UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

1104

"ESTUDO DA FUSÃO NUCLEAR DE ^{14}N COM ^{27}Al , ^{28}Si E ^{29}Si "

Edilson Crema

Tese apresentada ao
Instituto de Física
da Universidade de
São Paulo para ob-
tenção do título de
Doutor em Ciências

À Cristina

"Pelo espaço, o universo me abarca e traga com um ponto; pelo pensamento, eu o abarco".

(Pascal)

"Mas tudo isto que a ciência afirma é "objetivamente" verdadeiro? De modo definitivo? Se as verdades científicas fossem definitivas, a ciência teria deixado de existir como tal, como investigação, como novas experiências, reduzindo-se a atividade científica à repetição do que já foi descoberto. O que não é verdade, para a felicidade da ciência. Mas se nem mesmo as verdades científicas são definitivas e peremptórias, também a ciência é uma categoria histórica, um movimento em contínua evolução".

(Antonio Gramsci)

A G R A D E C I M E N T O S

Desejo expressar meus agradecimentos ao Prof. Dr. Oscar Sala pelo esforço e dedicação dispensados no aperfeiçoamento e manutenção do Laboratório e por ter colocado todas as facilidades à minha disposição, e ao

Prof. Dr. Juan Carlos Acquadro pela orientação e a dedicação incomum com que manteve o bom funcionamento do Acelerador.

Aos amigos Raphael, Nelson, Melayne, Luiz Arthur e Messias gostaria de transmitir não só minha gratidão pela ajuda na tomada de dados, mas também a amizade e admiração que lhes dispenso.

Ao Prof. Alex, em especial, gostaria de agradecer pelas discussões esclarecedoras e estimulantes na fase final deste trabalho.

Minha sincera gratidão ao Mário Ferraretto e ao Adílson Teles não só pelo esforço demonstrado no desenvolvimento dos programas de redução dos dados; mas pela amizade, atenção e paciência que sempre me dispensaram.

Ao Gelson que gentilmente ajudou na implantação dos programas no IPEN, ao Mário e ao Jorge pela boa vontade sempre demonstrada na operação noturna do computador devo muito deste trabalho.

Com o pessoal de manutenção do Laboratório Sr. Mário Cappello, Udo, Onivaldo, Ditinho, Messias, Luiz Marcos, Roberto, Ricardo e Rafael devo dividir os méritos dessas medidas.

Finalmente, gostaria de expressar minha gratidão ao Prof. Hêlio Dias pelos cálculos com o LILITA, ao João Carlos que fez os desenhos com dedicação e esmero, à Tamico e à Gina pelo trabalho cuidadoso de datilografia.

R E S U M O

Foram medidas as funções de excitação de fusão de $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$, $^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$ e $^{14}\text{N}+^{29}\text{Si}$ por detecção dos resíduos de evaporação com um telescópio proporcional E- Δ E. Com o objetivo de determinar se a origem da limitação da seção de choque total de fusão em energias intermediárias era devido a propriedades do núcleo composto ou do canal de entrada os resultados experimentais foram interpretados do ponto de vista do

- modelo de Horn-Ferguson
- modelo de Lozano-Madurga
- modelo de Glas-Mosel
- modelo da linha de yrast
- modelo da linha estatística de yrast
- modelo da superposição de níveis
- modelo das etapas intermediárias

Foi feita uma discussão da origem destes modelos e um estudo comparativo dos valores que seus parâmetros assumem numa larga faixa de massa inclusive os calculados neste trabalho. Para estes concluímos que existem indicações de que o canal de entrada pode ter influência na limitação da seção de choque de fusão, mas que é necessário medir as reações periféricas nos três sistemas para assegurar esta hipótese.

A B S T R A C T

Fusion excitation functions were measured for the systems $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$, $^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$ and $^{14}\text{N}+^{29}\text{Si}$ by detecting the evaporation residues with a E- Δ E proportional telescope. Since the principal objective of this work was to determine the roles which the formation of the compound nucleus and the specific properties of entrance channel play in the observed limitations of the total fusion cross section, the experimental results were analyzed in the light of the following models.

- Horn-Ferguson
- Lozano-Madurga
- Glas-Mosel
- Yrast Line
- Statistical Yrast Line
- Superposition of Levels
- Intermediate Step

The results of these theoretical analyses indicate that the entrance channel exerts some influence on the fusion cross section, but to secure this conclusion it is suggested that measurements on direct reaction mechanisms for these systems be made.

TABELA DE CONTEÚDO

	pág.
I - INTRODUÇÃO	1
II - O ARRANJO EXPERIMENTAL	8
II.1) O Feixe de Partículas e o Acelerador Pelletron	9
II.2) Os Alvos	9
II.3) Sistema de Detecção	10
II.4) Dispositivo Eletrônico	12
III - PROCESSAMENTO DOS DADOS E RESULTADOS OBTIDOS	15
III.1) As Medidas	16
III.2) Processamento do Dados - Espectros- Identificação	20
III.3) Cálculo da Seção de Choque Absoluta de Fusão	28
III.4) Cálculo da Seção de Choque Total I- nelástica	44
III.5) Cálculo da Seção de Choque Total de Reação	49

	pág.
IV - O MECANISMO E A TEORIA BÁSICA DAS REAÇÕES ENTRE ÍONS PESADOS	55
IV.1) O Mecanismo das Reações entre Íons Pesados	56
IV.2) Densidade de Níveis no Núcleo Composto	61
IV.3) Linha de Yrast e Formação do Núcleo Composto	62
IV.4) Os Modelos	66
A) Modelo de Glas e Mosel	71
B) Modelo da Linha de Yrast	73
C) Modelo de Horn e Ferguson	74
D) Modelo de Lozano e Madurga	75
E) Linha Estatística de Yrast	76
F) Modelo da Superposição de Níveis	76
G) Modelo das Etapas Intermediárias	78
V - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	797
VI - ANÁLISE DOS DADOS: APLICAÇÃO E DISCUSSÃO DOS MODELOS	93
A) Modelo de Glas e Mosel	94
B) Modelo de Horn e Ferguson	102
C) Modelo de Lozano e Madurga	105
D) Modelo da Linha de Yrast	106
E) Modelo da Linha Estatística de Yrast	108
F) Modelo da Densidade de Níveis	109

	pág.
G) Modelo das Etapas Intermediárias	110
VII - COMENTÁRIOS FINAIS À GUIA DE CONCLUSÃO	114
VIII - REFERÊNCIAS	121

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

9

11) ←

Até meados da década passada acreditava-se¹¹⁾ que as informações a respeito do mecanismo das reações e de estrutura nuclear extraídas dos dados de fusão seriam muito limitadas. Entretanto, nos últimos anos, com o desenvolvimento de novas técnicas experimentais²⁰⁾, especialmente de detecção, um grande número de sistemas foram estudados. Alguns deles afastaram-se muito do comportamento médio¹¹⁾ evidenciando a influência que detalhes da estrutura nuclear dos núcleos interagentes e do núcleo composto podem exercer sobre a seção de choque de fusão. Além disso, como a fusão constitui também uma ferramenta que possibilita a produção de núcleos em altíssimas energias de excitação, o interesse pelo seu estudo foi reavivado em dois sentidos:

- a) do ponto de vista experimental, com novas técnicas e medidas mais depuradas, tenta-se acompanhar o decaimento do núcleo composto com maiores detalhes e precisão; e
- b) do ponto de vista teórico, o grande número de informações acumuladas estimularam o surgimento de novos modelos, para tentar explicar os comportamentos discrepantes e testar a importância relativa dos detalhes envolvidos no processo.

O comportamento médio da seção de choque total de fusão, $\sigma_F(E)$, entre íons pesados com $A_{NC} \leq 80$ em função da energia de bombardeio é mostrado esquematicamente^{1,2)} na figura 1. Existe uma região I de "baixa" ener

Figura 1 - Esquema do comportamento médio da função de excitação da fusão entre íons de peso médio em função da energia de bombardeamento no referencial do centro da massa.

gia, com extensão em torno de 1.1 a 2 vezes a energia da barreira coulombiana, onde $\sigma_F(E)$ é aproximadamente linear com E_{CM}^{-1} e corresponde, quase que integralmente, à seção de choque total de reação, $\sigma_R(E)$. Na região II de energias "intermediárias", com limite superior poucas vezes atingido^{3,6)}, $\sigma_F(E)$ geralmente atinge um valor máximo, σ_F^{MAX} , enquanto $\sigma_R(E)$ continua a crescer. Enquanto na região I a seção de choque de fusão parece ser governada pela barreira de interação (isto é, por características do canal de entrada), na região II, onde esperamos uma importante competição dinâmica entre a fusão e as reações periféricas, a grande diferença entre $\sigma_F(E)$ e $\sigma_R(E)$ ainda não está bem entendida. E é justamente nesta região de energias "intermediárias" que os dados experimentais recentes têm revelado algumas características interessantes e difíceis de serem explicadas pelos modelos macroscópicos^{7,10)}, sugerindo, portanto, que a seção de choque de fusão pode depender dos detalhes de estrutura dos núcleos no canal de entrada^{3,11,17,18)} e das características do núcleo composto formado^{12,16,19)}. (Neste ponto devemos ressaltar que a expressão "limitação à fusão devido ao canal de entrada" tem hoje um sentido mais amplo que originalmente proposto para a região I, englobando, também, as características microscópicas do alvo e projétil). As características destes dados recentes podem ser divididas em dois grupos:

- a) grandes variações na seção de choque máxima de fusão de um canal de entrada a outro (algumas vezes diferindo por um único nucleon) têm sido usadas

como evidência da importância da estrutura microscópica dos núcleos interagentes na $\sigma_F(E)^{4,11}$;

- b) um ou mais canais de entrada que levam ao mesmo núcleo composto têm sido muito investigados nesta região II, revelando que para uma dada energia de excitação, em alguns casos^{13,15,19}, o núcleo composto é deixado com a mesma distribuição de momentos angulares independente do canal de entrada que lhe deu origem, enquanto em outros^{18,101}, elas podem ser muito diferentes. Os primeiros exemplos suportariam a hipótese de uma maior influência do núcleo composto no seu processo de formação, enquanto estes últimos tenderiam a atribuir ao canal de entrada a preponderância neste processo.

Estabeleceu-se assim uma polêmica a respeito da origem da limitação da seção de choque de fusão na região II: canal de entrada versus núcleo composto.

Finalmente, $\sigma_F(E)$ exibe ainda uma região III de "altas" energias (fig. 1) onde ela decresce linear e drasticamente com o aumento da energia. Esta região poucas vezes investigada^{3,5} parece ser governada por um momento angular independente da energia, associado ao núcleo composto e não com o canal de entrada. Acredita-se^{3,5} que este momento angular crítico é o que anularia a barreira de fissão e com o qual o núcleo composto nunca poderia ser formado. Então, o comportamento médio da seção de choque de fusão em "baixas" energias é governado por características macroscópicas do canal de entra-

da $(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \text{ e } Z_1 Z_2)$ e em "altas" energias por características também macroscópicas do núcleo composto (barreira de fissão). É de se esperar que a passagem de um extremo a outro não seja abrupto e que na região de energias "intermediárias", onde ocorre esta transição, exista uma interferência entre características do canal de entrada e do núcleo composto na limitação da seção de choque de fusão.

Devido a facilidades experimentais na separação dos resíduos de evaporação e ao estudo intensivo dos sistemas que apresentam grandes oscilações na função de excitação¹¹⁾ ($^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ e $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$), grande ênfase tem sido dada às reações entre núcleos da camada lp. Como consequência, os sistemas mais pesados (lp + 2sld e 2sld + 2sld) foram mantidos num relativo esquecimento. Uma vez que o Acelerador Pelletron fornece energia suficiente para atingir a região II para muitos sistemas lp+2sld, resolvemos centrar esforços naqueles cujo núcleo composto tem massa em torno de 42.

Em particular abandono foi colocado o núcleo ^{14}N que ao longo de mais de uma década de medidas poucas vezes foi utilizado. Por isto resolvemos projetá-lo sobre alvos de ^{27}Al e $^{28,29}\text{Si}$. Este último foi escolhido por levar ao mesmo núcleo composto do sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ permitindo, assim, averiguar a influência do canal de entrada na seção de choque de fusão, além de verificar se as características do núcleo composto limitam a fusão nestes sistemas. Os outros dois alvos foram utilizados

para estabelecer uma sistemática nessa região de massa e verificar se a diferença de um próton ou um nêutron provoca grandes variações em σ_F^{MAX} .

No capítulo II, o aparato experimental utilizado, desde a fonte de íons até a digitalização das informações, é apenas brevemente descrito por se tratar de equipamentos convencionais nestetipo de medidas.

No capítulo III, é dada uma descrição detalhada do processamento dos dados biparamétricos e, em particular, do cálculo da seção de choque total de fusão experimental, uma vez que não existe na literatura referências onde ele é feito detalhadamente. Além disso são avaliadas e discutidas as incertezas associadas às nossas medidas.

O quarto capítulo, é destinado a uma descrição semi-clássica do processo de fusão, a uma breve discussão da origem dos modelos de canal de entrada e de núcleo composto que surgiram nos últimos anos e, finalmente, a uma rápida descrição desses modelos.

No quinto capítulo, os nossos dados serão discutidos qualitativamente à luz de uma ampla faixa de sistemas disponíveis na literatura.

No sexto capítulo, os resultados experimentais deste trabalho serão analisados do ponto de vista de alguns modelos para a fusão, os quais serão ligeiramente discutidos. E, finalmente, no capítulo sétimo, todas as conclusões serão sintetizadas.

CAPÍTULO II

O ARRANJO EXPERIMENTAL

II-1) O FEIXE DE PARTÍCULAS E O ACELERADOR PELLETRON

Todos os dados experimentais deste trabalho foram obtidos no Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo, onde opera um acelerador tipo "tandem"²¹⁾ que exige na entrada um feixe de partículas negativas. O nosso feixe de ^{14}N foi obtido de uma fonte de íons do tipo duoplasmatron²²⁾ construída no laboratório.

Uma mistura gasosa constituída, aproximadamente, por 10 militorrs de N_2 e 500 militorrs de H_2 foi utilizada para obter um plasma, de onde foi extraído o feixe primário de NH_2^- para ser injetado no Acelerador, após uma pré-aceleração de 100 kV. Devido às características atuais do "tandem" a energia máxima de um feixe de ^{14}N é em torno de 64 MeV.

II-2) OS ALVOS

Os alvos auto-sustentáveis de ^{27}Al foram obtidos pela evaporação, em vácuo, de alumínio metálico (99.9%) por passagem de corrente elétrica num cadinho de tungstênio. Para efeito de normalização uma fina camada de ouro também foi evaporada, sendo que as espessuras variaram em torno de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ para o Au e $40 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ para o Al. Os principais contaminantes presentes nestes alvos

foram o carbono e o oxigênio.

Os alvos de ^{29}Si foram obtidos a partir do elemento isotopicamente enriquecido ($\sim 99.9\%$) cedidos pela Universidade Técnica de Munique. O método utilizado na confecção foi a evaporação do isótopo, contido em cadinhos de tântalo e em vácuo, através de bombardeamento eletrônico, sobre substratos de carbono de $\sim 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Devido a alta temperatura de fusão do silício ocorreu, simultaneamente, evaporação de tântalo, que foi usado para normalização. As espessuras foram avaliadas em torno de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{29}Si e $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de tântalo. Os principais contaminantes eram oxigênio e carbono.

Os alvos de ^{28}Si foram obtidos pelo mesmo processo que o ^{29}Si , sendo que uma camada de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{197}Au foi também evaporada.

Utilizamos, ainda, alvos de ^{12}C com $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ cujo contaminante principal era tungstênio. O objetivo destas medidas era verificar uma possível sobreposição dos resíduos de evaporação da fusão do substrato de ^{12}C com os provenientes da fusão do $^{28,29}\text{Si}$.

II-3) SISTEMA DE DETECÇÃO

O sistema de detecção era composto por três detetores. Um barreira de superfície de espessura nominal $100 \mu\text{m}$, fixo em 15° , monitorando todas as medidas. Neste ângulo a sua resolução permitia a separação dos picos elásticos de todos os integrantes do alvo.

Figura 2 - Seção transversal do telescópio proporcional E- ΔE :
 1) anel de guarda; 2) detetor de estado sólido (E);
 3) "janela" de entrada; 4) conectores; 5) colimadores; e
 6) fio receptor do sinal ΔE .

Outro detetor foi um telescópio E- ΔE ²³⁾ utilizado na identificação dos resíduos de evaporação do núcleo composto (fig. 2). A indicação da energia remanescente nos resíduos, E, foi dada por um detetor de estado sólido de espessura $\sim 100 \mu\text{m}$ e a perda de energia, ΔE , por um contador proporcional. O gás (P-10) foi mantido numa pressão ~ 15 torr, que corresponde ao uso de um detetor de silício de $1.5 \mu\text{m}$. A parte interna do telescópio, mantida em alta pressão, foi separada da região em alto vácuo da câmara de espalhamento por uma folha de "vyns" ²⁴⁾ de espessura avaliada em torno de $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Um íon de ^{16}O de 20 MeV perde em torno de 100 keV nesta "janela", e um de ^{43}Sc com 10 MeV perde por volta de 350 keV.

O terceiro detetor utilizado foi outro barreira de superfície, fixo em 30° em relação ao telescópio E- ΔE , cuja finalidade foi a medida dos espalhamento elástico e inelástico em ângulos traseiros.

II-4) DISPOSITIVO ELETRÔNICO

Os sinais provenientes dos três detetores descritos acima são pré-amplificados próximo à suas origens e enviados por cabos coaxiais até a sala de controle, onde são tratados para serem armazenados na memória de um computador Honeywell DDP-516.

O tratamento dos pulsos dos barreiras de superfície consta apenas de uma amplificação e uma conversão destes pulsos de tensão em endereços digitais na memória do computador, cujo conteúdo é incrementado toda vez que uma outra partícula produzir o mesmo pulso. Esta conversão é feita por um Conversor Analógico Digital (fig.3).

Figura 3 - Circuitos analógicos e digitais de identificação das partículas.

Os pulsos oriundos do telescópio E- Δ E merecem um tratamento mais sofisticado que garanta a coincidência analógica dos sinais provenientes de uma mesma partícula. Este procedimento está esquematizado na figura 3. Deve-se ressaltar que o sinal "gate" obtido do circuito de coincidência é utilizado num circuito lógico (matriz de fiação) cuja finalidade é garantir logicamente o armazenamento coerente dos pares E- Δ E. Isto porque apenas a coincidência analógica não garante esta coerência, pois o tempo de digitalização no circuito do Conversor Analógico Digital depende da altura do pulso.

Com o intuito de medir o "tempo morto" de todo o sistema de digitalização dos dados, utilizamos um contador dos pulsos oriundos dos circuitos de coincidência. Comparando este valor com o número total de eventos do espectro biparamétrico correspondente, podemos obter a porcentagem dos pares E- Δ E perdidos durante o processo de digitalização. Em $\theta_{LAB} = 25^\circ$, se a taxa de contagens não for devidamente reduzida, o "tempo morto" pode ser maior que 50%. Por outro lado, acima de $\theta_{LAB} = 10^\circ$ e com a intensidade de feixe de que dispunhamos ele é desprezível. Devido à estabilidade do feixe, pudemos notar que este método de medida apresenta uma excelente reprodutibilidade.

Estes pares E- Δ E são provisoriamente armazenados no DDP-516 até o limite de sua memória sendo, então, transferidos para um computador IBM 360/44 que os armazena numa fita magnética, cuja análise é feita fora de linha.

CAPÍTULO III

PROCESSAMENTO DOS DADOS E RESULTADOS OBTIDOS

III-1) AS MEDIDAS

Devido à disposição do aparato experimental, foi possível adquirir, simultaneamente, os dados da fusão e dos espalhamentos elástico e inelástico para os sistemas estudados. A tabela I, mostra quais foram estas medidas.

Inicialmente, a fim de estabelecer um método de trabalho, medimos detalhadamente e analisamos uma distribuição angular de fusão em 46 MeV para o sistema $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$. Observamos que em $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$ a seção de choque de fusão é apenas 9% do seu valor máximo em $\theta_{\text{LAB}} = 7,5^\circ$ (fig. 9). Além disso, a contribuição da região $\theta_{\text{LAB}} \geq 25^\circ$ para a área total da distribuição é menor que 3%. Por isso, resolvemos medir todas as outras distribuições angulares de fusão até $\theta_{\text{LAB}} = 25^\circ$, o que resultou numa grande economia de tempo de máquina, sem grandes prejuízos à qualidade dos dados.

Em seguida, medimos e analisamos as outras duas distribuições angulares de fusão para o mesmo sistema. Observamos que (nesta faixa de energia):

- a) tanto a forma como a posição do máximo das distribuições angulares variam pouco com a energia (fig. 9); e
- b) a razão entre a área total de uma distribuição angular e o valor de $(d\sigma/d\theta)_{\text{LAB}}$ num dado ângulo também é constante com a energia.

TABELA I - SISTEMATIZAÇÃO DE TODAS AS MEDIDAS EFETUADAS NESTE TRABALHO.

DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DA FUSÃO			
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	$E_{\text{LAB}} = 35 \text{ MeV}$	$2.5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 20^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 46 \text{ MeV}$	$2.5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 40^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 56 \text{ MeV}$	$2.5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 25^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
$^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$	$E_{\text{LAB}} = 38 \text{ MeV}$	$5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 20^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 46 \text{ MeV}$	$5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 30^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 56 \text{ MeV}$	$2.5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 30^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
$^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$	$E_{\text{LAB}} = 54 \text{ MeV}$	$2.5^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 20^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$

FUNÇÕES DE EXCITAÇÃO DA FUSÃO			
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	$\Theta_{\text{LAB}} = 7.5^\circ$	$35 \leq E_{\text{LAB}} (\text{MeV}) \leq 64$	$\Delta E_{\text{LAB}} = 2 \text{ MeV}$
$^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$	$\Theta_{\text{LAB}} = 7.5^\circ$	$34 \leq E_{\text{LAB}} (\text{MeV}) \leq 64$	$\Delta E_{\text{LAB}} = 2 \text{ MeV}$
$^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$	$\Theta_{\text{LAB}} = 7.5^\circ$	$36 \leq E_{\text{LAB}} (\text{MeV}) \leq 64$	$\Delta E_{\text{LAB}} = 2 \text{ MeV}$
$^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$	$\Theta_{\text{LAB}} = 7.5^\circ$	$E_{\text{LAB}} = 35, 45, 52 \text{ MeV}$	

DISTR. ANGULARES DO ELÁSTICO E DO INELÁSTICO			
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	$E_{\text{LAB}} = 46 \text{ MeV}$	$10^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 40^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 56 \text{ MeV}$	$10^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 25^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
$^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$	$E_{\text{LAB}} = 46 \text{ MeV}$	$10^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 60^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 56 \text{ MeV}$	$10^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 60^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
$^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$	$E_{\text{LAB}} = 40 \text{ MeV}$	$10^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 60^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 48 \text{ MeV}$	$10^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 60^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$
	$E_{\text{LAB}} = 54 \text{ MeV}$	$10^\circ \leq \Theta_{\text{LAB}} \leq 30^\circ$	$\Delta\Theta_{\text{LAB}} = 2.5^\circ$

ESPALHAMENTO ELÁSTICO			
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	$E_{\text{LAB}} = 27.5 \text{ MeV}$	$\Theta_{\text{LAB}} = 15^\circ$	—
$^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$	$E_{\text{LAB}} = 25 \text{ MeV}$	$\Theta_{\text{LAB}} = 15^\circ$	—
$^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$	$E_{\text{LAB}} = 25 \text{ MeV}$	$\Theta_{\text{LAB}} = 15^\circ$	—

Este segundo resultado é de uma importância experimental muito grande pois, permitindo medir apenas uma distribuição angular na determinação de toda a função de excitação, resulta numa grande economia de tempo de máquina. Embora este fato seja largamente utilizado na literatura, medimos também três distribuições angulares para o sistema $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$ (fig.10) e constatamos que elas apresentam as mesmas características discutidas acima.

O limite superior em energia destas medidas foi imposto pelas características atuais do acelerador Pelletron, e o limite inferior pelo objetivo deste trabalho: estávamos interessados na investigação dos efeitos que limitam a fusão em energias superiores a 1.2 vezes a energia da barreira coulombiana.

Quatro energias foram repetidas na função de excitação variando a espessura do alvo de ^{27}Al . O intuito era verificar uma possível influência da mesma na retenção de resíduos de fusão com baixa energia pelo alvo. Entre 20 e 70 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ as medidas coincidem dentro do erro experimental. Obviamente, isto não significa que uma partícula ao deixar um alvo mais grosso perca a mesma energia que num alvo fino, nem que resíduos não sejam retidos pelo alvo. Simplesmente sugere que entre estas espessuras investigadas o número de resíduos que não abandonam o alvo não varia, pelo menos dentro da precisão das nossas medidas.

Com o propósito de calcular experimentalmente as seções de choque total de reação, medimos as oito distribuições angulares do espalhamento elástico descritas

na tabela I. Embora o cálculo desejado dependesse basicamente do valor de $\theta_{1/4}$ (quarter-point) de cada distribuição, a maioria delas foi tomada até ângulos bem maiores que $\theta_{1/4}$ para que pudéssemos obter conjuntos de parâmetros de modelo ótico confiáveis nesta região angular.

Salientamos que os espalhamentos elástico e inelástico nos ângulos menores que 30° foram medidos com o telescópio E- Δ E e os maiores com o detector de estado sólido. Por isso repetimos as medidas de alguns ângulos com os dois detetores e verificamos que dentro das incertezas experimentais eles dão resultados coincidentes.

Para os três sistemas, realizamos medidas em energias abaixo da barreira coulombiana para se obter critérios seguros de normalização (seção III.3), além das espessuras dos alvos.

Finalmente, como o ^{12}C constitui o principal contaminante dos alvos, a fusão de $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ foi medida para auxiliar na delimitação, nos espectros E- Δ E, dos resíduos de evaporação provenientes da fusão de ^{14}N com ^{27}Al , $^{28,29}\text{Si}$ (seção III.3).

III-2) PROCESSAMENTO DOS DADOS - ESPECTROS - IDENTIFICAÇÃO

Os dados obtidos com os detetores de estado sólido não requerem nenhum processamento especial e os espectros de energia das partículas coletadas podem ser obtidos em linha. Um espectro do monitor é mostrado na figura 4 e um espectro do outro detetor é mostrado na figura 5. Nota-se que a resolução, da ordem de 200 keV, permite uma boa separação entre os picos elásticos (mesmo no monitor fixo em 15°).

A presença de um elemento pesado no alvo fornece mais um ponto seguro para a calibração destes espectros. Assim, a identificação dos picos se torna bem simples e aqueles de interesse estão assinalados nas figuras 4 e 5.

O processamento dos dados biparamétricos é mais complexo e requer a análise de evento por evento armazenado na fita de dados brutos. Esta análise é feita, atualmente fora de linha, por uma série de códigos desenvolvidos no Laboratório. Inicialmente, realiza-se uma ordenação dos pares (PROGRAMA COMPACT). Estes dados compactados são armazenados em outra fita magnética e serão utilizados tanto na montagem do espectro E-AE (PROGRAMAS PLOTAFIT OU SIMULAVERSATEX) como no cálculo do número de contagens em regiões determinadas deste espectro (PROGRAMAS POLIGO). Do ponto de vista operacional, apenas o código COMPACT apresentou dificuldades quanto ao tempo de execução no IBM 360 (até 50 min de CPU para espectros com altas taxas de ocupa

Figura 4 - Espectro típico do detetor de monitoração para a reação $^{29}\text{Si}(^{14}\text{N}, ^{14}\text{N})^{29}\text{Si}$.

Figura 5 - Espectro de energia do detetor de estado sólido móvel. Estão identificados os cinco primeiros estados excitados do ^{28}Si provenientes do espalhamento inelástico do ^{14}N .

ção). Entretanto, nos foi permitido utilizar o computador IBM 370 do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, que reduziu este tempo por um fator cinco. Todos os dados de $^{28,29}\text{Si}$ foram analisados neste computador.

A figura 6, mostra um espectro biparamétrico graficado pelo programa PLOTAFIT num "plotter" VERSATEX. Cada faixa, da região que denominaremos de "discreta", corresponde a um núcleo de número atômico Z que penetra no telescópio, sendo que a faixa mais intensa se refere ao $Z = 7$ do feixe. Nota-se nesse espectro que a resolução em ΔE decresce à medida que Z aumenta e a energia diminui, sendo que abaixo do canal 64 todas as faixas se juntam. Observamos, também, um grupo distinto com grande perda de energia no gás e baixa energia residual, quando comparadas com o pico elástico.

A identificação dos resíduos nestes espectros foi feita calculando a perda de energia de cada número atômico em função da energia por meio de tabelas empíricas²⁵⁾ e utilizando o pico elástico para calibração. Notamos que até $Z = 13$ existem faixas mais ou menos separadas e que acima de $Z = 13$ é impossível a identificação dos resíduos.

Como o núcleo composto da fusão $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ tem $Z = 13$, podemos afirmar que os resíduos desta reação popularão apenas a região discreta dos espectros, como mostra a figura 7. Já o ^{41}Ca proveniente da fusão $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ poderá, pelo menos em princípio, através da evaporação de partículas se transformar em resíduos com qual-

Figura 6 - Espectro típico do telescópio E- ΔE para a reação $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$.

Figura 7 - Espectro típico do telescópio E-ΔE para a reação $^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$.

quer valor de Z menor que 20. Portanto, a separação destes eventos de interesse com $Z < 13$ daqueles provenientes da evaporação do ^{26}Al seria bastante problemática.

Utilizando o código de evaporação LILITA²⁶⁾ fizemos uma avaliação teórica do número de resíduos provenientes do ^{41}Ca , que populam a região discreta do espectro. A figura 8, mostra o resultado do cálculo para o caso mais desfavorável de nossas medidas, ou seja, com $E_{\text{LAB}} = 64$ MeV quando o ^{41}Ca é deixado com a maior energia de excitação. De um total de 100.000 eventos são previstos pelo programa 879 ($\sim 0.9\%$) com $Z = 13$ e apenas 42 resíduos com $Z = 12$. Portanto, podemos afirmar que o grupo destacado no espectro com $Z > 13$ contém quase integralmente os resíduos de evaporação do ^{41}Ca . É claro que alguns deles podem popular a região discreta do espectro e outros, ainda, podem ser retidos pelo alvo, janela ou gás. Uma avaliação correta do número de partículas que não chegam a ser detetadas é um problema experimental com o qual os experimentadores se debatem ainda hoje.

Resta ainda o problema da identificação impossível na região de energias residuais muito baixas. Não temos outra alternativa senão fazer uma avaliação nesta região, seguindo o comportamento das faixas. Este procedimento certamente introduz uma incerteza neste tipo de medida que discutiremos nas seções seguintes.

Figura 8 - Distribuição da seção de choque total de fusão entre os resí-
duos de evaporação de número atômico Z , calculada pelo código
LILITA.

III-3) CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE ABSOLUTA DE FUSÃO

A seção de choque diferencial de um dado processo (reação ou espalhamento) é definida em "termos experimentais" pela expressão²⁷⁾

$$Y = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{LAB}} N_A N_F \Delta\Omega, \quad (3.1)$$

onde $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{\text{LAB}} \rightarrow$ seção de choque diferencial do processo estudado medida no referencial do laboratório

$Y \rightarrow$ nº de contagens coletadas pelo detetor durante o tempo de exposição

$N_A \rightarrow$ número de partículas, por unidade de área, presentes no alvo

$N_F \rightarrow$ número de partículas do feixe que incidem no alvo durante este tempo de exposição

$\Delta\Omega \rightarrow$ ângulo sólido subtendido pelo detetor.

Como este trabalho trata da comparação de valores absolutos de seções de choque, muito cuidado deve ser tomado com a normalização dos dados. Por isto, efetuamos todos os cálculos utilizando três normalizações mais ou menos independentes: um cálculo direto a partir da expressão 3.1, uma normalização em relação ao monitor e nos espectros onde os picos elásticos estão separados efetuamos, ainda, uma normalização interna de cada espectro. Res

saltamos que uma hipótese permeia todos estes cálculos: nas energias abaixo das barreiras coulombianas e em $\theta_{\text{LAB}} = 15^\circ$ o espalhamento elástico é puramente coulombiano, tanto para o ^{197}Au como para o ^{27}Al e $^{28,29}\text{Si}$.

A) CÁLCULO DIRETO DA EXPRESSÃO 3.1

O número total de partículas do feixe que incidem no alvo durante a exposição é calculado por

$$N_F = \frac{Q_{\text{int}}}{q_e}, \quad (3.2)$$

onde Q_{int} , a carga total incidente no alvo, é obtida a partir de um circuito integrador do feixe. q_e , a carga mais provável das partículas do feixe ao deixarem o alvo, é calculado a partir dos gráficos da ref. 106.

O valor médio do produto da espessura do alvo pelo ângulo sólido subentendido pelo telescópio $E-\Delta E$ pode ser calculado para os três sistemas estudados através das medidas efetuadas em energias abaixo da barreira coulombiana. Ele foi calculado também nas distribuições angulares em $E_{\text{LAB}} = 46 \text{ MeV}$ supondo que em $\theta_{\text{LAB}} = 12.5^\circ$ o espalhamento elástico é puramente coulombiano. Estes valores de $\langle N_A \Delta \Omega \rangle$ estão em boa concordância.

Desta maneira, a seção de choque diferencial de fusão numa dada energia de bombardeio e num dado

ângulo pode ser calculada simplesmente como o número de contagens de fusão no respectivo espectro, dividido por $N_F < N_A \Delta\Omega >$.

B) NORMALIZAÇÃO PELO MONITOR

Devido a uma imprecisão no valor do ângulo do monitor ($\sim 15^\circ$), devemos utilizá-lo de tal maneira que a normalização independa deste valor. A seção de choque diferencial para a fusão na energia E_{LAB} e no ângulo θ_{LAB} é dada por

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{LAB}^{FUS\tilde{A}O} = \frac{Y_F}{Y_M} \times \left\{ \frac{N_{Au}}{N_A} \times \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_T} \times \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M^{Au} \right\} \quad (3.3)$$

onde Y_F = número de núcleos residuais de interesse detectados neste espectro

Y_M = número de eventos correspondentes ao espalhamento coulombiano do ^{14}N no ^{197}Au contados no monitor

N_{Au} = espessura da camada de ouro nos alvos de ^{27}Al ou $^{28,29}Si$

N_A = espessura do alvo de ^{27}Al ou $^{28,29}Si$

$\Delta\Omega_M$ = ângulo sólido subentendido pelo monitor

$\Delta\Omega_T$ = ângulo sólido subentendido pelo telescópio $E-\Delta E$

$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_M^{Au}$ = seção de choque diferencial de Rutherford para o espalhamento de ^{14}N em ^{197}Au em $\theta_{LAB} \sim 15^\circ$ (ângulo de observação do monitor) e E_{LAB} menor que a energia da barreira coulombiana (~ 75 MeV).

Como a expressão 3.3 é válida para qualquer processo (espalhamentos elástico e inelástico, transferências, etc.), podemos calcular o termo entre chaves aplicando-a, por exemplo, para o espalhamento coulombiano puro de ^{14}N em ^{28}Si na energia de 25 MeV, no ângulo de observação $\theta_{LAB} = 15^\circ$ para o telescópio E- ΔE .

$$\{25 \text{ MeV}\} = C(25 \text{ MeV}) = \frac{Y_M^{Au}}{Y_T^{Si}} \times (\frac{d\sigma}{d\Omega})_R^{Si} \quad (3.4)$$

onde $\{25 \text{ MeV}\}$ = valor do termo entre chaves na expressão 3.3 calculado no ângulo do monitor e $E_{LAB} = 25 \text{ MeV}$

Y_M^{Au} = número de eventos do espalhamento coulombiano de ^{14}N em ^{197}Au detetados no monitor

Y_T^{Si} = número de eventos do espalhamento coulombiano de ^{14}N em ^{28}Si detetados no telescópio E- ΔE

$(\frac{d\sigma}{d\Omega})_R^{Si}$ = seção de choque diferencial de Rutherford para o espalhamento de ^{14}N em ^{28}Si calculada para $E_{LAB} = 25 \text{ MeV}$ e $\theta_{LAB} = 15^\circ$ (do telescópio)

O termo entre chaves na expressão 3.3, $C(E_{\text{LAB}})$, apresenta a mesma variação funcional com a energia que a seção de choque diferencial de Rutherford. Portanto, o fator de normalização terá a seguinte dependência com E_{LAB}

$$C(E_{\text{LAB}}) = C(25 \text{ MeV}) \times \left(\frac{25}{E_{\text{LAB}}}\right)^2, \quad (3.5)$$

sendo E_{LAB} dado em MeV.

Finalmente, o cálculo da seção de choque diferencial de fusão na energia E_{LAB} utilizando esta normalização será feito pela expressão

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{LAB}}^{\text{FUSÃO}} = \frac{Y_F}{Y_M} \times C(E_{\text{LAB}}) \quad (3.6)$$

Ressaltamos que no cálculo do fator $C(E_{\text{LAB}})$ em nenhum momento utilizamos explicitamente o valor do ângulo de observação do monitor.

C) NORMALIZAÇÃO INTERNA AOS ESPECTROS

Esta última normalização só foi possível para os espectros de $\theta_{\text{LAB}} \geq 12.5^\circ$, onde os picos elásticos estão separados. Como estamos sempre abaixo da barreira

coulombiana do sistema $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$, podemos considerar o seu espalhamento elástico como puramente coulombiano. Desta maneira, para um dado espectro biparamétrico, podemos es

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{LAB}}^{\text{FUSÃO}} = \frac{Y_F}{Y_{\text{Au}}} \frac{N_{\text{Au}}}{N_A} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^{\text{Au}} \quad (3.7)$$

onde Y_F = número de núcleos residuais de interesse detectados neste espectro

Y_{Au} = número de eventos do espalhamento coulombiano de ^{14}N em ^{197}Au contados no mesmo espectro, ou seja, no telescópio E- Δ E

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^{\text{Au}}$ = seção de choque diferencial de Rutherford para $^{14}\text{N} + ^{197}\text{Au}$ na energia utilizada e no ângulo de medida do espectro.

O cálculo da seção de choque diferencial de fusão é bem mais simples, sendo que a razão N_{Au}/N_A , foi calculada para cada sistema através do espalhamento coulombiano.

Os valores de Y_M da segunda normalização (eq. 3.6) são obtidos diretamente dos espectros multicanais do monitor, enquanto os valores de Y_{Au} da terceira normalização e os $Y_{\text{FUSÃO}}$ são de obtenção um pouco mais elaborada. Nos espectros biparamétricos, obtidos a partir dos dados

já compactados, traçamos uma poligonal envolvendo, por exemplo, a região populada pelos resíduos de evaporação do núcleo composto em estudo. Em seguida o código POLIGOM, conta o número de eventos contidos nesta área delimitada pela curva, fornecendo o valor de Y_F . O mesmo foi feito para a obtenção dos Y_{Au} .

De posse desses valores calculamos, para os três sistemas estudados e com as três normalizações descritas, as seções de choque diferenciais de fusão. Os resultados revelaram que estes três cálculos independentes, dentro das incertezas experimentais, estão em bom acordo.

Entretanto, como estamos interessados na comparação de processos diferentes entre sistemas diferentes, calculamos a seção de choque total de fusão que independe do ângulo e é função apenas da energia. Para calculá-la, partindo da seção de choque diferencial, devemos realizar a seguinte operação

$$\sigma_{FUSÃO} = \int_0^{\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_F 2\pi \sin \theta_L d\theta_L = \int_0^{\pi} \left(\frac{d\sigma}{d\theta} \right)_F d\theta_L \quad (3.8)$$

Do ponto de vista experimental, esta operação significa que para cada energia deveríamos:

- a) medir uma distribuição angular de 0° até 180° ;
- b) calcular $(d\sigma/d\Omega)_F$ para cada ângulo utilizando uma das três normalizações descritas;
- c) multiplicar pelo $2\pi \sin \theta_L$ correspondente para obter $(d\sigma/d\theta)_F$ e

- d) construir um gráfico de $(d\sigma/d\theta)_F$ em função de θ_L , sendo que a área abaixo desta curva é a seção de choque total de fusão nesta energia.

Com o sistema de detecção utilizado este procedimento seria inviável, pois demandaria um número muito grande de horas de máquina e de computador. No entanto, três observações experimentais, mencionadas na seção anterior, reduzem grandemente este trabalho:

- a) acima de $\theta_{LAB} = 25^\circ$ a seção de choque diferencial de fusão é muito menor que o seu valor máximo em torno de 7.5° e tende rapidamente a zero;
- b) tanto a forma como o máximo da distribuição angular variam muito pouco na região de energia investigada e
- c) a razão entre a área total de uma distribuição angular e o valor de $(d\sigma/d\theta)_L$ num dado ângulo também é constante nesta faixa de energia.

Os itens a) e b) acima, sugerem que as medidas não precisam se estender até 180° e o item c) permite que apenas uma distribuição angular seja medida na determinação da função de excitação nesta região de energia.

As distribuições angulares calculadas, são mostradas nas figuras 9, 10 e 11, onde as curvas são apenas guias visuais. O cálculo das áreas foi feito graficamente e o resultado, juntamente com todas as funções de excitação são mostradas nas tabelas II, III e IV.

Figura 9 - Distribuições angulares dos resíduos de evaporação da reação $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$.

Figura 10 - Distribuições angulares dos resíduos de evaporação da fusão de $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$.

Figura 11- Distribuição angular dos resíduos de evaporação da reação $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$.

TABELA II - RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO DA FUSÃO NO SISTEMA $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$.

E_{LAB} (MeV)	$\sigma_{\text{FUSÃO}}$ (mb)	$\Delta\sigma_{\text{F}}$ (mb)	J_{C} ($\hbar$)
35	483	± 34	12.0
36	514	± 36	12.6
38	604	± 42	14.1
40	637	± 45	14.9
42	685	± 55	15.8
46	830	± 58	18.3
50	928	± 65	20.3
52	910	± 64	20.4
56	950	± 66	21.7
58	919	± 78	21.7
60	991	± 79	23.0
63	1008	± 81	23.7

TABELA III - RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO DA FUSÃO NO SISTEMA $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$.

E_{LAB} (MeV)	$\sigma_{\text{FUSÃO}}$ (mb)	$\Delta\sigma_F$ (mb)	J_c ($\hbar$)
34	298	± 21	9.3
36	375	± 26	10.8
38	523	± 37	13.3
40	603	± 42	14.7
42	634	± 44	15.4
44	717	± 50	16.8
46	820	± 57	18.9
48	857	± 60	19.2
50	967	± 68	20.9
52	1013	± 71	21.9
54	1040	± 73	22.6
56	1020	± 71	22.8
58	1108	± 89	24.2
60	1135	± 90	24.9
62	1140	± 92	25.4
64	1150	± 90	25.9

III-3.1) CÁLCULO DAS INCERTEZAS

Um dos grandes problemas das experiências que medem a seção de choque de fusão é a determinação exata das incertezas associadas aos resultados. Os diversos métodos de medidas apresentam contribuições à incerteza total, que só podem ser avaliadas qualitativamente sem qualquer justificativa teórica. Em geral, estas contribuições sequer são mencionadas, levando o leitor a pensar que se trata de dados muito precisos.

As normalizações utilizadas apresentam algumas fontes distintas de incertezas e outras que são comuns. A incerteza associada ao número total de contagens de fusão num espectro, que é o mesmo nas três normalizações, advém de vários fatores:

- i) a incerteza estatística que variou entre 1 e 4%;
- ii) à delimitação dos produtos de fusão nos espectros $E-\Delta E$ está associada uma imprecisão que só pode ser avaliada qualitativamente, uma vez que em baixas energias os resíduos de fusão de interesse misturam-se com aqueles provenientes dos contaminantes do alvo. Esta avaliação foi feita variando a curva de delimitação e observando a variação de Y_F . Dependendo do espectro Y_F oscila entre 2% e 4%;
- iii) no sistema que utilizamos um fator que é desprezado, por acreditá-lo pequeno, é a retenção de resíduos, de evaporação de energia muito baixa pelo alvo, pela janela e pelo gás.

Outra incerteza que é comum às três norma

TABELA IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA FUNÇÃO DE EXCITAÇÃO DA FUSÃO NO SISTEMA $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$.

E_{LAB} (MeV)	$\sigma_{\text{FUSÃO}}$ (mb)	$\Delta\sigma_F$ (mb)	J_c ($\hbar$)
36	415	± 29	11.6
40	690	± 41	14.6
45	766	± 54	17.8
48	830	± 57	19.1
50	842	± 59	19.7
52	903	± 63	20.9
54	957	± 63	21.2
56	973	± 68	22.5
58	1012	± 81	23.4
62	1067	± 91	24.9
64	1049	± 89	25.0

lizações e que só pode ser avaliada é aquela devido a extrapolação da distribuição angular até 180° . A figura 11 indica como foi feita a avaliação que indicou uma incerteza em torno de 3% do valor da seção de choque total de fusão.

O cálculo da seção de choque diferencial de fusão diretamente da equação 3.1 está afetado, ainda, das incertezas no número total de partículas que incide no alvo, N_F , e no valor médio do produto da espessura do alvo pelo ângulo sólido subtendido pelo detetor, $\langle N_A \Delta\Omega \rangle$. Acreditamos que ambas sejam da ordem de 5%. Portanto, a incerteza total da seção de choque total de fusão calculada por este método variou entre 7 e 9%.

A normalização pelo monitor introduz ainda a incerteza estatística de Y_M , número de eventos correspondente ao espalhamento coulombiano de ^{14}N em ^{197}Au detetados pelo monitor, e outra associada à constante de normalização $C(E_{\text{LAB}})$. Os cálculos indicam incertezas da ordem de 3% para estes dois fatores, o que resulta uma incerteza total entre 5% e 7%.

Finalmente, a normalização interna dos espectros é afetada, ainda por 3% da incerteza de $\langle N_A/N_{\text{Au}} \rangle$ e 1% de Y_{Au} , resultando num total entre 5 e 7% de incerteza ao resultado final de $\sigma_{\text{FUSÃO}}$.

III-4) CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL INELÁSTICA

No espectro apresentado na figura 5, estão identificados os cinco primeiros estados excitados do ^{28}Si devido ao espalhamento inelástico do ^{14}N . Em todos os espectros com $\theta_{\text{LAB}} > 15^\circ$ observamos que estes picos já estão separados do pico elástico e que os três primeiros estados excitados representam a maior parte da seção de choque total inelástica.

O cálculo das áreas destes picos pode ser feito sem dificuldades, apenas com o inconveniente de subtrair um fundo, que nesta região tem uma forma bem simples. Como estávamos interessados apenas no cálculo da seção de choque total inelástica, não nos preocupamos em fazer um estudo espectroscópico da reação e somamos a contribuição dos cinco primeiros estados excitados em cada um dos sistemas estudados.

Com a normalização pelo monitor (III-3), calculamos as distribuições angulares no referencial do laboratório mostradas nas figuras 12, 13 e 14. As incertezas associadas a estes valores variam entre 8% e 10%, dependendo da incerteza estatística.

Os valores das seções de choque total inelástica foram obtidos pelo mesmo processo descrito para a fusão e estão mostrados na tabela V.

Figura 12 - Distribuição angular inelástica experimental (soma sobre os cinco primeiros estados excitados). As curvas são apenas guias visuais, e a escala vertical é logarítmica.

Figura 13 - Vide legenda da figura 12.

Figura 14 - Vide legenda da figura 12.

TABELA V - VALORES OBTIDOS EXPERIMENTALMENTE NESTE TRABALHO
PARA AS SEÇÕES DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO, FUSÃO
E INELÁSTICA.

		REAÇÃO	FUSÃO	INEL	OUTRAS
$^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	46 MeV	1080	830 ± 58	86 ± 8	164 ± 60
	56 MeV	1280	950 ± 66	90 ± 9	240 ± 67
$^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$	46 MeV	1090	820 ± 57	100 ± 10	170 ± 60
	56 MeV	1318	1020 ± 71	110 ± 11	188 ± 70
$^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$	40 MeV	902	690 ± 41	70 ± 7	142 ± 45
	48 MeV	1123	830 ± 57	73 ± 7	220 ± 60
	54 MeV	1318	957 ± 63	89 ± 9	272 ± 70

III-5) CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE TOTAL DE REAÇÃO

A seção de choque total de reação para um dado sistema é calculada pela expressão²⁹⁾

$$\sigma_{\text{REAÇÃO}} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell + 1) T_{\ell}, \quad (3.9)$$

onde T_{ℓ} = coeficiente de transmissão da onda parcial

ℓ = momento angular

λ = comprimento de onda no canal de entrada da reação.

Os valores dos T_{ℓ} foram obtidos através da análise das distribuições angulares do espalhamento elástico. O programa OPTICAL MODEL²⁷⁾ calcula a seção de choque elástica supondo um potencial ótico do tipo Wood-Saxon para a parte nuclear da interação e realiza uma pesquisa automática de parâmetros, podendo variar simultaneamente até seis deles. Com este código conseguimos os conjuntos de parâmetros da tabela VI, que fornecem um bom ajuste para todas as energias utilizadas em cada sistema, como pode ser constatado nas figuras 15, 16 e 17.

TABELA VI - PARÂMETROS DO POTENCIAL ÓTICO COMUM A TODAS AS ENERGIAS ESTUDADAS. OS ÍNDICES R, I E C REFEREM-SE, RESPECTIVAMENTE, ÀS PARTES REAL, IMAGINÁRIA E COULOMBIANA DO POTENCIAL, DADOS EM MeV E fm.

	V_R	r_R	a_R	V_I	r_I	a_I	r_C
(a) $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$	21.0	1.35	0.49	7.50	1.35	0.38	1.36
(b) $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$	21.0	1.35	0.49	7.25	1.35	0.38	1.36
(c) $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$	21.0	1.35	0.49	6.00	1.35	0.38	1.36

A figura 18, mostra os coeficientes de transmissão calculados com estes parâmetros e as seções de choque total de reação calculadas com aqueles T_ℓ estão mostradas na tabela V.

Figura 15 - Distribuição angular elástica experimental dividida pela seção de choque de Rutherford. As curvas são ajustes do modelo ótico com os parâmetros da tabela VI.

Figura 16 - Vide legenda da figura 15.

Figura 17 - Vide legenda da figura 15.

Figura 18 - Coeficientes de transmissão obtidos pelo modelo ótico utilizando os parâmetros da tabela VI.

CAPÍTULO IV

O MECANISMO E A TEORIA BÁSICA DAS REAÇÕES ENTRE ÍONS PESADOS

IV-1) O MECANISMO DAS REAÇÕES ENTRE ÍONS PESADOS

As seções de choque total de fusão calculadas experimentalmente nos capítulos anteriores, só têm importância quando comparadas às seções de choque deduzidas teoricamente a partir de hipóteses que se quer testar. Da remos agora uma descrição qualitativa e semiclássica dos diversos mecanismos que contribuem para a seção de choque total de reação entre íons pesados, visando com isto distinguir fenomenologicamente a fusão entre esses mecanismos e introduzir conceitos essenciais para a dedução teórica da seção de choque.

O tratamento quântico completo de uma reação entre íons pesados é um problema de muitos corpos de notável complexidade cuja solução completa ainda não foi vislumbrada pelos físicos teóricos. Entretanto, em energias "intermediárias", estas reações apresentam comprimentos de onda muito menores que as dimensões características dos sistemas²⁹⁻³²⁾ (raio de interação, por exemplo) que permite uma descrição semi-clássica destes processos. Pode-se, então, falar em parâmetro de impacto, trajetória dos íons, bem como tratá-los como partículas. Se por um lado isto facilita a visualização dos mecanismos envolvidos, por outro elimina a possibilidade de extrair qualquer informação microscópica quântica destas discussões. Os modelos semiclássicos^{7,9,10)} descrevem apenas o comportamento médio dos sistemas e qualquer detalhe microscópico que se queira levar em conta deve ser adicionado quali

lativamente^{13,17)}.

Apenas do ponto de vista semiclássico é que podemos fazer uma distinção fenomenológica, segundo o parâmetro de impacto, dos diversos processos que podem ocorrer numa colisão entre íons pesados, como aquela esquematizada na figura 19a. A ordem de grandeza do tempo característico de cada reação³³⁻³⁵⁾ está também indicada. As colisões distantes ($b > b_g$) são o espalhamento elástico e a excitação coulombiana, sendo que a contribuição desta última para $\sigma_R(E)$ é desprezível²⁹⁾ frente a fusão para energias acima da barreira coulombiana.

A força nuclear começa a ser testada, embora fracamente, nas colisões com parâmetro de impacto em torno de b_g . Ocorre aí uma superposição das difusividades das matérias nucleares dos íons, gerando uma força atrativa "suficiente" apenas para a troca de poucos nucleons ou a excitação intrínseca do alvo e do projétil. Este processo ocorre devido à transferência de parte da energia cinética do movimento relativo a esses graus intrínsecos de liberdade, pelas colisões inelásticas entre os nucleons durante a interação, cuja duração é da ordem de 10^{-22} seg. Essas reações são chamadas de diretas (inelástico e transferências) porque o canal de entrada sofre pequenas alterações em massa e energia.

Reduzindo um pouco mais o parâmetro de impacto a colisão se torna mais violenta e a sobreposição de massa será maior, assim como a força atrativa mais intensa. Isto reterá os íons em contato por mais tempo ($\sim 10^{-21}$ seg) formando um "sistema composto", mas que mantém

Figura 19a - Esquema de vários mecanismos possíveis numa interação entre dois íons pesados e os tempos característicos de cada um deles.

19b - Esquema da contribuição de cada onda parcial à seção de choque de reação.

alguma "lembrança" do canal de entrada (fig. 19a). Entretanto, devido ao grande momento angular a força centrífuga sobrepujará a atração nuclear separando os dois íons, havendo transferência de massa e de grande parte da energia cinética do movimento relativo à excitação intrínseca. Embora exista, em geral, uma grande diferença entre o canal de entrada e de saída, estas colisões são chamadas de espalhamento muito inelástico (EMI).

Quando a colisão se processa com $b \gtrsim b_{\text{FIS}}$ a interação e a sobreposição de massa é tão intensa que todos os núcleons são envolvidos e excitados, havendo a formação de um sistema que não guarda nenhuma "lembrança" do canal de entrada (a não ser as grandezas conservadas) chamado de núcleo composto²⁹⁾ (NC). Como nesta região de parâmetros de impacto o momento angular ainda é grande, ele pode provocar uma instabilidade instantânea do NC face à fissão. O seu menor valor para o qual isto acontece é chamado momento angular crítico de fissão (associado a b_{FIS}) que pode ser estimado teoricamente usando uma extensão do Modelo da Gota Líquida³⁶⁻³⁸⁾. Por isso é também conhecido como limite da gota líquida girante (LGLG) e representa o máximo momento angular com o qual o NC conseguiu equilibrar-se e atingir um equilíbrio termodinâmico^{1,39,40)}.

Portanto, colisões com parâmetros de impacto menores que b_{FIS} formarão um NC que é estável face a fissão, com tempo característico muito grande ($\sim 10^{-19}$ seg) e alta energia de excitação (intrínseca + coletiva). Ge-

ralmente este processo é chamado de fusão completa e o resfriamento do NC se dá por emissão de partículas até atingir um limiar, a partir do qual o resíduo de evaporação se desexcita por gamas. Esta é uma colisão totalmente inelástica onde toda a energia no referencial do centro de massa é convertida em excitação intrínseca e coletiva do núcleo composto (conservação da energia) e o momento angular total do canal de entrada é carregado pelo NC, sendo estas, em princípio, as únicas "lembranças" que ele guarda deste canal de entrada.

A importância quantitativa de cada um desses processos na seção de choque total de reação é função da energia e do particular sistema estudado. Por exemplo, em energias "intermediárias" e "baixas" na região de massa que estamos interessados, cálculos da barreira de fissão^{36,38)} mostram que $\ell_{FIS} \gtrsim \ell_g$. Isto é, todo NC formado resultará num resíduo de evaporação e a seção de choque de fissão é desprezível. Sabe-se também que nessas energias a contribuição dos EMI é pequena^{11,28,41)}, sendo que quase toda a seção de choque de reação é dividida entre fusão e as reações diretas. Entretanto, na figura 19b mostramos esquematicamente como se distribuiriam em momento angular⁴²⁾ todos os processos discutidos até aqui, para um sistema hipotético numa energia em que todos eles contribuíssem para $\sigma_R(E)$. É importante ressaltar também que não existe uma nítida separação entre os diversos processos, mas intervalos de momentos angulares onde ocorre a transição de um a outro. Esta é uma correção quântica fenomenologicamente introduzida nos modelos semiclássicos²⁹⁾.

IV-2) DENSIDADE DE NÍVEIS NO NÚCLEO COMPOSTO

Desde que para $A < 54$ a energia de ligação por nucleon aumenta com $A^{29)}$, reações que formam um núcleo composto neste domínio de massa em geral terão Q muito positivo e deixarão este núcleo com alta energia de excitação. Como o número de ondas parciais envolvidas nestas reações é também muito grande, o NC formado poderá ter a uma só vez alta excitação dos graus intrínsecos de liberdade e grande momento angular, ou seja, terá uma densidade de níveis muito grande.

Nos últimos anos tem sido sugerido^{15,16)} que esta densidade de níveis exerce uma influência muito grande na formação desse núcleo composto, limitando a seção de choque de fusão. Para comparar estas hipóteses com os dados experimentais um cálculo teórico da densidade de níveis do NC deve ser feito. Entretanto, nas regiões de alta densidade de níveis, isto só é possível por meio de métodos estatísticos^{39,43)}, pois ela não é bem conhecida. Usa-se uma expressão da densidade de níveis de um gás de Fermi

$$\rho_J = \frac{(2J+1) \exp \left[2(aU)^{1/2} \right]}{12 a^{1/4} U^{5/4} (2\sigma^2)^{3/2}} \exp \left[- \frac{(J + \frac{1}{2})^2}{2\sigma^2} \right] \quad (4.1)$$

$$\text{onde } U = E^* - P(N) - P(Z) \quad , \quad (4.2)$$

$$\sigma^2 = \theta t / \hbar^2 \quad (4.3)$$

$$t = (U/a)^{1/2}, \quad e \quad (4.4)$$

$$\theta = 2/5 MR^2 (1 + 0.31\beta + 0.44\beta^2). \quad (4.5)$$

$P(N,Z) \rightarrow$ energias de emparelhamento dos
prótons e dos nêutrons

$E^* \rightarrow$ energia de excitação do NC ($E_{CM} + Q$)

$\sigma \rightarrow$ parâmetro de "corte do momento angular"

$t \Rightarrow$ temperatura nuclear

$\theta \Rightarrow$ momento de inércia de um corpo rígido com
parâmetro de deformação β , raio R e massa M .

IV-3) LINHA DE YRAST E FORMAÇÃO DO NÚCLEO COMPOSTO

Para um determinado núcleo suportar um momento angular J ele deve possuir uma energia de excitação mínima Y_J . A linha de yrast deste núcleo é aquela que conecta todos estes pontos no diagrama energia de excitação, E^* , versus J . Ela foi inicialmente calculada⁴⁴⁾ a partir do modelo da gota líquida, minimizando a energia total de uma gota esférica com momento angular J e, posteriormente, estendido para formas não esféricas^{36,45)}. A linha de yrast foi também calculada usando o modelo de partículas independente com emparelhamento⁴⁶⁾, um gás de Fermi num poço quadrado⁴⁷⁾ ou num oscilador harmônico⁴⁸⁾,

com um modelo estatístico⁴⁹⁾ e, recentemente, usando o mo
delo de Strutinsky para núcleos girantes¹⁷⁾.

Todos estes modelos fornecem um comporta-
mento do tipo esquematizado na figura 11, que satisfaz
aproximadamente a

$$Y_J = \frac{\hbar^2}{2\theta} J(J+1), \quad (4.6)$$

com $1/2 \theta_{\text{RÍGIDO}} \leq \theta \leq \theta_{\text{RÍGIDO}}$. Em suma, podemos afirmar
que a localização exata da linha de yrast não é bem conhe-
cida. Entretanto, ela é importante na discussão da influ-
ência da densidade de níveis na formação do núcleo compos-
to. Na figura 11 uma linha de população está qualitativa-
mente esquematizada, unindo os pontos que satisfazem a
condição limite de formação do NC: toda a energia no cen-
tro de massa que não é usada para vencer a barreira cou-
lombiana é transferida aos graus coletivos de liberdade.
Portanto, o NC é formado com o máximo momento angular, J_C ,
para esta energia. Esta linha de população seria dada
por²⁹⁾

$$E_{\text{pop}} \cong Q + V_{BC} + \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} J_C (J_C + 1) \quad (4.7)$$

onde μ é a massa reduzida do sistema, Q é o excesso da
massa na formação do NC e V_{BC} é a altura da barreira cou-
lombiana no canal de entrada. Como $E^* = E_{CM} + Q$, os pontos
desta linha satisfazem a relação

$$E_{CM} \cong V_{BC} + \frac{\hbar^2}{2\mu R^2} J_C (J_C + 1), \quad (4.8)$$

Figura 20 - Limitação à formação do núcleo composto devido à linha de yrast.

onde o último termo representa a energia orbital de duas esferas que se tocam e giram com momento angular J_c . Então, abaixo desta linha de população o núcleo composto não pode ser formado, do mesmo modo que abaixo da linha de yrast ele não pode existir. A interpretação da fig. 11 é muito simples: para energias até o ponto de cruzamento E_0 a fusão seria limitada pela linha de população (ou seja, pela barreira coulombiana) e a seção de choque de formação do NC seria aproximadamente igual a seção de choque total de reação (região I na fig. 1); acima de E_0 as características do núcleo composto (linha de yrast) é que limitariam a formação provocando um aumento menos acentuado de $\sigma_F(E)$ em relação a $\sigma_R(E)$ em função do acréscimo de E (região II); e, finalmente, para energias de excitação muito grandes a limitação à fusão seria imposta por características macroscópicas do NC (limite de fissão).

Esta discussão não é válida para sistemas muito pesados ($A_{NC} > 100$) pois em geral $J_{FISSÃO} < J_0$ e a fusão é totalmente limitada pela barreira coulombiana e pela fissão^{42,50}. E mesmo para sistemas leves e de peso médio a linha de população está muito acima da linha de yrast^{11,17}) e alguns sistemas sugerem que características microscópicas dos núcleos no canal de entrada têm influência na limitação da seção de choque de fusão na região II. Portanto, a origem desta limitação ainda não está bem entendida, e a figura 11 é apenas uma maneira fenomenológica de apresentar as linhas de população e de yrast e relacioná-las, genericamente, com a limitação à formação do NC.

IV-4) OS MODELOS

À medida que os dados experimentais vão revelando resultados que fogem das sistemáticas estabelecidas, novos modelos teóricos ou generalizações dos modelos antigos são propostos visando explicar os comportamentos anômalos e propor novas experiências. Esta relação entre a teoria e a prática que gera o desenvolvimento da Ciência se manifesta de maneira muito clara nas pesquisas de fusão nuclear da última década.

Até 1974 todos os dados experimentais disponíveis⁵⁰⁻⁶¹⁾ apresentavam um comportamento idêntico ao da figura 1, onde na região de baixa energia (região I) $\sigma_F(E)$ era parametrizada^{53,54,73)} pela expressão

$$\sigma_F(E) \approx \pi R_B^2 [1 - V(R_B) / E], \quad (4.9)$$

sendo R_B e $V(R_B)$ o raio e a altura da barreira coulombiana. Por outro lado, a região II era parametrizada^{58,60,73)} por

$$\sigma_F(E) \approx \pi R_C^2 [1 - V(R_C) / E] \quad (4.10)$$

onde R_C é a separação mínima que os núcleos devem alcançar para fundirem com esta energia, e $V(R_C)$ é o valor do potencial neste ponto. A busca de um modelo que ajustasse simultaneamente as duas regiões de energia e a zona de transição entre elas resultou no surgimento dos modelos

de Bass^{7,64,65)} e de Glas e Mosel^{9,63,64)}, ambos baseados no potencial de interação entre os íons e, portanto, nas características macroscópicas do canal de entrada. O ajuste dos dados experimentais foi particularmente bom com o modelo de Glas e Mosel usando $R_C = 1.007(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$. Embora, vários sistemas tenham surgido⁶⁶⁾ entre 74 e 76 que exigiam valores muito diferentes de r_C , apenas em 76 este modelo semiclássico e macroscópico definitivamente teve a sua importância relativizada. Sistemas constituídos pelas combinações de ^{12}C e ^{16}O apresentaram oscilações na função de excitação da fusão^{11,67,68)} e alguns sistemas diferindo apenas por um núcleon apresentaram σ_F^{MAX} significativamente diferentes⁶⁸⁻⁷⁰⁾. Estas características indicaram que detalhes de estrutura nuclear assumem um papel importante na fusão, ao contrário do que se acreditava, e abriram horizontes promissores para os estudos de fusão nuclear.

Ao mesmo tempo que as experiências^{3,11,71,72)} procuravam outros sistemas que apresentassem estes fenômenos, a teoria tentava explicar a origem dos mesmos. Em 1978 foram publicadas as primeiras tentativas de explicação das grandes diferenças observadas entre σ_F^M de sistemas que diferiam por poucos nucleons ($^{14}\text{N} + ^{12}\text{C}$ e $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$; e $^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$ e $^{18}\text{O} + ^{12}\text{C}$). O primeiro trabalho que atribuiu a limitação da seção de choque de fusão a características macroscópicas do núcleo composto a ser formado (a linha de yrast) foi devido a HARAR et al.¹²⁾. Deste modo, sistemas com Q diferentes apresentariam $\sigma_F(E)$ distin

tas para uma mesma energia de bombardeio (no centro de massa). No entanto, esta predição não reproduziu totalmente aquelas diferenças.

A outra tentativa⁸⁾ assumia que características macroscópicas do canal de entrada é que limitavam a seção de choque de fusão. Horn e Ferguson trocaram a idéia de um raio crítico⁹⁾ fixo pela hipótese de que deve haver uma certa superposição das densidades de carga nuclear (1.35%) para o sistema fundir. Ajustando vários sistemas eles chegaram a uma expressão universal de relativo sucesso na previsão da seção de choque de fusão. Entretanto, reproduziram apenas 8% de uma diferença de 20% entre σ_F^{MAX} de ^{15}N e ^{14}N em ^{12}C .

Em 1979 Vandenbosch⁷⁴⁾ pela primeira vez atribuiu a limitação da seção de choque de fusão a características microscópicas do próprio núcleo composto. Partindo da hipótese que para ocorrer a fusão o NC deve ser deixado com uma densidade de níveis crítica, ele conseguiu reproduzir a amplitude das estruturas grossas^{67,68)} que aparecem na função de excitação de $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. No entanto, a fase das oscilações calculadas é incorreta e as estruturas finas^{76,77)} não emergem de seu modelo.

Paralelamente a este desenvolvimento das prescrições teóricas vários outros sistemas foram medidos, sendo que o rumo tomado pelas experiências foi no sentido de atingir o limite superior em energia^{3,4)} da região II e comparar nas regiões II e III sistemas diferentes que levam ao mesmo núcleo composto^{11,12,14,78-82)}.

Em 1980 Lozano e Madurga⁷⁵⁾ modificaram o modelo de Horn e Ferguson condicionando a fusão a uma certa sobreposição de massa nuclear ao invés de carga nuclear. Entretanto, apesar de ajustar melhor alguns sistemas, eles não conseguem reproduzir a diferença entre ^{14}N e ^{15}N com ^{12}C . Neste mesmo ano Lee e Arima¹⁵⁾, no sentido de Vandenbosch⁷⁴⁾, atribuíram a limitação da seção de choque de fusão na região II a uma "linha estatística de yrast" do núcleo composto, que nada mais é que a linha de yrast de um rotor rígido esférico de raio fundamental $r_0 = 1.20$ fm e deslocada de 10 MeV para que o NC tenha uma densidade de níveis suficiente para a sua formação. Com estas hipótese eles conseguem um ajuste ruim na magnitude de σ_F^M para vários sistemas¹⁵⁾ mas reproduzem a tendência dos mesmos. Por outro lado, as reações $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B}$ estão totalmente fora das predições do modelo.

Em artigo publicado em 1981 Vandenbosch e Lazzarini¹⁶⁾ aplicam a hipótese de densidade de níveis crítica⁷⁴⁾ a vários outros sistemas e conseguem reproduzir as características das funções de excitação numa larga faixa de energias de bombardeio, embora as diferenças entre $\sigma_F(E)$ de $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$ e $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$ em energias intermediárias não são bem reproduzidas.

Recentemente, Civitarese et al.¹⁰⁴⁾ associaram, qualitativamente, a energia intrínseca mínima ΔQ , com que o núcleo composto é deixado após a fusão, às etapas intermediárias que o sistema popula entre a configuração inicial de dois núcleos separados e a final que é o núcleo

composto equilibrado. Desta maneira, eles conseguiram excelentes ajustes aos valores de σ_F^{MAX} da grande maioria dos sistemas medidos.

Antes de passar a uma breve descrição dos modelos anteriores, que terão suas hipóteses testadas nos nossos sistemas, vamos mencionar dois tipos de cálculos que têm sido usados para descrever a fusão.

O modelo das trajetórias clássicas¹⁰⁰⁾ resolve numericamente as equações do movimento, considerando explicitamente forças dissipativas, que são responsáveis pela captura do alvo e do projétil, pelo potencial de interação. Não existem parâmetros livres nestes cálculos e, para a parte nuclear do potencial de interação, vários tipos têm sido propostos¹⁰⁹⁾: potenciais fenomenológicos, de proximidade, de sobreposição ("folding") e etc.. Embora a magnitude da seção de choque de fusão seja muito sensível ao valor do raio nuclear¹¹⁰⁾, bons ajustes foram conseguidos para as regiões I e II dos dados experimentais de $^{12}\text{C} + ^{27}\text{Al}$, $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$, $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$, $^{16}\text{O} + ^{26}\text{Mg}$, $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$, etc..

Uma tentativa de descrever microscopicamente a dinâmica das colisões entre íons pesados (inclusive a fusão), é o cálculo de Hartree-Fock dependente do tempo. A hipótese física fundamental destes cálculos é que o comportamento de partícula independente dos estados nucleares próximos do equilíbrio, persiste em situações altamente não equilibradas, se a energia de excitação por nucleon é

menor que alguns MeV¹¹¹⁾. Este é um cálculo independente de parâmetros, onde cada nucleon fica sujeito a um campo médio dependente do tempo, gerado pela configuração instantânea de todos os outros nucleons. Apesar das grandes dificuldades computacionais envolvidas, vários sistemas foram calculados e ótimos ajustes aos dados experimentais de fusão obtidos, como para $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ da referência 112.

A) MODELO DE GLAS E MOSEL

O momento angular total no canal de entrada é $\vec{J} = \vec{l} + \vec{S}_1 + \vec{S}_2$, onde $\vec{l}$ é o momento angular orbital e $\vec{S}_1$ são os spins do alvo e do projétil. Como o número de ondas parciais envolvidas numa reação entre íons pesados (em energias acima da barreira) é grande, os spins ge

ralmente são desprezados frente a ℓ e o momento angular total carregado pelo NC é, aproximadamente, ℓ . Portanto, a seção de choque total de fusão pode ser escrita como

$$\sigma_F(E) = \pi/k^2 \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) T_{\ell} P_{\ell} \quad (4.11)$$

onde $T_{\ell} \rightarrow$ são os coeficientes de transmissão através barreira

$P_{\ell} \rightarrow$ probabilidade de ocorrer a fusão nuclear definida como $P_{\ell} = 1$ se $\ell \leq \ell_C$ e $P_{\ell} = 0$ se $\ell > \ell_C$ (aproximação "sharp cut-off"), onde ℓ_C é o máximo momento angular para o qual a fusão pode ocorrer.

O cálculo dos T_{ℓ} envolve, basicamente, a aplicação do método WKB para calcular a probabilidade de penetração numa barreira do tipo

$$V_{\text{eff}}(r) = V_{\text{NUC}}(r) + V_{\text{COU}}(r) + \frac{\hbar^2}{2\mu r^2} \ell(\ell+1) \quad (4.12)$$

onde μ é a massa reduzida, V_{NUC} e V_{COU} são o potencial nuclear e o coulombiano, respectivamente. Entretanto, para se chegar numa expressão analítica fechada esta barreira é aproximada por uma parábola invertida e o cálculo do coeficiente de transmissão é exato

$$T_{\ell} = \{1 + \exp[2\pi(V_{B,\ell} - E_{\text{CM}}) / \hbar\omega_{\ell}]\}^{-1} \quad (4.13)$$

onde E_{CM} é a energia de bombardeio no centro de massa, $\hbar\omega_\ell$ é a largura da barreira e $V_{B,\ell}$ é a altura da barreira dada por

$$V_{B,\ell} = V_B + \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2} \ell(\ell+1) \quad (4.14)$$

sendo R_B e V_B o raio e a altura da barreira com $\ell=0$.

Usando novamente o fato de ℓ_C ser grande, a soma da eq. (4.11) pode ser transformada numa integral, que supondo a largura das barreiras parabólicas constantes resulta

$$\sigma_F(E) \cong \frac{\hbar\omega R_B^2}{2E} \ln \frac{1 + \exp\{2\pi |E - V(R_B)| / \hbar\omega\}}{1 + \exp\left\{\frac{2\pi}{\hbar\omega} \left[E - V(R_B) - \left(\frac{R_C}{R_B}\right)^2 [E - V(R_C)] \right] \right\}} \quad (4.15)$$

onde $R_C = r_C (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ com $r_C = 1.007$ e $r_B = 1.4$. Esta expressão é válida tanto para a região I como para a II e E é a energia de bombardeio no centro de massa.

B) MODELO DA LINHA DE YRAST¹²⁾

Uma maneira de entender a limitação à fusão em energias "intermediárias" pode ser obtida do fato que somente estados com spin menores ou iguais ao estado de yrast do núcleo composto podem ser populados no processo de fusão. A linha de yrast em altas energias de exci-

tação é definida pela expressão

$$E^* = E + Q \cong \frac{\hbar^2}{2\theta} \ell(\ell+1) \quad (4.16)$$

onde θ é o momento de inércia do NC.

Usando a aproximação "sharp cut-off" para a fusão podemos calcular a seção de choque total de fusão por

$$\sigma_F(E) \cong \pi \chi^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_C} (2\ell+1) = \pi \chi^2 \ell_C(\ell_C+1), \quad (4.17)$$

sendo $\chi^2 = \hbar^2/2\mu E$. Das últimas duas expressões resulta

$$\sigma_F^Y(E) \cong \frac{\pi\theta}{\mu} \left(1 + \frac{Q}{E}\right), \quad (4.18)$$

que é válida na região II.

C) MODELO DE HORN-FERGUSON

Foi introduzida uma nova definição de "contato" como alternativa para a distância fixa R_C . Se a distância de máxima aproximação é definida por $D=Z_1 Z_2 e^2/E$, então

$$\sigma_F(E) = \pi \rho(\rho-D), \quad (4.19)$$

onde ρ é definido por

$$\rho = mE + b, \quad (4.20)$$

com m e b constantes. O ajuste de vários sistemas revelou uma forma muito simples para m e b

$$m^{-1} = 18(2.23 - A_{NC}^{1/3}) \text{ MeV/fm}, \quad (4.21)$$

$$b \cong 1.80 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \text{ fm}. \quad (4.22)$$

Estes valores correspondem a definir o "contato" quando houver sobreposição de 1.35% da densidade de carga nuclear.

D) MODELO DE LOZANO E MADURGA

Neste caso uma outra definição de "contato" é introduzida: será a soma dos raios a uma densidade de 0.002 nucleon/fm³. Baseados nas distribuições de massa e nos ajustes dos dados experimentais estes raios são calculados para vários núcleos. O novo valor de m será

$$m^{-1} = 21(2.44 - A_{NC}^{1/3}) \text{ MeV/fm} \quad (4.23)$$

E) LINHA ESTATÍSTICA DE YRAST

Assumindo que o núcleo composto não pode ser formado com temperatura zero e densidade de níveis baixa, a linha estatística de yrast deve ser paralela à linha de yrast com uma energia adicional ΔQ

$$E_{\text{est.}}^* = \frac{\hbar^2}{2\theta} \ell_c (\ell_c + 1) + \Delta Q \quad (4.24)$$

$$\text{com } \theta = \frac{2}{5} M A R^2 \quad \text{e} \quad R = r_o A_{\text{NC}}^{1/3}.$$

Usando a aproximação "sharp out-off", a seção de choque de fusão pode ser expressa (para a região II) por

$$\sigma_F^{\text{est}}(E) \approx (\pi\theta/\mu) [1 + (Q - \Delta Q)/E] \quad (4.25)$$

Esta expressão contém dois parâmetros, ΔQ e r_o , os quais foram calculados por ajustes da região II de vários sistemas resultando que $\Delta Q = (10 \pm 2.5) \text{ MeV}$ e $r_o = (1.20 \pm 0.05) \text{ fm}$.

F) MODELO DA SUPERPOSIÇÃO DE NÍVEIS

Uma condição necessária, fenomenológica e plausível para que a fusão ocorra em energias "intermediárias" é que o núcleo composto tenha níveis sobrepostos pa

ra todo momento angular que pode levar à fusão. Qualitativamente isto leva à condição

$$\Gamma_J/D_J \approx 1 \quad (4.26)$$

onde Γ_J é a largura média dos níveis nucleares do NC e D_J é o espaçamento dos níveis com momento angular J.

Para verificar correção dessa hipótese devemos calcular os valores de $J_c = \ell_c$ que satisfazem a relação $\Gamma_J = D_J$ para uma dada energia e com a eq. (4.16) calcular a seção de choque.

Os valores de Γ são obtidos da correlação de valores empíricos⁸⁶⁾ que incorporam as dependências de Γ com E^* e A, mas negligenciam a dependência com J

$$\Gamma = 14 \exp(-4.96S), \quad (4.27)$$

com

$$S = (A/E^*)^{1/2} \quad (4.28)$$

O cálculo do espaçamento dos níveis $D_J = 1/\rho_J$ é mais difícil porque a densidade de níveis nucleares em altas energias de excitação não são bem conhecidos. Foi usada a expressão estatística para um gás de Fermi (eq. 4.1).

G) MODELO DAS ETAPAS INTERMEDIÁRIAS

Recentemente Civitarese et al.¹⁰⁴⁾ assumiram um outro ponto de vista a respeito da limitação da seção de choque de fusão na região II. Entre o canal de entrada e o núcleo composto o sistema deve passar por uma série de etapas intermediárias (processo de múltiplas etapas), as quais devem ter um papel importante na limitação da $\sigma_F(E)$ em energias "intermediárias".

Calculando os ΔQ da expressão 4.25, para os sistemas leves e de peso médio disponíveis, eles chegaram, ao contrário de Lee e Arima, num valor empírico de ΔQ que depende linearmente da massa do núcleo composto

$$\Delta Q = 0.27 A_{CN} \text{ MeV}, \quad (4.29)$$

e que reproduz o comportamento de σ_F^M da maioria dos sistemas disponíveis.

CAPÍTULO V

DISCUSSÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo, os nossos resultados experimentais serão discutidos e confrontados com uma grande variedade de dados disponíveis na literatura.

A tabela V (pag.48) é um sumário dos resultados experimentais obtidos para as seções de choque total de reação, fusão e inelástica. Na última coluna está indicada a diferença entre a reação e a soma da fusão com o inelástico, que denominamos de "outras" reações. Como nestas energias esperamos que as contribuições do espalhamento muito inelástico e da fissão sejam pequenas (item IV-1), a última coluna deve representar, basicamente, as reações de transferência. Devido à propagação das incertezas experimentais, os valores desta coluna estão afetados de uma incerteza entre 30% e 50%.

Com os valores desta tabela construímos a figura 21, onde deve-se notar que a escala é a mesma para todos os processos, mas a fusão tem a origem deslocada e deve ser lida à direita das figuras.

No sistema $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$ estas medidas não foram feitas nas mesmas energias dos outros dois sistemas, o que poderia dificultar uma comparação entre eles. Entretanto, notamos que as variações das seções de choque entre 48 e 54 MeV são pequenas, se considerarmos as barras de erro. Portanto, para os objetivos desta discussão, podemos supor que em 46 e 56 MeV, as seções de choque para o sistema $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$ serão aproximadamente iguais aos seus valores em 48 e 54 MeV, respectivamente.

Figura 21 - Comparação entre os diversos processos que contribuem para a seção de choque total de reação. (a) valores absolutos e (b) porcentagem de cada um para a reação.

Podemos, então, fazer algumas observações a respeito desses dados, ressaltando que em todas as comparações estaremos levando em conta as incertezas experimentais inerentes àqueles valores:

- 1) essa seção de choque total de reação, calculada a partir do modelo ótico, é a mesma para os três sistemas e nas duas energias investigadas. Além disso, elas concordam com os valores obtidos com a regra do $\theta_1/4$ ("quarter point")²⁹⁾, sugerindo, como para a maioria dos sistemas nesta região de massa, que a seção de choque total de reação é uma grandeza puramente geométrica, no sentido de não refletir a estrutura dos núcleos interagentes (como no caso de ^{16}O em isótopos de Sm^{101});
- 2) a seção de choque total inelástica também é a mesma para os três sistemas e nas duas energias estudadas. Isto talvez seja o reflexo da similaridade dos parâmetros de deformação do ^{27}Al , ^{28}Si e ^{29}Si ;
- 3) a figura 21a, sugere uma preponderância das reações de transferência sobre o inelástico no ^{27}Al e no ^{29}Si . Mas, devido à maneira indireta como as transferências foram obtidas, estas diferenças são menores que meia barra de erro. Entendemos, por isso, que qualquer conclusão neste sentido deve aguardar uma determinação direta, e com maior precisão, de todos os canais de transferência;

- 4) a figura 21b, indica que a porcentagem com que cada um dos três processos (fusão, inelásticos e transferências) participa da seção de choque total de reação, independe do sistema nestas duas energias investigadas. Em particular, as porcentagens

das seções de choque total quasi-elástica (inelásticas+ transferências), representadas por σ_{QE} , são também constantes com a energia nos três sistemas. Este resultado concorda com os resultados da referência 108, onde foi observada a constância da razão $\sigma_{QE}/\sigma_{REAÇÃO}$ numa larga faixa de energia ($1.5 \leq E_{CM}/E_B \leq 3.5$) para o sistema $^{16}O + ^{27}Al$. Este resultado foi interpretado como uma dependência da razão σ_{QE}/σ_R apenas com a geometria da superfície nuclear, em energias acima da barreira coulombiana; e,

- 5) finalmente, gostaríamos de ressaltar um aspecto nas distribuições angulares inelásticas (figuras 13 e 14), que nos parece relevante. Notamos uma irregularidade, bem localizada, nos sistemas $^{14}N + ^{28}Si$ e $^{14}N + ^{29}Si$. Infelizmente, para $^{14}N + ^{27}Al$ os dados são insuficientes e não pudemos observar este efeito que já havia sido notado no sistema $^{16}O + ^{27}Al$ (102). A região angular em que ele ocorre é alimentada por ondas parciais menores que a onda parcial rasante ("grazing"). Acha

mos que este efeito merece um estudo mais detalhado.

Quando aumentamos a energia de bombardeio a partir de um valor em torno da altura da barreira coulombiana, a seção de choque total de fusão de sistemas de peso médio e leves também cresce, mas atinge um valor máximo (σ_F^{MAX}), grosseiramente, em torno de duas vezes a barreira e depois passa a decrescer. Portanto, a função de excitação fornece naturalmente uma grandeza que reflete a rigorosa limitação a que fica sujeita a fusão nestes sistemas. Uma análise comparativa de σ_F^{MAX} pode lançar luz sobre as suas próprias origens, como veremos a seguir.

Observando a figura 24, notamos que $\sigma_F^{MAX}(^{14}N + ^{27}Al) \approx 1020$ mb, $\sigma_F^{MAX}(^{14}N + ^{28}Si) \approx 1170$ mb e $\sigma_F^{MAX}(^{14}N + ^{29}Si) \approx 1060$ mb. O ajuste apresentado indica uma tendência do sistema $^{14}N + ^{28}Si$ sofrer uma limitação num valor superior aos outros dois sistemas, mas, se levarmos em conta as incertezas experimentais, os três σ_F^{MAX} são aproximadamente iguais. Portanto, a comparação apenas destes valores não revela nenhuma influência do canal de entrada na limitação da seção de choque total de fusão.

Por outro lado, se os nossos resultados são inseridos numa ampla sistemática de valores de σ_F^{MAX} , encontraremos sistemas que se comportam de maneira contrária. A figura 22, extraída da referência 104 com a inclusão dos nossos resultados, é a comparação dos σ_F^{MAX} numa larga faix

Figura 22 - Comparação entre os valores máximos da seção de choque total de fusão de vários sistemas. Extraído da ref. 104 com a inclusão de alguns sistemas. As setas destacam os valores obtidos neste trabalho.

xa de massa. A linha cheia é o ajuste do modelo das etapas intermediárias que será discutido no capítulo seguinte e a linha pontilhada é o ajuste do modelo da linha estatística de Yrast que leva em conta o valor do Q de cada reação.

Comparando os sistemas $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ e $^{15}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ (ref. 87), notamos que existe uma variação de 200 mb entre as seções de choque máxima de fusão em favor do $^{15}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, sendo a diferença de tamanho responsável por menos de 10% daquele valor. A linha pontilhada indica que aquela variação também não pode advir dos diferentes valores dos Q das reações. Este comportamento justificaria, à primeira vista, a tese de que o canal de entrada é quem governa a limitação da seção de choque de fusão em energias "intermediárias" (região II).

Entretanto, usando os mesmos projéteis sobre alvos de ^{12}C e ^{16}O , a situação muda. No primeiro caso, ainda existe uma diferença entre os σ_F^{MAX} em favor do sistema $^{15}\text{N} + ^{12}\text{C}$, mas que pode ser devida aos diferentes valores dos Q das reações. No segundo caso, notamos que $\sigma_F^{\text{MAX}}(^{14}\text{N} + ^{16}\text{O})$ é aproximadamente igual a $\sigma_F^{\text{MAX}}(^{15}\text{N} + ^{16}\text{O})$. Ou seja, se naqueles sistemas com ^{27}Al as características do canal de entrada podem estar determinando a limitação da seção de choque de fusão, o mesmo parece não ocorrer com $^{14,15}\text{N} + ^{12}\text{C}, ^{16}\text{O}$.

Levando à frente esta análise e comparando os sistemas $^{16}\text{O} + ^{28,29,30}\text{Si}$, observamos que o acoplamento do primeiro nêutron ao caroço duplamente fechado do ^{28}Si provoca, agora, uma elevação em σ_F^{MAX} , que não é explicada

totalmente pela diferença dos Q . O acoplamento do segundo nêutron ao ^{28}Si não produz nenhuma alteração em F^{MAX} em relação ao primeiro. Novamente, notamos indícios da influência do canal de entrada no valor máximo da seção de choque total de fusão, ocorrendo o mesmo para os sistemas $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{16}\text{O} + ^{28}\text{Si}$ (ver figura).

Dessa análise da figura 22, podemos concluir apenas, que alguns sistemas exibem evidências de que as características do canal de entrada podem estar limitando a formação do núcleo composto, enquanto que em vários outros, esta influência não fica clara.

Outros fatores que poderiam limitar a formação do núcleo composto são as características do próprio núcleo a ser formado. Uma das maneiras de verificar esta influência seria comparar sistemas diferentes, que levam ao mesmo núcleo composto. Esta comparação não é tão direta como no caso anterior, pois requer informações sobre o núcleo composto que, no caso de nossas medidas, devem ser extraídas da função de excitação de fusão.

Para uma dada energia de bombardeio, o máximo valor de momento angular, J_c , que o núcleo composto é deixado após a fusão (do ponto de vista da aproximação "sharp cut off"), pode ser obtido diretamente do valor da seção de choque total de fusão. O método de obtenção de J_c será discutido agora em detalhes e, em seguida, analisaremos a possibilidade do núcleo composto limitar a sua própria formação.

No capítulo anterior, afirmamos que os

spins do alvo e do projétil, em geral, podem ser desprezados devido ao grande número de ondas parciais envolvidas nas reações entre íons de peso médio, em energias acima da barreira coulombiana. Vamos, agora, colocar esta questão de uma maneira quantitativa.

A seção de choque total de fusão numa dada energia é calculada pela expressão¹⁰³⁾

$$\sigma_F(E) = \frac{\pi \chi^2}{(2S_1+1)(2S_2+1)} \sum_{J_C=0}^{J_C} (2J+1) \sum_{S=|S_1-S_2|}^{S_1+S_2} \sum_{\ell=|J-S|}^{J+S} T_{\ell,S}^J P_{\ell,S}^J, \quad (5.1)$$

onde: $S_{1,2}$ = spin do alvo e do projétil

ℓ = momento angular orbital

J = momento angular total

$T_{\ell,S}^J$ = coeficiente de transmissão

$P_{\ell,S}^J$ = probabilidade de ocorrer a fusão.

Quando desprezamos os spins e adotamos uma aproximação do tipo "sharp cut-off" para os $P_{\ell,S}^J$ e $T_{\ell,S}^J$, a aquela expressão se simplifica para

$$\sigma_F(E) \approx \pi \chi^2 \sum_{\ell=0}^{\ell_C} (2\ell + 1) = \pi \chi^2 \ell_C (\ell_C + 1) \quad (5.2)$$

Os dados experimentais nas energias mais baixas utilizadas e a expressão 5.2 fornecem os menores valores do momento angular crítico ℓ_C : 12.0(^{27}Al), 9.3(^{28}Si)

e $11.6(^{29}\text{Si})$. Por outro lado, como o spin do projétil é 1^+ e dos alvos $5/2^+(^{27}\text{Al})$, $0^+(^{28}\text{Si})$ e $1/2^+(^{29}\text{Si})$, teremos que os spins máximos no canal de entrada serão $7/2$, 1 e $3/2$. Estes valores representam, respectivamente, 29%, 10% e 13% dos momentos angulares críticos e, pelo menos nas energias mais baixas, não é claro que eles possam ser desprezados.

Utilizamos o código STATIS¹⁰³⁾ no cálculo da expressão 5.1 para várias energias dos nossos sistemas, onde adotamos uma aproximação "sharp cut-off" para $T_{\ell,S}^J$ e $P_{\ell,S}^J$. Os valores de J_c obtidos foram comparados aos ℓ_c extraídos da equação 5.2. Na situação mais desfavorável ($^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ em $E_{\text{LAB}} = 35$ MeV) a diferença entre eles foi menor que 8% e em $E_{\text{LAB}} = 63$ MeV, para o ^{27}Al , da ordem de 2%. De qualquer maneira, podemos concluir que J_c e ℓ_c são iguais dentro da precisão das medidas e, por simplicidade, utilizamos a equação 5.2 na obtenção de todos os valores de J_c , os quais são mostrados nas tabelas II, III e IV.

Devido à lei de conservação, o núcleo composto deverá carregar todo o momento angular do canal de entrada e J_c será o valor máximo com o qual ele pode ser formado para uma dada energia de bombardeio. A análise de como este valor limite de momento angular varia em função da energia, em sistemas diferentes que levam ao mesmo núcleo composto, pode revelar se as suas características estão limitando o seu próprio processo de formação. As figuras 23 são exemplos desta comparação e algumas informações neste sentido foram obtidas:

(a)

(b) REF. 84

(c) REF. 15

Figura 23 - Comparação entre as linhas de população de sistemas diferentes que levam ao mesmo núcleo composto.

- 1) em "baixas" energias (região I) todos os sistemas apresentam comportamentos retilíneos (rotores rígidos) cujas inclinações, $h^2/2\theta$, são, aproximadamente, iguais ao de duas esferas que se tocam (como a testam as linhas pontilhadas na figura). As extra polações dessas retas até $J_c = 0$, indicam que elas cortariam o eixo vertical em torno de $Q + V_B$, onde os V_B são as alturas das barreiras coulombianas, com $\ell = 0$. Portanto, o comportamento de todos estes sistemas pode ser aproximado por

$$E^* \approx Q + V_B + \frac{h^2}{2\mu R_B^2} J_c (J_c + 1), \quad (5.3)$$

indicando que a barreira coulombiana descrita pela equação 4.8 governa o processo de formação do núcleo composto na região I;

- 2) por outro lado, na região II, de energias "intermediárias", esta tendência é alterada e fatores diferentes da barreira coulombiana devem estar limitando a fusão (linhas cheias). Nas figuras em que os pontos experimentais são coincidentes, o núcleo composto governaria o processo de formação^{89,101}). Naquelas em que isto não ocorre, ou seja, para uma mesma energia de excitação, sistemas diferentes deixam o mesmo núcleo composto com J_c distintos, outros fenômenos devem ser preponderantes na limitação da seção de choque de fusão.

Finalmente, observamos que sistemas há que indicam o canal de entrada como o responsável pela rigorosa limitação imposta à formação de um núcleo composto equilibrado na região II e que, por outro lado, também existem outros que sugerem o núcleo composto como o responsável. Disto podemos concluir apenas que este deve ser um processo dinâmico complexo, para o qual devem concorrer todos os detalhes do canal de entrada e do núcleo composto, e que em alguns sistemas particulares existe a predominância de uns fatores sobre os outros. Que detalhes são estes e por que alguns às vezes se sobressaem? São questões ainda em aberto e que os diversos modelos e parametrizações discutidas no capítulo seguinte tentam desvendar.

CAPÍTULO VI

ANÁLISE DOS DADOS: APLICA- ÇÃO E DISCUSSÃO DOS MODELOS

Os diversos modelos (ou parametrizações) apresentados no capítulo IV serão aplicados aos resultados experimentais deste trabalho e os parâmetros que emergirem dessa análise serão discutidos no interior de uma ampla sistemática destes valores, para que as hipóteses de partida dos modelos possam ser examinadas.

A) MODELO DE GLAS E MOSEL

Quando do surgimento deste modelo, a aplicação da expressão 4.15 para os poucos sistemas estudados oferecia ótimos ajustes aos dados experimentais com $r_C = 1.007$ fm e $r_B = 1.4$ fm. Os autores concluíram, então, que existe uma distância de máxima aproximação dos íons, independente da energia, necessária para que ocorra a fusão entre eles. A linha pontilhada na figura 24 é o cálculo da expressão 4.15 utilizando esta parametrização. Notamos que o ajuste aos nossos pontos experimentais não é bom, especialmente na região II, repetindo o que acontece com a maioria dos sistemas leves e de peso médio.

O procedimento que já se tornou convencional é utilizar a expressão 4.15 de Glas e Mosel sem a parametrização, transformando r_C , r_B , V_C , V_B e ω em variáveis livres a serem determinadas, para cada sistema, por um ajuste da função de excitação experimental. As linhas cheias na fig. 24 atestam a excelente concordância

Figura 24 - Ajustes fornecidos pelo modelo de Glas-Mosele aos dados experimentais deste trabalho com os parâmetros listados na tabela IV.

desses cálculos com os nossos dados, utilizando os melhores conjuntos de parâmetros obtidos (ver tabela VIII).

No entanto, este sucesso deve ser visto com cautela, pois, em geral, as funções de excitação de fusão apresentam um comportamento muito simples e a expressão de Glas e Mosel possui cinco parâmetros livres. Entendemos, por isso, que a justeza das hipóteses sobre as quais ele está calcado deve advir, não apenas da qualidade dos ajustes, mas de uma análise da sistemática desses parâmetros numa larga faixa de sistemas.

A.1) SISTEMÁTICA DOS PARÂMETROS

Na tabela VII encontramos uma grande variedade de conjuntos de parâmetros de Glas e Mosel, entre os quais aqueles obtidos neste trabalho. Salientamos que estes dados estão limitados inferiormente a energias da ordem de 10% a 20% acima da altura da barreira coulombiana e que os parâmetros r_B e V_B são, geralmente, obtidos por extrapolação (fig. 1). Entretanto, nos últimos anos, as medidas da fusão nuclear têm sido estendidas até energias abaixo da barreira coulombiana^{78,80,81,91-99,101} e informações mais precisas daqueles parâmetros podem ser obtidas.

TABELA VII - SISTEMÁTICA DOS PARÂMETROS DO MODELO DE GLAS
E MOSEL ONDE V_B , V_C E $\hbar\omega$ SÃO DADOS EM MeV,
 R_B E r_C EM fm.

	V_B	r_B	V_C	r_C	$\hbar\omega$	Ref.
$^{12}\text{C}+^{11}\text{B}$	5.6	1.50	-2.0	1.20	2	89
$^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$	6.6	1.44	-6.0	1.05	5	12
$^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$	6.7	1.50	-1.9	1.11	2	26
$^{12}\text{C}+^{15}\text{N}$	6.9	1.60	-8.35	1.08	5	12
$^{12}\text{C}+^{16}\text{O}$	8.1	1.58	-10.0	0.93	5	67
$^{12}\text{C}+^{18}\text{O}$	7.5	1.60	-10.0	1.04	5	68
$^{12}\text{C}+^{19}\text{F}$	8.1	1.54	-10.0	1.03	5	68
$^{12}\text{C}+^{27}\text{Al}$	12.5	1.42	-14.0	0.98	5	9
$^{12}\text{C}+^{58}\text{Ni}$	26.0	1.56	0	0.97	5	9
$^{14}\text{N}+^{10}\text{B}$	6.8	1.50	-1.9	1.17	2	5
$^{14}\text{N}+^{13}\text{C}$	6.7	1.50	1.0	1.20	2	13
$^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$	17.0	1.46	0	1.05	5	PRESENTE
$^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$	19.0	1.59	0	1.11	5	PRESENTE
$^{14}\text{N}+^{29}\text{Si}$	18.7	1.46	0	1.06	5	PRESENTE
$^{15}\text{N}+^{27}\text{Al}$	13.3	1.41	0	1.10	5	87
$^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$	6.7	1.50	2.5	1.35	2	4
$^{16}\text{O}+^{11}\text{B}$	7.7	1.50	0.0	1.20	2	11
$^{16}\text{O}+^{24}\text{Mg}$	16.0	1.57	0	1.08	5	71
$^{16}\text{O}+^{26}\text{Mg}$	16.6	1.59	0	1.12	5	71
$^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$	16.0	1.44	-46.3	0.7	5	88
$^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$	17.2	1.44	0	1.11	5	113
$^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$	22.6	1.46	0	1.10	5	90

TABELA VII - CONTINUAÇÃO

	V_B	r_B	V_C	r_C	$\hbar\omega$	Ref.
$^{17}\text{O}+^{10}\text{B}$	6.7	1.50	0.0	1.28	2	19
$^{18}\text{O}+^{24}\text{Mg}$	14.8	1.42	0	1.15	5	71
$^{18}\text{O}+^{27}\text{Al}$	15.6	1.48				94
$^{18}\text{O}+^{28}\text{Si}$	17.2	1.39		1.11	5	113
$^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$	28.3	1.44	8.0	1.01	5	9
$^{32}\text{S}+^{27}\text{Al}$	29.7	1.38	10.0	1.00	5	9
$^{32}\text{S}+^{40}\text{Ca}$	43.5	1.41	30.0	1.00	5	9
$^{35}\text{Cl}+^{27}\text{Al}$	32.0	1.40				73
$^{35}\text{Cl}+^{48}\text{Ti}$	49.2	1.26				73
$^{35}\text{Cl}+^{56}\text{Fe}$	55.1	1.37				73
$^{35}\text{Cl}+^{58}\text{Ni}$	61.8	1.29				73
$^{35}\text{Cl}+^{60}\text{Ni}$	60.5	1.25				73
$^{35}\text{Cl}+^{62}\text{Ni}$	60.6	1.31				73
$^{35}\text{Cl}+^{64}\text{Ni}$	60.0	1.31				73

A.1.1) PARÂMETROS DA BARREIRA COULOMBIANA

Para facilitar a comparação dos parâmetros da barreira coulombiana de sistemas diferentes, eles foram graficados em função de $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$, como mostra a figura 25, onde as linhas pontilhadas representam o comportamento médio dos pontos experimentais. Podemos observar o seguinte:

- 1) a previsão de Glas e Mosel de um $r_B = R_B / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ constante para todos os sistemas não é observada;
- 2) a dependência de R_B com $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$ dos sistemas leves parece diferir daquela exibida pelos pesados mas, nas duas regiões de massa, precebe-se uma regularidade na variação de R_B ;
- 3) os valores obtidos neste trabalho encontram-se na região de transição entre estas duas tendências, sendo que o sistema $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$ acompanharia os leves e $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$ seriam ajustados pela reta média dos pesados; e
- 4) os valores de V_B , normalizados por $Z_1 Z_2 e^2$, apresentam uma dispersão em torno da média, que é maior nos sistemas leves e de peso médio, enquanto que em R_B esta flutuação é maior nos mais pesados.

Figura 25 - Os parâmetros da tabela VII graficados em função de $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$. As curvas mostradas são discutidas no texto. As setas destacam os sistemas medidos neste trabalho.

A.1.2) PARÂMETROS DA REGIÃO DE SATURAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO

Notamos na tabela VII que os valores do raio crítico reduzido, r_c , oscila entre 0.7 fm a 1.35 fm de acordo com o sistema considerado, sem que observemos alguma regularidade nesta variação. Esta constatação invalida a parametrização de Glas e Mosel ($r_c = 1.007$ fm) e as grandes variações observadas, mesmo entre r_c de sistemas próximos ($^{12}\text{C} + ^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{15}\text{N}$ e $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$, etc), sugerem que as hipóteses do modelo devem ser analisadas com cuidado.

O parâmetro V_c , embora varie bastante entre os diversos sistemas, apresenta uma regularidade: mostra uma tendência a valores negativos nos sistemas leves e a valores positivos nos pesados.

Devemos ressaltar que, com exceção dos sistemas leves, grande parte dos valores de r_c e V_c da tabela VII (inclusive os deste trabalho) necessitam uma melhor determinação, através de uma ampliação da faixa de energia estudada, no sentido de se obter uma melhor definição da região II (fig. 1) e, conseqüentemente, daqueles dois parâmetros.

Finalmente, observamos que, embora este cálculo semi-clássico numa barreira coulombiana suposta parabólica tenha previsto a forma do comportamento médio nas regiões I e II de todas as $\sigma_F(E)$ conhecidas, a previsão original de r_c e r_B constantes para todos os siste-

mas não é observada. A falta de regularidade observada no parâmetro r_c e as variações de r_B e V_B com a massa do sistema, devem estar associadas às aproximações contidas neste modelo:

- 1) aproximação parabólica da barreira coulombiana;
- 2) largura e posição ($\hbar\omega_\ell$ e $R_{B,\ell}$) dessa barreira constante para todo momento angular, ℓ ;
- 3) momento de inércia, na região II, igual a μR_C^2 ;
- 4) transformação da somatória 4.11 numa integral para os sistemas leves, onde ℓ_c não é muito grande; e
- 5) representar a interação complexa entre os íons por um potencial médio, cujo único grau de liberdade considerado é a separação entre eles.

B) MODELO DE HORN-FERGUSON

Nas expressões 4.21 e 4.22 notamos que os parâmetros $\underline{m}$ e $\underline{b}$ estão associados ao núcleo composto e ao canal de entrada, respectivamente. Uma redução de 10% em $\underline{m}$ provoca um acréscimo em torno de 5% na seção de choque total de fusão do sistema $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$, na região de energia estudada, enquanto que a mesma variação em $\underline{b}$ produz uma redução de 70% na seção de choque em $E_{\text{LAB}} = 60$ MeV e de 37% em $E_{\text{LAB}} = 38$ MeV. Ou seja, o modelo é muito sensível ao parâmetro do canal de entrada $\underline{b}$.

A figura 26 compara as previsões dessa parametrização com os dados experimentais dos sistemas es-

Figura 26 - Ajustes fornecidos pelos modelos de Horn-Ferguson e Lozano-Madurga aos resultados experimentais deste trabalho. As curvas mostradas são discutidas no texto.

tudados neste trabalho. As linhas tracejadas são os cálculos com os valores previstos empiricamente [$b=1.8(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ fm e $m^{-1}=18(2.23-A_{CN}^{1/3})$ MeV/fm], que fornecem um bom ajuste apenas à região de mais alta energia do sistema $^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$. As linhas cheias mostram que é necessária uma redução de aproximadamente 4% no parâmetro b para que os sistemas $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{N}+^{29}\text{Si}$ sejam ajustados da mesma forma. Não conseguimos reproduzir completamente nenhuma das funções de excitação com este modelo.

No contexto deste modelo, concluiríamos da figura 26 que:

- 1) devido à insensibilidade dos cálculos com m , estes sistemas teriam a fusão na região II governada pelo canal de entrada;
- 2) a sobreposição de carga nuclear necessária para ocorrer a fusão (associada a m e b) nos sistemas $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{N}+^{29}\text{Si}$, requer uma maior aproximação entre os núcleos do que o $^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$, e
- 3) na região de baixas energias, os três sistemas necessitariam uma aproximação ainda maior (menor b) entre os núcleos para que ocorra a sobreposição de carga necessária.

Antes de discutirmos os resultados desta parametrização, vamos apresentar a próxima cujos resultados são semelhantes.

C) MODELO DE LOZANO-MADURGA

Neste caso, a condição necessária para ocorrer a fusão dos núcleos interagentes, não é uma determinada sobreposição de carga nuclear, mas de massa nuclear. Esta mudança de interpretação do processo provoca, apenas, uma alteração no cálculo de $\underline{m}$ (equação 4.23).

As linhas pontilhadas na figura 26 indicam que esta nova parametrização da seção de choque de fusão produz apenas uma pequena alteração em relação à de Horn-Ferguson na região de energias mais altas.

O resultado da aplicação dessas duas parametrizações a outros sistemas^{8,11)} não é muito diferente. As seções de choque de fusão na região I são superestimadas para $^{12}\text{C}+^{13}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C}+^{15}\text{N}$, $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, enquanto que são subestimadas para $^{12}\text{C}+^{19}\text{F}$, $^{18}\text{O}+^{12}\text{C}$, etc. Por outro lado, os valores previstos de σ_F^{MAX} de sistemas como $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$, $^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$, etc., diferem de até 20% dos resultados experimentais, enquanto que em sistemas "vizinhos" a estes ($^{15}\text{N}+^{12}\text{C}$, $^{15}\text{N}+^{27}\text{Al}$, $^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$) isto não acontece.

Portanto, embora consideremos a hipótese de um "contato" dependente da energia um avanço no sentido de amenizar a hipótese rígida do r_c fixo para todos os sistemas, a ausência de regularidade observada nos valores de b dificulta a aceitação das hipóteses de partida dessas parametrizações. Ou seja, outros graus de liberdade, além da sobreposição de massa ou cargas nucleares podem ser relevantes na descrição do processo de fu-

são nuclear.

D) MODELO DA LINHA DE YRAST

Os núcleos compostos oriundos da fusão entre íons leves e de peso médio em energias "intermediárias" têm o momento angular crítico de fissão maior que o momento angular rasante (por exemplo, para $^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$ em $E_{\text{LAB}}=56$ MeV, $l_g \approx 26$ e $l_c^{\text{fissão}}(^{42}\text{Sc}) \approx 45$). Este resultado é, esquematicamente, mostrado na figura 20, a qual sugere que a formação do núcleo composto na região II pode ser governada pelas suas próprias características rotacionais (linha de yrast). Partindo desta hipótese, Harar et al.¹²⁾ deduziram a expressão 4.18, válida somente para a região II, que explicaria as diferenças observadas entre as σ_F^{MAX} de sistemas próximos, pelas diferenças dos Q destes sistemas, já que os momentos de inércia devem ser aproximadamente iguais.

As previsões deste modelo para os sistemas medidos neste trabalho são mostradas na figura 27 (linhas pontilhadas), onde apenas as inclinações das linhas de população (dados experimentais) na região II são aproximadas por elas. Esta parece ser uma característica do modelo, pois, mesmo no artigo de divulgação¹²⁾, ele conseguiu reproduzir a razão das seções de choque máxima de fusão dos sistemas $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ e $^{15}\text{N}+^{12}\text{C}$, mas não seus valores absolutos.

Figura 27 - Ajustes fornecidos pelos modelos de Conjeaud-Harar e Lee-Arima aos resultados experimentais deste trabalho.

Por outro lado, existem alguns pares de sistemas "vizinhos" ($^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$ e $^{15}\text{N}+^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O}+^{28}\text{Si}$ e $^{16}\text{O}+^{29}\text{Si}$, etc.) em que nem a variação relativa de σ_F^{MAX} é prevista pela expressão de Harar. Embora estes resultados tenham mostrado que o processo da fusão na região II não pode ser explicado apenas pela linha de yrast, este modelo teve o mérito de colocar, pela primeira vez, a possibilidade do núcleo composto limitar o seu processo de formação em determinadas energias. Introduzindo uma nova variável e ampliando a visão do processo, Harar et al. abriram caminho para os modelos microscópicos que comentaremos a seguir.

E) MODELO DA LINHA ESTATÍSTICA DE YRAST

Partindo das idéias do modelo anterior e argumentando que o núcleo composto não pode ser formado sobre a linha de yrast, onde a temperatura nuclear é nula e a densidade de níveis muito baixa, Lee e Arima¹⁵⁾ avaliaram a energia de excitação intrínseca mínima, ΔQ , com a qual o núcleo composto deve ser deixado, para que se efetive a fusão entre os dois íons. Aplicando a expressão 4.25 à região II de uma série de sistemas ($A_{\text{NC}} < 80$) e fazendo uma média dos ΔQ obtidos, eles chegaram aos valores empíricos $\Delta Q = (10 \pm 2.5)$ MeV e $r_0 = (1.20 \pm 0.05)$ fm.

As linhas cheias na figura 27 são as linhas estatística de yrast calculadas com os valores mé-

dios $\Delta Q = 10$ MeV e $r_0 = 1.2$ fm. Notamos uma sensível melhora em relação ao modelo de Harar et al. mas, no contexto deste modelo, parece que os núcleos compostos ^{41}Ca ($^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$) e ^{43}Sc ($^{14}\text{N}+^{29}\text{Si}$) necessitam de ΔQ maiores do que o ^{42}Sc ($^{14}\text{N}+^{28}\text{Si}$), como atestam as retas tracejadas da figura. O mesmo ocorre com uma série de sistemas: $^{40}\text{Ca}+^{40}\text{Ca}$, $^{32}\text{S}+^{24}\text{Mg}$, $^{16}\text{O}+^{40}\text{Ca}$, $^{15}\text{N}+^{27}\text{Al}$. Por outro lado, existem outros que requerem valores de ΔQ muito menores que o previsto: $^{16}\text{O}+^{29}\text{Si}$, $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$, $^{15}\text{N}+^{16}\text{O}$, etc.

A linha pontilhada na figura 22 são os cálculos de Lee e Arima dos valores de σ_F^{MAX} para todos aqueles sistemas. Enquanto a tendência é mais ou menos reproduzida, a magnitude chega a diferir de mais de 30% dos dados experimentais, sendo esta discrepância maior nos sistemas mais leves.

Mesmo com resultados não muito satisfatórios, esta parametrização, pela primeira vez, associou de uma maneira qualitativa a limitação à formação do núcleo composto a detalhes microscópicos do processo (densidade de níveis do núcleo formado), constituindo-se em mais um passo no sentido de definir quais as "variáveis" relevantes na descrição da fusão.

F) MODELO DA SUPERPOSIÇÃO DE NÍVEIS

Na mesma linha que o modelo anterior, Van denbosh¹⁶⁾ atribui a características microscópicas do

núcleo composto a limitação da seção de choque de fusão na região II. Numa dada energia de excitação devem existir no núcleo composto níveis sobrepostos ($\Gamma_J \approx D_J$) para todo momento angular que leva à fusão. Como a densidade de níveis numa dada energia diminui com o aumento do momento angular⁴⁰⁾, o valor de J que satisfaz aquela relação, é o último que contribui para a fusão, J_c .

O artigo de divulgação do modelo¹⁶⁾ supõe o núcleo composto como uma esfera rígida de raio reduzido $r_0 = 1.16$ fm. A figura 28 mostra os cálculos para os sistemas estudados neste trabalho utilizando este valor (linha cheia). Notamos que esta prescrição não prevê nem a inclinação da linha de população na região II, que só é ajustada por uma redução muito grande de r_0 .

De um ponto de vista mais geral, a aplicação deste modelo não obteve muito sucesso na previsão das diferenças observadas em σ_F^M e nem dos valores absolutos das seções de choque de fusão da maioria dos sistemas conhecidos. No entanto, este modelo é apresentado⁷⁴⁾ como o único que prevê o período das oscilações na função de excitação de fusão do sistema $^{16}O + ^{16}O$.

G) MODELOS DAS ETAPAS INTERMEDIARIAS

O modelo de Lee e Arima creditou a limitação da seção de choque total de fusão na região II a uma quantidade "extra" de energia, ΔQ , que deveria ser desti

Figura 28 - Ajustes fornecidos pelo modelo de Vandenbosh-Lazzarini aos resultados experimentais deste trabalho (V. texto).

nada à excitação intrínseca do núcleo composto para deixá-lo com uma densidade de níveis conveniente. No entanto, o processo em que se dá esta transferência de energia não é considerado. Civitarese et al.¹⁰⁴⁾ assumiram que a fusão se dá por um processo de múltiplas etapas, as quais seriam responsáveis por aquela transferência. As previsões deste modelo (equações 4.25 e 4.29) para os valores de σ_F^{MAX} para vários sistemas leves e de peso médio são mostrados na figura 22 em linha cheia. Notamos um excelente acordo do cálculo com os valores experimentais, cujo sucesso em relação à linha estatística de yrast (linha pontilhada) é maior nos sistemas mais leves, onde a previsão $\Delta Q=10$ MeV parece ser exagerada. Até as diferenças entre $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$ e $^{15}\text{N}+^{12}\text{C}$, $^{16}\text{O}+^{10}\text{B}$ e $^{12}\text{C}+^{14}\text{N}$ são previstas por esta parametrização.

Por outro lado, alguns sistemas de peso médio não são previstos pelo modelo ($^{14}\text{N}+^{27}\text{Al}$, $^{15}\text{N}+^{27}\text{Al}$, $^{16}\text{O}+^{29}\text{Si}$ e $^{12}\text{C}+^{28}\text{Si}$), mostrando que os ΔQ destes sistemas não seguem a expressão 4.29. No entanto, as hipóteses deste modelo representam mais um passo no sentido de conceber a fusão como um processo dinâmico, em que devem influir, não apenas as características iniciais (canal de entrada) e finais (núcleo composto) do sistema mas, também, como se dá a transformação de uma configuração à outra.

Finalmente, gostaríamos de mencionar que a linha de yrast não é conhecida experimentalmente para altas energias de excitação ($E^* > 30$ MeV) e Diebel et al.¹⁷⁾ mostraram as dificuldades de calculá-la teórica-

mente. No entanto, os modelos da linha de yrast, linha estatística, Vandenbosh e das etapas intermediárias utilizam uma extrapolação e consideram o núcleo composto como um rotor rígido para qualquer energia de excitação abaixo do limite de fissão. Esta aproximação pode introduzir uma incerteza nos valores das seções de choque previstas por eles.

CAPÍTULO VII

COMENTÁRIOS FINAIS
À GUISA DE CONCLUSÃO

Quando optamos por estudar os sistemas $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, $^{28,29}\text{Si}$, eles nos pareciam estimulantes porque permitiriam verificar nessa região de massa ($A_{\text{NC}} \sim 42$), a ocorrência de fenômenos observados àquela época em sistemas mais leves¹¹⁾. Por outro lado, eles apresentavam a inconveniência de não permitir a identificação dos resíduos de evaporação com os aparelhos de medida que utilizávamos. No entanto, estas medidas foram idealizadas e executadas no interior da polêmica internacional em torno da limita-ção da seção de choque total de fusão e, principalmente, foram muito influenciadas por elas. Por isso, medimos a fusão para aqueles sistemas, mesmo sem separar os diversos resíduos de evaporação.

Medimos a função de excitação de fusão para $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$, $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$ e $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$ até a energia máxima disponível para o feixe de ^{14}N ($E_{\text{LAB}} = 64 \text{ MeV}$), com as características atuais do Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo, a qual não é suficiente para a completa determinação da chamada região II destas funções de excitação. Entretanto, foi possível calcular para os três sistemas o valor máximo da seção de choque total de fusão, $\sigma_{\text{F}}^{\text{M}}$, grandeza esta que, juntamente com os valores do momento angular crítico, desempenhou um papel fundamental no debate "núcleo composto versus canal de entrada" da última meia década.

Medimos, também, distribuições angulares dos espalhamentos elástico e inelástico em duas energias para $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$ e em três energias, para

$^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$. Visávamos, com isto, calcular as seções de choque total de reação nestas energias e verificar como ela é distribuída entre os processos de reação nos sistemas estudados.

Os nossos resultados experimentais, primeiramente, foram discutidos e confrontados com uma grande variedade de dados disponíveis na literatura. A comparação dos σ_F^M nesses sistemas revela que, em alguns casos, existem evidências de que o canal de entrada pode estar limitando a formação do núcleo composto na região II (por exemplo $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$). Por outro lado, a comparação das linhas de população de sistemas diferentes que levam ao mesmo núcleo composto revela, apenas, que em alguns pares de sistemas o próprio núcleo composto poderia governar o seu processo de formação ($^{16}\text{O} + ^{40}\text{Ca}$ e $^{32}\text{S} + ^{24}\text{Mg}$, por exemplo), nas duas reações. Mas, em outros pares, como no caso de $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$ e $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$, isto não ocorre.

Os resultados experimentais da fusão foram interpretados do ponto de vista de alguns dos modelos mais importantes na discussão deste tipo de reação e que podem ser, esquematicamente, divididos em: modelos de canal de entrada, modelos de núcleo composto e modelos das etapas intermediárias. Estas análises revelaram que a avaliação de alguns modelos deve passar, além do bom ajuste aos dados experimentais, por um exame da sistemática dos seus parâmetros numa longa faixa de sistemas.

Os modelos de Horn-Ferguson e Lozano-Madurga, assumem um "ponto crítico de contato" dependente da e-

nergia e, com as expressões empíricas propostas, fornecem um bom ajuste apenas à região II de $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$. Permitindo a variação dos parâmetros dos modelos, conseguimos ajustes semelhantes para os sistemas $^{14}\text{N} + ^{17}\text{Al}$ e $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$. Então, do ponto de vista destas parametrizações, a fusão na região II destes sistemas poderia ser limitada pela sobreposição de carga e/ou massa nuclear no canal de entrada. No entanto, a variação aleatória e muito acentuada dos parâmetros b e m , observada entre vários sistemas da literatura, até mesmo entre alguns que diferem por um único nucleon da mesma camada, revelam que os cálculos destes modelos devem ser demasiadamente simples para descrever a fusão entre dois núcleos.

O modelo de Glas e Mosel é, talvez, o mais bem sucedido no ajuste dos dados experimentais, desde que se permita a livre variação dos parâmetros do potencial médio de interação no canal de entrada. Excelentes ajustes são obtidos à função de excitação de fusão de todos os sistemas conhecidos (exceção feita aos sistemas $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ e $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$), incluindo os deste trabalho. Contudo, uma análise dos parâmetros r_c , r_B , V_c e V_B de sistemas numa larga faixa de massa, revela que a previsão original de r_c e r_B constantes não é observada. A falta de regularidade nos valores de r_c e a variação de r_B , V_B e V_c com a massa do sistema, sugerem que as aproximações contidas no modelo devem ser muito rigorosas para fornecer uma descrição deste processo. Portanto, a conclusão que se poderia tirar, à primeira vista, dos ótimos ajustes obtidos com o modelo de Glas-Mosel, de que o potencial médio de in

teração no canal de entrada governaria a fusão nas regiões I e II, é problemática.

Todos os modelos de núcleo composto se aplicam apenas à região II da função de excitação de fusão e predizem que algumas características do núcleo composto é que limita a sua própria formação. A linha de Yrast prevê a inclinação da linha de população, mas os valores absolutos das nossas seções de choque de fusão não são sequer aproximados pelo modelo. Isto ocorre com a grande maioria dos sistemas conhecidos. Ou seja, apenas as características rotacionais do núcleo composto (linha de Yrast) não explicam a saturação da seção de choque de fusão na região II.

A linha estatística de Yrast ajusta o sistema $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$, enquanto $^{14}\text{N} + ^{29}\text{Si}$, ^{27}Al fogem muito das previsões do modelo. Um exame dos valores de ΔQ , numa vasta região de massa, revela uma variação irregular, mesmo entre sistemas diferentes que levam ao mesmo núcleo composto e sistemas que diferem por um único nucleon. Portanto, esta parametrização é, também, insuficiente para explicar a limitação da seção de choque de fusão em energias intermediárias de todos os sistemas.

O modelo da superposição de níveis consegue prever o período das oscilações na função de excitação de fusão do sistema $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$, mas os valores absolutos das seções de choque da maioria dos sistemas conhecidos e, em particular, daqueles apresentados neste trabalho não são reproduzidos por ele. Apenas a condição $\Gamma_J \sim D_J$ no

núcleo composto não é suficiente para justificar a limitação da fusão na região II.

O modelo das etapas intermediárias, consegue prever os valores de σ_F^M da maioria dos sistemas apresentados na figura 22. Mas, alguns sistemas ainda fogem desta prescrição, sugerindo que o cálculo de ΔQ deve ser um pouco mais elaborado para levar em conta todos os sistemas.

Quase todos estes modelos utilizam em seus cálculos o momento de inércia do núcleo composto, que é por eles considerado um rotor rígido para qualquer energia de excitação. No entanto, a linha de Yrast não foi medida experimentalmente até altas energias de excitação¹⁰⁷⁾ (região II) e o seu cálculo teórico apresenta algumas dificuldades¹⁷⁾. Portanto, a extrapolação de rotor rígido na região de altas energias de excitação deve ser considerada com cuidado por todos esses modelos.

Finalmente, o dilema de origem deste trabalho - núcleo composto ou canal de entrada? - nos parece hoje ainda sem solução: dados há que indicam detalhes microscópicos^{4,5,75,83)} ou macroscópicos^{7,10,85)} do canal de entrada como preponderantes na limitação da seção de choque de fusão na região II, enquanto outros sugerem detalhes microscópicos do núcleo composto^{15,16,74,84)} como governantes deste processo. Os vários modelos que surgiram na tentativa de elucidar quais são estes detalhes restritivos, até agora não obtiveram um sucesso absoluto. Por exemplo, o sistema $^{14}\text{N} + ^{28}\text{Si}$ tem a região II ajustada por modelos do núcleo composto e do canal de entrada, enquanto a diferen-

ça observada nos σ_F^M de $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ e $^{15}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ não é explicada por nenhum deles. Acreditamos, hoje, que aquela questão deve ser colocada para cada sistema em particular e a sua resposta, do ponto de vista experimental, passará pelo estudo completo do mesmo: medição das reações diretas e de todo o decaimento do núcleo composto. Só com um controle do processo de formação, desexcitação e do comportamento do núcleo composto nestas situações extremas (alta energia de excitação e altos momentos angulares) poderemos avaliar se existe a predominância de algum detalhe do processo, de tal monta, que ele possa ser responsabilizado pela limitação da seção de choque total de fusão nas energias intermediárias.

REFERÊNCIAS

- 1) M. LEFORT, J. Phys. (Paris) Colloq. Suppl. II, 37, C5 (1976).
- 2) U. MOSEL, in Proceedings of the International Conference on Nuclear Interactions, Canberra, Austrália, edited by B.A. Robson (Springer, 1978). pg. 185.
- 3) R.G. STOKSTAD et al., Phys. Lett. 70B (1977) 289.
- 4) J. GOMES DEL CAMPO et al., Phys. Rev. Lett. 43, 26 (1979).
- 5) M.E. ORTIZ et al., Phys. Rev. C 25, 1436 (1982).
- 6) R.L. PARKS et al., Nucl. Phys. A348, 350 (1980).
- 7) R. BASS, Phys. Rev. Lett. 39, 265 (1977).
- 8) D. HORN and J.A. FERGUSON, Phys. Rev. Lett. 41, 1529 (1978).
- 9) D. GLAS and U. MOSEL, Nucl. Phys. A237, 429 (1975).
- 10) J. GALIN et al., Phys. Rev. C9 , 1018 (1974).
- 11) D.G. KOVAR, Phys. Rev. C20, 1305 (1979) and references.
- 12) M. CONJEAUD et al., Nucl. Phys. A309, 515 (1978).
- 13) J.P. WIELECZKO et al., Phys. Lett. 93B, 35 (1980).
- 14) F. SAINT-LAURENT et al., Nucl. Phys. A327, 517 (1979).

- 15) S.M. LEE and A. ARIMA, Phys. Rev. Lett. 45, 165 (1980).
- 16) R. VANDENBOSH and A.J. LAZZARINI, Phys. Rev. C23,
1074 (1981).
- 17) M. DIEBEL et al., Nucl. Phys. A333, 253 (1979).
- 18) J.F. MATEJA et al., Phys. Rev. C25, 2963 (1982).
- 19) Y.D. CHAW et al., Phys. Rev. C25, 1410 (1982).
- 20) A. SZANTO DE TOLEDO, Revista Brasileira de Física, Vol.
Especial (1981).
- 21) O. SALA and G. SPALEK, Nucl. Instr. & Meth., 122, 213
(1974).
- 22) A.P. LAWRENC et al., Nucl. Instr. & Meth., 32 (1965)
357.
- 23) D. PEREIRA et al., Revista Brasileira de Física, Vol.
8, 165 (1978).
- 24) M.M. FOWLER et al., Nucl. Instr. & Meth. 124, 341 (1975).
- 25) L.C. NORTHCLIFFE and R.F. SCHILLING, Nucl. Data Tables
A7 (1970) 233.
- 26) J. GOMES DEL CAMPO et al., Phys. Rev. C19, 2170 (1979).
- 27) E. CREMA, Tese de Mestrado, IFUSP, (1979).
- 28) J. WILCZYNSKI et al., Nucl. Phys. A244, 147 (1975).
- 29) W. NORENBURG and H.A. WEIDENMULLER, Lect. Notes Phys.
51 (1976).

- 30) K.W. Mc VOY, Esc. Latino-Americana de Física, México (1977).
- 31) J.S. BLAIR, Phys. Rev. 95, 1218 (1954).
- 32) P.E. HODGSON, Nuclear Reaction and Nuclear Structure, Oxford (1971).
- 33) D.K. SCOTT, Notas de Física, Vol.1, nº 5 (1978) México.
- 34) Heavy Ions Collisions, Vol. 1 e 2, ed. R. Bock (1979) North Holl. Publ. Co.
- 35) D.K. SCOTT, Adriatic Europhysics Conference, Hvar, Yugoslávia (1981).
- 36) S. COHEN et al., Proc. of the Third Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Berkeley (1963).
- 37) W.J. SWIATECKI, J. de Physique 33 (1972) C5-45.
- 38) S. COHEN et al., Ann. Phys. (N.Y.) 82 (1974) 557.
- 39) T. ERICSON, Nucl. Phys. 17 (1960) 250.
- 40) J.M. BLATT and V.F. WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics, (1952).
- 41) J. WILCZYNSKI et al., Nucl. Phys. A216 (1973) 386.
- 42) M. BLAN and F. PASIL, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 303.
- 43) A. GILBERT and A.G.W. CAMERON, Can. J. Phys. 43 (1965) 1446.
- 44) R. BERINGER and W.J. KNOX, Phys. Rev. 121 (1961) 1195.

- 45) S. COHEN et al., Ann. Phys. (N.Y.) 82 (1974) 557.
- 46) J.R. GROVER, Phys. Rev. 157 (1967) 832.
- 47) D. SPERBER, Phys. Rev. 130 (1963) 468.
- 48) D. SPERBER, Phys. Rev. 138 (1965) 1028.
- 49) D.W. LANG, Proc. of the Third Conf. on Reactions
between Complex Nuclei, Berkeley (1963).
- 50) F. PASIL, preprint (OR-NL-TM-4599) 1974.
- 51) J.B. NATOWITZ et al., Phys. Rev. C 6, 2133 (1972).
- 52) J.B. NATOWITZ et al. Phys. Rev. Lett. 31, 643 (1973).
- 53) M. LEFORT et al., Riv. Nuovo Cimento 4, 1 (1974).
- 54) J. GALIN et al., Phys. Rev. C 9 1113 (1974).
- 55) A.M. ZEBELMAN and J.M. MILLER, Phys. Rev. Lett. 30,
27 (1973).
- 56) A.M. ZEBELMAN et al., IAEA Report N° IAEA/SM-174/67
(1973).
- 57) H.H. GUTBROD et al., Nucl. Phys. A213 (1973) 267.
- 58) M. BLAN and F. PLASIL, Phys. Rev. Lett. 29 (1972) 303.
- 59) F. PÜHLHOFER et al., Nucl. Phys. A191 (1972) 561.
- 60) M. LEFORT, in Classical and Quantum Mechanical Aspects
of Heavy Ion Collisions, ed. by H.L. HARNEY et al.
(Springer-Verlag, 1975) 275.

- 61) H. GAUVIN et al., Phys. Lett. 58B (1975) 228.
- 62) D. GLAS and U. MOSEL, Phys. Lett. 49B, 301 (1974).
- 63) D. GLAS and U. MOSEL, Phys. Rev. C 10, 2620 (1974).
- 64) R. BASS, Phys. Lett. 47B, 139 (1973).
- 65) R. BASS, Nucl. Phys. A231, 45 (1974).
- 66) R.L. KOZUB et al., Phys. Rev. C11, 1497 (1976).
- 67) P. SPERR et al., Phys. Rev. Lett. 36, 405 (1976).
- 68) P. SPERR et al., Phys. Rev. Lett. 37, 321 (1976).
- 69) S. HARAR, in Colloque Franco-Japanais de Spectroscopie Nucleaire et Reactions Nucleaire, Japan, edited by Y. SHIDA, 191 (1976).
- 70) D.G. KOVAR, in Proceedings of the Symposium on the Macroscopic Feature of Heavy Ion Reactions and the Pre-equilibrium Processes, Japan, edited by H. KAMITSUBO and M. ISHIHARA, 18 (1977).
- 71) S.L. TABOR et al., Phys. Rev. C 16, 673 (1977).
- 72) Z.E. SWITOWSKI et al., Nucl. Phys. A279, 502 (1977).
- 73) W. SCOBEL et al., Phys. Rev. C 14, 1808 (1976).
- 74) R. VANDENBOSCH, Phys. Lett. 87B, 183 (1979).
- 75) M. LOZANO and G. MADURGA, Phys. Lett. 90B, 50 (1980).
- 76) P. TARAS et al., Phys. Rev. Lett. 41, 840 (1978).

- 77) J.J. KOLATA et al., Phys. Rev. C16, 408 (1976).
- 78) J.J. KOLATA et al., Phys. Rev. C 19, 2237 (1979).
- 79) B. FERNANDEZ et al., Nucl. Phys. A306, 259 (1978).
- 80) I. TSERRUYA et al., Phys. Rev. C18, 1688 (1978).
- 81) I. TSERRUYA et al., Phys. Rev. C21, 1864 (1980).
- 82) J.L.C. FORD JR et al., Bull. Am. Phys. Soc. 24, 570
(1979).
- 83) J.F. MATEJA et al., Phys. Rev. C 25, 2963 (1982).
- 84) Y.D. CHAN et al., Phys. Rev. C 25, 1410 (1982).
- 85) D. GLAS and U. MOSEL, Phys. Lett. 78B, 9 (1978).
- 86) D. SHAPIRA et al., Phys. Rev. C10, 1063 (1974).
- 87) F. PROSSER et al., Phys. Rev. C21, 1819 (1980).
- 88) B.B. BACK et al., Nucl. Phys. A285, 317 (1977).
- 89) J.F. MATEJA et al., Phys. Rev. Lett. 47, 311 (1981).
- 90) S.E. VIGDOR, in Proceedings of the Symposium on
Macroscopic Features of Heavy-Ion Collisions, ANL,
Report No. ANL/PHY-76-2 (1976).
- 91) R.G. STOKSTAD et al., Phys. Rev. Lett 41, 465 (1978).
- 92) M.S. HUSSEIN et al., Phys. Rev. C 21, 772 (1980).
- 93) M. BECKERMAN et al., Phys. Rev. Lett. 45, 1472 (1980)

- 94) Y. EISEN et al., Nucl. Phys. A291, 459 (1977).
- 95) R.A. DAYRAS et al., Nucl. Phys. A265, 153 (1976).
- 96) M. MAZARAKIS et al., Phys. Rev. C7, 1280 (1973).
- 97) Z.E. SWITKOWSKI et al., Nucl. Phys. A279, 502 (1977).
- 98) B. CUJEC et al., Nucl. Phys. A266, 461 (1976).
- 99) H. SPINKÄ et al., Nucl. Phys. A233, 456 (1974).
- 100) J.R. BIRKELUND et al., Phys. Rep. 56 (1979) 107.
- 101) R.G. STOKSTAD, in XIII International Summer School in Nuclear Physics, Mikolajki, Poland, (1980).
- 102) D. PEREIRA, Tese de Doutorado, não publicada.
- 103) R.G. STOKSTAD, Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, Internal Report nº 52 (1972).
- 104) O. CIVITARESE et al., Preprint IFUSP, nº 365 (1982).
- 105) K. DANESHVAR et al., Phys. Rev. C25 (1982), 1342.
- 106) J.B. MARION et al., North-Holland Publishing Co. Amsterdam (1968).
- 107) E.M. SZANTO, Tese de Doutorado, IFUSP (1982).
- 108) J.C. ACQUADRO et al., Phys. Lett. 100 B (1981) 381
- 109) W.U. SCHRÖDER et al., Ann. Rev. Nucl. Sci. 27 (1977) 465.

- 110) J.R. BIRKELUND et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1123.
- 111) K.T.R. DAVIES et al., Phys. Rev. C23 (1981) 2042 e referências.
- 112) K.R.S. DEVI et al., Phys. Rev. C23 (1981) 2062.
- 113) R.RASCHER et al., Phys. Rev. C20 (1979) L028.