $L=26.6 \hbar$, elas são idênticas), sendo que nesse limite as configurações são muito parecidas com aquela dos íons de carbono e nitrogênio em contato.

O fato da forma do núcleo ^{24}Al no ponto de sela (linha pontilhada) e a do canal de entrada, nos limites do momento angular, serem parecidas, indica, segundo os autores, que outros graus de liberdade deveriam ser levados em conta para explicar a grande diferença entre os valores da seção de choque de fusão para os sistemas $^{10}\text{B}+^{14}\text{O}$ e $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$, numa mesma energia, no referencial de centro de massa. Eles, vão mais além, sugerindo que talvez não devêssemos desprezar o grau de liberdade de formação de pescoço para esses sistemas e que seria interessante investigar se não seriam os nucleons de valência dos núcleos leves, que acreditamos ser responsáveis por muitas das flutuações nos parâmetros dos modelos unidimensionais, também responsáveis por uma possível formação de pescoço, influenciando a seção de choque de fusão através desse grau de liberdade.

FIG. LIV.

As formas de um núcleo com $A \sim 26$ previstas pelo modelo da gota líquida girante (Ca84). A linha pontilhada mostra as configurações de ponto de sela e a linha sólida, as configurações do estado de Yrast.

Acreditamos que essa sugestão de Gomez del Campo e colaboradores mereceria ser levada em consideração na tentativa de um entendimento mais completo da dinâmica do processo de fusão. Seria o caso de incluir de uma forma unificada no tratamento, tanto teórico como experimental, os outros processos que contribuem para a seção de choque total de reação e que competem diretamente com a fusão. Esses outros mecanismos devem estar correlacionados a certos graus de liberdade, como por exemplo, o acoplamento do canal de fusão ao canal de transferência de alguns nucleons, a assimetria de massa e a formação de pescoço, que seriam responsáveis por um processo de difusão de massa entre o alvo e o projétil, que determinaria o tipo e a intensidade da competição entre mecanismos possíveis na interação entre os dois núcleos.

VI. REFERÊNCIAS

- Ad87** Added, N.
Tese de Mestrado
IFUSP - 1987.
- Ap75** Appoloni, C.R.
Confecção de alvos nucleares
Depto. Físico Nuclear - IFUSP (1975)
- Ba74** Bass, R. et al.
Nucl. Phys. A 231(1974)45.
- Ba77** Back, B.B. et al.
Nucl. Phys. A 285(1977)317.
- Be85** Beck, C. et al.
Nucl. Phys. A 442(1985)320.
- Bi79** Birkelund, J.R. et al.
Phys. Rep. C 56(1979)107
- Bi83** Birkelund, J.R. and Huizenga, J.R.
Ann. Rev. Nucl. and Part. Sci. 33(1983)265
- B152** Blatt, J.M. and Weisskopf, V.F.
Theoretical Nuclear Physics
John Wiley and Sons. (1952)
- B177** Blocki, J. et al.
Ann. of Phys. 105(1977)427.
- B186** Blat, K.
Argonne Nat. Rep. ANL-PHY-86-1 (1986)433.
- Ca79** Campo, G. del et al.
Phys. Rev. C 19(1979)2170.
- Ca84** del Campo, J.G. et al.
Phys. Rev. C 29(1984)1722.
- Ch81** Chiou, M.S. et al.
Phys. Rev. C 24(1981)2507.
- Ch82** Chaw, Y.D. et al.
Phys. Rec. C25(1982)1410.
- Ch86** Chan, Y.; Albiston, C.; Bantel, M.; Budzanowski, A.;
DiGregório, D.; Stokstad, R.G.
Many facets of heavy-ions fusion
Argonne National Laboratory - Illinois, 1986.

- Ci83** Civitarese, D.; Carlson, B.V.; Hussein, M.S. and Szanto de Toledo, A.
Phys. Lett. B 125(1983)22.
- Co68** Cohenca, J.M.
Computer Program for Optical Anal. Nucl. Scat.
University Oxford.
Nucl. Phys. Group Report 11(1968)
- Co74** Cohen, S. et al.
Ann. Phys. (N.Y.) 82(1974)557.
- Co78** Conjeaud, M. et al.
Nucl. Phys. A 309(1978)515.
- Co88** Coimbra, M.M.
Tese de Doutorado
IFUSP - 1988.
- Cr76** Cramer, J.G. et al.
Phys. Rev. C 14(1976)2158.
- Cr82** Crema, E.
Dissertação de Doutorado
IFUSP - 1982.
- Da75** Daneshvar, ; Kovar, ; Kriger,
Phys. Rev. C 25(1982)1342. De75 Deryagin
J. Coll. Intrn. Sci. 53(1975)314.
- De82** Dennis, L.C. et al.
Phys. Rev. C. 26(1982)981.
- Di81** Diecenzo, S.B. et al.
Phys. Rev. C 23(1981)2561.
- Di79** Diebul, M. et al.
Nucl. Phys. A 333(1979)253.
- Di82** DiGregorio, D.E. et al.
Phys. Rev. C 26(1982)1490.
- Ei78** Eisen, Y. et al.
Nucl. Phys. A 311(1978)238.
- Er60** Ericson, T.
Adv. Phys. 9(1960)425
Nucl. Phys. 17(1960)250.
- Fe85** Ferrareto, M. and Teles, A.P.
IFUSP - 1985
comunicação particular

- Fr56** Fraser, R.D. and Milton, J.C.D.
Nucl. Instr. and Meth. 27(1956)1049.
- Fr82** Frawley, R.D.; Dennis, L.C. et al.
Phys. Rev. C 6(1982)2963
- Fu85** Fulton, B.R. et al.
Phys. Lett. B 162(1985)55
- Ga74** Galin, J. et al.
Phys. Rev. C 9(1974)1018.
- Ga80** Gavron, A.
Phys. Rev. C 21(1980)230.
- Gi65** Gilbert, R. and Cameron, R.G.W.
Can. Journ. of Phys. 43(1965)1446.
- G174** Glas, D. and Mosel, U.
Phys. Rev. C 10(1974)2620.
- G175** Glas, D. and Mosel, U.
Nucl. Phys. A 237(1975)429.
- Gu73** Gutbrod, H.H.; Winn, W.C. and Blann, M.
Nucl. Phys. A 213(1973)267
- Gu84a** Guimaraes, V. and W.G.P. Engel
Pelletron Lab. Annual Report - 1984 - pg. 51
- Gu84b** Guimaraes, V. ; Szanto, E.M. et al.
VII Reunião de Trab. em Física Nucl. no Brasil
Itatiaia - 1984
- Ha78** Harar, S.
in Nuclear Molecular Phenomena
(N.Cindro, ed)
North-Holland, Amsterdam(1978)pg. 329
- Hi53** Hill, D.L. and Wheeler, J.A.
Phys. Rev. C. 89(1953)1102.
- Hi54** Hirschfelder, J.O.; Curtiz, C.F. et al.
Molecular theory of gases and liquids
New York (1954) 352.
- Ho71** Hodgson, P.E.
Nuclear Reaction and Nuclear Structure
Oxford (1971)
- Ho78a** Horn, D. and Ferguson, R.J.
Phys. Rev. Lett. 41(1978)1529.

- Ho78b** Horn, D. and Ferguson, A.
Nucl. Phys. A 311(1978)238.
- Jo79** Jordan, W.J. and Maher, J.V.
Phys. Lett. 87B(1979)38.
- Ko75** Kozub, R.L. et al.
Phys. Rev. C 11(1975)1497.
- Ko79** Kovar, D.G. et al.
Phys. Rev. C 20(1979)1305.
- Ku67** Kutz, E.A. et al.
Rev. Sci. Instr. 38(1967)1477
- Le80** Lee, S.M.; Matsuse, T. and Arima, A.
Phys. Rev. Lett. 45(1980)165.
- Le81** Lee, S.M.; Higashi, Y. et al.
Phys. Lett. 98B(1981)418.
- Le84** Lehr, H.; Bohne, W. et al.
Nucl. Phys. A415(1984)149.
- Li87** Liguori Neto, R.
Depto. Física Nuclear - IFUSP - 1987
Comunicação particular
- Lo75** Lozano, M. and Madurga, G.
Phys. Lett. 90B(1980)50.
- Ma68** Marion, J.B. and Yong, F.C.
Nuclear Reaction Analysis, Graphs and Tables
1968 - pg. 26 - North Holland Publ. Co.
- Ma78** Macfareane, H.H.; Pieper, S.C.
ANL - 76 - 11 Rev. 1 (1978)
- Ma81** Mateja, J.F. et al.
Phys. Rev. Lett. 47(1981)311.
- Ma82** Mateja, J.F.; Frawley, A.D. et al.
Phys. Rev. C 25(1982)2963.
- Me66** Meyer, W.D. and Swiateck, W.J.
Ann. Phys. 81(1966)1.
- Me87** Meigikos dos Anjos, R.
Tese de Mestrado
IFUSP - 1987.
- Mo83** Morgenstern, H.; Bohne, W. et al.
Atom and Nucl. 313(1983)39.

- My67** Myers, W.D. and Swiateck, W.J.
Ark. Fys. 36(1967)343.
- Or82** Ortiz, M.E. et al.
Phys. Rev. C 25(1982)1436.
- Pa79** Parks, L.A. ; Kemper, K.W. et al.
Phys. Rev. C 19(1979)2206
- Pa80** Parks, R.L. et al.
Nucl. Phys. A 348(1980)350.
- Po83** Pochadzalla, J.
Tese de Doutorado -
Rochester - 1983.
- Pr80** Prosser, F. et al.
Phys. Rev. C 21(1980)1819.
- Pu77** Puhlofer, F. et al.
Nucl. Phys. A 280(1977)1819.
- Ra76** Randrup, J.
Nucl. Phys. A 259(1976)253.
- Ra78** Randrup, J.
Ann. Phys. (N.Y.) 112(1978)356.
- Ra79** Rascher, R. et al.
Phys. Rev. C 20(1979)1028.
- Ri86** Ribas, R.V.
Manual de utilização do PIAP e PLEX
Depto. Física Nuclear - IFUSP - 1986
- Ro83** Rosner, G. et al.
Bull. Am. Phys. vol. 28(1983)670.
- Ro85** Rosner, G. et al.
Phys. Lett. B 150(1985)87.
- Sa74** Sala, O. and Spalek, G.
Nucl. Instr. and Meth. 122(1974)213
- Sa79** Saint-Laurent, F. et al.
Nucl. Phys. A 327(1979)517.
- Sc70** Schneider, W.F.W. ; Kolmeyer, B. and Bock, R.
Nucl. Inst. and Meth. 87(1970)253
- Sc76** Scobel, W. ; Gutbrod, H.H. et al.
Phys. Rev. C 14(1976)1808.

- Sc77** Schiffer, J.P.
Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure
Tokyo Sep. 1977 pg. 66.
- Se67** Seiler, H.; Angew, Z.
Phys. Rev. C 22(1967)249
- Sp76a** Sperr, P. et al.
Phys. Rev. Lett 36(1986)405.
- Sp76b** Sperr, P. et al.
Phys. Rev. Lett. 37(1976)321.
- St76** Stockstad, G. et al.
Phys. Rev. Lett. 36(1976)1529.
- St77** Stockstad, G. et al.
Phys. Lett. 70B(1977)289.
- Sw81** Swiateck, W.J.
Phys. Scr. 24(1981)113.
- Sw82** Swiateck, W.J.
Nucl. Phys. A 376(1982)275.
- Sz85** Szanto de Toledo, A.
Palestra apresentada na II Escola de Verão
de Física Nuclear Jorge André Swieca (1985).
- Ta78** Tabor, S.L. et al.
Phys. Rev. C 17(1978)2136.
- Te83** Tessaroto, L.A.B. ; Acquadro, J.C. et al.
Proc. Int'l Ions Engineering Congress
ISIAT/83 - Kyoto (1983)
- Te85** Tenreiro, C.F. e Ramirez, G.
Programa KATTY
comunicação particular.
- Te86** Teles, A.P. et al.
Depto. Física Nuclear - IFUSP
comunicação particular
- Th68** Thomas, T.D.
Ann. Rev. Nucl. Sci. 18(1968)343.
- Va81** Vandenbosh, R. and Lazzarini, A.J.
Phys. Rev. C 23(1981)1074.
- Va83** Van Sen, N. and Davis, B.
Phys. Rev. C 27(1983)194.

- Vi76** Vigdor, S.E.
Proc. of the Symp. on Mac. Feat. of
Heavy-Ion Collisions.
Report No. ANL-PHY-76-2 (1976).
- Vi79** Vigor, S.E.et al.
Phys. Rev. C 20(1979)247.
- Vo68** Vogt,E.
Adv. in Nucl. Phys. Vol. 1 (1968).
- Vo81** Volant, C.and Gary, S.
Journ. of Phys. 42(1981)27.
- Vz81** Vaz, L.C.and Alexander, J.M.
Phys. Reports 69 no.5(1981)373
- Wi73** Wilczynski, J.et al.
Nucl. Phys. A 216(1973)386.
- Wi75** Wilczynski, J.et al.
Nucl. Phys. A 244(1975)147.
- Wi79** Wiza, J.L.et al.
Nucl. Inst. and Meth. 162(1979)587
- Wi80** Wielezko, J.P.et al.
Phys. Lett. B 93(1980)35.
- Wo72** Wong. C.Y.
Phys. Lett. 42 B (1972)186.

Tabela VII

seção de choque de fusão em função da energia

E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	$1/E_{cm}$ (MeV) ⁻¹	σ_f (mb)
50	35.53	0.028	1098 +- 70
48	34.11	0.029	1078 +- 59
45	31.97	0.031	1099 +- 73
42	29.84	0.034	1119 +- 78
40	28.42	0.035	1115 +- 86
37	26.29	0.038	1056 +- 77
36	25.58	0.039	1039 +- 46
32	22.74	0.044	934 +- 66
29	20.61	0.049	881 +- 73
27	19.18	0.052	824 +- 58
24	17.05	0.059	638 +- 40
22	15.63	0.064	520 +- 50
18	12.78	0.078	194 +- 29

Tabela VIII

função de excitação para cada resíduo

$\sigma_f (A_n)$									
E_{lab}	36	35	34	33	32	31	30	29	28
50	4± 1	82± 9	120±13	59± 8	142±19	207±28	69±12	198±33	155±26
48	6± 1	92±11	104±13	67± 9	142±20	162±23	66±12	201±34	135±23
45	13± 2	106±13	103±13	70±10	158±24	181±27	64±12	224±45	86±17
42	12± 2	130±16	110±14	96±14	179±25	130±18	69±12	226±38	69±12
40	25± 3	164±20	83±10	97±15	198±30	111±17	67±12	246±43	37± 6
37	35± 5	180±23	67± 9	140±21	204±31	58± 9	52± 9	206±35	23± 4
32	91±12	142±18	49± 7	126±19	142±21	36± 7	62±12	151±27	22± 5
29	107±14	149±20	33± 5	126±19	145±22	24± 4	53±10	123±22	21± 4
27	133±16	127±16	30± 4	132±19	111±21	21± 4	58±11	100±20	40± 6
24	114±15	115±15	23± 3	93±14	107±15	31± 6	37± 7	70±13	24± 4
22	118±17	82±12	21± 3	102±16	45± 8	21± 4	31± 6	27± 6	22± 5