Depositada em 30/06/87

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**MEDIDA DA SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO DO SISTEMA $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ E
CONSTRUÇÃO DE UMA CÂMARA DE IONIZAÇÃO SENSÍVEL À POSIÇÃO**

NEMITALA ADDED

Dissertação submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.

SBI-IFUSP

305M810T0995

Orientador:

Prof.Dr. ALEJANDRO SZANTO DE TOLEDO

SÃO PAULO
1987

[Signature]

H. Aguado

*Emilio José Velasco
Parras*

539.7
A 223m

M
Ex 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Added, Nemitala

Medida da seção de choque de fusão ~~para o~~ ^{de} sistema
 $^{10}\text{B} + ^{18}\text{O}$ e construção de uma câmara de ionização sen-
sível à posição. São Paulo, 1987.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Pau-
lo. Instituto de Física. Departamento de Física Nu-
clear.

Área de Concentração: Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Alejandro Szanto de Toledo

Unitermos: 1. Fusão completa; 2. Câmara de ionização.

USP/IF/SBI - 18/87

de l'année 1880

Le 1er janvier 1880, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 10,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1881, de 2,000 en 1882, de 3,000 en 1883, de 4,000 en 1884, de 5,000 en 1885, de 6,000 en 1886, de 7,000 en 1887, de 8,000 en 1888, de 9,000 en 1889, et de 10,000 en 1890.

Le 1er janvier 1890, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 20,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1891, de 2,000 en 1892, de 3,000 en 1893, de 4,000 en 1894, de 5,000 en 1895, de 6,000 en 1896, de 7,000 en 1897, de 8,000 en 1898, de 9,000 en 1899, et de 10,000 en 1900.

Le 1er janvier 1900, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 30,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1901, de 2,000 en 1902, de 3,000 en 1903, de 4,000 en 1904, de 5,000 en 1905, de 6,000 en 1906, de 7,000 en 1907, de 8,000 en 1908, de 9,000 en 1909, et de 10,000 en 1910.

Le 1er janvier 1910, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 40,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1911, de 2,000 en 1912, de 3,000 en 1913, de 4,000 en 1914, de 5,000 en 1915, de 6,000 en 1916, de 7,000 en 1917, de 8,000 en 1918, de 9,000 en 1919, et de 10,000 en 1920.

Le 1er janvier 1920, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 50,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1921, de 2,000 en 1922, de 3,000 en 1923, de 4,000 en 1924, de 5,000 en 1925, de 6,000 en 1926, de 7,000 en 1927, de 8,000 en 1928, de 9,000 en 1929, et de 10,000 en 1930.

Le 1er janvier 1930, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 60,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1931, de 2,000 en 1932, de 3,000 en 1933, de 4,000 en 1934, de 5,000 en 1935, de 6,000 en 1936, de 7,000 en 1937, de 8,000 en 1938, de 9,000 en 1939, et de 10,000 en 1940.

Le 1er janvier 1940, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 70,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1941, de 2,000 en 1942, de 3,000 en 1943, de 4,000 en 1944, de 5,000 en 1945, de 6,000 en 1946, de 7,000 en 1947, de 8,000 en 1948, de 9,000 en 1949, et de 10,000 en 1950.

Le 1er janvier 1950, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 80,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1951, de 2,000 en 1952, de 3,000 en 1953, de 4,000 en 1954, de 5,000 en 1955, de 6,000 en 1956, de 7,000 en 1957, de 8,000 en 1958, de 9,000 en 1959, et de 10,000 en 1960.

Le 1er janvier 1960, le nombre des habitants de la commune de Saint-Étienne était de 90,000. Ce chiffre a augmenté de 1,000 en 1961, de 2,000 en 1962, de 3,000 en 1963, de 4,000 en 1964, de 5,000 en 1965, de 6,000 en 1966, de 7,000 en 1967, de 8,000 en 1968, de 9,000 en 1969, et de 10,000 en 1970.

A meus pais

Agradecimentos

Ao Prof.Dr. Alejandro Szanto de Toledo, pela orientação amiga e segura, bem como pelo incentivo constante na realização deste trabalho.

Ao Prof.Dr. Oscar Sala, pelo esforço realizado no aperfeiçoamento do laboratório e por ter colocado à minha disposição todos os equipamentos necessários.

Ao pessoal do grupo, Eloisa, Nelson, Melayne, James, Roberto, "Espanhol", Valdir, Cecília, Lorival pela amizade e pela colaboração na tomada de dados.

A Melayne, em especial, pela cuidadosa confecção dos alvos utilizados neste trabalho

Aos meus dois grandes amigos Márcio e "Careca", pela sua amizade e incentivo constante tanto na execução deste trabalho como fora dele.

Ao Juan Carlos, pelas discussões esclarecedoras a respeito da câmara de ionização, bem como pela amizade.

Ao Udo Schnitter, pela dedicação no trabalho de manutenção do acelerador.

Ao Adilson Teles, Fábio e Paulão pela dedicação no desenvolvimento de programas, bem como pela boa vontade sempre demonstrada durante a duração deste trabalho.

A todo o grupo de operadores, pela colaboração e paciência sempre demonstradas.

Ao pessoal técnico das oficinas mecânica, eletrônica e Van der Graff, devo muito deste trabalho, pois sua colaboração, amizade e incentivo foram decisivos neste trabalho.

Ao João Carlos, pela confecção dos desenhos, bem como pela amizade.

Finalmente, à Fapesp, pelo apoio financeiro.

RESUMO

O processo de fusão completa foi investigado para a reação $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ dentro do intervalo de energia de bombardeio $29,0 \text{ Mev} < E_{\text{LAB}} < 72,0 \text{ Mev}$, no intervalo angular $5^\circ < \theta_{\text{LAB}} < 27^\circ$. Para esta finalidade foi desenvolvida e construída uma câmara de ionização sensível à posição de alta resolução. Resultados experimentais comparados com previsões de modelos e sistemáticas encontradas na literatura permitem rejeitar a limitação pelo núcleo composto para a seção de choque de fusão em energias até aproximadamente cinco vezes a barreira coulombiana. Ajustes das intensidades relativas elementares por cálculos em base ao modelo estatístico revelam uma difusividade considerável das seções de choque parciais de fusão no espaço de momento angular.

Análises sistemáticas das alturas (V_B) e raios da barreira de fusão (R_B) para núcleos vizinhos sugerem uma grande importância da difusividade da matéria nuclear na competição entre os processos de fusão e quasi-elásticos. Cálculos dentro deste contexto foram realizados.

ABSTRACT

The $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ fusion reaction has been investigated within the bombarding energy range of 29,0 Mev (E_{LAB}) 72,0 Mev, covering the 5° (θ_{LAB}) 27° angular range. For this purpose, a high resolution position sensitive ionization chamber has been developed and constructed. Experimental results compared to model predictions and experimental systematics found in the literature allows to reject compound nucleus limitation to the fusion cross section up to energies as high as five times the coulomb barrier. Statistical model fits to the residues elementary distributions reveal a quite diffuse partial fusion cross section in the angular momentum space.

Systematic analysis of fusion barrier height (V_B) and radius (R_B) for neighbouring nuclei point out the importance of the nuclear matter difuseness in the competition between the fusion and quasi-direct process. Calculations within this framework were performed.

Introdução para leigos

Cada vez mais os profissionais dos mais diversos ramos se vem obrigados a se especializar numa determinada parte de sua atividade a fim de melhorar sua condição dentro de sua empresa. Estas especializações levam, na maior parte das vezes, à utilização de uma linguagem nem sempre acessível a outras pessoas que não tenham ligação com este ramo. No caso dos físicos esta linguagem é ainda mais inacessível, pois lidamos com fenômenos da natureza que a maioria da população desconhece. A análise destes fenômenos levam ao surgimento de conceitos novos e muitas vezes na criação de novo vocabulário. Assim sendo, com a finalidade de explicar o objetivo deste trabalho, procuramos construir uma imagem que envolva fatos corriqueiros na vida das pessoas.

A maneira mais fácil de se entender uma reação nuclear é compará-la a um jogo de bilhar. Neste jogo uma bola é atirada contra outra, através do impulso dado por um taco, de maneira que a segunda bola seja coletada por uma das várias caçapas. Na comparação com uma reação nuclear as bolas são os núcleos envolvidos na reação (alvo e projétil), enquanto que o taco e as caçapas simulam o acelerador e os detetores respectivamente.

Para uma melhor compreensão dos processos que ocorrem durante uma reação nuclear deve-se imaginar que as bolas de bilhar são como bolas de ping-pong cheias de um material adesivo (cola), no qual existem vários grãos de milho para pipoca. O número de grãos define os elementos que se deseja estudar. Assim, no nosso jogo, este tipo de bola é atirado contra outra de maneira que atinja esta em várias regiões diferentes, ou seja, que o choque provocado possa ser tanto frontal como de raspão. Estas várias regiões podem ser associadas ao parâmetro de impacto (ou momento angular) da reação. Além disso, a primeira bola pode ser impulsionada com várias velocidades (energia) pelo taco proporcionando-nos o que chamamos o estudo da função de excitação do processo (variação com a energia).

Assim sendo, o estudo daquilo que possa ocorrer com as bolas durante o tempo da colisão é associado a determinado processo na reação nuclear. Vejamos então como simular estes diversos processos. Se as cascas destas bolas de ping-pong aguentam o choque e não se quebram durante a colisão, isto significa que nenhuma energia foi perdida, e portanto, a quantidade de bolas nas diversas caçapas nos fornecerão informações sobre o espalhamento elástico da colisão estudada. Se estas cascas se quebram isto significa que uma parte da energia foi perdida, ou melhor, transformada para outra forma. Esta quebra também pode se dar de várias maneiras. Por exemplo, a casca pode se quebrar ou deformar mas continuar junta com o resto do sistema, como

no caso quando se está descascando um ovo; bate-se o ovo contra uma superfície dura (uma mesa) para depois retirar os pedaços da casca. No nosso caso, no entanto, quando se quebra a casca aquece-se a cola. O aquecimento da cola reconstitui a casca como era no princípio. Assim podemos associar que a energia perdida na colisão foi transferida tanto para a quebra quanto para a reconstituição da casca de uma das bolas, ou mesmo, das duas. A quantidade de bolas que são provenientes deste tipo de colisão nos fornecerão informações a respeito do processo que chamamos de espalhamento inelástico.

O processo que nos motivou neste trabalho é o que chamamos de "fusão completa", que dentro do jogo de bilhar pode ser entendido da seguinte maneira. Durante a colisão das bolas as duas cascas se quebram de tal maneira que a parte interior (cola + grãos de milho) das duas bolas se tocam, juntando-se uma a outra. Isto pode ser associado ao que chamamos de vencer a barreira coulombiana e centrífuga do sistema. Neste caso, a cola é aquecida a tal temperatura que os grãos de milho começam a "pipocar". Assim, no final da colisão na qual se forma somente uma bola, o número de grãos de milho dentro desta bola final (cola já fria) é menor do que o número inicial que corresponde a soma dos grãos de milho das duas bolas. A quantidade de bolas nas caçapas nos fornecem detalhes do processo de fusão completa. Nosso enfoque neste trabalho foi o de tentar explicar como ocorre a quebra da casca, a partir do número de bolas

capturadas nas várias caçapas em função do número residual de grãos de milho. Ou seja, estamos tentando entender a dinâmica do processo de fusão completa.

índice

I - Introdução	1
II - A experiência	10
II.1 - Arranjo experimental	10
II.1.1 - Obtenção e transporte de feixe	10
II.1.2 - Câmara de espalhamento	15
II.1.3 - Eletrônica analógica para a aquisição de dados	18
II.2 - A câmara de ionização sensível à posição (CISP)	18
II.2.1 - Breve discussão sobre câmaras de ionização	18
II.2.2 - Método para determinação da posição ..	22
II.2.3 - Características da CISP	26
II.3 - Aquisição de dados	35
II.3.1 - Método de aquisição	35
II.3.2 - Medidas realizadas	37
II.4 - Redução de dados	39
II.4.1 - Programas de redução	39
II.4.1.1 - Programa COMPAC	39
II.4.1.2 - Programa SIMVSGRL	39
II.4.1.3 - Programa POLIGONO	41
II.4.2 - Método para calibração de energia	47
II.4.3 - Cálculo da seção de choque absoluta ..	50
III - Modelos para formação e decaimento do núcleo composto	69
III.1 - Núcleo composto	69
III.1.1 - Hipótese de Bohr	69
III.1.2 - Modelo estatístico de Hauser-Feshbach	72
III.1.3 - Linha de Yrast	76
III.2 - Decaimento sequencial	78
III.2.1 - Cinemática de fusão	78
III.2.2 - Decaimento sequencial	82
III.2.3 - Breve discussão sobre os códigos de programação usados neste trabalho ...	83
III.3 - Modelos para fusão	86
III.3.1 - Modelo baseado no canal de entrada ..	88
III.3.2 - Limitação imposta pelo núcleo composto	90
III.3.3 - Potencial de proximidade	92

IV - Análise dos dados	95
IV.1 - A função de excitação	95
IV.2 - Análise dos canais de saída	106
V - Comentários finais	120
Referências	130

I - Introdução

O estudo de processos estatísticos e dissipativos em reações entre ions pesados, como a fusão completa e colisões muito inelásticas tem impulsionado significativamente o desenvolvimento da física nuclear experimental e instrumentação associada. A tecnologia de detecção de produtos pesados produzidos em reações nucleares e a construção de aceleradores de grande porte sofreram, conseqüentemente, nos últimos vinte anos uma evolução significativa^{1,2}.

Existem atualmente vários mecanismos de reação que foram claramente identificados na colisão entre ions pesados. Este fato se deve ao grande número de sistemas nucleares que foram investigados com certa sistemática³. Entretanto, ainda não podemos dizer que existam modelos e teorias que possam explicá-los claramente. O grande número de graus de liberdade que são envolvidos em colisões certamente dificulta esta tarefa. Porém, a intensidade elevada da interação coulombiana e o curto alcance da interação nuclear, permitem, no caso de colisões entre ions pesados, a utilização de aproximações semi-clássicas e conseqüentemente a utilização do conceito de trajetórias. Neste caso, é possível relacionar, qualitativamente, o

mecanismo de reação ao parâmetro de impacto da colisão. Utilizamos como referência o valor associado a uma trajetória rasante ("grazing"), R_{gr} , definido como sendo a distância projétil-alvo para a qual a interação nuclear entre eles começa a se tornar efetiva.

A este valor de parâmetro de impacto rasante, associamos um momento angular rasante (l_{gr}) e um ângulo de espalhamento θ_{gr} associado a esta trajetória.

Desta forma podemos classificar os vários processos observados na colisão entre íons pesados em três categorias:

i) As colisões distantes, que são caracterizadas por um parâmetro de impacto consideravelmente maior do que b_{gr} (parâmetro de impacto rasante). Neste caso, a interação é basicamente coulombiana resultando predominantemente espalhamento elástico e a excitação coulombiana⁴⁻⁵.

ii) Nas colisões rasantes, com parâmetros de impacto comparáveis ao rasante, a forte interação nuclear é sentida pelo projétil durante o tempo de colisão ($T = \frac{R_{gr}}{v_A} \approx 10^{-21}$ seg) onde v_A corresponde a velocidade relativa do sistema alvo-projétil. Neste caso, poucos graus de liberdade são excitados durante a colisão. Estes processos, denominados de diretos ou rápidos, correspondem aos espalhamentos inelásticos e as reações de transferências (poucos nucleons)⁴.

iii) Para o caso de colisões mais frontais, para as quais o parâmetro de impacto é consideravelmente menor do que o rasante, o tempo de colisão, e consequentemente o de interação, são maiores do que no caso das colisões rasantes (neste caso 10^{-16} a 10^{-18} seg). Este fato implica que praticamente um número muito grande ou até todos os graus de liberdade podem ser excitados durante o processo^{4.4.7}.

Muitos qualificativos são encontrados na literatura para estes tipos de processos. Porém, podemos dividi-los em duas categorias: muito inelásticos (dissipativos) ou processos totalmente inelásticos com a formação de um núcleo composto, ie, fusão completa. A diferença entre esses dois processos é que para as reações ditas dissipativas o sistema composto formado não consegue atingir um equilíbrio térmico. Os processos denominados de colisão muito inelásticas, quasi-fissão, fissão rápida podem ser classificados como dissipativos.

Por outro lado, existem também evidências mais fortes da formação do núcleos compostos equilibrados decorrentes da observação de distribuições angulares para emissão de partículas leves simétricas em torno de 90° no referencial do centro de massa e com dependência angular inversamente proporcional ao $\sin \theta_{CM}$. A fissão simétrica e a fusão completa com a formação de resíduos de evaporação podem ser classificadas nesta categoria^{4.4.7}.

Neste trabalho propomos a investigação do mecanismo de fusão completa de núcleos de peso médio. Para tanto escolhemos um sistema com núcleos próximos da camada s-d, o que nos permite, em princípio, o estudo de efeitos de estrutura nuclear na fusão completa. Além disso, com núcleos s-d, podemos obter, com uso do acelerador Pelletron, energias bem superiores ao valor da barreira coulombiana (no nosso caso $E_L \ll 3E_B$). Nesta região de energia é de se esperar que processos rápidos possam competir de forma significativa com a fusão completa, o que acabaria impondo uma limitação na seção de choque para formação de núcleos compostos.

Um comportamento típico para seção de choque de fusão pode ser visto na figura 1, a qual pode ser dividida em três regiões.

A região I, de baixas energias, onde a seção de choque de fusão (σ_f), comparável com a de reação, é determinada pela penetrabilidade do potencial efetivo no canal de entrada. A seção de choque de fusão seria neste caso determinada pela "barreira de fusão" (V_B) a uma distância internuclear R_B (raio da barreira).

Na região III, de altas energias, a queda abrupta de σ_f pode ser entendida como uma limitação no momento angular máximo permitido a um núcleo. Este limite pode ser associado ao limite da gota líquida para fissão do sistema.

Na região II, se inicia de forma significativa a competição dos processos rápidos com a fusão. Não existem

Figura I-1: Comportamento esquemático da função de excitação de fusão entre íons de peso médio em função da energia de bombardeio.

modelos microscópicos adequados que possam prever de forma sistemática a seção de choque de fusão. Podemos encontrar na literatura entretanto um número apreciável de modelos fenomenológicos ou parametrizações que tentaram reproduzir o comportamento de alguns sistemas. Dentre esses modelos, podemos destacar o modelo de Glas e Mosel⁸⁻⁹⁻¹⁰, o da linha estatística de Yrast¹¹⁻¹²⁻¹³ que atribuem respectivamente essa limitação às propriedades do canal de entrada e às de núcleo composto. Finalmente cálculos de penetrabilidade de barreiras determinadas por potenciais de proximidade podem ser utilizados para justificar a seção de choque de fusão¹⁴⁻¹⁵.

Estudos sistemáticos encontrados na literatura sobre seções de choque de fusão de núcleos de peso médio e sobre valores da barreira de fusão, revelam que os sistemas mais leves (s-d) apresentam um desvio do comportamento em relação à sistemática dos sistemas mais pesados (ver figura 2)¹⁶.

Não existem dúvidas que a limitação da fusão de sistemas pesados é determinada basicamente pelo canal de entrada devido ao elevado valor do momento de inércia do núcleo composto³. Entretanto, no caso de sistemas leves o baixo valor do momento de inércia do núcleo composto, permite a possibilidade de que sua linha de Yrast limite o valor máximo de momento angular com o qual ele é formado¹⁷⁻¹⁸⁻¹⁹. Não existem entretanto evidências inequívocas de que os sistemas leves estudados na

Figura I-2: Valores experimentais dos parâmetros da barreira de fusão R_B e V_B em função de $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$. As curvas sólidas são os ajustes obtidos por Kovar et al.¹⁴, enquanto que as curvas tracejadas indicam a tendência dos dados experimentais. Estas linhas tracejadas podem ser descritas pelas seguintes equações:

$$\begin{aligned}
 R_B &= -10,50 + 3,71 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) & A_1^{1/3} + A_2^{1/3} < 5 \\
 R_B &= 5,06 + 0,61 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) & A_1^{1/3} + A_2^{1/3} > 5 \\
 V_B &= (0,153 + 0,00875 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})) Z_1 Z_2 e^2
 \end{aligned}$$

literatura, e que se apresentam como bons candidatos a comprovar a limitação de σ_f determinada pelo núcleo composto, não possam ter sua seção de choque de fusão limitada também pelas características do canal de entrada. Dentre estes sistemas destacamos os mais investigados (mas talvez não com suficiente detalhamento) que levam à formação de núcleos compostos $^{26,27,28}\text{Al}$ formados pelos canais de entrada ($^{12,13}\text{C} + ^{14,15}\text{N}$) e ($^{10,11}\text{B} + ^{16,17}\text{O}$)¹⁷⁻¹⁸. Interessados em contribuir na elucidação deste problema e poder explicar as origens da limitação da seção de choque de fusão assim como o comportamento sistemático de R_B e V_B propomos o estudo do sistema $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ na faixa de energia que o acelerador Pelletron permite, isto é, $29,0 \text{ Mev} < E_{\text{LAB}} < 72,0 \text{ Mev}$. Tentamos realizar este estudo utilizando o arranjo experimental mais indicado e eficiente possível. Para tanto, decidimos projetar e construir uma câmara de ionização sensível à posição. O fato de estudarmos a reação inversa (na qual o elemento mais pesado é acelerado) nos permitiu uma identificação mais precisa dos resíduos de evaporação, identificados pelo número atômico, mesmo em baixas energias relativas.

No capítulo II descrevemos nosso aparato experimental e o método utilizado para obtenção do valor da seção de choque de fusão a partir de espectros biparamétricos. Além disso, fizemos uma breve discussão a respeito do funcionamento da câmara de ionização desenvolvida neste trabalho.

No capítulo III apresentamos os modelos para limitação de fusão e a teoria de modelo estatístico (Hauser-Feshbach) usadas pelos códigos de programação utilizados. Também foram discutidos alguns aspectos das propriedades da velocidade (ou energia) dos resíduos de evaporação.

No capítulo IV analisamos os valores das seções de choque de fusão para o nosso sistema comparando-o com previsões dos modelos citados no capítulo III e com medidas experimentais para núcleos compostos próximos. Além disso, fizemos um estudo da intensidade relativa de cada elemento residual comparando-os com as previsões obtidas pelos códigos de programação LILITA²⁰, PACE²¹, CASCADE²².

Finalmente, no capítulo V, propomos um modelo que pretende explicar o comportamento do valor de R_B para os sistemas apresentados na figura V-1

II) A experiência

II.1 - Arranjo experimental

II.1.1 - Obtenção e transporte de feixe

Realizamos nossas medidas no acelerador Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo^{2>}. Foi utilizada uma fonte do tipo duoplasmatron^{23>} apropriada para extração de feixe de O^- , H^- , NH^- etc... Esta fonte (fig.II-1) consiste de um filamento de níquel recoberto por uma camada de óxido de bário (catodo), que emite elétrons por efeito termoiônico. Este filamento se encontra a um potencial negativo em relação ao anodo.

Os elétrons provenientes do filamento ionizam os átomos do gás que, em nosso caso constitui-se de uma mistura de H_2 com vapor de água enriquecido com H_2O_{18} . Um plasma é formado perto da região do anodo, devido a existência de um forte campo magnético axial, que provoca aos elétrons um movimento helicoidal.

Deste plasma extrai-se o feixe de íons negativos que são acelerados por um potencial inicial $V_{\lambda} = -80$ KV.

O feixe é defletido de 90° por um eletroímã cujo

O CATODO É CONSTITUÍDO DE UMA
MALHA DE NÍQUEL REVESTIDA COM
ÓXIDO DE BÁRIO E CÁLCIO.

Figura II-1: Esquema da fonte de íons tipo duoplasmatron.

valor máximo de poder de deflexão : $ME/Z^2 = 20$ (ME - 20). Para garantir as condições ópticas ideais para injeção do feixe no acelerador, existem antes do eletroímã, um duplete quadrupolar eletrostático.

No acelerador (fig. II-2), o feixe negativo é acelerado por um potencial V_T (potencial do terminal) até atingir o terminal de cargas, aonde as partículas do feixe atravessam uma folha fina de carbono ("stripper"). Ao passar por essa folha as partículas perdem vários elétrons adquirindo carga positiva com uma distribuição percentual que depende da natureza e energia dos ions (fig II-3). Este feixe positivo é então reacelerado pelo mesmo potencial V_T , possuindo na saída do tubo acelerador a energia $E = V_i + (Z+1) V_T$, onde Z é o estado de carga do ion após passar pelo stripper.

Posteriormente, o feixe é refocalizado por um duplete de quadrupolos magnéticos e é defletido de 90° por um eletroímã analisador (ME-200) cuja função é selecionar as partículas de feixe com uma determinada relação entre massa (M), carga(Z) e energia(E). O controle da energia é feito através de um sistema formado por duas fendas colocadas no ponto imagem do ME-200 e um triodo, cujo catodo está em terra. Ocorrendo uma variação no potencial do terminal, a energia do feixe é alterada de forma a provocar uma variação no raio de curvatura da trajetória no interior do imã. Consequentemente, o feixe passa a incidir sobre uma das fendas de controle. O sinal é das fendas é transformado (por

Figura II-2: Sistema do acelerador Pelletron

Figura II-3: Exemplo de distribuição dos estados de carga de um determinado íon (no caso ^{18}O) após a passagem por um material em função de sua energia

um amplificador diferencial) num sinal de correção na tensão de grade do triodo, ocasionando um aumento ou diminuição da corrente de corona de drenagem (pela agulha ligada ao triodo), o que reestabelece o potencial pré-determinado.

Finalmente, o feixe é defletido por outro eletroímã ("switching magnet"), e é encaminhado para uma das seis canalizações existentes, e focalizado no alvo através de um último duplete de quadrupolo magnético.

II.1.2 - Câmara de espalhamento

Na experiência foi utilizada a câmara de espalhamento de 100 cm de diâmetro localizada na canalização 30° B (fig. II-4).

O porta-alvos está localizado na entrada da câmara de espalhamento e permite montagem de cinco alvos. Como não foram utilizadas fendas de definição (colimadores de entrada), a fim de evitar espalhamento dianteiro nas fendas, e conseqüentemente a contaminação do espectro, resolvemos colocar numa das posições do porta-alvos um colimador removível de tântalo com um orifício de 1 mm de diâmetro para auxiliar na focalização do feixe incidente.

Nos espaços restantes foram montados alvos isotopicamente enriquecidos (cerca de 85%) de ^{10}B autosuportáveis com cerca de $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura. Os alvos foram confeccionados mediante a evaporação de material (^{10}B) pelo método de bombardeamento eletrônico. A fim de

Figura II-4: Corte vertical da câmara de espalhamento com o arranjo experimental utilizado neste trabalho.

evitar maior oxidação destes alvos foi evaporada uma fina camada de ouro nas duas superfícies dos mesmos. Além disso, o ouro foi utilizado na normalização das seções de choque.

A câmara de espalhamento possui um braço móvel no qual foi fixada uma câmara de ionização sensível à posição (CISP) a uma distância de 283 mm do alvo. Esta câmara de ionização foi desenvolvida e construída, para podermos efetuar este trabalho de forma mais eficiente e suas características serão discutidas mais adiante.

A leitura dos ângulos é efetuada através de lunetas instaladas na tampa da câmara de espalhamento e nos permitem precisão de até um minuto de grau.

Foi montado junto à janela de entrada da câmara de ionização um colimador de aço inox com cinco fendas retangulares de $1 \times 4 \text{ mm}^2$ com a finalidade de definir os ângulos de detecção das partículas produzidas na reação. O espaçamento angular foi de aproximadamente 1° .

A fim de monitorar a experiência e verificar a estabilidade do feixe foi montado um detetor de barreira de superfície de $100 \mu\text{m}$ de espessura fixo num ângulo de aproximadamente 10° .

Um copo de Faraday com supressão geométrica colocado na saída da câmara de espalhamento permite coletar o feixe e determinar o número de partículas que incidiram durante a irradiação.

II.1.3 - Eletrônica analógica para a aquisição de dados

O aparato eletrônico utilizado consiste essencialmente de um circuito de coincidência tripla (fig II-5). Os pulsos (Q_1 , Q_2 , E_R) são preamplificados, amplificados e enviados a analisadores monocanais (TSCA). Os sinais provenientes destes TSCA em coincidência definem o evento.

Os sinais amplificados juntamente com os sinais de coincidência são enviados a conversores analógico digitais (ADC). Os eventos observados no monitor também eram convertidos num ADC e armazenados.

II.2 - A câmara de ionização sensível à posição (CISP)

II.2.1 - Breve discussão sobre câmaras de ionização

A câmara de ionização é composta basicamente de um telescópio ($\Delta E, E$) onde o sinal de perda parcial de energia (ΔE) é obtido por um detetor a gás. O desenvolvimento de câmaras de ionização ocorreu devido à dificuldade de fabricação de detetores ΔE de silícios suficientes finos para a identificação do número atômico de partículas pesadas.

Figura II-5: Eletrônica de aquisição utilizada, onde P = preamplificador, A = amplificador, TSCA = analisador monocanal, GDG = gerador de porta e atraso, COINC = coincidência, DA = amplificador de atraso, ADC = conversor analógico digital

Há pouco tempo surgiu a idéia de construir este tipo de detetor pois sua sensibilidade à posição facilitaria a aquisição dos dados encurtando o tempo de medida²⁴⁻²⁷. Vários métodos foram desenvolvidos. O método que nos pareceu mais interessante para conseguir a informação sobre posição de incidência da partícula foi o descrito por Allemand e Thomas²⁴ e possui um anodo dividido. Atualmente existem câmaras de ionização tão sofisticadas que possibilitam a obtenção do número de massa além da de número atômico.

O princípio de funcionamento de uma câmara de ionização é baseado na coleta dos elétrons provenientes das ionizações provocadas por partículas que atravessam o gás contido dentro da câmara (sinal de perda de energia $-\Delta E$). Na maioria das câmaras a informação de energia residual (E_R) é obtida por intermédio de um detetor de barreira de superfície colocada no final da câmara. Um esquema interno típico é mostrado na fig. II-6.

A coleção dos elétrons é efetuada através da aplicação de um campo elétrico na região de ionização, isto é, entre o catodo e a grade. Este campo deve produzir um único ion para cada elétron coletado. Vários autores (por ex. Loeb et al²⁸) estudaram a velocidade de arraste destes elétrons em função da intensidade do campo elétrico e da pressão do gás e chegaram a uma relação ótima empírica que revelou que a velocidade de arraste dos elétrons é proporcional ao quociente entre o campo elétrico e a pressão.

DBS

AL

Figura II-6: Esquema interno típico de câmaras de ionização,
onde AN = anodo, G = grade, C = catodo, DBS =
detetor de barreira de superfície.

Em nossa experiência utilizamos como meio ionizante o gás P10 (90% de argônio + 10% de metano) que é mantido num regime de fluxo constante através do acoplamento de um manostato ao sistema de alimentação de gás. Isto nos permite conservar o gás numa pressão constante e remover os ions residuais minimizando a recombinação. Para este gás, como pode se ver na fig. II-7, o melhor valor encontrado para a razão entre o campo elétrico e a pressão corresponde a aproximadamente 0,35 V/cm/Torr. Com essa condição a velocidade de arraste é máxima, minimizando assim o tempo morto do detetor bem como a taxa de recombinação. A pressão utilizada durante nossa experiência foi de 25 Torr o que nos levou a usar um valor de campo elétrico, na região de ionização, em torno de 10 V/cm.

Finalmente para atingir o anodo os elétrons devem ultrapassar a grade, cuja função é evitar que a posição na qual o átomo foi ionizado influa na magnitude do pulso gerado pelo pré-amplificador. Para que os elétrons consigam ultrapassar a grade a intensidade do campo elétrico aplicado na região entre o anodo e a grade deve ser pelo menos 1,5 vezes maior do que o existente na região de ionização, minimizando assim a perda de elétrons nos fios da grade.

II.2.2 - Método para determinação da posição

Para tornar a câmara de ionização sensível à posição, optamos pelo método da divisão do anodo (placa

Figura II-7: Valores experimentais da velocidade de arraste dos elétrons em função da razão E/P para o P10.

coletora) em duas placas dentadas em forma de triângulo, acopladas e isoladas entre si (fig. II-8). O fato das placas serem dentadas e isoladas permite-nos obter sinais independentes e diferentes para as duas placas (placas P_1, P_2 - cargas coletadas Q_1, Q_2 respectivamente). Por exemplo, analisando a trajetória indicada na figura citada acima podemos observar que se esta passa perto das pontas de P_2 necessariamente passa pelas bases de P_1 , o que implica em que a carga coletada Q_1 é muito maior do que a carga coletada Q_2 . Deve-se ressaltar que apesar da divisão do anodo a soma das cargas coletadas nas duas placas ainda é proporcional à perda de energia, ou seja, $\Delta E \propto Q_1 + Q_2$.

Resolvemos limitar a parte sensível do anodo à abertura angular máxima utilizada durante a experiência com a finalidade de diminuir a capacitância do sistema e consequentemente minimizar o ruído eletrônico. Isto tornou imprescindível a colocação de uma moldura (isolada das outras duas partes) para uniformizar o campo elétrico perto das bordas da parte coletora. Esta limitação também nos propiciou uma melhor definição da posição pois através dela acentuamos a diferença entre as cargas coletadas.

Fizemos ainda alguns estudos para obtenção da função mais adequada para determinar a posição de incidência da partícula ionizante a partir de Q_1 e Q_2 . O critério utilizado foi escolher a função que possuísse a maior derivada média ao longo da abertura angular do detetor. Na

Figura II-8: Esquema do anodo sensível à posição, onde AL = alvo, AU = área útil do detector de barreira de superfície, DBS = detector de barreira de superfície, M = moldura, P1 = placa 1, P2 = placa 2.

fig. II-9 verificamos que, de todas as funções graficadas, a mais adequada é:

$$F(x) = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2}$$

Para determinação da geometria ideal do anodo foi desenvolvido um programa, que em função dos ângulos de abertura dos triângulos e do trapézio, fornece as melhores configurações para as medidas de nosso anodo. Optamos por um número intermediário de picos (aproximadamente seis de cada lado), pois assim evitamos problemas com o valor da carga coletada, e possível variação significativa do poder de freiamento ao longo da trajetória.

II.2.3 - Características da CISP

A CISP consiste de uma caixa de duralumínio de 255 x 110 x 81 mm³ com paredes de 15 mm e uma tampa de 255 x 110 x 12 mm³ (fig. II-10). Na caixa existem uma abertura de 64 x 30 mm² para o encaixe do suporte de janela, dois encaixes (tipo 1/4 NPT) para entrada e saída de gás e, para vedação dois canais de O'ring. Na tampa foram colocados dois suportes de lucite que sustentam lateralmente duas placas de cobre (anodo e catodo) e a grade, e um suporte de duralumínio para sustentar o detetor de barreira de superfície. A distância entre anodo e grade é de 10 mm enquanto que a do catodo à grade é de 30 mm. Para a passagem dos sinais e aplicação das tensões na placas e grade

Figura II-9: Funções para obtenção da informação de posição em função das cargas coletadas Q_1 e Q_2 . Observe que a função que possui a maior derivada é:

$$F(x) = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1 + Q_2}$$

Figura II-10: Vista interna da partes componentes da câmara de ionização sensível à posição.

colocamos sete saídas para cabos coaxiais com terminação tipo BNC (fig. II-11).

Numa chapa de inox foram feitas fendas para serem colocadas no suporte de janela com a dupla finalidade de definir o ângulo de incidência e evitar que as partículas fora do ângulo sólido definido incidam na câmara minimizando-se assim o tempo morto de coleção dos elétrons. A vedação entre a chapa de inox e o suporte de janela é feita através de um canal de O'ring neste último.

Nos primeiros testes da CISP estas fendas eram furos circulares de cerca de 1 mm de diâmetro distanciadas de aproximadamente 3 mm (o que correspondia a um intervalo angular de 1°). Nesta chapa de inox foi colada uma janela de Mylar de aproximadamente $500 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Os resultados destes testes (fig. II-12, II-13) nos revelaram que os sinais provenientes das bordas do detetor possuíam uma não linearidade em relação à posição.

Para efetuar testes de uniformidade das equipotenciais e consequentemente garantir a linearidade em posição do detetor, resolvemos simular, num aparato esquematizado na fig. II-14, as condições internas da CISP. Os resultados desta simulação nos sugeriram aumentar a largura das placas e grade em relação às medidas planejadas originalmente.

Quanto à definição do colimador de entrada da câmara de ionização, optamos por distribuições angulares de um grau o que nos levou a limitar o intervalo angular total

Figura II-11: Vista da câmara fechada.

Figura II-12: Espectro de perda de energia, onde L e C correspondem ao valor para uma fenda lateral e central respectivamente. A diferença nos centróides reflete a não linearidade inicial do detetor.

Figura II-13: Espectro biparamétrico Posição x ΔE .

Figura II-14: Distribuição das equipotenciais obtidas com
nosso arranjo experimental.

da CISP em 5° , pois assim minimizaríamos o problema de estatística para as fendas mais traseiras. Desta forma, para que se pudesse utilizar totalmente a área sensível do detetor de barreira de superfície, a distância do suporte das fendas até o alvo foi definida em 300 mm. Este fato mais o citado acima impôs que a distância entre os centros de duas fendas vizinhas fosse igual a 5.36 mm. Essas fendas possuem forma retangular de $1 \times 4 \text{ mm}^2$ sendo que o lado maior se encontra na vertical, o que leva a uma abertura angular de aproximadamente 0.2° no plano de reação.

O método para confecção de janelas que proporcionou os melhores resultados foi o de escorrer uma gota de solução (15 mg de Vins para 100 ml de ciclohexano) pela parede de uma cuba até que a mesma encontrasse uma superfície de água destilada e desionizada. A película que surgia na superfície da água era posteriormente depositada sobre uma grade no suporte de janelas. A finalidade desta grade era diminuir a área na qual a diferença de pressão atuaria, diminuindo consequentemente a força sobre a janela (a transparência desta grade era de 90%). A uniformidade das janelas obtidas por este método é satisfatória, sendo que a espessura característica foi aproximadamente de $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Para reforçar as janelas a fim de que suportassem diferenças de pressão maiores, necessárias durante a experiência, depositamos várias películas superpostas em cada grade.

A espessura da janela usada em nossa experiência foi medida pelo método de perda de energia de partículas

alfa (provenientes de uma fonte de ^{241}Am) obtendo-se o valor de $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$.

A resolução angular obtida com estas condições foi de 0.2° e pode ser vista na fig II-15.

II.3 - Aquisição de dados

II.3.1 - Método de aquisição

Os dados foram adquiridos evento por evento ("modo fila"). Este método consiste em enviar para a memória do computador DDP-516 Honeywell através de uma matriz de fiação as informações digitalizadas contendo os valores de Q_1 , Q_2 , E_R . O ganho de conversão utilizado nos conversores analógico-digitais (ADC) foi de 1024 canais.

Essas informações armazenadas na memória do DDP-516, são enviadas para um disco de trabalho de um computador IBM-360/44, e daí armazenadas em fitas magnéticas. A redução final dos dados é efetuada fora de linha.

Os espectros unidimensionais de Q_1 , Q_2 , E_R e do monitor são armazenados na memória do mini-computador e posteriormente transferidos para o disco do IBM e para uma fita magnética. Estes espectros são montados em modo multicanal.

O programa de aquisição é denominado SADE III (Sistema de Aquisição de Dados Estocásticos - versão III)²⁹⁹ e permite a monitoração da experiência através da exibição

Figura II-15: Espectro de posição utilizando uma máscara com 5 fendas separadas de 1° .

dos espectros unidimensionais e espectros biparamétricos de qualquer par de parâmetros que definem os eventos.

II.3.2 - Medidas realizadas

Foram efetuadas medidas de distribuições angulares para resíduos de evaporação do sistema $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ nas energias de bombardeio e intervalos angulares (com passos de 1°) descritos na tabela II-1.

SISTEMA	E_{lab} (Mev)	INTERVALO ANGULAR
$^{18}_O + ^{10}_B$	49,0	3° a 29°
	29,0	3° a 27°
	39,0	
	56,0	
	64,0	
	36,0	6° a 15°
	42,0	
	52,5	
	59,5	
	72,0	

Tabela II-1: Energias e intervalos angulares medidos neste trabalho.

II.4 - Redução dos dados

II.4.1 - Programas de redução

Os espectros de energia, distribuições angulares e funções de excitação podem ser obtidos através de cálculos (programas) que efetuam um tratamento adequado dos dados armazenados. Um diagrama de blocos é mostrado na fig II-16. Faremos uma breve descrição destes programas e mostraremos alguns resultados obtidos com os mesmos.

II.4.1.1 - Programa COMPAC

Os dados brutos adquiridos em "modo fila" estão em fitas magnéticas. Com a finalidade de diminuir o número de fitas utilizadas, assim como dispor os dados de uma maneira mais conveniente, utiliza-se o programa COMPAC³⁰.

Este programa atua sobre os dados brutos efetuando uma ordenação ao colocar o evento e a respectiva frequência, juntos e ordenados parâmetro a parâmetro. Os dados já compactados são dispostos em fitas magnéticas.

II.4.1.2 - Programa SIMVSGRL

O programa SIMVSGRL³⁰ utiliza os dados compactados como entrada e nos permite obter espectros

Figura II-16: Diagrama de bloco dos códigos de programação utilizados neste trabalho

biparamétricos de qualquer par de parâmetros ou função de parâmetros previamente escolhidos. Além disso, podemos selecionar uma determinada região do espectro biparamétrico através da definição de uma máscara (poligonal) e gerar novo espectro biparamétrico qualquer condicionado aos dados contidos na poligonal.

Alguns espectros biparamétricos típicos são mostrados nas figuras II-17. Com a utilização deste programa obtemos os espectros de perda de energia total (ΔE_T) versus energia total (E_T) da partícula incidente.

II.4.1.3 - Programa POLIGONO

O programa POLIGONO³⁰ possui as mesmas facilidades do SIMVSGRL quanto a escolha dos eixos do espectro biparamétrico ou da região (poligonal) a ser analisada. Porém ele nos fornece projeções histogramadas de ambos os eixos ao invés de gerar de um espectro biparamétrico. Assim sendo, podemos utilizá-lo para conseguir os espectros de energia para cada um dos elementos a partir de um espectro biparamétrico.

As integrais destes espectros em energia fornecem o valor da seção de choque de fusão.

a)

$^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$

$P = 20 \text{ Torr}$

b)

Figura II-17a e b: Espectros biparamétricos típicos; a) $Q_1 \times Q_2$ (este trabalho), b) $P_{00} \times E_R$ [50]

1024
 $^{18}O + ^{10}B$
 $P = 25 \text{ Torr}$
 768

c)

$^{18}O + ^{10}B$
 $P = 25 \text{ Torr}$

d)

Figura II-17c e d: Idem ao anterior; c) $\Delta E_\alpha \times E_R$ (este trabalho), d) $\Delta E_\tau \times E_T$ (este trabalho)

e)

f)

Figura II-17e e f: Idem ao anterior; e) $Q_1 \times Q_2$
f) $\Delta E_2 \times E_R$

$^{14}B + ^{14}B$
 $P = 10 \text{ Ton}$

.45.

Figura II-17g e h: Idem ao anterior; g) $Q_1 \times Q_2$ 51, h) $\Delta E_\tau \times E_\tau$ 51,

i)

$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C}$
 $P = 20 \text{ Torr}$

j)

Figura II.17i e j: Idem ao anterior; i) $\Delta E_2 \times E_R$ so,
 j) $\Delta E_2 \times E_R$ 53.

II.4.2 - Método para calibração em energia

Para a identificação dos produtos de fusão, i.e. resíduos de evaporação, tornou-se fundamental uma calibração conveniente em energia dos espectros obtidos. Para tanto é necessário obter a correlação entre a altura do pulso de energia fornecido pelo detetor e a energia da partícula incidente (E_T).

O procedimento para obtenção de E_T foi dividido em três partes:

- avaliação da perda de energia coletada na câmara (ΔE_2)
- avaliação da perda de energia total (ΔE_T)
- calibração dos eixos de energia residual (E_R) e ΔE_T

Na primeira parte analisamos a diferença de ganhos entre os sinais de Q_1 e Q_2 através dos espectros biparamétricos $Q_1 \times Q_2$ (fig. II-17a), para podermos determinar corretamente o valor de ΔE_2 . Para avaliar este fator de ganho de Q_1 em relação a Q_2 (α) usamos o fato de que no caso de uma partícula incidindo na fenda central sua trajetória deverá passar pelo eixo central longitudinal do anodo (fig. II-8). Isto significa que metade de sua trajetória se encontra abaixo da placa coletora de Q_1

e a outra na placa coletora de Q_2 , o que resulta que os dois sinais devem ser iguais.

Depois de analisarmos os 45 espectros biparamétricos $Q_1 \times Q_2$ concluímos existirem dois conjuntos de espectros, cada qual com seu valor para α . Estes valores são mostrados na tabela II-2.

Obtido o valor de ΔE_2 , entramos na segunda etapa deste procedimento que permite avaliar a perda de energia total (ΔE_T). Esta avaliação é necessária pois o anodo não cobre totalmente a região ionizada pela partícula evaporada (fig. II-18). Para se obter esta relação (β) relacionamos os valores de $\Delta E_2 \times \Delta E_T$, a partir de um cálculo de perda de energia³¹, adaptado para as condições da nossa câmara de ionização. Basicamente, o programa estima a perda de energia da partícula ionizante num meio composto por 90% argônio e 10% de metano a partir da interpolação de dados das tabelas de Northcliffe e Schillien³².

Fizemos um ajuste de mínimos quadrados para estes gráficos e chegamos que o melhor valor de β é 1.49 ± 0.01 .

Por fim, pudemos construir os espectros biparamétricos $\Delta E_T \times E_R$ (fig. II-17d) dos quais pudemos tirar os fatores de correção (γ) entre as calibrações dos eixos de ΔE_T e E_R . Esta última parte do procedimento se revelou muito trabalhosa, pois é bom lembrar que para cada conjunto de parâmetros existem 5 espectros $\Delta E_T \times E_R$. Os valores de γ foram obtidos para cada energia através de uma

Figura II-18: Esquema interno da CISP

média sobre todos os espectros biparamétricos. Os valores estão na tabela II-2.

Assim sendo, chegamos a todos os valores de correção para obtenção do valor correto de E_T , que fica igual a:

$$E_T = E_R + \gamma * \beta * (Q_1 + \alpha Q_2)$$

que juntamente com cálculos de cinemática de espalhamento elástico, calculados com o programa Hee-Wee, nos forneceram a calibração do espectro de energia para o canal elástico e consequentemente para todos os outros canais observados.

II.4.3 - Cálculo da seção de choque absoluta

A expressão de seção de choque diferencial experimental relativa a um sistema de referência fixo no laboratório é dado por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Y}{N_i N_A \Delta\Omega} \quad \text{II-1}$$

onde

Y = número de eventos observados

N_i = número de partículas incidentes durante a exposição.

Este número pode ser obtido a partir do valor da corrente de feixe total integrada durante a exposição e do valor de carga médio do feixe.

N_A = número de partículas presentes no alvo por unidade de área

$\Delta\Omega$ = ângulo sólido subtendido pelo detetor

E_{lab} (Mev)	α	β	δ
29,0	1,06	1,49	0,4257
36,0	1,06	1,49	0,2613
39,0	1,06	1,49	0,2512
42,0	1,06	1,49	0,2138
49,0	1,03	1,49	0,1992
52,5	1,06	1,49	0,1522
56,0	1,06	1,49	0,1824
59,5	1,06	1,49	0,1496
64,0	1,06	1,49	0,1511
72,0	1,06	1,49	0,1072

Tabela II-2: Parâmetros α , β e δ para as várias energias deste trabalho.

A maioria dos cálculos teóricos de seção de choque de fusão são referentes a um sistema fixo no centro de massa. Portanto, introduzimos um fator de conversão (G) que leva em conta que o fluxo de partículas num determinado ângulo sólido deve se o mesmo para os dois sistemas. Assim chegamos que este fator de conversão do centro de massa para o laboratório deve ser igual a:

$$G = \frac{\sin \theta_{CM} d\theta_{CM}}{\sin \theta_L d\theta_L} \quad \text{II-2}$$

Normalmente teríamos o valor da carga integrada do feixe (Q) para todos os ângulos, porém para nosso arranjo experimental, quando a fenda central da câmara de ionização era colocada em ângulos menores ou igual a 8° , perdíamos essa informação, pois a câmara impedia a passagem do feixe. Assim sendo, optamos por usar a área do pico referente ao espalhamento elástico do ouro no espectro multicanal do monitor (Y_M^{Au}), pois nestas energias, o espalhamento do oxigênio em ouro é puramente coulombiano (Rutherford) e seu valor, conhecido analiticamente, é dado por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{RUTH} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{E_{CM}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right)} \quad \text{II-3}$$

onde

Z_1, Z_2 = número atômico do projétil e do alvo respectivamente

E_{CM} = energia no referencial do centro de massa, dado por

$$E_{CM} = \frac{M_1 E_L}{M_1 + M_2} \text{ sendo que } M_1, M_2 \text{ correspondem as massas do}$$

alvo e projétil

θ_{CM} = ângulo correspondente no referencial de centro de massa

Se usarmos a equação II-1 para descrever a seção de choque para o espalhamento elástico no ouro no monitor e para a fusão chegamos a:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_M^{Au, EH} = \frac{Y_M^{Au} G^{Au}}{N_i N_A^{Au} \Delta\Omega_M} \quad \text{II-4}$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{F, LAB} = \frac{Y_0^F}{N_i N_A^B \Delta\Omega_F} \quad \text{II-5}$$

Igualando II-3 a II-4, tirando-se o valor de N_i e substituindo-se em II-5 temos:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^F = \frac{Y_B^F}{Y_M^{Au}} \cdot \frac{N_B^{Au}}{N_A^B} \cdot \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_F} \cdot \frac{1}{G^{Au}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au, M}^{RUTH} \quad \text{II-6}$$

Nesta expressão verifica-se que falta determinar os valores das relações de espessura e de ângulo sólido. Para avaliar estes valores fizemos um cálculo análogo a este para o espalhamento elástico do oxigênio no boro e obtemos a seguinte relação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^{B(u)} = \frac{Y_B^d}{Y_M^{Au}} \cdot \frac{N_A^{Au}}{N_A^B} \cdot \frac{\Delta\Omega_M}{\Delta\Omega_F} \cdot \frac{G^B}{G^{Au}} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Au, M}^{RUTH} \quad \text{II-7}$$

da qual retiramos os valores daquelas relações.

Para tanto, comparamos os valores experimentais da seção de choque diferencial deste espalhamento com aqueles obtidos através de um programa de modelo óptico (código Modopt)³³. O potencial óptico utilizado para todas as distribuições angulares foi determinado fazendo-se um ajuste para a distribuição angular na energia de 49,0 Mev partindo-se de um potencial de um sistema próximo encontrado na literatura ($^{10}B + ^{16}O$ ³⁴). Ajustes para as distribuições angulares completas podem ser vistas nas fig. II-19. Nestas

a1)

a2)

Figura II-19a1 e a2: Seção de choque diferencial para o espalhamento elástico para o sistema nas seguintes energias de bombardeio: 29,0 Mev (a1), 49,0 Mev (a2).

Figura II-19a3 e a4: Idem ao anterior, para as energias de bombardeio: 56,0 Mev (a3) e 64,0 Mev (a4).

Figura II19b: Seção de choque diferencial para o espalhamento elástico para o sistema nas energias de bombardeio: 29,0 Mev (b1), 49,0 Mev (b2), 56,0 Mev (b3), 64,0 Mev (b4). Esta seção de choque foi calculada avaliando-se a contribuição da partícula espalhada e do recuo por se tratar de um sistema quase simétrico.

Figura II-19c: Comparação entre o ajuste da seção de choque para espalhamento elástico obtido a partir do programa MODOPT e a previsão para o potencial E18. Os pontos se referem aos dados experimentais para esta energia.

figuras também podem ser observados os ajustes obtidos para o espalhamento elástico no contaminante oxigênio. Nestes ajustes usamos a informação da posição relativa do feixe obtida através da comparação da diferença de canais entre os centróides dos picos de espalhamento elástico (proporcionais a energia) e cálculos de cinemática.

A análise feita para a determinação da quantidade relativa dos contaminantes revelou que existiam cerca de 10% de oxigênio e 8% de carbono no alvo. Convém ressaltarmos que, no cálculo para o contaminante oxigênio, as reações $^{16}\text{O} (^{18}\text{O}, ^{19}\text{O}) ^{16}\text{O}$ e $^{16}\text{O} (^{18}\text{O}, ^{16}\text{O}) ^{18}\text{O}$ foram consideradas. Isto se deve ao fato que as partículas espalhadas destas reações são cinematicamente indistinguíveis, por representar um sistema quase simétrico. Assim sendo, decidimos descontar as contagens de fusão dos contaminantes nas faixas de interesse. Para estimar essas contagens nesses dois sistemas, utilizamos os resultados para seção de choque de fusão fornecidos pelo programa LILITA²⁰ na equação II-6. Portanto, o valor utilizado nos cálculos para avaliação da seção de choque de fusão do nosso sistema foi:

$$Y_B^F = Y^F - Y_O^F - Y_C^F \quad \text{II-8}$$

onde Y^F é a área obtida a partir de um espectro de energia para um determinado conjunto elemento (ou energia); Y_O^F e Y_C^F correspondem às estimativas efetuadas pelo programa LILITA para as outras duas reações.

O espectro de energia a partir do qual se estima a área citada acima é obtido através da projeção no eixo de energia total de uma região previamente escolhida (poligonal) num espectro biparamétrico $\Delta E_r \times E_r$. Esta poligonal sempre corresponde a uma região onde só existe um determinado elemento. Na análise destes espectros de energia verificou-se que os mesmos não possuíam cortes devido a perda total de energia da partícula na janela e no gás. Isto deve-se provavelmente ao fato de estarmos estudando a reação inversa, ou seja, acelerando a partícula mais pesada, aumentando assim a velocidade do centro de massa. Além disso, a boa concordância conseguida da comparação com as previsões do LILITA refletem que estes espectros de energia possuem forma maxwelliana. Este fato nos permitiu desprezar a contribuição das reações de transferência já que a forma destas afetaria de forma significativa a estes espectros. Um exemplo de um destes espectros pode ser visto na fig. II-20.

As distribuições angulares para fusão foram obtidas para cada elemento substituindo-se os respectivos valores de Y_B^F na equação II-8. Para conseguirmos o valor da seção de choque total de fusão fizemos a somatória destes elementos. No cálculo desta somatória usamos somente os valores para $Z > 8$, pois em nosso intervalo de energia de excitação do ^{28}Al (E^*) poucos eram os canais de saída abertos que envolviam outros elementos (fig. II-21). Mais tarde, com auxílio de previsões de modelo estatístico, verificou-se que este método não introduziu incertezas

Figura II-20: Espectro de energia típico. Neste caso trata-se de um espectro de sódio na energia de 29,0 Mev num ângulo de detecção de 11° .

Figura II-21: Esquema dos possíveis núcleos finais em função da energia de excitação do ^{28}Al . P indica o número de partículas leves emitidas.

significativas em nosso cálculo, como veremos num capítulo adiante.

A seção de choque total pode ser obtida a partir da integral

$$\sigma_F = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega \quad \text{II-10}$$

entretanto como a medida da distribuição angular é efetuada em função de θ devemos converter a seção de choque diferencial em

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi \sin \theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad \text{II-11}$$

Analisando estas distribuições observamos que nas medidas em ângulos muito dianteiros (3° a 7°) os dados experimentais apresentavam valores excessivamente elevados e não caíam a zero como era de se esperar. A explicação mais plausível corresponde a uma variação significativa no ângulo de incidência do feixe no alvo devido ao fato de não usarmos fendas de colimação, nem controle de direção do feixe no alvo. Consequentemente optamos por usar nesta região angular a forma predita pelas distribuições angulares dadas pelo cálculo do programa LILITA. Algumas destas distribuições angulares podem ser vistas nas figuras II-22.

Finalmente integrando as curvas correspondentes a somatória dos elementos chegamos ao valor da seção de choque de fusão.

$$\sigma_F = \sum_{z=9}^{13} \sigma_f(z) \quad \text{II-12}$$

Figura II-22a: Seção de choque diferencial da fusão completa do sistema $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$, na energia de 29,0 MeV. A curva corresponde à previsão do programa LILITA. Os pontos pretos se referem a valores utilizados para o cálculo de σ_f .

Figura II-22b: Idem ao anterior, para a energia de 39,0 Mev.

Figura II-22c: Idem ao anterior, para a energia de 49,0 Mev.

Figura II-22d: Idem ao anterior, para a energia de 56,0 Mev.

Figura II-22e: Idem ao anterior, para a energia de 64,0 Mev.

Nossa maior fonte de erros foi a determinação da relação entre as espessuras do alvo (variando de 5 a 15%). O fato de que não tínhamos fendas de colimação na entrada da câmara de espalhamento, bem como a não homogeneidade do alvo foram dois fatores que contribuíram significativamente para esta incerteza. No cálculo de σ_F a incerteza foi estimada avaliando-se as integrais dos valores somados e dos valores subtraídos de Y_{Co}^F (contaminante) com os respectivos desvios. Para os pontos obtidos por meio de comparação usamos um desvio médio obtido dos ângulos próximos a essa região.

III - Modelos para formação e decaimento do núcleo composto

III.1 - Núcleo composto

III.1.1 - Hipótese de Bohr

Numa reação nuclear definimos como processos nucleares aqueles nos quais as duas partículas iniciais (alvo e projétil) se aproximam o suficiente de modo a entrar no raio de ação do campo nuclear. De modo análogo, definimos que este processo termina quando os produtos desta reação distanciam-se para além deste raio. As propriedades do sistema composto formado durante o tempo de interação define o processo nuclear.

Basicamente, os processos nucleares podem ser divididos, quanto ao tempo de interação, em dois grupos:

- processos rápidos, nos quais o tempo de interação é tipicamente da ordem de 10^{-21} seg. e poucos graus de liberdade são envolvidos
- processos lentos, nos quais o envolvimento de um grande número de graus de liberdade provoca o surgimento de um núcleo composto, e cujo tempo de interação é relativamente bem maior ($\sim 10^{-16}$ seg.)

Foi Bohr³⁵ que, com a finalidade de explicar as ressonâncias nas seções de choque de reação de neutrons,

introduziu o conceito de núcleo composto. Segundo ele a reação nuclear podia ser dividida em duas fases:

- a formação de um sistema composto
- a desintegração deste sistema nos produtos de reação

Assim, podemos dizer que cada fase deve ser tratada como um processo independente, no sentido que o modo de desintegração do sistema composto depende somente de sua energia, seu momento angular e sua paridade, mas não da maneira específica pelo qual ele foi formado.

Estas afirmações constituem a hipótese de Bohr, que se baseia numa caracterização do núcleo como um sistema de partículas fortemente interagentes através de forças de curto alcance. Se uma partícula incidente entrar no raio de ação destas forças, sua energia será rapidamente transferida para todas as outras muito antes que qualquer re-emissão possa ocorrer, pois o livre caminho médio de um nucleon dentro da matéria nuclear é menor do que o raio nuclear se a energia incidente não é muito alta³⁴. Consequentemente, um longo tempo será dispendido até que se atinja um equilíbrio termodinâmico e se acumule energia suficiente num nucleon para sua emissão. O grande número de colisões que será necessário para que a energia acumulada fique da ordem ou superior à energia de separação de um nucleon deste núcleo deve fazer com que este último não apresente traços da maneira pela qual a energia de excitação lhe foi fornecida. Geralmente refere-se a este fato como a perda de memória do núcleo composto.

Para que essa hipótese seja válida devemos ter que o caminho livre médio dos nucleons dentro do núcleo seja menor do que o raio nuclear e que a energia de excitação dividida pela massa do núcleo seja inferior a energia de separação de seus nucleons.

No caso dos processos lentos em reações nucleares, segundo a hipótese de Bohr, é importante que o núcleo composto esteja equilibrado termodinamicamente antes de emitir uma partícula. A condição para que isto ocorra é que o período de movimento da partícula incidente dentro do poço núcleo-alvo seja muito menor que a vida média (τ) deste estado. Este período de movimento é dado por³⁴:

$$P = \frac{2\pi\hbar}{D}$$

onde D é o espaçamento entre os níveis, suposto constante.

Portanto, com a condição citada acima e lembrando que $\Gamma\tau \approx \hbar$, chegamos a:

$$\Gamma \ll \frac{D}{2\pi}$$

de onde se verifica que a largura dos níveis (Γ) deve ser bem menor do que o espaçamento entre ambos.

Entretanto, a medida que se aumenta a energia de excitação do núcleo chega-se a regiões nas quais devido a uma redução no espaçamento médio, bem como um aumento na largura média dos níveis a superposição é inevitável, o que a princípio não permitiria a existência de um núcleo composto equilibrado nestas regiões. Porém, devido a esta superposição, surgem interferências entre esses estados, o que provoca rápidas flutuações em energia na seção de choque

($d\sigma/d\Omega$). Contudo, se efetuarmos uma média em energia da seção de choque em um intervalo maior do que a largura média dos níveis do núcleo composto, os efeitos da interferência se cancelam e a seção de choque passa a ser uma função lisa com a energia, podendo-se afirmar que o processo de decaimento é ainda independente do modo de formação.

III.1.2 - Modelo estatístico de Hauser-Feshbach

Num processo de formação de núcleo composto é frequente excitar-se vários níveis simultaneamente. Isto se deve ao fato de que se atinge uma região de energia de excitação na qual a largura dos níveis é comparável ou maior do que o espaçamento entre eles, e também, esta largura é menor do que a incerteza em energia do feixe incidente. Assim sendo, deve-se fazer uma média em energia sobre estes estados. Esta média em energia da seção de choque pode ser analisada em termos de modelos estatísticos^{37,38}.

O primeiro modelo estatístico de evaporação foi proposto por Weisskopf³⁴ que, baseado na hipótese de independência de Bohr, nos permite escrever a seção de choque de uma reação nuclear $A(a,b)B$ na forma:

$$\sigma(a,b) = \sigma_c(a) G_c(b) \quad \text{III-1}$$

onde $\sigma_c(a)$ é a seção de choque de formação de um núcleo composto por uma partícula incidente a num alvo A ; e $G_c(b)$ é a probabilidade de que este núcleo composto, uma vez formado, decaia por uma partícula b deixando um núcleo

residual B . Evidentemente, se fizermos a somatória de probabilidades sobre todas as partículas b que o núcleo composto pode emitir, chegaremos que:

$$\sum_b G_c(b) = 1 \quad \text{III-2}$$

Este termo de probabilidade pode ser entendido como sendo a divisão entre a seção de choque de decaimento do núcleo composto pelo canal particular b ($\sigma_c(b)$), pela somatória das seções de choque de decaimento para todos os canais abertos, ou seja, para todas as partículas.

No entanto, a medida que se aumenta a energia de excitação, o número de canais abertos cresce tão rapidamente que não é possível trata-los individualmente. Neste sentido torna-se necessário introduzir o conceito estatístico de densidade de níveis para estas regiões de alta energia de excitação. Assim, a expressão III-1 fica:

$$\sigma(a,b) = \sigma_c(a) \frac{k_b^2 \sigma_c(b)}{\sum_b \int_0^{E_b^{max}} k_b^2 \rho(E_b^*) \sigma_c(b) dE_b} \quad \text{III-3}$$

onde $\rho(E_b^*)$ é a densidade de níveis a uma certa energia de excitação E_b^* , e k_b é o número de onda relativo.

Devemos ressaltar, no entanto, que essa teoria de Weisskopf não leva em consideração a dependência das propriedades do núcleo composto com o momento angular e paridade. O modelo mais recente que descreve a evaporação de um núcleo composto levando em conta explicitamente estas dependências, foi desenvolvido por Hauser e Feshbach⁴⁰ e segue as mesmas linhas do modelo de Weisskopf. Além disso, este modelo calcula as seções de choque de absorção baseado

no modelo óptico. Assim sendo, as probabilidades de decaimento são determinadas pelo peso estatístico dos estados finais (representados por densidades de níveis) e as penetrabilidades das barreiras nos diversos canais de saída.

Neste modelo ainda podemos escrever a seção de choque como em III-1, porém agora introduzindo os números quânticos referentes ao momento angular orbital e spin para os canais de entrada e saída. Define-se o momento angular do núcleo composto como:

$$\vec{J} = \vec{L}_1 + \vec{S}_1 = \vec{L}_2 + \vec{S}_2 \quad \text{III-4}$$

onde $\vec{L}_1$ e $\vec{L}_2$ são os momentos angulares orbitais na entrada e na saída e $\vec{S}_1$ e $\vec{S}_2$ os spins dos canais de entrada e saída dados por:

$$\vec{S}_1 = \vec{I}_A + \vec{I}_B \quad ; \quad \vec{S}_2 = \vec{I}_b + \vec{I}_B \quad \text{III-5}$$

onde $\vec{I}$ são os spins intrínsecos dos vários componentes da reação.

Rescreve-se então III-1 chegando a

$$\sigma(E_B^*, I_B) = \sum_{J=0}^{J_{\text{MAX}}} \sigma_J(E_B^*, I_B) = \sum_{J=0}^{J_{\text{MAX}}} \sigma_{\text{CN}}(J) G(E_B^*, I_B, J) / g(J) \quad \text{III-6}$$

sendo que a seção de choque de formação do núcleo composto

é dada por

$$\sigma_{\text{CN}}^{\pi}(J) = \pi \chi_1^2 \frac{(2J+1)}{(2I_A+1)(2I_B+1)} \sum_{S_1=|I_A-I_B|}^{I_A+I_B} \sum_{L_1=|J-S_1|}^{J+S_1} T_{L_1}(E_a) \quad \text{III-7}$$

e $G(E_B^*, I_B, J)$ que é a seção de choque de decaimento para

um determinado canal de saída é

$$G(E_B^*, I_B, J) = \sum_{S_2=|I_b-I_B|}^{I_b+I_B} \sum_{L_2=|J-S_2|}^{J+S_2} T_{L_2}(E_B^*) \quad \text{III-8}$$

e finalmente, $g(J)$ que representa a somatória sobre

todos os canais de saída

$$g(J) = \sum_{b'} \sum_{L_2} \sum_{S_2=|L_2-I_b|}^{L_2+I_b} \sum_{I_b'=|S_2-I_b|}^{S_2+I_b'} \times \quad \text{III-9}$$

$$\times \int_0^{E_B^{\text{MAX}}} T_{L_2 b'}(E_B^*, I_b') \rho(E_B^*, I_b') dE_B^*$$

onde a densidade de níveis ($\rho(E^*, I_B)$), descrita por um gás de Fermi⁴¹⁻⁴², é dada por:

$$\rho(E^*, I) = (2I+1) \exp \left[-(I+1/2)^2 / 2\sigma^2 \right] \rho(E^*) \quad \text{III-10}$$

$$\rho(E^*) = \frac{\exp(2(aU)^{1/2})}{12 a^{1/4} (U+x)^{5/4} 2\sigma^2}$$

onde, para essas equações

$T_{L(\alpha)}$ = penetrabilidade para um determinado L no canal de entrada (saída), calculadas via modelo óptico

$S_{L(\alpha)}$ = spin do canal de entrada (saída)

I_i = spin dos diferentes componentes da reação

$U = E^* - \Delta = a x^2 - x$ é a energia de excitação relacionada à temperatura x

a = parâmetro de densidade de níveis, que geralmente é aproximado por $a = A/\text{const}$

Δ = energia de emparelhamento

$\sigma^2 = 9x/k^2$ = parâmetro de "spin-cutoff" que determina a densidade de níveis em relação ao momento

angular

$\mathcal{J} = \frac{2}{5} m A x^2 (1 + 34/\beta + 44/\beta^2)$ representa o momento de inércia em função do parâmetro de deformação β .

m = massa de um nucleon

O índice π na equação III-7 corresponde à paridade do canal, expressa pelo produto $(-1)^L \pi_T$, onde L é o momento angular orbital e π_T o produto das paridades intrínsecas. Pela conservação da paridade devemos ter:

$$(-1)^{L_{\text{ent}}} \pi_T^{\text{ent}} = \pi_{NC} = (-1)^{L_{\text{saída}}} \pi_T^{\text{saída}} \quad \text{III-11}$$

O limite superior de integração da equação III-9 é a máxima energia de excitação que o núcleo residual pode atingir sendo dada por:

$$E_B^{\text{MAX}} = E_{\text{CM}}^{\text{ent}} + Q_R - V_c^{\text{saída}} \quad \text{III-12}$$

onde

$E_{\text{CM}}^{\text{ent}}$ = energia no canal de entrada no referencial de centro de massa

Q_R = é o valor da diferença no excesso de massa dos núcleos do canal de entrada pelo do saída

$V_c^{\text{saída}}$ = é a barreira coulombiana na saída

Assim sendo, usando essa teoria de Hauser e Feshbach a distribuição angular de uma partícula, emitida por um núcleo composto é dada pela relação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\theta) = \frac{\chi_I^2}{4(I_A+1)(I_B+1)} \sum_{L_1, L_2, J} \frac{(-1)^{(S_2-S_1)}}{L_1, S_1} P_L(\cos\theta) \quad \text{III-13}$$

na qual

P_L = são os polinômios de Legendre

Z = são os coeficientes de Clebsch-Gordon e Racah

III.1.3 - Linha de Yrast

A linha de Yrast define em um plano (E^*, J) , os estados de maior momento angular de um núcleo, para uma certa energia de excitação ou, por outro lado, define a partir de que energia de excitação um certo momento angular é permitido. Estes estados são denominados de estados de Yrast e podem ser relacionados aos estados nucleares para os quais toda energia de excitação é devida à rotação, ou seja,

à excitação dos graus de liberdade coletivos. Neste caso não existe a excitação dos graus de liberdade intrínsecos, sendo nula portanto a temperatura nuclear.

As linhas de Yrast são usualmente calculadas considerando-se o núcleo um rotor rígido. Assim :

$$E_Y = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} [J(J+1) - K^2] \quad \text{III-13}$$

onde $\mathcal{I}$ é o momento de inércia do núcleo esférico de massa $m A$ e raio $R = r_0 A^{1/3}$, dado por $\frac{2}{5} m A^{5/3} r_0^2$; e K é o spin do estado fundamental.

Os demais estados de um núcleo composto se encontram na região à esquerda da linha de Yrast. Sendo $E^*(J)$ a energia de excitação, os estados (E^*, J) possuirão uma energia interna U dada por

$$U = E^*(J) - E_Y(J) \quad \text{III-14}$$

onde E_Y é a energia de Yrast para um dado spin J .

III.2 - Decaimento sequencial

III.2.1 - Cinemática da fusão

Não existem expressões analíticas simples para obter as funções de distribuição de velocidade de recuo de resíduos de evaporação, já que estes valores dependem de um complicado mecanismo de evaporação de várias partículas. Entretanto, considerações cinemáticas simples permitem avaliar valores extremos destas velocidades. Assim, com a finalidade de tornar nosso estudo mais quantitativo, construímos o diagrama de velocidade⁴³ que pode se visto na fig. III-1.

Nesta figura podemos identificar V_C e V_R que são, respectivamente, as velocidades no sistema de laboratório do núcleo composto e do resíduo de evaporação, enquanto θ_L é o ângulo de laboratório do resíduo e θ_{CM} é o ângulo da velocidade do resíduo no sistema de centro de massa após várias evaporações.

A magnitude da velocidade de recuo V_R é limitada por um valor máximo V_{max} associado ao decaimento para o estado fundamental do resíduo, e associado também à situação

Figura III-1: Diagrama de velocidade, no qual V_C e V_R correspondem às velocidades do núcleo composto e da partícula evaporada no referencial de laboratório; v_c e v_r correspondem às mesmas velocidades no referencial de centro de massa. θ_L e θ_{cm} representam os ângulos nos dois referenciais.

extrema na qual as velocidades de recuo de todas as partículas emitidas são colineares. Lembrando que a máxima energia cinética que pode ser dada a um resíduo é definida como:

$$E_{MAX} = E_c^* - (M_e + M_R - M_c) c^2 \quad \text{III-15}$$

onde E_c^* é a energia de excitação do núcleo composto e M_e , M_R e M_c são respectivamente as massas do resíduo de evaporação, núcleo composto e da soma de todas partículas leves emitidas, podemos verificar que o valor máximo da velocidade máxima é:

$$V_{max} = 2 \left(\frac{M_e E_{MAX}}{M_R M_c} \right)^{1/2} \quad \text{III-16}$$

Se analisarmos o diagrama de velocidades, podemos ainda notar que :

$$V_R = V_c \cos \theta_L \pm (v_R^2 - V_c^2 \sin^2 \theta_L)^{1/2} \quad \text{III-17}$$

e que o ângulo máximo de espalhamento no referencial do laboratório θ_{MAX} é:

$$\sin \theta_{MAX} = \frac{V_{max}}{V_c} \quad \text{III-18}$$

para $V_{max} < V_c$.

Como as quantidades cinemáticas de interesse para os resíduos de evaporação são os centróides e larguras das distribuições de energia, faremos mais algumas considerações cinemáticas para derivá-las.

Com a finalidade de simular uma evaporação sequencial assume-se que as distribuições angulares no centro de massa para todas as partículas emitidas são isotrópicas. Desta forma, o teorema do limite central, permite afirmar que as distribuições de probabilidade para $\vec{v}_R$ são gaussianas e dadas por:

$$\frac{d^3T}{d\Omega_{cm} d\vec{v}_R} = K v_R^2 \exp\left(\frac{-v_R^2}{s^2}\right) \quad \text{III-19}$$

onde K é uma constante de normalização e s um desvio padrão que depende em detalhes do mecanismo de reação.

Transformando III-19 para o sistema de laboratório e usando III-17, tem-se:

$$\begin{aligned} \frac{d^3T}{d\Omega_L dV_R} = & K V_R^2 \exp[-V_C^2 \sin^2 \theta_L / s^2] \times \\ & \times \exp[-(V_R - V_C \cos \theta_L)^2 / s^2] \end{aligned} \quad \text{III-20}$$

Convém ressaltar nesta expressão que a dependência da velocidade com a quantidade $\frac{1}{V_R^2} \frac{d^3T}{d\Omega_L dV_R}$ é gaussiana, o que resulta que o termo $V_C \cos \theta_L$ fornece a velocidade média dos resíduos de evaporação. Por outro lado, se analisarmos a dupla solução da equação III-17 e assumirmos que os processos de emissão são simétricos em torno de 90° , chegaremos que as duas soluções são igualmente prováveis e assim $\bar{V}_R = V_C \cos \theta_L$.

Podemos ainda escrever a última equação em termos das energias cinéticas E_R e E_C dos resíduos e do núcleo composto, respectivamente. Assim, chega-se a:

$$\frac{d^3T}{d\Omega_L dE_R} = \frac{K(2E_R)^{3/2}}{M_R} \exp\left(\frac{-E_C \sin^2 \theta_L}{s^2 M_C}\right) \exp\left[\frac{-(E_R^{1/2} - E_C^{1/2})^2}{s^2 M_R}\right] \quad \text{III-21}$$

onde E_0 é dado por:

$$E_0 = \frac{M_R E_c}{M_c} \cos^2 \theta_L \quad \text{III-22}$$

Deste modo, o centróide da distribuição de energia pode ser dada por III-22, desde que o valor $E_R^{1/2}$ seja grande quando comparado com $\sqrt{2} M_R$.

III.2.2 - Decaimento sequencial

Geralmente, em reações induzidas por íons pesados, o núcleo composto é populado em altas energias de excitação. Assim, o núcleo residual proveniente de uma primeira evaporação de partícula leve ainda possuirá uma energia de excitação apreciável, podendo emitir portanto uma nova partícula. Este processo termina quando não há mais energia de excitação suficiente para emissão de uma partícula, sendo que o excedente desta energia é liberada em forma de radiação gama.

Este processo é denominado de decaimento sequencial e seus limites podem ser entendidos da seguinte maneira. Para ocorrer a primeira emissão, ou seja, a do núcleo composto, assim como as emissões subsequentes dos núcleos residuais, a partícula leve a ser emitida deve

possuir energia suficiente para vencer as barreiras coulombianas e centrífugas de cada caso. Em cada emissão a energia média das partículas vai decrescendo, e finalmente chega-se a uma energia de excitação que deve ser menor do que a energia de separação de um neutron do núcleo em questão.

Convém ressaltar que quanto mais alta a energia de excitação maior é a densidade de níveis, e lembrando que esta densidade de níveis quando expressa por um gás de Fermi depende exponencialmente da energia interna do sistema, resulta que o número de canais abertos é maior para regiões de alta energia de excitação. Deste fato resulta que, se assumirmos que todos os canais tem a mesma probabilidade, preferencialmente o núcleo residual subsequente deve ser populado na região de energia de excitação próxima a diferença entre a energia de excitação do núcleo residual anterior menos a diferença entre os valores de excesso de massa deste canal com o seguinte.

III.2.3 - Breve discussão sobre os códigos de programação usados neste trabalho

Vários códigos de programação foram feitos na tentativa de se prever as distribuições angulares de resíduos de evaporação. A grande maioria destes códigos está

baseada em cálculos de modelo estatístico e usa o método de Montecarlo para decidir entre os vários canais possíveis na cadeia de decaimento. Assim, neste tipo de cálculo, a "história" de um núcleo excitado é seguida até que este não possua energia suficiente para a emissão de uma nova partícula.

Para se calcular as seções de choque dos resíduos de evaporação é necessário conhecer o estado (isto é, a energia de excitação e o momento angular) do núcleo residual após cada emissão de partícula. Para se definir este estado deve-se avaliar as seguintes quantidades: A_i , Z_i , E_i^* , $\vec{J}_i$, $\vec{V}_i$, onde A_i , Z_i e E_i^* são o número de massa, o número atômico e a energia de excitação, respectivamente; enquanto $\vec{J}_i$ é o momento angular total e $\vec{V}_i$ é sua velocidade no sistema de laboratório. A mudança nos valores de A_i e Z_i são triviais e dependem somente do tipo de partícula emitida. Já as outras, podem ser determinadas a partir das quantidades de momento angular orbital e energia cinética (medida no sistema de centro de massa) carregada pela partícula leve ao ser emitida. Para determinar estas quantidades é que se utiliza o método de Montecarlo em conjunto com as distribuições de probabilidade derivadas da fórmula de Hauser-Feshbach.

Neste trabalho foram usados os códigos LILITA²⁰, PACE²¹ e CASCADE²² na comparação com os resultados experimentais. Os dois primeiros usam o método citado acima,

e basicamente eles diferem somente nos valores dos parâmetros de modelo óptico, ou seja, nos cálculos dos coeficientes de penetrabilidade.

Já o programa CASCADE não utiliza o método de Montecarlo para avaliar os estados subsequentes a uma emissão. Neste programa as linhas de decaimento são obtidas de todas as maneiras possíveis, o que equivale a dizer que todos os canais abertos são populados. Também neste programa os coeficientes de penetrabilidade são obtidos através de cálculos de modelo óptico.

III.4 - Modelos para fusão

Uma quantidade apreciável de sistemas foi analisada conjuntamente nas sistemáticas levantadas por Kovar¹⁴⁾ e Birkelund²⁾. Nestas sistemáticas pode-se observar que o comportamento das seções de choque de fusão apresentam algumas características em comum:

a) a função de excitação apresenta três regiões distintas:

- região I, na qual σ_F acompanha a seção de choque de reação σ_R e que tipicamente corresponde a um intervalo de energia $V_B < E_{ch} < 2 V_B$

- região II, na qual σ_F se desvia nitidamente de σ_R , tornando-se bem menor

- região III, na qual σ_F cai abruptamente devido ao limite da gota líquida para momento angular

b) a seção de choque de fusão pode atingir valores bem elevados (~ 1000 mb) no caso de sistemas leves

c) a função de excitação apresenta um comportamento monotônico, com exceções apenas para os sistemas leves envolvendo 2 "núcleos- α ".

Qualitativamente, o processo de fusão completa pode ser compreendida como decorrente do compromisso entre interações conservativas e dissipativas. À medida que dois íons pesados se aproximam vão ocorrendo processos cada vez mais inelásticos. Estes processos, denominados dissipativos, podem converter energia relativa em energia intrínseca. Para o caso do processo de fusão completa, essa dissipação é tal que toda a energia relativa é transferida para graus de liberdade intrínsecos e coletivos, provocando assim o surgimento de um núcleo composto.

Para a descrição dos mecanismos de reação entre íons pesados geralmente são utilizadas teorias semiclássicas, devido ao fato de que tipicamente os comprimentos de onda associados a essas reações são menores do que as dimensões características dos sistemas (por ex., o raio de interação). Usualmente, utiliza-se nessas teorias uma classificação dos vários mecanismos em função do parâmetro de impacto. Para o caso da fusão, isto implica em que deve haver uma certa interpenetração de matéria nuclear de tal modo que a atração nuclear sobrepuje a repulsão coulombiana.

Assim muitos foram os modelos que surgiram na tentativa de se explicar o comportamento da função de excitação para σ_f . Esses modelos costumam buscar esta explicação seguindo basicamente duas fortes tendências: limitação imposta pelo núcleo composto ou limitação devido a

propriedades macroscópicas dos componentes do canal de entrada. Paralelamente, existe uma procura por um potencial nuclear que contenha todas as informações relevantes.

Nossa intenção, nos itens a seguir, é sintetizar cada uma destas tendências.

III.3.1 - Modelo baseado no canal de entrada

A seção de choque de fusão pode ser escrita como⁴⁴ :

$$\sigma_F = \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_{lF} \quad \text{III-23}$$

onde T_{lF} é a probabilidade de que a onda parcial com momento angular l contribua na fusão. Na aproximação de corte abrupto (sharp cutoff)

$$\begin{aligned} T_{lF} &= 1 & \text{pl } l \leq l_{CR} \\ T_{lF} &= 0 & \text{pl } l > l_{CR} \end{aligned} \quad \text{III-24}$$

onde l_{CR} corresponderia ao valor do momento angular mais elevado que o núcleo composto pode suportar. Neste caso,

$$\sigma_F \approx \pi \lambda^2 \sum_{l=0}^{l_{CR}} (2l+1) \sim \pi \lambda^2 (l_{CR}+1)^2 \quad \text{III-25}$$

Aproximando os coeficientes de transmissão àqueles correspondentes a uma barreira parabólica invertida, com frequência dependente de l , teremos:

$$T_l(\epsilon) = \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{2\pi(V_{0l} - \epsilon)}{\hbar\omega_l} \right]} \quad \text{III-26}$$

onde $V_{0l} = V_0 + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu R_0^2}$ na qual R_0 e V_0 são, respectivamente o raio e a altura da barreira para $l=0$ e μ é a massa reduzida do sistema.

Para o caso onde $E - V_0 \gg \hbar\omega$ (região I) obtém-se:

$$T_F = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{V_0}{E} \right) \quad \text{III-27}$$

Assim sendo, nesta região a fusão seria limitada praticamente pela penetrabilidade desta barreira e seus parâmetros R_0 e V_0 poderiam ser obtidos a partir dos dados experimentais.

Dentre os modelos que explicam a fusão, nesta tendência, podemos destacar o de Glas e Mosel²⁹. Neste modelo, postula-se que o sistema deve atingir uma distância crítica de separação como condição necessária e suficiente para que ocorra a fusão. Consequentemente, todas as trajetórias que possuam parâmetro de impacto associado a uma distância menor do que este $R < R_c$ levarão ao processo de fusão. A parametrização deste R_c é feita da mesma maneira

do que na região I, ou seja, através do ajuste (na região II) dos dados experimentais pela equação:

$$\sigma_F = \pi R_c^2 \left(1 - \frac{V_c}{E}\right) \quad \text{III-28}$$

onde V_c é o valor da altura da barreira associada a fusão.

O valor deste V_c pode tanto assumir valores positivos, como é característicos de sistemas pesados, como valores negativos, comum em sistemas leves.

A parametrização feita nesta região para várias reações indicou que o melhor valor de R_c era conseguido por

$$R_c = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad \text{III-29}$$

onde A_1, A_2 são as massas no canal de entrada. O valor de r_0 conseguido nesta parametrização foi de 1.00 ± 0.08 .

III.3.2 - Limitação imposta pelo núcleo composto

O fato de que os modelos baseados na dinâmica do canal de entrada não explicavam as variações drásticas que ocorriam no valor da seção de choque de fusão máxima (por ex. nos sistemas $^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$, $^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$, $^{12}\text{C} + ^{15}\text{N}$) sugeriu que algumas características do núcleo composto estariam influenciando na fusão. Além disso, se ondas parciais até um

valor de $l = l_{cr}$ contribuem para a fusão, isto deve implicar em que o núcleo composto possua estados com momento angular l_{cr} (na sua energia de formação) e consequentemente a fusão poderia estar limitada pela linha de Yrast do sistema composto. Porém, é difícil imaginar que dois núcleos possam fundir populando estados na própria linha de Yrast já que a densidade de níveis nesta região é muito baixa. Entretanto, a fusão pode acontecer numa região acima da linha de Yrast onde a temperatura é suficientemente elevada. Esta idéia define o conceito de linha estatística de Yrast¹¹⁾.

A definição de linha estatística de Yrast fica então:

$$E_{Y,ST}^* = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_c} [L^{ST}(L^{ST}+1)] + \Delta Q \quad \text{III-30}$$

onde $\mathcal{I}_c$ tem a mesma definição do momento de inércia $\mathcal{I}$ na definição da linha de Yrast, e ΔQ é a energia extra necessária para se atingir um valor de densidade de níveis conveniente e L^{ST} seria o momento angular limitante para a energia $E_{Y,ST}^*$. Na aproximação de corte abrupto, σ_F pode ser escrito como:

$$\sigma_F = \pi \chi^2 (L^{ST}+1)^2 \approx \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E_{cm}} L^{ST}(L^{ST}+1) \quad \text{III-31}$$

$$\sigma_F = \frac{\pi \mathcal{I}_c}{\mu} \left(1 + \frac{Q - \Delta Q}{E_{cm}} \right) \quad \text{III-32}$$

sendo que $E^* = E_{cm} + Q$ e $\mathcal{I}_c = \frac{2}{5} A (r_{oc} A \mu c^2)^2$

Um ajuste sistemático da seção de choque de fusão para vários sistemas leves fornecem valores de r_{oc} e ΔQ

praticamente universais em todos os casos: $1,20 \pm 0,05$ fm e $10,0 \pm 2,5$ Mev.

Recentemente, Civitarese et al¹³ interpretaram este fator ΔQ como a energia dissipada num processo de múltiplas etapas, e que portanto, deve depender do tamanho do núcleo composto. Na parametrização feita por eles chegou-se a:

$$\Delta Q = 0,27 A_{TC}$$

III-33

a qual reproduz o comportamento de σ_F^{MAX} da maioria dos sistemas disponíveis.

III.3.3 - Potencial de proximidade¹⁴⁻¹⁵

Aproximações teóricas para se descrever σ_F assumem geralmente que o potencial que simula a interação entre as duas partículas pode ser dividido em duas partes: um termo devido a repulsão coulombiana e outro devido a atração nuclear. Sendo que o termo de repulsão coulombiana é bem conhecido, as aproximações são feitas no termo do potencial nuclear.

O método usual para se testar estes potenciais nucleares é calcular, através da obtenção de um potencial efetivo (que leve em consideração a barreira centrífuga), o

máximo valor de momento angular permitido. Portanto, podemos avaliar l_c se usarmos a expressão :

$$T_F = \pi \lambda^2 (l_c + 1)^2 \quad \text{III-34}$$

Este momento angular máximo pode ser obtido de duas formas:

- cálculo do coeficiente de penetrabilidade através da aproximação de WKB aproximando a barreira por uma parábola invertida
- análise da forma do potencial efetivo em função do momento angular em busca de um ponto de inflexão, ou seja, verificar para qual momento angular este potencial deixa de possuir um poço bem caracterizado.

O potencial de proximidade, que oferece resultados satisfatórios foi desenvolvido pelo grupo de Berkeley¹⁵⁾. Este potencial é baseado no conceito de forças de proximidade e utiliza o fato de que o raio de interação nuclear é pequeno quando comparado com as dimensões nucleares. O potencial de proximidade para um leptodermus (casca delgada) determina a seguinte parte real para o potencial nuclear entre dois núcleos:

$$V_N(r) = 4\pi\gamma \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} b \phi(r) \quad \text{III-35}$$

com

$$\gamma = 0.9517 (1 - 1.7826 \alpha^2) \text{ MeV fm}^{-2} \quad \text{III-36}$$

sendo o coeficiente de superfície, e $\alpha = \frac{(N_1 + N_2 - \epsilon_1 - \epsilon_2)}{(A_1 + A_2)}$

O valor do raio para a densidade igual a meio é dado por

$$R_i = R_i \left(1 - \frac{b^2}{R_i^2} \right) \quad \text{III-37}$$

desprezando termos em potências maiores, onde b é proporcional a espessura da superfície e pode ser igualada a $1 \text{ fm}^{1/3}$. O valor do raio efetivo é

$$R_i = 1.28 A_i^{1/3} - 0.76 + 0.8 A_i^{1/3} \quad \text{III-38}$$

Finalmente, temos que a função universal $\phi(\gamma)$ é dada por:

$$\phi(\gamma) = \begin{cases} 0.5(\gamma - 2.54)^2 + 0.0852(\gamma - 2.54)^3 & \gamma < 1.2511 \\ 3.437 \exp(-\gamma/0.75) & \gamma \geq 1.2511 \end{cases} \quad \text{III-39}$$

onde sua coordenada é definida como:

$$\gamma = (n - \epsilon_1 - \epsilon_2)/b \quad \text{III-40}$$

No ajuste deste potencial, comumente (se necessário) se utiliza uma variação no valor de R . Em geral, este potencial ajusta bem a forma dos dados.

A comparação dos resultados experimentais com as previsões teóricas será feita no capítulo IV.

IV - Análise dos dados

Neste capítulo pretendemos discutir os resultados experimentais de σ_F obtidos em função das previsões teóricas dos vários modelos apresentados comparando o sistema $^{18}O + ^{10}B$ com outros sistemas que levam ao mesmo núcleo composto ou mesmo próximos.

Posteriormente, avaliaremos as intensidades relativas dos vários canais de decaimento do núcleo composto. Tentaremos também obter um ajuste para essas intensidades relativas com programas que avaliam o decaimento sequencial (i.e. PACE), averiguando quais são os parâmetros relevantes para os ajustes.

IV.1 - A função de excitação

A seção de choque de fusão foi determinada basicamente pela somatória das distribuições angulares de elementos com número atômico entre 9 e 13. A função de excitação (vide tabela IV-1) pode ser vista nas figuras IV-1 e IV-2.

E_{lab} (Mev)	E_{cm} (Mev)	σ_{Total} fusão (mb)
29,0	10,36	550 $\pm$ 50
36,0	12,86	760 $\pm$ 70
39,0	13,93	790 $\pm$ 150
42,0	15,00	920 $\pm$ 110
49,0	17,50	840 $\pm$ 100
52,5	18,75	1000 $\pm$ 110
56,0	20,00	990 $\pm$ 140
59,5	21,25	980 $\pm$ 130
64,0	22,86	1100 $\pm$ 150
72,0	25,71	1090 $\pm$ 150

Tabela IV-1: Valores de σ_F para as energias medidas neste trabalho.

Figura IV-1: Ajuste da seção de choque experimental pela relação $\sigma_f = \pi R_B^2 (1 - V_B/E)$ em função de $1/E$ para o sistema $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$. Os valores de R_0 e V_B são encontrados na tabela IV-1.

Figura IV-2: Comparação de σ_f do sistema $^{18}\text{O} + ^{10}\text{B}$ com os valores de sistemas próximos encontrados na literatura¹⁴⁻¹⁷.

Na figura IV-2 apresentamos, também, os dados referentes às reações $^{16}\text{O} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{17}\text{O} + ^9\text{B} + e^-$. Nestas reações percebe-se que o valor máximo de σ_p é elevado (1300 mb) mesmo quando comparado com sistemas com canal de entrada envolvendo núcleos próximos. Isto se deve provavelmente ao fato do máximo ocorrer em energia mais elevada do que a típica para sistemas leves que é aproximadamente $E \approx 2V_B$ (onde V_B é a altura da barreira coulombiana). Outra interpretação para este fato, em base ao modelo de Glas e Mosel, é a de que para estas reações praticamente não se distingue a região I da região II (definição dada em III-3). Os valores de R_1 e V_1 , que correspondem ao ajuste em cada região, são muito próximos ao de R_B e V_B .

Por outro lado, ainda pode-se notar, neste mesmo gráfico, a coerência de nossos resultados com a tendência demonstrada para as outras reações na região I. Nesta região, dominada por efeitos determinados pela barreira coulombiana, sistemas que diferem de um a dois neutrons possuem um comportamento muito semelhante.

Os valores de σ_p obtidos neste trabalho, junto com os valores das duas reações citadas acima, parecem sugerir que o comportamento da função de excitação, na região II, de sistemas tipo $\text{O} + \text{D}$ não varia muito com a energia de bombardeio. Assim sendo, podemos dizer que os processos de reações diretas (transferência, inelástico, etc..) não tem

sua contribuição aumentada drasticamente, como é característico na região II para outros sistemas leves.

A comparação dos resultados com as previsões dos vários modelos também se mostrou satisfatória, como pode-se verificar na fig. IV-3. A seção de choque de fusão foi calculada com base na expressão:

$$\sigma_F = \frac{\kappa \omega R_0^2}{2 E_{cm}} \ln \left\{ \frac{1 + \exp \left[\frac{\kappa \omega}{\kappa \omega} (E - V_0) \right]}{1 + \exp \left[\frac{\kappa \omega}{\kappa \omega} (E - V_0 - \frac{\kappa \omega l_c^2}{2 \mu R_0^2}) \right]} \right\} \quad \text{IV-1}$$

utilizando os valores dos parâmetros obtidos nos ajustes.

Sendo que na região I a seção de choque de fusão pode ser aproximada por

$$\sigma_F = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{V_0}{E_{cm}} \right) \quad \text{IV-2}$$

podemos obter os valores de R_0 e V_0 a partir de um ajuste linear dos dados $\sigma_F (1/E)$. Este ajuste foi feito para todos os valores disponíveis, baseado no fato de que nossos dados não atingem a região II, como verificado acima. Na tabela IV-2 foram colocados, além dos fornecidos por esse ajuste, valores de R_0 e V_0 citados na literatura para sistemas com núcleo composto próximos. Esta sistemática será discutida no capítulo seguinte. Na avaliação para o valor de l_{cr} foi utilizada a aproximação

$$l_c (l_c + 1) \approx l_{cr}^2 = \frac{2 \mu}{\kappa^2} R_0^2 (E - V_0) \quad \text{IV-3}$$

Para o ajuste de baseado no modelo da linha de Yrast foram usados os parâmetros R_0 e V_0 obtidos do

Figura IV-3: Ajustes da seção de choque de fusão utilizando os modelos de Glas e Mosel (linha cheia), da linha estatística de Yrast (linha tracejada) e para o potencial de proximidade (linha pontilhada).

SISTEMA	R_B	$V_B/Z_1Z_2e^2$
$^{10}\text{B} + ^{18}\text{O}$	$6,81 \pm 0,82$	$0,110 \pm 0,013$
$^{10}\text{B} + ^{17}\text{O}$	$7,09 \text{ a)}$	$0,116 \text{ a)}$
$^{11}\text{B} + ^{16}\text{O}$	$7,12 \text{ a)}$	$0,134 \text{ a)}$
$^{12}\text{C} + ^{15}\text{N}$	$7,13 \text{ a)}$	$0,111 \text{ a)}$
$^{13}\text{C} + ^{14}\text{N}$	$7,14 \text{ a)}$	$0,111 \text{ a)}$
$^{10}\text{B} + ^{16}\text{O}$	$7,01 \text{ a)}$	$0,116 \text{ a)}$
$^{12}\text{C} + ^{14}\text{N}$	$7,05 \text{ a)}$	$0,111 \text{ a)}$
		$\alpha) = (7)$

Tabela IV-2: Valores R_B e V_B para vários sistemas com núcleo composto próximos.

ajuste anterior e a avaliação de l_c neste caso foi feito por :

$$l_c^2 = \frac{29}{k^2} (E_{cm} + Q)$$

IV-4

onde $Q = 1.2 + \frac{2}{5} A^{2/3}_{HC}$

Como pode se notar no gráfico citado acima a linha estatística de Yrast possui valores semelhantes ao modelo de Glas e Mosel, para esta região.

Na avaliação efetuada utilizando o potencial de proximidade, os únicos valores parametrizados correspondem às propriedades dos núcleos no canal de entrada (vide definição no capítulo III). Porém, é possível efetuar variações nas dimensões dos raios dos núcleos. Este fato permite variar a magnitude da seção de choque sem alterar significativamente a sua dependência com energia. No entanto, na curva apresentada na fig. IV-3, não foi necessário fazer uso desta variação.

Todos os modelos apresentados parecem prever σ_F de forma equivalente, havendo certa discrepância apenas para a estimativa do potencial de proximidade para altas energias.

Além destas comparações estudamos também a relação entre a seção de choque de fusão e seção de choque total de reação. Para tanto, construímos o gráfico IV-4, no qual

Figura IV-4a: Gráfico da energia de excitação do núcleo composto $E^*(^{28}\text{Al})$ em função de $J(J+1)$, utilizando os valores de J_{cr} e L_{gr} obtidos neste trabalho. Também são apresentados os valores correspondentes a linha de Yrast (linha cheia) e linha estatística de Yrast com Mev.

Figura IV-4b: Idem ao anterior, para sistemas levando ao núcleo composto

apresentamos os valores de energia de excitação de núcleo composto versus os de $l(l+1)$ sendo l o valor de momento angular rasante (ou crítico). A definição de momento angular rasante l_{gr} pode ser feita analogamente à de l_c , dado pela equação III-34, substituindo o valor de T_F pelo da seção de choque de reação (T_R). Os valores de T_R são obtidos a partir de cálculos de modelo óptico feitos pelo programa MODOPT. Os valores obtidos (tabela IV-1) serão objeto de discussão no próximo capítulo.

IV.2 - Análise dos canais de saída

A intensidade relativa dos canais de saída em função do número atômico foi investigada. Convém ressaltar que as câmaras de ionização tem por propriedade separar as partículas incidentes por número atômico.

O cálculo das intensidades relativas foi feito dividindo-se a integral das distribuições angulares para cada elemento pela somatória destas integrais. A avaliação destas integrais foi feita supondo-se que a forma das distribuições angulares depende basicamente da cinemática como mostrado em III-2.1 Assim sendo, cada distribuição angular foi extrapolada (nos pontos não medidos) seguindo-se a forma previstas por cálculos teóricos baseados no modelo estatístico de Hauser-Feshbach. Optamos pelas distribuições

conseguidos com o programa LILITA, pela sua facilidade de cálculos que apresenta para esta finalidade. Os resultados obtidos desta maneira são mostrados na fig. IV-5.

Nas figuras IV-6 a IV-8 apresentamos os resultados estimados pelos programas LILITA, PACE e CASCADE. Nota-se que, apesar de utilizarmos praticamente os mesmos parâmetros de entrada, essas avaliações não são iguais (como podia se esperar) e nem correspondem aos valores experimentais. Todavia, estes parâmetros (principalmente a difusividade da distribuição do coeficiente de penetrabilidade para fusão $T_{\alpha F}$) correspondem na realidade ao produto $T_e P_e$, onde T_e corresponde à penetrabilidade de um potencial óptico e P_e corresponde à probabilidade do sistema fundir uma vez que o sistema ultrapassou à barreira.

Com a finalidade de estudarmos a influência destes parâmetros na avaliação das intensidades relativas, fizemos variações nos parâmetros de entrada relevantes. Para efetuar este estudo utilizamos o programa PACE. Os resultados podem ser vistos nas figuras de IV-9 a IV-11.

Na figura IV-9 podemos notar que aumentado-se o valor da difusividade da distribuição de T_e , favorecemos os canais de saída nos quais existam pelos menos um decaimento de partícula alfa, o que corresponde no nosso caso principalmente aos elementos sódio e fluor. Isto decorre do fato de que ao aumentar-se a difusividade, ondas parciais com momento angular mais elevado passam a contribuir para o

Figura IV-5: Intensidade relativa experimental dos resíduos de evaporação para cada elemento. A incerteza estatística para os elementos $Z = 13$ correspondem a aproximadamente 30%, e para os outros aproximadamente 10%.

Figura IV-6: Intensidade relativa de cada elemento obtida a partir do programa LILITA.

Figura IV-7: Intensidade relativa de cada elemento obtida a partir do programa PACE.

Figura IV-8: Intensidade relativa de cada elemento obtida a partir do programa CASCADE.

Figura IV-9: Intensidade relativa elemental prevista pelo PACE utilizando os valores de 5.0 e 3.0 para o parâmetro de difusividade.

valor de σ_f . Portanto, a probabilidade do núcleo composto emitir partículas alfa, que carrega mais momento angular, aumenta.

Outro parâmetro que foi alterado corresponde ao parâmetro de densidade de níveis ($\rho(E^*)$). Lembrando a definição apresentada na equação III-10, nota-se que a quantidade densidade de níveis $\rho(E^*)$ varia exponencialmente com a raiz quadrada de Q . Isto implica em que aumentando-se o valor de Q cresce muito o número de estados com energia de excitação elevada. Este fato sugere que os decaimentos para estados de energias de excitação mais altas devem ser estatisticamente mais favorecidos do que no caso anterior e portanto, decaimentos por emissão de neutrons e protons tem sua probabilidade aumentada, pois o incremento de $\rho(E^*)$ é maior quanto menor o valor de I . Em geral, protons e neutrons carregam menos energia do que as partículas alfa por emissão. Por outro lado, se para cada decaimento o valor médio da energia de excitação for aumentada (devido ao incremento da densidade de níveis), isto deve acarretar que um maior número de partículas leves será emitido. Assim sendo, os canais de saída que envolvam evaporação de vários nucleons serão favorecidos. Devemos lembrar também que para os canais de saída que possuam um Q menor, o número de estados disponíveis é maior, já que estes podem atingir a energias de excitação mais elevadas. No presente trabalho o elemento que parece corresponder a este caso é o magnésio, como mostrado nas figuras IV-10. Pode-se

Figura IV-10: Intensidade relativa elementar prevista pelo PACE utilizando os valores de $A/6$ e $A/10$ para o parâmetro densidade de níveis.

observar ainda nestas figuras que no caso contrário, ou seja, diminuindo-se o parâmetro de densidades de níveis, o raciocínio inverso é verdadeiro.

Um outro parâmetro que alteramos corresponde ao momento de inércia dos núcleos residuais. Aumentando o momento de inércia a linha de Yrast ficava mais baixa. Este abaixamento da linha de Yrast implica que um núcleo com determinada energia de excitação permite ser populado em estados com momento angular mais alto do que aquele permitido pela linha de Yrast anterior. Portanto, raciocinando analogamente ao caso do aumento de difusividade, os canais de saída envolvendo a evaporação de uma partícula alfa deveriam ter sua probabilidade aumentada. Outra maneira de compreendermos este fato é observar que esta probabilidade deve aumentar para a região na qual o momento angular é alto, mas a energia de excitação é baixa. Isto deve implicar em que os canais a serem favorecidos são aqueles nos quais ocorre a transferência de uma grande quantidade de momento angular. De fato, quando observamos as figuras IV-11, podemos notar que o canal mais favorecido corresponde ao sódio, em cuja cadeia de decaimento existe uma emissão de partícula alfa.

Da análise deste estudo resultou que das variações realizadas no parâmetro de difusividade de T_e^F obtivemos o melhor ajuste de nossos dados. Assim sendo, analisamos os coeficientes de penetrabilidade fornecidos pelo programa

Figura IV-11: Intensidade relativa elementar prevista pelo PACE variando a constante K_y para a metade e para o dobro. Esta constante está relacionada com o momento de inércia por $K_y = \hbar^2/2Jc$.

MODOPT, após o ajuste do espalhamento elástico, com a finalidade de verificar sua difusividade. Esta análise revelou que esses valores de difusividade cresciam em função do inverso da energia (fig. IV-12), alcançando o valor utilizado no estudo citado acima (para o caso da energia mais baixa).

Utilizando, assim, os valores da difusividade provenientes do MODOPT como parâmetros de entrada para o programa PACE, chegamos no que consideramos ser o melhor ajuste possível (fig. IV-13).

Figura IV-12: Variação do coeficiente de penetrabilidade para reação com a energia

Figura IV-13: Intensidade relativa elemental final,
utilizando os valores de difusividade obtidos
dos coeficientes de penetrabilidade T_R a partir das
previsões do programa MODOPT para G_R .

V - Comentários finais

A inclusão dos valores de R_B e V_B na sistemática de Kovar et al.¹⁴ permite verificar a boa concordância destes valores com os determinados para outros sistemas, como pode se observar nas figuras V-1. Podemos ainda notar, em particular para a figura V-1a, a existência de uma mudança de comportamento nos valores de R_B para o caso de reações envolvendo núcleos leves (s-d). Esta mudança sugere que exista uma propriedade, outra que a geométrica, que determine a fusão completa na região I.

A partir do ajuste das distribuições percentuais elementares com os modelos de decaimento sequencial obtivemos um valor de difusividade do coeficiente de transmissão relativamente elevado se comparado com os valores de momento angular envolvidos na reação. Este valor parece ser confirmado pela análise dos coeficientes de penetrabilidade obtidos através do espalhamento elástico.

A análise da razão entre a seção de choque de fusão (σ_F) e a seção de choque de reação (σ_R) mostra um comportamento quase constante com a energia, mas refletindo um eventual efeito de estrutura se comparada com outras para sistemas mais pesados¹⁴.

Figura V-1: Idem figura I-2, adicionando-se mais alguns sistemas.

Este fato levou-nos a estudar o comportamento destas razões para vários sistemas envolvendo núcleos leves. Este estudo foi feito a partir da relação dos valores desta razão (σ_F / σ_R) como função da energia (fig. V-2). Os valores de σ_F e σ_R foram obtidos de vários trabalhos da literatura. Quando estes trabalhos não forneciam os valores de σ_R ou de λ_{gr} associado, a partir do qual é possível avaliar σ_R , utilizamos uma aproximação semiclássica para obter σ_R .

Em trabalhos recentes, foi sugerido que a fusão completa só ocorreria se os núcleos atingissem uma distância para a qual a sobreposição de matéria nuclear levasse a um determinado valor de densidade de matéria nuclear (modelo de Glas e Mosel⁴³, e Horn e Fergusson⁴⁴). Uma outra maneira de se interpretar esta sobreposição é definir que a parte interna do núcleo é responsável pelo processo de fusão. Seguindo esta linha, podemos definir uma região "interna" na qual se atinge uma saturação da densidade de matéria nuclear qualificada de volume e a outra de superfície, sendo que as partículas pertencentes à parte de volume é que seriam responsáveis pelo processo de fusão, enquanto que a superfície do núcleo, associada a uma difusividade relativamente importante, no caso de íons leves, poderia ser associada aos processos diretos.

Assim sendo, desenvolvemos em colaboração com D. Civitarese, um programa para o cálculo da densidade de matéria nuclear ($\rho(r)$). Este programa (DENSI) é baseado no

Figura V-2: Gráficos da relação σ_F/σ_R em função da energia, para sistemas com núcleo composto próximo.

modelo de partícula independente e utiliza as soluções da equação de Nilson para um potencial nuclear descrito como um oscilador harmônico⁴⁷. Podemos verificar, nas figuras V-3, que a dependência de $\rho(\lambda)$ com o raio nuclear estimadas pelo DENSI são bem próximas daquelas obtidas pelo espalhamento de elétrons nestes mesmos núcleos. Para definirmos o limite para a região de volume utilizamos, como descrito por Bohr e Mottelson⁴⁸, o conceito de raio efetivo. Este raio efetivo está associado ao valor dado para frequência de oscilador na construção do programa e vale:

$$R_{ef} = 1.2 A^{1/3} \quad V-1$$

onde A corresponde ao número de massa do núcleo.

Para avaliarmos o número de partículas na região de volume, integramos a função $\rho(\lambda)$ obtida pelo DENSI de zero até o valor do raio efetivo (como definido acima).

A fim de relacionar estes números de partículas destas regiões de volume (N_V) com o raio da barreira R_B , utilizamos a seguinte aproximação:

$$\frac{\sigma_F}{\sigma_R} \approx \frac{\pi R_B^2}{\pi R_{ef}^2} \approx \frac{N_V + N_{V_2}}{N_{T_1} + N_{T_2}} \quad V-2$$

onde

N_V = número de partículas no volume

N_T = número total de partículas no núcleo.

R_B = raio da barreira de fusão

R_{ef} = raio da barreira para reação

A figura V-2 mostra os valores experimentais de σ_F/σ_R , assim como os valores previstos pela relação V-2. Encontramos um acordo satisfatório, o que sugere uma

Figura V-3: Densidade de matéria nuclear prevista pelo programa DENSI para vários núcleos.

avaliação do raio da barreira de fusão R_B a partir da mesma relação, bastando para tanto estipular o valor do raio R_c . O valor utilizado, quando não encontrado na literatura, foi:

$$R_c = 1.12 A^{1/3} - 0.94 A^{-1/3} \quad V-3$$

Os valores de R_B para os vários sistemas são apresentados na figura V-4. O comportamento destes valores também mostra um acordo satisfatório, porém sem uma variação brusca como nos dados experimentais. A dependência destes valores, quando comparado à figura V-3 evidenciam o fato de que núcleos leves apresentarem um raio para a barreira de fusão relativamente menor que os sistemas pesados. Isto está relacionado a difusividade relativamente maior dos núcleos leves, que por sua vez está relacionado a um valor ainda não saturado da energia de ligação por nucleon (B/A).

Para testar esta idéia, a título de especulação, calculamos uma "densidade volumétrica de energia" (B/V) associada ao alvo e projétil, onde $B_{\text{alvo, projétil}}$ corresponde a energia de ligação e $V_{\text{alvo, projétil}}$ corresponde ao termo de volume calculado a partir de valores experimentais (espalhamento de elétrons) de raio quadrático médio.

Os resultados estão na figura V-5 reproduzindo perfeitamente a tendência da figura V-1⁴.

Os valores de B/V podem ser associados a parte da energia disponível no canal de entrada, que por sua vez vai determinar a temperatura que o sistema composto pode atingir:

$$\lambda^2 = \frac{E^*}{A/8} \propto \frac{E^*}{V} \quad V-4$$

Figura V-4: Valores de R_B previstos por nosso modelo em função de $A_1^{1/3} + A_2^{1/3}$. As retas indicam o comportamento dos dados experimentais segundo as expressões descritas na legenda da figura I-2

Figura V-5: Gráfico da "densidade volumétrica de energia" para as diversas reações da figura V-1. O cálculo de $\tilde{B}$ é feito como descrito no texto. As retas indicam o comportamento dos dados experimentais segundo as expressões descritas na legenda da figura I-2.

Apesar dos resultados relatados neste trabalho não apresentarem de forma conclusiva uma explicação clara e única para o comportamento da seção de choque de fusão para vários sistemas, acreditamos ter estabelecido uma relação clara, no caso de fusão de núcleos s-d, entre a barreira de fusão e grandezas macroscópicas associadas à estrutura nuclear dos núcleos envolvidos.

Referências :

- 1) D.A. Bromley, Rev. Bras. 2 (1972) 169, Nucl. Inst. and Meth. 146 (1977) 1
- 2) O. Sala, G. Spalek, Nucl. Inst. and Meth. 122 (1974) 213
- 3) J.R. Birkelund, S.R. Huizenga, J.N. De, D. Sperber Phys. Rep. 56 (1979) 1305
- 4) A. Bromley, Treatise on heavy ion science Vol. 3, Plenum Press (1984)
- 5) G.R. Satchler, Direct nuclear reactions, Clarendon Press Oxford (1983)
- 6) R. Bock, Heavy ion collisions Vol. 1 e 2, North Holland Publ. Co. (1979)
- 7) W. Noeremberg, H.A. Weidenmueller, Introduction to the theory of heavy ion collisions, Lecture notes in physics 51 (1980), Springer-Verlag
- 8) D. Glas, U. Mosel, Nucl. Phys. A 237 (1975) 429
- 9) J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort, X. Tarrago, Phys. Rev. C 9 (1974) 1018
- 10) R. Bass, Nucl. Phys. A 231 (1974) 45
- 11) S.M. Lee, T. Matsuse, A. Arima, Phys. Rev. Let. 45 (1980) 165
- 12) R. Vandenbosch, A.J. Lazzarini, Phys Rev. C 23 (1981) 1074
- 13) D. Civitarese et al., Phys. Let. B 125 (1983) 22
- 14) H.T. Krappe, J.R. Nix, A.J. Sierk, Phys. Rev. C 20 (1979) 992
- 15) S.J. Blocki, J. Raudrup, W.J. Swiatecki, C.F. Tsang, Ann. of Phys. 105 (1977) 427
- 16) Kovar et al., Phys. Rev. C 20 (1979) 1305
- 17) Y.D. Chan, D.E. DiGregorio, J.L.C. Ford Jr., J. Gomez del Campo, M.E. Ortiz, D. Shapira Phys. Rev. C 25 (1982) 1410

- 18) J. Gomez del Campo, Phys. Rev. Let. 43 (1979) 26
- 19) D.E. DiGregorio, J. Gomez del Campo, Y.D. Chan, J.L.C. Ford Jr., D. Shapira, M.E. Ortiz, Phys. Rev. C 26 (1982) 1490
- 20) J. Gomez del Campo, R.G. Stokstad, Physics Division, Description and use of the Monte Carlo code LILITA, Oak Ridge National Laboratory, ORNL-TM-7295 (1981)
- 21) A. Gavron, Phys. Rev. C 21 (1980) 230
- 22) F. Puelhofer, Nucl. Phys. A 280 (1977) 267
- 23) G.P. Lawrence, R.K. Beauchamp, J.L. McKibben Nucl. Inst. and Meth. 32 (1965) 357
- 24) H. Sann et al., Nucl. Inst. and Meth. 124 (1975) 509
- 25) D. Shapira, R.M. Devries, H.W. Fulbrigut, J. Toke, M.R. Glover, Nucl. Inst. and Meth. 129 (1975) 123
- 26) R. Allemand, G. Thomas, Nucl. Inst. and Meth. 137 (1976) 141
- 27) R.G. Stokstad, D.C. Hensley, A.H. Snell, Nucl. Inst. and Meth. 141 (1977) 499
- 28) L.B. Loeb, Basic process of gaseus electronics, Univ. of California Press
- 29) M.D. Ferrareto, A.P. Teles Relatório anual (1977) 68
- 30) A.P. Teles, Comunicação particular
- 31) R. Liguori Neto, Tese de Mestrado, IFUSP (1980)
- 32) L.C. Northcliffe, R.F. Schilling Nuclear Data Table A7 (1970) 254
- 33) MODOPT - J.M. Cohenca, Computer program for optical model analysis of nuclear scattering, Univ. of Oxford, Nuclear Physics Group Report 41 (1968)
- 34) J. Gomez del Campo et al., Phys. Rev. C 29 (1984) 1722
- 35) N. Bohr, Nature 137 (1936) 344
- 36) J.M. Blatt, V.F. Weisskopf, Theoretical nuclear Physics, John Wiley & Sons (1952)
- 37) B.W. Allardyce et al., Nucl. Phys. 85 (1965) 193
- 38) T. Ericson, V. Strutinsky, Nucl. Phys. 8 (1958) 284

- 39) T.D. Thomas, Ann. Rev. Nucl. Sci. 18 (1968) 343
- 40) E. Vogt, Adv. in Nucl. Phys. 1 (1968)
- 41) A. Gilbert, A.G.W. Cameron, Can. Jour. of Phys. 43 (1965) 1496
- 42) U. Facchini, E. Saetta-Menichella, En. Nucl. 15 (1968) 54
- 43) J. Gomez del Campo, Phys. Rev. C 19 (1979) 2170
- 44) W.D. Myers, Nucl. Phys. A 204 (1973) 465
- 46) D. Horn, A.J. Ferguson, Phys. Rev. Let. 41 (1978) 1529
- 47) A. Bohr, B. Mottelson, Nuclear structure, Vol. 1 e 2, (1975) W.A. Benjamin Inc.
- 48) M.S. Hussein, J.C. Acquadro, D. Pereira, Phys. Let. B 100 (1981) 381
- 49) J.M. Oliveira Jr., Comunicação particular
- 50) M.M. Obuti, Comunicação particular
- 51) M.M. Coimbra, Comunicação particular
- 52) A.C.C. Villari, Comunicação particular