

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

MEDIDAS DAS SECCÕES DE CHOQUE DE FUSÃO DOS SISTEMAS



RAPHAEL LIGUORI NETO

Tese submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Doutor em Ciências



ORIENTADOR: Prof. Dr. JUAN CARLOS ACQUADRO

SÃO PAULO
1986

Handwritten signatures:
Raphael Neto
Prof. Alberto Delfino
Carolina Komen
Raul Donangelo

539.764

L727m

D

ex. 3



FICHA CATALOGRÁFICA

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

Liguori Neto, Raphael

Medidas das secções de choque de fusão dos sistemas $160+46,50\text{Ti}$. São Paulo, 1986.

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

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Juan Carlos Acquadro *Quadro*

Unitermos: 1. Funções de excitação da fusão; 2. Medida de resíduos de evaporação; 3. Parâmetros da barreira de fusão; 4. Espectroscopia γ em linha; 5. Modelos unidimensionais de penetração de barreira; 6. Movimento de ponto zero.

USP/IF/SBI - 20/86

À Angela e à Lauren

AGRADECIMENTOS

Ao Prof.Dr. Juan Carlos Acquadro, desejo expressar meus agradecimentos pelo incentivo e orientação durante a realização deste trabalho.

Ao Prof.Dr. Paulo Roberto Silveira Gomes, minha gratidão pela participação ativa e imprescindível durante todas as etapas deste trabalho e pela amizade.

Ao Prof.Dr. Alejandro Szanto de Toledo, desejo agradecer pelas discussões, incentivo e pela ajuda nos períodos de máquina.

À Melayne, Nelson e Edilson, pela valiosa ajuda na tomada de dados e pela amizade.

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

Ao Adilson Teles, pela paciente assistência nos programas, e a todos os operadores do computador, pela boa vontade sempre demonstrada.

Ao pessoal técnico das oficinas mecânicas, eletrônica e ao pessoal responsável pela manutenção do acelerador e fontes de íons, meus sinceros agradecimentos.

Finalmente, devo agradecer ao João Carlos, pela boa vontade e precisão na confecção dos desenhos e a Gina, pela cuidadosa datilografia.

RESUMO

Foram medidas funções de excitação para a fusão completa dos sistemas $^{16}\text{O}+^{46},^{50}\text{Ti}$ em energias abaixo e em torno da barreira Coulombiana. A secção de choque de fusão foi obtida, utilizando-se os métodos da espectroscopia γ em linha e fora da linha, através da soma das secções de choque dos canais de decaimento do núcleo composto formado, observados experimentalmente. As vantagens e limitações do método são discutidas em detalhes.

As funções de excitação da fusão dos sistemas citados foram analisados utilizando-se modelos semiclássicos de penetração de barreira. Através desta análise, determinamos o raio e a altura da barreira de fusão para estes sistemas. Os valores obtidos concordam com valores da literatura na mesma região de massa.

A secção de choque de fusão calculada pelo modelo de penetração de barreira unidimensional, utilizando potenciais que descrevem a interação entre íons pesados, é subestimada em energias abaixo da barreira Coulombiana.

A introdução da vibração de ponto zero da superfície dos núcleos interagentes, apesar de produzir um aumento da secção de choque em energias sub-Coulombianas, não consegue reproduzir os dados de maneira satisfatória, pois prevê uma diferença isotópica nas funções de excitação que não é observada experimentalmente.

As previsões do modelo estatístico para o decaimento do núcleo composto (programa CASCADE) apresentam uma concordância satisfatória para os canais de decaimento mais intensos.

ABSTRACT

Excitation functions for complete fusion of the systems $^{16}\text{O} + ^{46,50}\text{Ti}$, with energies near and below the Coulomb barrier, were measured. With the use of the in-beam and out of beam γ spectroscopy, the formation of the compound nucleus was experimentally detected. The fusion cross section was then attained by the sum of all observed compound nucleus decay channels. The limitation and advantages of measurements methods are discussed.

Theoretical analysis of the experimental results using the semi-classical barrier penetration model allowed us to obtain the fusion barrier height and radius for the studied systems. These values are in good agreement with others reported for this mass range.

Using the unidimensional barrier penetration model with different nuclear potentials, describing the heavy ion interactions gave theoretical fusion cross section values systematically smaller than our measured values in the energy region below the Coulomb barrier.

The introduction of the nuclear surface zero point vibrations enhances the theoretical fusion cross sections in the sub-Coulomb region, but simultaneously introduces an isotopic difference in the fusion excitation functions that is not observed experimentally.

The statistical model predictions for the compound nucleus decay (calculated by the CASCADE program) show reasonable agreement for the more intense decay channels.

Í N D I C E

CAPÍTULO	PÁGINAS
I. INTRODUÇÃO	1
II. PARTE EXPERIMENTAL	5
II.1. Descrição do Método	5
II.1.a. Método da Espectroscopia γ em linha	7
II.1.b. Método da Espectroscopia γ fora de linha	14
II.1.c. Correções Devidas ao Decaimento	20
II.1.d. Vantagens e Limitações do Método	29
II.2. Arranjo Experimental	32
II.2.a. Câmara de Irradiação	33
II.2.b. Sistema de Detecção	36
II.2.c. Os alvos de Ti	41
II.2.d. Determinação da Carga Integrada	47
II.2.e. Eletrônica e Aquisição de dados	54
III. REDUÇÃO DE DADOS	58
III.1. Medidas Efetuadas	58
III.2. Análise dos Espectros	62
III.3. Identificação dos Raios γ	68
III.3.a. Radiação de Fundo e Contaminantes	69
III.3.b. Resíduos de Evaporação	74
III.4. Resultados Obtidos	77
IV. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS	82
IV.1. Natureza Semiclássica das Reações entre íons pesados	82
IV.2. Cálculo da Secção de Choque de Fusão ...	87
IV.3. Potenciais Nucleares	93
IV.3.a. Potencial de Proximidade	94
IV.3.b. Potencial KNS	100

CAPÍTULO	PÁGINAS
IV. Outros Graus de Liberdade: Movimento de Ponto Zero (ZPM)	104
V. APLICAÇÃO DOS MODELOS AOS SISTEMAS ESTUDADOS ...	111
VI. CONCLUSÕES	127
APÊNDICE A	129
APÊNDICE B	146
REFERÊNCIAS	151

I. INTRODUÇÃO

Nas últimas duas décadas as reações entre íons pesados, e em particular as reações de fusão, têm sido objeto de estudos intensivos, tanto do ponto de vista experimental quanto teórico. O interesse neste tipo de reação se deve, em parte, ao aumento das facilidades experimentais oferecidas pelos grandes aceleradores, permitindo que uma grande variedade de feixes de íons pesados pudessem ser obtidos em energias de poucos MeV/nucleon até algumas centenas de MeV/nucleon. Por outro lado, as reações de fusão oferecem a oportunidade de estudar um dos mais drásticos rearranjos que um sistema nuclear de muitos corpos pode sofrer.

O interesse original do estudo do processo de fusão estava ligado a necessidade dos astrofísicos em obter, através de modelos ou resultados experimentais, a taxa de fusão para sistemas do tipo $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$, que permitiriam se extrair informações importantes sobre o estágio de evolução de uma estrela. Outro estímulo ao estudo deste tipo de reação seria a produção de elementos superpesados através da fusão de dois núcleos de massas intermediárias. Se o fracasso inicial em ambos os estudos (*Hu81*) produziu, por um lado, um certo desestímulo à área, a descoberta de outros tipos de reações, tais como espalhamento muito inelástico (*Sc??*), realimentou o interesse de um entendimento mais profundo dos mecanismos que governam um tipo ou outro de reação.

O processo de fusão entre íons pesados representa um problema de muitos corpos bastante complexo do ponto de vista microscópico. No entanto o comportamento geral da função de excitação de uma reação de fusão pode ser parametri-

zado de uma maneira extremamente simples (Gl75).

O crescente acúmulo de dados de reação de fusão mostrou, todavia, que um grande número de sistemas apresentam desvios significativos em relação ao comportamento geral.

É um fato experimental bastante bem estabelecido que, em energias sub-Coulombianas, a secção de choque de fusão para sistemas de massa intermediária e pesados apresenta um aumento significativo, em relação aos modelos de penetração de barreira, cujo único grau de liberdade considerado é a distância de separação dos núcleos reagentes (St84).

Outro aspecto experimental importante foi a observação de sistemas cujas funções de excitação apresentam diferenças pronunciadas com uma pequena variação do número de nucleons envolvidos no processo. Como exemplos marcantes deste efeito podemos citar os sistemas $^{160}_{+148}-^{154}_{-154}\text{Sm}$ (St80) e $^{58,64}\text{Ni} + ^{58,64}\text{Ni}$ (Be80), onde as diferenças observadas nas reações com diferentes isótopos não podem ser explicadas em termos das diferenças geométricas destes sistemas.

Vários modelos (St81, Br83, Kr83, Es81) foram desenvolvidos com o objetivo de se determinar qual o grau de liberdade adicional, associado à estrutura nuclear dos núcleos interagentes, determina a dinâmica do processo. No entanto, o mecanismo exato que produz os efeitos citados, em energias sub-Coulombianas ainda não está bem compreendido.

A obtenção de dados de secção de choque de fusão em energias em torno e abaixo da barreira Coulombiana pode contribuir para uma maior compreensão do papel desempenhado pela estrutura nuclear neste tipo de reação.

Dentro deste espírito propomos a determinação da secção de choque de fusão, em energias em torno e abaixo da barreira Coulombiana, dos sistemas $^{16}\text{O}+^{46},^{50}\text{Ti}$ com o objetivo de se investigar a existência e a magnitude dos efeitos acima citados.

O estudo das reações de fusão requer sistemas de identificação dos produtos de reação. As técnicas usualmente utilizadas no Laboratório Pelletron são os detetores telescópicos a gás E- Δ E e sistemas de tempo de voo. No entanto optamos pelo desenvolvimento e utilização da técnica da espectroscopia γ , que permite se determinar secção de choque bastante baixas (características em energias sub-Coulombianas) além de fornecer as secções de choque de cada um dos resíduos provenientes do decaimento do núcleo composto formado na reação de fusão.

O capítulo II é consagrado à discussão da parte experimental do presente trabalho, sendo que na secção II.1 discutimos detalhadamente o método da espectroscopia γ , procurando estabelecer os limites de sua aplicabilidade e as vantagens e desvantagens em relação as técnicas usuais. Na secção II.2, o aparato experimental e as técnicas utilizadas na obtenção dos dados complementares necessários na determinação da secção de choque de fusão são descritos.

No capítulo III é feita a discussão da redução dos dados obtidos, discussão esta complementada no apêndice A.

No capítulo IV discutimos os modelos teóricos usualmente utilizados na interpretação dos dados de secção de choque de fusão em energias em torno e abaixo da barreira Coulombiana. As funções de excitação dos núcleos residuais pro-

venientes do decaimento do núcleo composto são comparadas com as previsões do modelo estatístico de Hauser-Feshbach, utilizando o programa CASCADE (Pu77), no apêndice B.

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

II. PARTE EXPERIMENTAL

II.1. DESCRIÇÃO DO MÉTODO

O estudo da formação do núcleo composto, através de uma reação de fusão e seu posterior decaimento, pode ser efetuado através de várias técnicas. Se a fissão do núcleo composto não for um canal de decaimento importante, a figura II.1, abaixo, representa, esquematicamente, os principais produtos de uma reação de fusão. Vemos que os resíduos de evaporação são emitidos em um cone em torno da direção da linha do feixe, sendo que, quanto mais pesado o projétil em relação ao alvo, menor a abertura do cone ou em outras palavras, os resíduos de evaporação são focalizados em ângulos bastante dianteiros.

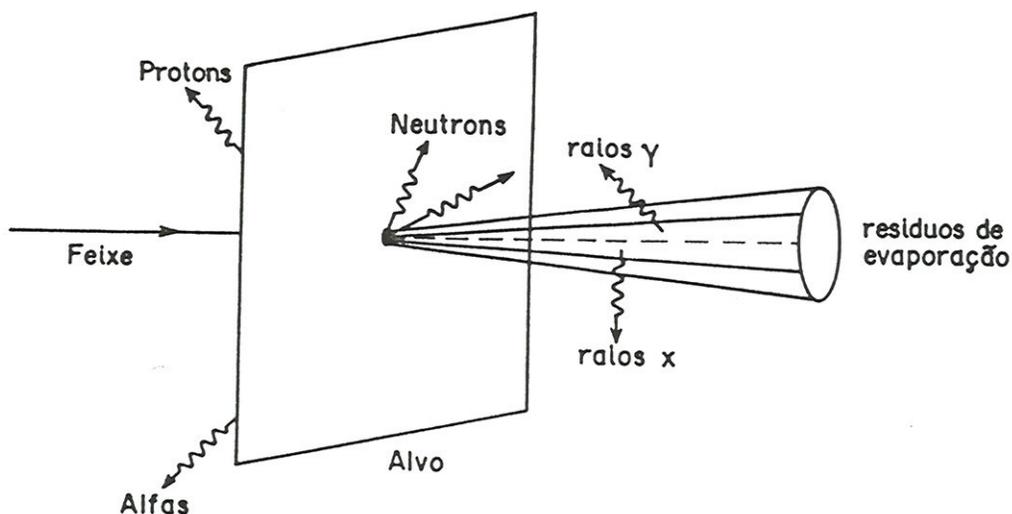


Figura II.1. Representação esquemática dos produtos de uma reação de fusão (Be^{84}).

Desta maneira, uma técnica possível para o es

tudo das reações de fusão seria através da identificação dos resíduos de evaporação do núcleo composto formado. Esta identificação pode ser feita de maneira direta, detetando os resíduos de evaporação ou, de maneira indireta, através da identificação da radiação eletromagnética característica por eles emitidos, no caminho seguido até atingir a estabilidade.

A identificação direta dos resíduos de evaporação pode ser feita através de sistemas de tempo de voo (*Vi79*), detetores telescópicos E- Δ E (*Pe78*), detetores de traço (*Na70*) e separação química (*Ja79*), sendo os dois primeiros muito mais utilizados que os dois últimos.

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

O método indireto, como citado anteriormente, consiste na observação das radiações características dos resíduos de evaporação, podendo estas serem as transições γ características do nuclídeo produzido no processo de decaimento do núcleo composto (xp, yn, z α), observadas na linha do feixe (espectroscopia γ em linha) (*Ze75*). Outra possibilidade é se observar os raios X característicos de nuclídeos radioativos fora da linha do feixe (*St80*). Os dois primeiros métodos permitem a identificação de cada núcleo residual, por serem as radiações γ características de cada nuclídeo, enquanto o último não distingue nuclídeos com mesmo número atômico (isótopos).

Neste trabalho estudamos a fusão pelos métodos indiretos de espectroscopia γ em linha e fora de linha. Discutiremos a seguir, em detalhes, estes métodos incluindo nesta discussão as correções que devem ser aplicadas a ambos e na parte final desta secção, suas vantagens e limitações.

II.1.a. Método da Espectroscopia γ em linha

Apresentamos abaixo uma representação esquemática alternativa da formação do núcleo composto através de uma reação de fusão e seu decaimento.

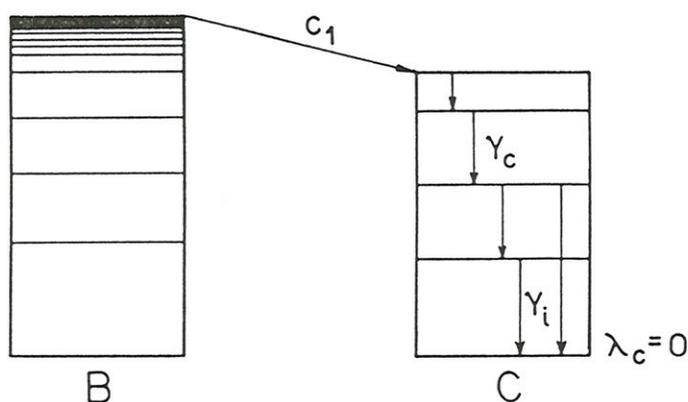
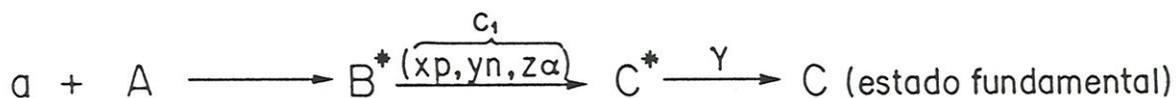


Figura II.2

O núcleo B é formado num estado altamente excitado, através do bombardeamento do alvo A pelo projétil a , decaindo através do canal c_1 para o nucléido C , que se desexcita por emissão γ até atingir seu estado fundamental. Suporemos, por enquanto, que o nucléido C seja estável ($\lambda_c=0$, onde λ_c é a sua constante de desintegração dada por $\lambda_c = \ln 2 / T_{1/2}^C$).

sendo $T_{1/2}^C$ a meia vida do nuclídeo C).

A contabilização das transições γ_i que alimentam o estado fundamental deste nuclídeo permite a determinação da secção de choque de decaimento do núcleo B via canal c_1 . As transições relativas ($\underline{\gamma}_C$) entre os estados excitados do nuclídeo C são importantes, no sentido de se fazer uma identificação inequívoca do mesmo, embora não contribuam para a determinação da secção de choque. Vemos assim, que informações espectroscópicas precisas a respeito dos nuclídeos formados no decaimento do núcleo B são essenciais para a aplicabilidade do método.

Observando todos possíveis canais de decaimento do núcleo B, a soma das secções de choque de decaimento fornece a secção de choque de formação do núcleo B, ou seja, a secção de choque de fusão para o sistema $a+A$, se a contribuição do canal de fissão for desprezível.

Descrevemos até aqui, de maneira qualitativa, o método da espectroscopia γ em linha. Vamos agora analisar de maneira quantitativa quais as grandezas experimentais relevantes que permitirão a extração da secção de choque de fusão através deste método.

Partindo da esquematização da figura II.1, vamos supor que façamos incidir sobre um alvo do elemento A um feixe de íons do elemento a. Chamaremos de N_A o número de partículas por cm^2 do elemento A no alvo e de N_f o número de íons a incidentes por unidade de tempo.

Vamos inicialmente supor que o nuclídeo C seja formado exclusivamente através do canal c_1 , com secção de choque σ_C , ou seja, estamos admitindo, por exemplo, que o de-

caimento via um canal c_2 do tipo $[(x \pm 1)p, (y \mp 1)n, z\alpha]$, levando a um nuclídeo D , isôbaro de C , que por decaimento β^\pm ou captura eletrônica poderia também formar o nuclídeo C de maneira indireta, seja desprezível. Com a hipótese adicional que C seja estável, a sua taxa de formação será dada por:

$$\frac{dN_C}{dt} = Q_C \quad (1)$$

onde Q_C é dada por

$$Q_C = N_A N_f \sigma_C \quad (2)$$

O valor de N_A é calculado pela expressão:

$$N_A = \frac{N_0 \cdot \rho}{A} \quad (3)$$

onde: N_0 = número de Avogadro;

ρ = espessura do alvo em unidades de massa por área;

A = massa atômica do alvo

O valor de N_f é calculado por:

$$N_f = \frac{i}{Ze} \quad (4)$$

onde: i = corrente de feixe incidente sobre o alvo;

Z = estado de carga do íon a ;

e = carga do elétron.

Deste modo integrando a equação (1) até o tempo T_i de duração da irradiação com a condição de que $N_C(0)=0$, teremos:

$$N_c = \frac{N_o \rho}{A} \cdot \frac{Q_T}{Ze} \cdot \sigma_c \quad (5)$$

onde $Q_T = \int_0^{T_i} i dt$ é a carga total integrada durante o tempo T_i .

Chamando de $N_{c,i}^{E_\gamma}$ o número de raios γ para uma transição do estado excitado i para o estado fundamental de C , com energia E_γ^i , obtemos que o número de núclídeos C formado durante a irradiação é dado por:

$$N_c = \sum_i N_{c,i}^{E_\gamma} \quad (6)$$

onde a somatória se estende a todas possíveis transições para o estado fundamental. A condição essencial para a validade da expressão (6) é que o decaimento do núcleo composto B , através do canal c_1 , não popule diretamente o estado fundamental do núcleo C . Portanto a detecção e contabilização dos raios γ provenientes de transições para o estado fundamental, determina N_c e pela expressão (5) o valor de σ_c pode ser obtido.

Do ponto de vista experimental, necessitamos de um sistema de detecção dos raios γ que tenha um bom poder de resolução na discriminação dos raios γ de várias energias E_γ , provenientes não só do núclídeo C , mas de todos outros núclídeos formados por diferentes canais de decaimento, e além disso o sistema deve ter uma alta eficiência de detecção.

Outro aspecto experimental importante é a escolha do tipo de alvo mais adequado ao método da espectroscopia γ . A utilização de alvos auto-suportáveis para este tipo de medida não é recomendada, pois os raios γ emitidos pelos

resíduos de evaporação em voo são afetados pelo efeito Doppler (Pe82), produzindo linhas deslocadas e alargadas em energia, efeito este que depende do ângulo de detecção. Se a complexidade inerente dos espectros de raios γ , neste tipo de experiência, somarmos este efeito, a análise de tais espectros pode se tornar inviável. Em virtude destes argumentos, utilizam-se alvos depositados sobre substratos de número atômico elevado (geralmente Ta ou Pb), pois os tempos de freamento dos núcleos residuais nestes de substratos são, em geral, inferiores ao tempo médio de sua desexcitação, minimizando assim os problemas decorrentes do efeito Doppler e o seu número atômico é suficientemente alto para garantir que, no intervalo de energias de feixe utilizado, o único mecanismo de interação com o feixe seja a excitação Coulombiana. Este procedimento tem a vantagem adicional de fornecer um método alternativo de determinar a carga integrada durante a experiência, através da excitação Coulombiana do substrato, mas pode trazer problemas se os raios γ provenientes deste processo se superpõem a linhas provenientes da reação de interesse. Maiores detalhes da parte experimental serão vistos na seção II.2.

O arranjo experimental para medidas pelo método da espectroscopia γ é esquematizado na figura a seguir:

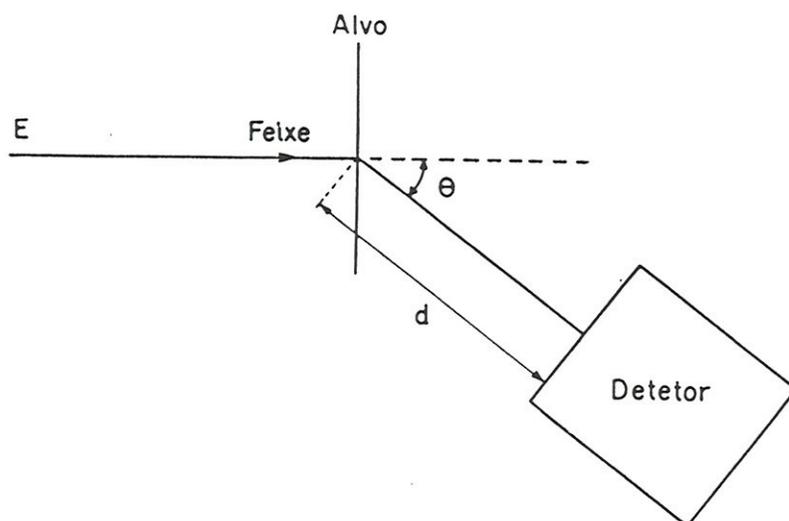


Figura II.3. Esquemática do arranjo experimental

O detector é colocado em um ângulo θ em relação à linha do feixe, a uma distância d do alvo, subtendendo um ângulo sólido $\Delta\Omega$ que depende da geometria do detector.

A definição de $N_{C,i}^{E_\gamma}$ da expressão (5) nos fornece o número de raios γ de uma dada transição para o estado fundamental emitidos em todo ângulo sólido. Na nossa configuração experimental, devido à anisotropia da emissão γ (Pe82) e à eficiência de detecção não unitária, o número de raios γ observados experimentalmente no ângulo de detecção θ será dado pela expressão:

$$A_{E_\gamma}^i = N_{C,i}^{E_\gamma} \cdot \epsilon_{E_\gamma} \cdot \omega_{E_\gamma}(\theta) \quad (7)$$

onde: ϵ_{E_γ} = eficiência de detecção para a energia E_γ ; este valor é dado pelo produto da eficiência intrínseca

do detetor pela sua eficiência geométrica ($\Delta\Omega/4\pi$).

$\omega_{E_\gamma}(\theta)$ = amplitude da distribuição angular dos raios γ emitidos no ângulo de observação θ .

O valor de $\omega_{E_\gamma}(\theta)$ em função do ângulo θ é dado por (Pe82):

$$\omega_{E_\gamma}(\theta) = 1 + A_2(E_\gamma)P_2(\cos \theta) + A_4(E_\gamma)P_4(\cos \theta) + \dots \quad (8)$$

Os termos P_2, P_4, \dots são os polinômios de Legendre de ordem 2, 4..., respectivamente e os coeficientes A_2, A_4, \dots são grandezas que dependem diretamente da reação estudada. Deste modo, o método da espectroscopia γ exige, em geral, o estudo da distribuição dos γ emitidos pelos núclídeos provenientes do decaimento do núcleo composto, para se determinar os valores dos coeficientes A_2, A_4, \dots .

No caso particular em que A_2 for o termo predominante da expressão (8), ou seja $A_4 \ll 1$ e $A_4 \gg A_6 \gg \dots$, uma medida no ângulo de 55° elimina os efeitos da distribuição angular pois:

$$P_2(\cos 55^\circ) \cong 0 \implies \omega_{E_\gamma}(55^\circ) \cong 1$$

independentemente do valor de A_2 .

Dentro desta aproximação a secção de choque de decaimento do núcleo composto \underline{B} , via canal c_1 levando ao núclídeo \underline{C} , na energia de bombardeio \underline{E} será dada por (utilizando as expressões (5)-(7)):

$$\sigma_c(E) = \frac{Z \cdot e \cdot A}{Q_T N_0 \rho} \times \sum_i \frac{A_{E_\gamma}^i(E)}{\epsilon_{E_\gamma}} \quad (9)$$

A secção de choque de fusão para o sistema $a+A$ será dada por:

$$\sigma_F(E) = \sum_{\text{canais}} \sigma_c(E) \quad (10)$$

onde a soma é efetuada sobre todos canais de decaimento observados.

As expressões (9) e (10) constituem a definição operacional do método. As aproximações e hipóteses feitas para sua dedução foram discutidas, sendo a principal delas a não população direta do estado fundamental dos núcleos provenientes do decaimento do núcleo composto: se esta condição não for satisfeita, as secções de choque obtidas serão sistematicamente subestimadas.

A incerteza experimental na determinação das secções de choque por este método serão discutidas em secções e capítulos posteriores deste trabalho.

II.1.b. Método da Espectroscopia γ fora de linha

A condição necessária para a aplicabilidade deste método é que o nuclídeo \underline{C} , formado no decaimento do núcleo composto \underline{B} , via canal c_1 (ver fig.II.2), seja instável. O nuclídeo \underline{C} através de decaimento β^+ ou captura eletrônica, por exemplo, popula níveis do núcleo filho \underline{D} . A observação e contabilização fora da linha do feixe, ou seja, após a irradiação do alvo durante o intervalo de tempo T_i , dos raios γ provenientes do decaimento do nuclídeo \underline{C} , permite que se determine a secção de choque σ_c .

A viabilidade do método dependerá, não somente da disponibilidade de informações espectroscópicas a respeito do decaimento do núcleo \underline{C} , mas também da sua meia vida ($T_{1/2}^C$).

Na secção anterior a taxa de formação do nuclídeo \underline{C} foi expressa através da equação (1). Se $\lambda_C \neq 0$ e \underline{C} não for formado de maneira indireta por decaimento de outro nuclídeo formado na reação, teremos:

$$\frac{dN_C}{dt} = Q_C - \lambda_C N_C \quad (11)$$

onde Q_C é definido pela expressão (2).

A equação (11) mostra que o nuclídeo \underline{C} é formado a uma taxa Q_C e desaparece a uma taxa $\lambda_C N_C$.

Multiplicando a equação (11) por $e^{\lambda_C t}$ e rearranjando convenientemente seus termos, teremos:

$$\frac{d}{dt}(N_C e^{\lambda_C t}) = Q_C e^{\lambda_C t} \quad (12)$$

A equação (12) é facilmente integrada, se supusermos que Q_C seja independente do tempo. Isto implica (ver eq. (2) e (4)) que a corrente de feixe incidente sobre o alvo, durante o período de irradiação seja constante.

Nestas condições e supondo que $N_C(0) = 0$, obtemos:

$$N_C = \frac{Q_C}{\lambda_C} (1 - e^{-\lambda_C t}) \quad (13)$$

A equação (13) nos fornece o número de nuclí-

deos presentes no alvo em função do tempo de irradiação ($0 \leq t \leq T_i$). Como já foi mencionado as condições básicas para sua validade são que a corrente de feixe seja constante durante a irradiação e que o número de núclídeos C presentes no alvo no início da irradiação seja nulo. A primeira condição diz respeito a estabilidade do sistema de geração do feixe, que no nosso caso, é bastante satisfatória (ver secção II.2). A segunda, se utilizamos somente um alvo para todas irradiações de diferentes energias, só é satisfeita na primeira irradiação. As correções necessárias para se levar em conta a atividade residual do alvo serão apresentadas na próxima secção.

Supondo um tempo morto T_m entre o fim da irradiação (T_i) e que uma medida de decaimento é feita durante um intervalo de tempo T_d o número de decaimentos ΔN_C será dado por:

$$\Delta N_C = \frac{Q_C}{\lambda_C} (1 - e^{-\lambda_C T_i}) (1 - e^{-\lambda_C T_d}) e^{-\lambda_C T_m} \quad (14)$$

As medidas de decaimento fora de linha são feitas no mesmo arranjo esquematizado na figura 3. O número de raios γ de uma dada transição do núclídeo D (núcleo-filho do decaimento β^\pm ou captura eletrônica de C) observado experimentalmente será dado por:

$$A_{E_{\gamma_i}}^d = \Delta N_C \cdot \epsilon_{E_{\gamma}} \cdot f_i^d \quad (15)$$

onde: $\epsilon_{E_{\gamma}}$ = eficiência total de detecção (intrínseca \times geométrica)

f_i^d = porcentagem de decaimento via $E_{\gamma_i}^d$, ou seja, o nú-

mero de raios γ de energia E_{γ_i} do núcleo-filho \underline{D} por 100 decaimentos do nuclídeo \underline{C} .

Neste caso não temos correções devido a distribuição angular, visto que para o decaimento radioativo a emissão é isotrópica.

Deste modo utilizando as equações (2), (4), (14) e (15) obtemos:

$$\sigma_c(E) = \frac{Z \cdot e \cdot A}{Q_T N_0 \cdot \rho} \times \frac{A_{E_{\gamma_i}}^d}{\epsilon_{E_{\gamma}} \cdot f_i^d} \times F_{\lambda_c}(T_i, T_m, T_d) \quad (16)$$

onde: $Q_T = i \cdot T_i$ (i constante) e

$$F_{\lambda_c}(T_i, T_m, T_d) = \lambda_c T_i [(1 - e^{-\lambda_c T_i})(1 - e^{-\lambda_c T_d})]^{-1} e^{\lambda_c T_m} \quad (17)$$

As expressões (16) e (17) constituem a definição operacional do método da espectroscopia γ fora de linha. No entanto, a sua aplicabilidade depende fortemente da meia-vida do nuclídeo a ser estudado.

Para exemplificar este fato, tomemos a equação (14) e suponhamos uma taxa de formação Q_c , do nuclídeo \underline{C} , igual a um nuclídeo por segundo, ou seja:

$$\Delta N_c = \frac{1}{\lambda_c} (1 - e^{-\lambda_c T_i})(1 - e^{-\lambda_c T_d}) e^{-\lambda_c T_m} \quad (14a)$$

A análise desta equação nos mostra que, no limite de $\lambda_c \rightarrow 0$ ou $\lambda_c \rightarrow \infty$, para tempos T_i , T_m e T_d finitos, o número de decaimentos ΔN_c é nulo. Na prática, isto significa que meias-vidas muito longas ou muito curtas, em relação aos tempos experimentais envolvidos, inviabilizam o método.

A figura II.4 nos mostra o comportamento de ΔN_c , dado pela equação (14a), em função da meia vida do nuclídeo radioativo, para algumas combinações de T_m e T_d com T_i fixo (ver legenda da fig.II.4).

A construção de curvas como as da figura II.4 auxiliam de maneira decisiva a determinação das condições ótimas para realização de medidas por este método, desde que tenhamos estimativas dos canais de decaimento do sistema a ser estudado, ou seja, que tenhamos informações prévias a respeito dos nuclídeos radioativos que serão produzidos.

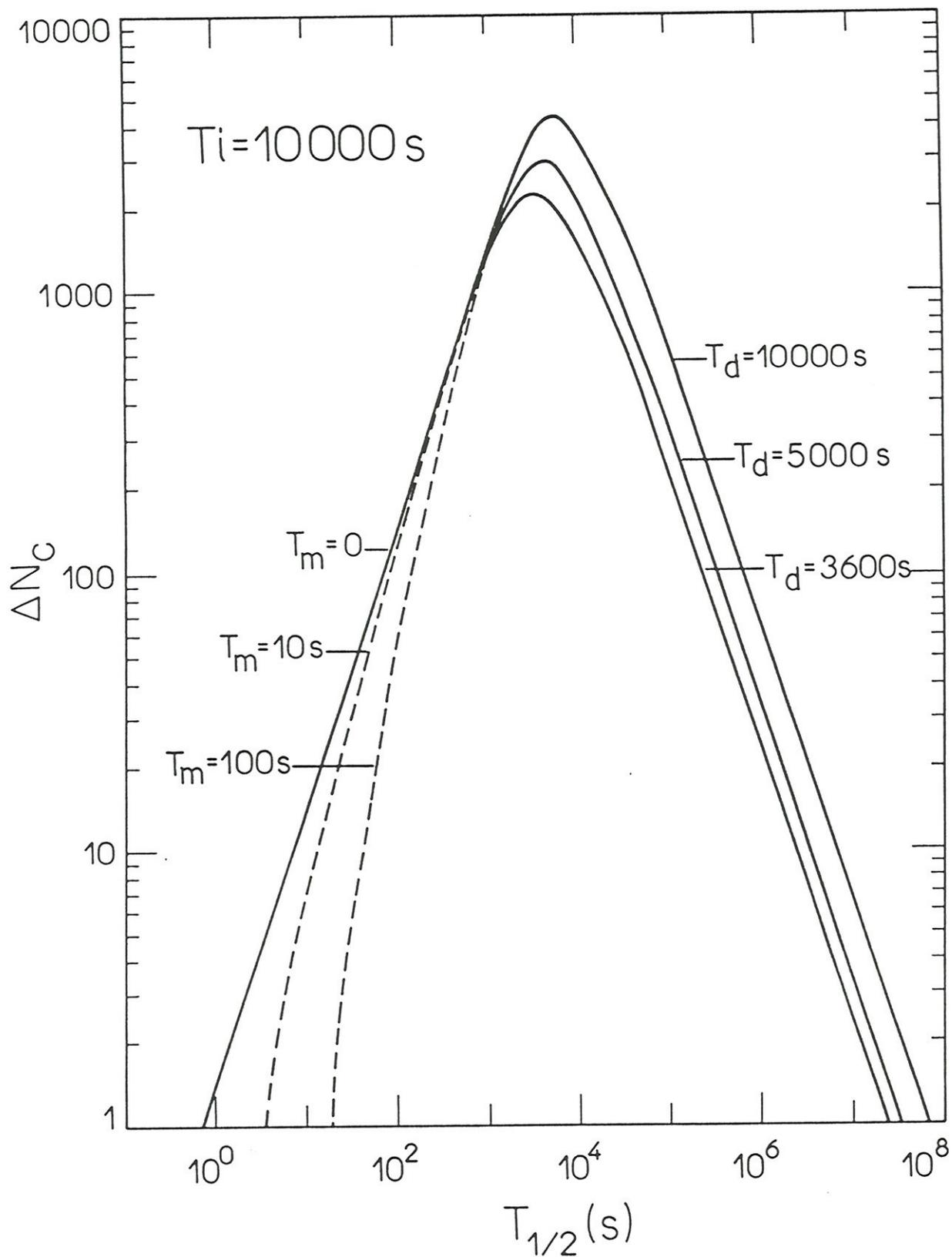


Figura II.4. As curvas cheias representam cálculos da eq. (14a) para $T_i=10000$ s (um tempo típico de irradiação) para vários valores de T_d supondo $T_m=0$. As curvas pontilhadas se referem ao cálculo anterior, variando o valor de T_m . Estas últimas mostram o quão crítico pode ser um eventual tempo morto para meias-vidas curtas. Conhecendo-se a meia-vida do nuclídeo a ser estudado, cálculos deste tipo nos fornecem a combinação ideal de tempos de irradiação e decaimento que maximizam ΔN_C .

II.1.c. Correções devido ao Decaimento

Vamos agora estudar a situação esquematizada na figura II.5.

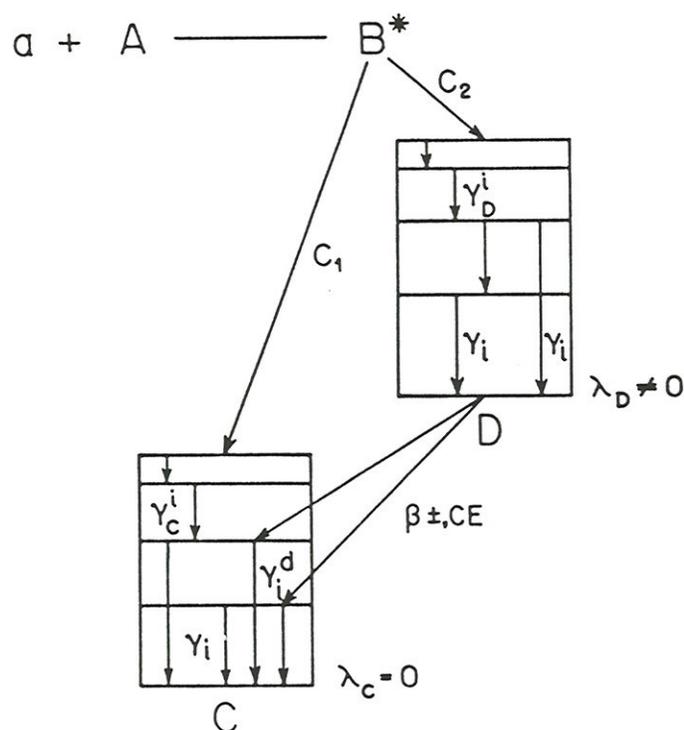


Figura II.5

A secção de choque para o canal c_2 pode ser determinada, ou pelo método da espectroscopia γ em linha ou pelo método da espectroscopia γ fora de linha. A secção de choque para o canal c_1 só pode ser determinada pelo método da espectroscopia γ em linha. No entanto, dois tipos de correção para o canal c_1 são necessários.

O primeiro deles é decorrente do fato que, algumas transições para o estado fundamental do nuclídeo C são contaminadas pelo decaimento radioativo do núcleo D durante a irradiação. A segunda correção só ocorre a partir da segunda irradiação com nova energia de bombardeio, quando utilizamos

o mesmo alvo, devido à atividade residual do núcleo D formado nas irradiações anteriores.

Vamos calcular a primeira destas correções supondo que estejamos na primeira irradiação.

As taxas de formação dos núclídeos C e D serão dadas por:

$$\frac{dN_D}{dt} = Q_D - \lambda_D N_D \quad (18)$$

$$\frac{dN_C}{dt} = Q_C + \lambda_D N_D \quad (19)$$

A equação (18) é análoga a equação (11) com $Q_D = N_a N_f \sigma_D$ e a equação (19) nos mostra que o núclídeo C é formado a uma taxa Q_C mais uma taxa adicional $\lambda_D N_D$ decorrente do decaimento radioativo do núclídeo D.

Resolvendo este sistema de equações com a condição $N_C(0) = N_D(0) = 0$ para um tempo de irradiação T_i obtemos (supondo Q_C e Q_D constantes):

$$N_D = \frac{Q_D}{\lambda_D} (1 - e^{-\lambda_D T_i}) \quad (20)$$

$$N_C^T = Q_C T_i + Q_D T_i \left[1 + \frac{1}{\lambda_D T_i} (e^{-\lambda_D T_i} - 1) \right] \quad (21)$$

Do ponto de vista experimental o número total de raios γ , com energia E_{γ_i} , de uma transição para o estado fundamental do núclídeo C será dado por :

$$A_{E_{\gamma_i}}^T = A_{E_{\gamma}}^i + A_{E_{\gamma_i}}^d \quad (22)$$

O termo $A_{E_{\gamma}}^i$ está associado com a produção de \underline{C} , via canal c_1 ($Q_C T_i$) e o termo $A_{E_{\gamma_i}}^d$ está associado com a produção de \underline{C} , via canal c_2 (2º termo do 2º membro da eq. (21)).

Deste modo, utilizando as equações (15), (21) e (22), podemos calcular $A_{E_{\gamma}}^i$ produzido pelo canal c_1 corrigido do decaimento radioativo do nuclídeo \underline{D} . Teremos:

$$A_{E_{\gamma}}^i = A_{E_{\gamma_i}}^T - \epsilon_{E_{\gamma}} f_i^d Q_D T_i G_{\lambda_D}(T_i) \quad (22a)$$

onde: f_i^d = porcentagem de decaimento de D via E_{γ_i}
 $\epsilon_{E_{\gamma}}$ = eficiência total de detecção para a energia E_{γ_i}

A função $G_{\lambda_D}(T_i)$ é dada por:

$$G_{\lambda_D}(T_i) = 1 + \frac{1}{\lambda_D T_i} [e^{-\lambda_D T_i} - 1] \quad (23)$$

Pode-se ver facilmente que $0 \leq G_{\lambda_D}(T_i) \leq 1$. Então a correção é máxima quando $G_{\lambda_D}(T_i) = 1$, o que equivale a dizer $\lambda_D \rightarrow \infty$, ou seja, $T_{1/2}^D \rightarrow 0$. A correção é nula quando $G_{\lambda_D}(T_i) = 0$, o que implica em $\lambda_D \rightarrow 0$, ou seja, \underline{D} é estável.

Assim, se conhecemos a secção de choque do nuclídeo \underline{D} , por qualquer um dos métodos, podemos determinar Q_D e assim corrigir todas as transições para o estado fundamental do nuclídeo \underline{C} , devido ao decaimento radioativo de \underline{D} usando a equação (22a) e através da expressão (9) calcular a secção de choque σ_C pelo método da espectroscopia γ em linha.

A magnitude da correção depende não somente da meia-vida do núcleo D , mas também das seções de choque σ_C^i e σ_D , onde σ_C^i é a seção de choque da linha E_{γ_i} do núcleo C . É fácil se verificar que a relação entre o número de raios γ de energia E_{γ_i} produzidos pelo decaimento radioativo de D , durante a irradiação, e o número total de raios γ de energia E_{γ_i} observados experimentalmente será dada por:

$$\frac{A_{E_{\gamma_i}}^d}{A_{E_{\gamma_i}}^T} = \left[1 + \frac{1}{G_{\lambda_D}(T_i)} \times \frac{\sigma_C^i}{f_i \sigma_D} \right]^{-1} \quad (24)$$

A figura II.6 nos mostra o comportamento da relação $A_{E_{\gamma_i}}^d / A_{E_{\gamma_i}}^T$, da expressão (24), em função do produto $\lambda_D T_i$ para vários valores da relação $\sigma_C^i / f_i \sigma_D$ (curvas cheias, escala inferior e esquerda). Vemos claramente que para valores pequenos de $\lambda_C T_i$ (o que equivale dizer meias-vidas longas comparadas ao tempo de irradiação) o número de raios γ produzidos pelo decaimento radioativo de D é pequeno em relação ao número total de gamas observados, independentemente da relação $\sigma_C^i / f_i \sigma_D$. Para seções de choque $\sigma_C^i \gg f_i \sigma_D$ a contribuição é pequena independentemente do valor de $\lambda_D T_i$ e esta contribuição vai crescendo e se tornando extremamente importante quando $\sigma_C^i \ll f_i \sigma_D$ e $\lambda_C T_i \gg 1$. A curva pontilhada (escala superior e direita) nos mostra o valor máximo da relação $A_{E_{\gamma_i}}^d / A_{E_{\gamma_i}}^T$, que ocorrem quando $G_{\lambda_D}(T_i) = 1$, em função de $\sigma_C^i / f_i \sigma_D$ que é dado por:

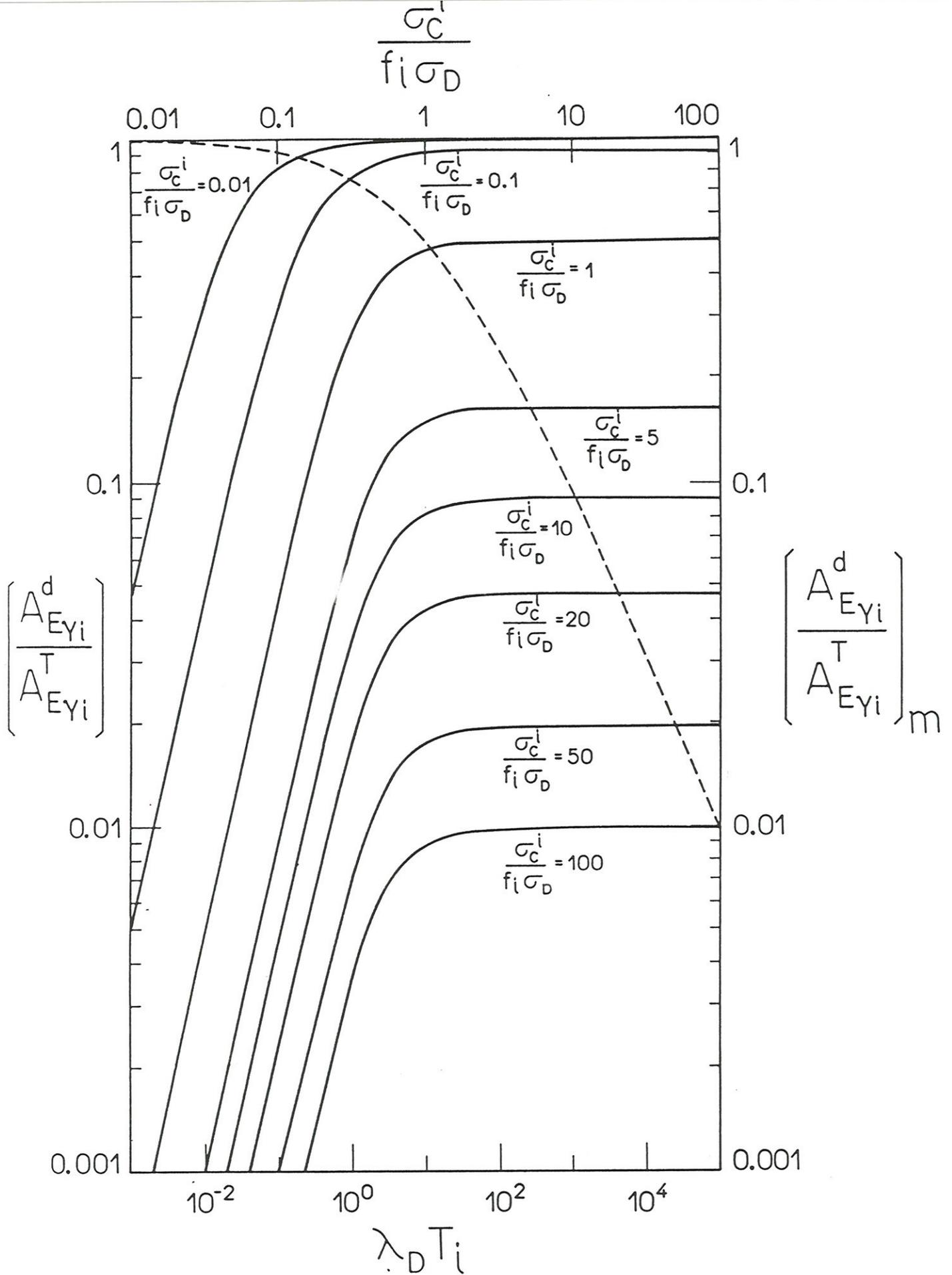


Figura II.6. Relação entre o número de raios γ devido ao decaimento e o número total de raios γ observados. Maiores detalhes no texto.

$$\left[\frac{A_{E\gamma i}^d}{A_{E\gamma i}^T} \right]_M = \left[1 + \frac{\sigma_c^i}{f_i \sigma_D} \right]^{-1} \quad (25)$$

A segunda correção a ser aplicada ao método da espectroscopia γ em linha é devida à atividade residual do núcleo D formado em irradiações anteriores. Esta correção é necessária a partir da segunda irradiação quando se utiliza o mesmo alvo.

Pode-se mostrar após cálculos simples e diretos que o número de raios γ , $A_{E\gamma}^i(E_K)$ associado com a produção de C , via canal c_1 , na energia de bombardeio E_K , levando-se em conta as duas correções, será dado por:

$$\begin{aligned} A_{E\gamma}^i(E_K) = & A_{E\gamma i}^T(E_K) - \epsilon_{E\gamma} \cdot f_i^d \{ Q_D(E_K) T_i(K) G_{\lambda_D}(T_i(K)) + \\ & + \sum_{j=1}^{K-1} Q_D(E_j) T_i(j) F_{\lambda_D}^{-1}[T_i(j), \Delta T(j), T_i(j+1)] \} \end{aligned} \quad (26)$$

(K ≥ 2)

onde: $G_{\lambda_D}(T_i(K))$ é definido pela equação (23) e

$F_{\lambda_D}^{-1}[(T_i(j), \Delta T(j), T_i(j+1))]$ é definido pela equação (17)

sendo que $\Delta T(j)$ é o intervalo entre a j -ésima e $(j+1)$ -ésima irradiação. O termo da somatória representa a contribuição das $(K-1)$ irradiações anteriores, através do decaimento radioativo do nuclídeo D formado.

A figura II.7 ilustra o significado da equação (26) para $K=2$.

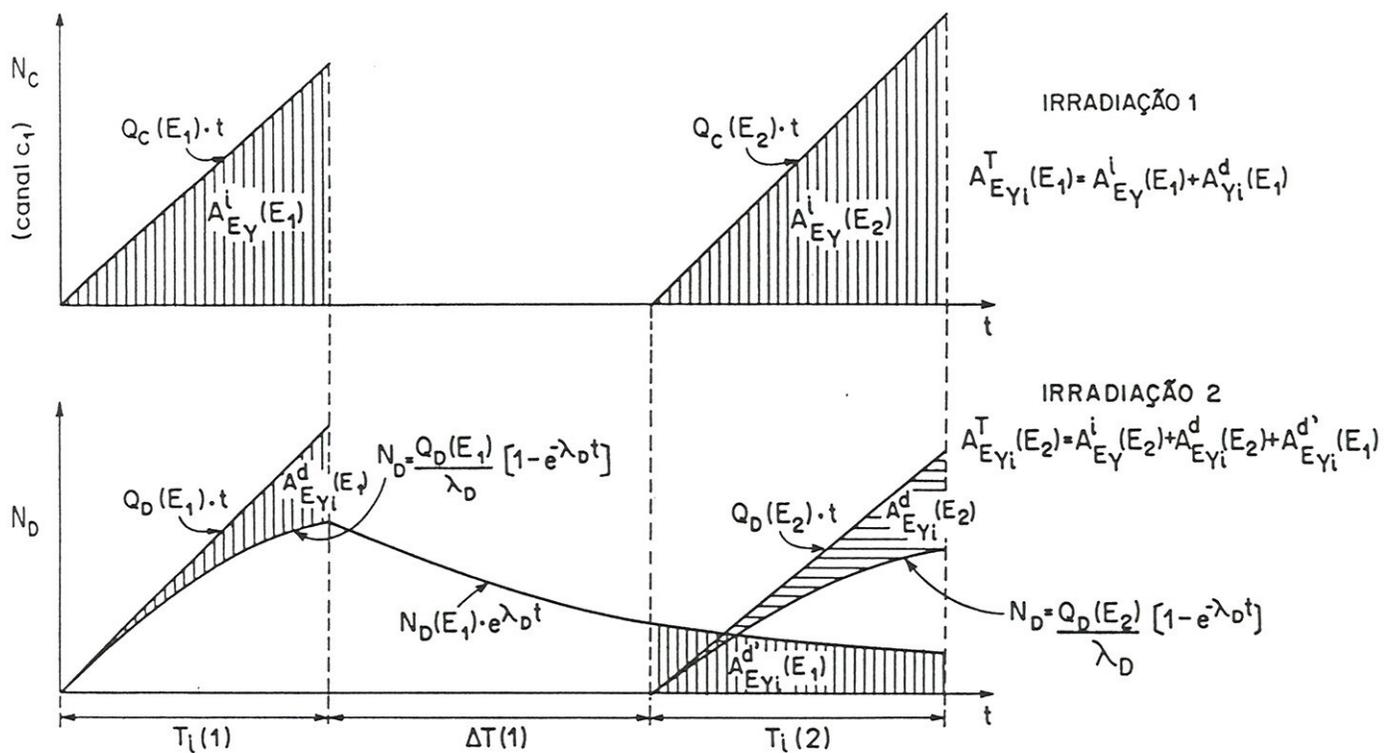


Figura II.7. Representação esquemática das correções ao método da espectroscopia γ em linha. Em (a) temos representada somente a produção de C diretamente, ou seja, via canal c_1 . Em (b), temos a representação da produção de D , via canal c_2 , que por sua vez decai produzindo o nuclídeo C de maneira indireta. Note que a área hachuriada nas figuras não representa o número de raios γ em cada irradiação.

Como podemos notar as correções devido à atividade residual do alvo dependem das seções de choque das irradiações anteriores. Deste modo podemos diminuir a importância destas correções se fizermos a função de excitação com energias crescentes, principalmente se desejamos estudar regiões sub-Coulombianas. Cabe, aqui, ressaltar novamente que a magnitude das correções também dependerá fortemente das meias vidas nucleares dos nuclídeos envolvidos e dos intervalos de tempos experimentais característicos da medida efetuada.

No caso das medidas pelo método da espectroscopia γ fora de linha, se supomos que o nuclídeo radioativo a ser estudado é produzido exclusivamente por um canal, a única correção a ser aplicada é decorrente da atividade residual de vida \bar{a} irradiações anteriores.

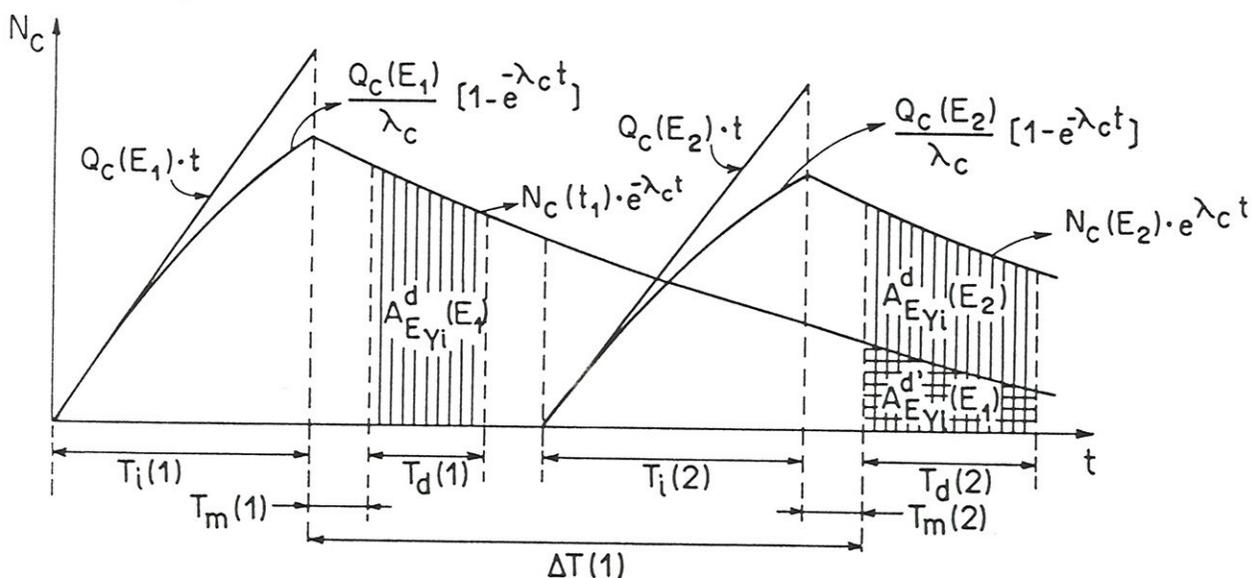
De modo análogo a equação (26) teremos:

$$A_{E_{\gamma i}}^d(E_K) = A_{E_{\gamma i}}^{d,T}(E_K) - \sum_{j=1}^{K-1} Q_C(E_j) T_i(j) F_{\lambda_c}^{-1}[(T_i(j), \Delta T(j), T_d(j+1))] \quad (27)$$

($K \geq 2$)

O valor $\Delta T(j)$ neste caso é o intervalo de tempo decorrido entre a j -ésima irradiação e a $(j+1)$ -ésima medida de decaimento.

A figura II.8 ilustra o significado da expressão (27) para $K=2$:



$$\text{IRRADIAÇÃO 1 - } A_{E_{\gamma i}}^{d,T}(E_1) = A_{E_{\gamma i}}^d(E_1)$$

$$\text{IRRADIAÇÃO 2 - } A_{E_{\gamma i}}^{d,T}(E_2) = A_{E_{\gamma i}}^d(E_2) + A_{E_{\gamma i}}^{d'}(E_1)$$

Figura II.8. Representação esquemática da correção ao método da espectroscopia γ fora de linha.

Novamente a correção a ser aplicada depende das secções de choque dos processos induzidos durante as irradiações anteriores e da meia-vida do nuclídeo a ser estudado. Uma vez feita a correção devida à atividade residual através da fórmula (15) determina-se $\sigma_c(E_K)$.

Na figura II.9, mostramos uma situação onde 3 nuclídeos produzidos no decaimento do núcleo composto B^* são ligados entre si por uma cadeia radioativa.

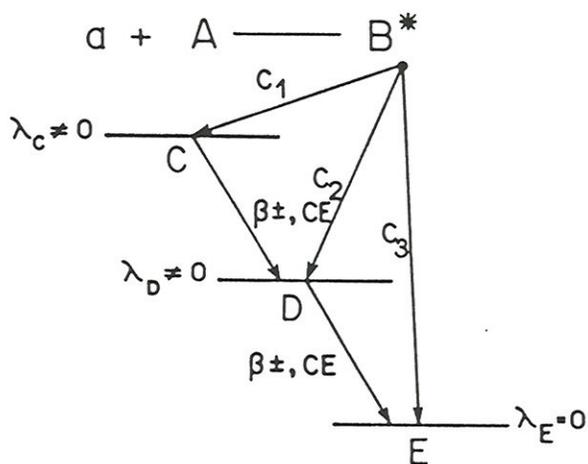


Figura II.9

Para estas situações as correções são exatamente calculáveis, levando a expressões bastante complexas, que por este motivo não serão aqui desenvolvidas. No entanto, desenvolvemos programas em linguagem FORTRAN, que permite de maneira simples, obter qualquer tipo de correção, seja devida à produção indireta de um nuclídeo, seja pela atividade residual do alvo.

II.1.d. Vantagens e Limitações do Método

Discutimos até o momento quais os parâmetros e quais as aproximações necessárias para se obter a secção de choque de fusão pelo método da espectroscopia γ em linha e fora de linha. Com base nesta discussão vamos estabelecer o valor das incertezas experimentais associadas às secções de choque medidas em função de sua magnitude.

As expressões (9) e (15) que permitem obter a secção de choque dos resíduos de evaporação pelo método da espectroscopia γ em linha e fora de linha, respectivamente, contêm três parâmetros experimentais muito importantes, a saber, a carga total integrada, Q_T , a espessura do alvo, ρ , e a eficiência total do sistema de detecção, $\epsilon_{E\gamma}$. Estes parâmetros são comuns a basicamente todos métodos, quer seja direto ou indireto, de determinação de secção de choques absolutas. Da precisão nas suas determinações dependerá a precisão da medida da secção de choque.

A fonte de erro mais importante está associada ao erro na determinação do número de raios γ , provenientes de transições para o estado fundamental de um dado nuclídeo. Neste caso, além do erro estatístico, temos outras fontes de erro que discutiremos a seguir.

A primeira delas, são as correções devidas à produção indireta de um nuclídeo formado por um canal c_1 pelo decaimento radioativo de outro nuclídeo formado por um canal c_2 e as correções devidas à atividade residual. Como vimos, estas correções são exatamente calculáveis, se tivermos informações precisas a respeito de meias-vidas e porcentagens

de decaimento (o que, em geral, é possível). No entanto, isto introduz uma incerteza adicional no número de raios γ observados, e pode mesmo inviabilizar o método se a magnitude da correção for muito grande (ver fig.II.6). O problema da atividade residual pode ser eliminado utilizando-se um alvo para cada irradiação, que além de ser, na maioria das vezes, economicamente inviável, acarreta problemas de normalização dos dados. Pode-se minimizar este efeito, principalmente para medidas de secções de choque sub-Coulombianas, medindo-se a função de excitação em ordem crescente de energia de bombardeio.

Outras fontes de contaminação do espectro são enumeradas e discutidas a seguir:

- a) reações do projétil com contaminantes do alvo (os mais comuns são o ^{16}O e ^{12}C);
- b) radiação de fundo;
- c) excitação Coulombiana do substrato;
- d) reações secundárias, do tipo $(n, n'\gamma)$ e $(p, n\gamma)$ com elementos da câmara de irradiação.

Se os raios γ provenientes de qualquer um destes processos for coincidente em energia com os dos produtos de reação do projétil com o alvo, correções serão necessárias introduzindo erros adicionais ao método.

Vários procedimentos experimentais permitem que se previna ou minimize as fontes de contaminação acima citadas. Entretanto, é muito importante que se tenha informações a respeito destes processos, como por exemplo, secções de choque de decaimento do núcleo composto formado nas reações

entre projétil e contaminantes, secção de choque para reações $(n, n'\gamma)$ ou $(p, n\gamma)$, linhas e intensidade da radiação de fundo etc., que permitem, quando necessário, efetuar correções nas linhas de reação contaminadas.

A limitação mais severa do método, como já citado anteriormente, se refere a eventual população direta do estado fundamental dos núclídeos provenientes do decaimento do núcleo composto. Neste caso uma fração da secção de choque do canal é perdida e, portanto, a secção de choque obtida representa um limite inferior para este valor.

Levando-se em conta a propagação de todos os erros experimentais citados, menos o da população direta do estado fundamental que tem caráter sistemático, as incertezas experimentais na secção de choque variam tipicamente de 8% a 25%, sendo a incerteza mais alta associada às secções de choque de fusão abaixo de 10 mb (ver secção II.2. e capítulo III).

Uma vantagem importante do método da espectroscopia γ é que os produtos de reação podem ser discriminados pelo seu número atômico e número de massa, sendo que para sistemas de massa intermediária ($A_{NC} \approx 70$, como no nosso caso) os métodos diretos, tempo de voo ou $E-\Delta E$, permitem, quando possível, se obter somente a secção de choque inclusiva de fusão. Outro fato importante é que o método fornece, de forma quase direta, secção de choque total ao passo que os métodos diretos exigem medidas de distribuição angular dos resíduos de evaporação, e estas medidas são bastante delicadas, pois os resíduos de evaporação são emitidos em ângulos muito dianteiros (fig. II.1), onde o espalhamento elástico é extremamente intenso.

A simplicidade do aparato experimental necessário ao método se constitui em outra vantagem, quando comparado aos métodos diretos, embora a redução dos dados seja lenta e trabalhosa, pois envolve análises de espectros complexos de raios γ (200 ou mais linhas) e a identificação inequívoca de cada canal depende fortemente de informações espectroscópicas precisas, nem sempre disponíveis, e da resolução do sistema.

Por fim, a precisão do método é comparável à obtida quando se utiliza os métodos diretos. Pelo exposto, nesta secção, o método da espectroscopia γ pode ser usado como uma ferramenta bastante útil no estudo de reações entre íons pesados.

II. ARRANJO EXPERIMENTAL

As medidas apresentadas neste trabalho foram realizadas no acelerador Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo. A fonte de íons utilizada foi uma do tipo duoplasmatron, apropriada para extração de feixes de H^- , O^- , NH^- etc..

As características do sistema de produção de feixe e de aceleração, apresentadas em vários trabalhos (La65, Sa74, Ro75), não serão aqui discutidas, sendo somente conveniente citar que as principais características dizem respeito à excelente precisão na energia do feixe (melhor que 0,05%) e à boa estabilidade, com variação de corrente do feixe entre 10% e 15% durante a irradiação em todo intervalo de energia do feixe de ^{16}O utilizado neste trabalho, sendo esta última característica importante, sobretudo no método da espectroscopia

pia γ fora de linha e no cálculo das correções devidas à atividade residual.

II.2.a. Câmara de Irradiação

A câmara utilizada para irradiação foi instalada no extremo da canalização 30⁰B, no local reservado ao copo de Faraday da câmara de 100 cm de diâmetro. Na figura II. 10, vemos um corte vertical da câmara de espalhamento, a vista frontal da torre de alvos e a representação esquemática do sistema de detecção.

A câmara foi feita a partir de uma conexão de alumínio em T para vácuo (*SPEEDIVAC-EDWARDS*) de 1" de diâmetro interno, cujas paredes internas na região central foram usinadas para 0.8 mm, com o objetivo de reduzir a absorção de raios γ de baixa energia. Nessa região, a câmara foi revestida com uma fina folha de tântalo (0,005") para evitar a sua ativação quando o feixe incidisse diretamente sobre suas paredes.

O suporte de alvos instalado permite a monta-gem de até dois alvos, que podem ser trocados sem quebra de vácuo. Na realidade foi utilizado um único alvo. Na posição do segundo alvo foi colocado um colimador de tântalo (furo central de 3,0 mm de diâmetro), que permite a otimização da focalização do feixe incidente sobre o alvo, sendo a dimensão típica da secção de feixe sobre o alvo de 2 mm de diâmetro.

Uma indicação da corrente de feixe é obtida diretamente do porta-alvos, que é eletricamente isolado da câmara de espalhamento, mas esta informação não pode ser usada

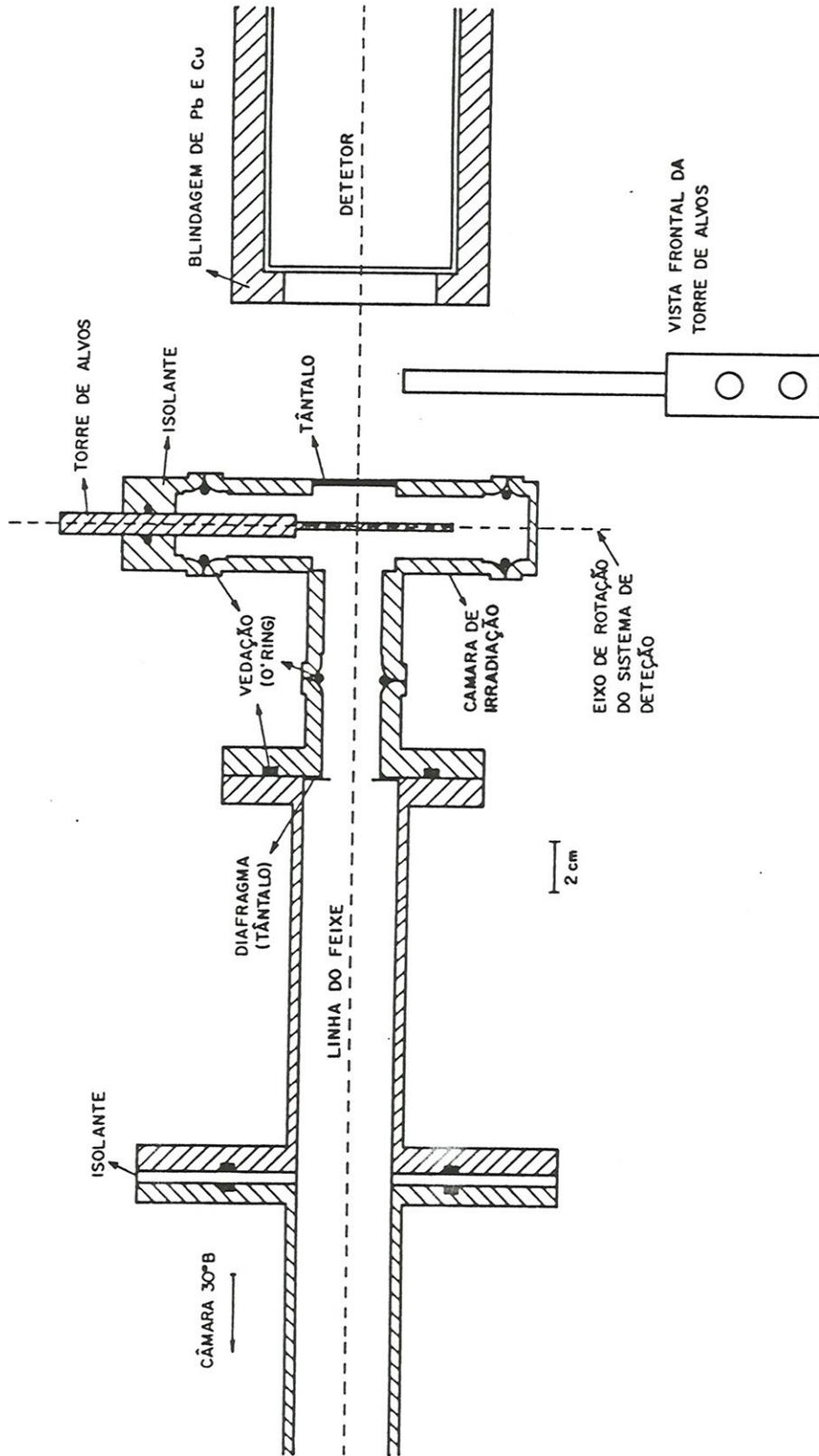


Figura II.10. Representação esquemática do arranjo experimental

para se obter a carga integrada devido à insuficiência da supressão eletrônica devido à geometria da câmara. Como o sistema todo é eletricamente isolado da canalização 30°B , curto-circuitando o suporte de alvos e a câmara, o conjunto se comporta como um copo de Faraday e, neste caso, a informação correta da carga integrada é garantida por uma supressão geométrica.

A centragem da câmara, torre de alvos e do sistema de detecção em relação a linha do feixe foi feita com auxílio de um teodolito. A centragem do eixo de rotação do sistema de detecção, importante quando são feitas medidas de distribuições angulares, foi feita com o procedimento descrito a seguir. Um alvo espesso de ^{56}Fe (125 μm) foi irradiado com um feixe de prótons de 16 MeV de energia durante aproximadamente 30 minutos com corrente de feixe de 60 nA. Através da reação $^{56}\text{Fe}(p,n)$ produziu-se uma fonte de ^{56}Co ($T_{1/2} = 78,8\text{d}$), exatamente no centro da câmara de espalhamento, cuja atividade foi estimada em 0,4 μC . A medida da distribuição angular do raio γ de 846 keV proveniente do decaimento do ^{56}Co permite uma ótima centragem do eixo de rotação do sistema de detecção (melhor que 2%).

II.2.b. Sistema de Detecção

A escolha do sistema de detecção adequado para o método da espectroscopia γ , baseia-se em dois critérios. Em primeiro lugar necessitamos de instrumentos com boa resolução em energia, permitindo assim distinguir os raios γ de energias próximas emitidos pelos diferentes núcleos residuais. Em segundo lugar a eficiência de detecção deve ser a maior possível no intervalo de energia dos raios γ a serem detetados, tipicamente entre 100 e 2000 keV. Os detetores semicondutores Ge-Li e HPGe (*High-purity Germanium*) apresentam o melhor compromisso entre estes dois aspectos, e além disso apresentam boa estabilidade mesmo para taxa de contagem elevadas.

Utilizamos neste trabalho um detetor HPGe, da ORTEC, de $93,1 \text{ cm}^3$ de volume ativo, cuja eficiência em relação a um detetor de NaI de $7,5 \text{ cm} \times 7,5 \text{ cm}$ para $E_{\gamma} = 1332 \text{ keV}$ é 21,5%. A resolução é da ordem de 2,5 keV para o raio γ de 1332 keV do ^{60}Co .

A eficiência total do detetor (intrínseca e geométrica) foi determinada utilizando-se fontes radioativas calibradas*, colocadas na posição do alvo, exatamente nas mesmas condições experimentais em que foram realizadas as medidas, no que diz respeito à geometria e absorção.

Na Tabela II.1, indicamos quais as fontes utilizadas, suas características e as energias dos raios γ mais importantes e as respectivas porcentagens de decaimento (*Re83*).

* Produzidas pela IAEA, Viena

FONTE	T _{1/2}	I ₀ (μ C)	E γ (KeV)	FOTONS / (f _{eγ) 100 DESINTEGRAÇÕES}
⁶⁰ Co	5.271 a	1.239	1173.2	99.9
			1332.5	100.
¹³³ Ba	10.54 a	1.128	81.0	37.3
			276.4	7.29
			302.9	18.6
			356.0	62.3
			383.9	8.84
²⁰⁷ Pb	33.4 a	11.52	569.7	97.8
			1063.6	74.9
			1770.2	6.85
¹³⁷ Cs	30.14 a	1.073	661.6	89.9
⁵⁴ Mn	312.5 d	10.81	834.8	100.
⁵⁷ Co	271.8 d	12.03	122.1	85.6
			136.5	10.6
¹²⁵ Sb	2.73 a	7.05	176.3	6.79

Tabela II.1. Fontes utilizadas na determinação da eficiência do sistema de detecção

O valor de I_0 , atividade absoluta da fonte, $\bar{\epsilon}$ relativo a seu dia de preparação (1/11/81).

A eficiência $\bar{\epsilon}$ é calculada a partir da expressão:

$$\epsilon_{E_\gamma} = A_{E_\gamma} \left\{ f_{E_\gamma} \left[\frac{I_1}{\lambda} (1 - e^{-\lambda T_m}) \right] \right\}^{-1} \quad (28)$$

onde: A_{E_γ} = número de raios γ de uma dada energia observado experimentalmente

I_1 = atividade no início da medida

λ = constante de desintegração

f_{E_γ} = porcentagem de decaimento da transição E_γ

T_m = tempo de medida

Durante a realização da experiência notamos que a excitação Coulombiana do substrato de tântalo dos alvos (secção II.1.c.) produzia uma taxa de contagem elevada, decorrente principalmente de raios γ de baixa energia sendo os principais $E_\gamma = 135$ keV e $E_\gamma = 165$ keV (Seb?). Em virtude disto colocamos na frente do detetor um absorvedor de cobre de 0,54 cm de espessura com o objetivo de reduzir a taxa de contagem excessiva proveniente deste processo.

Na figura II.11, mostramos as curvas de eficiência do detetor em função da energia dos raios γ , sendo a curva A a eficiência sem o absorvedor de cobre e a curva B, a eficiência com o absorvedor de cobre. Os valores experimentais correspondem aos calculados pela expressão (28) nas duas configurações.

A curva A corresponde a um ajuste polinomial

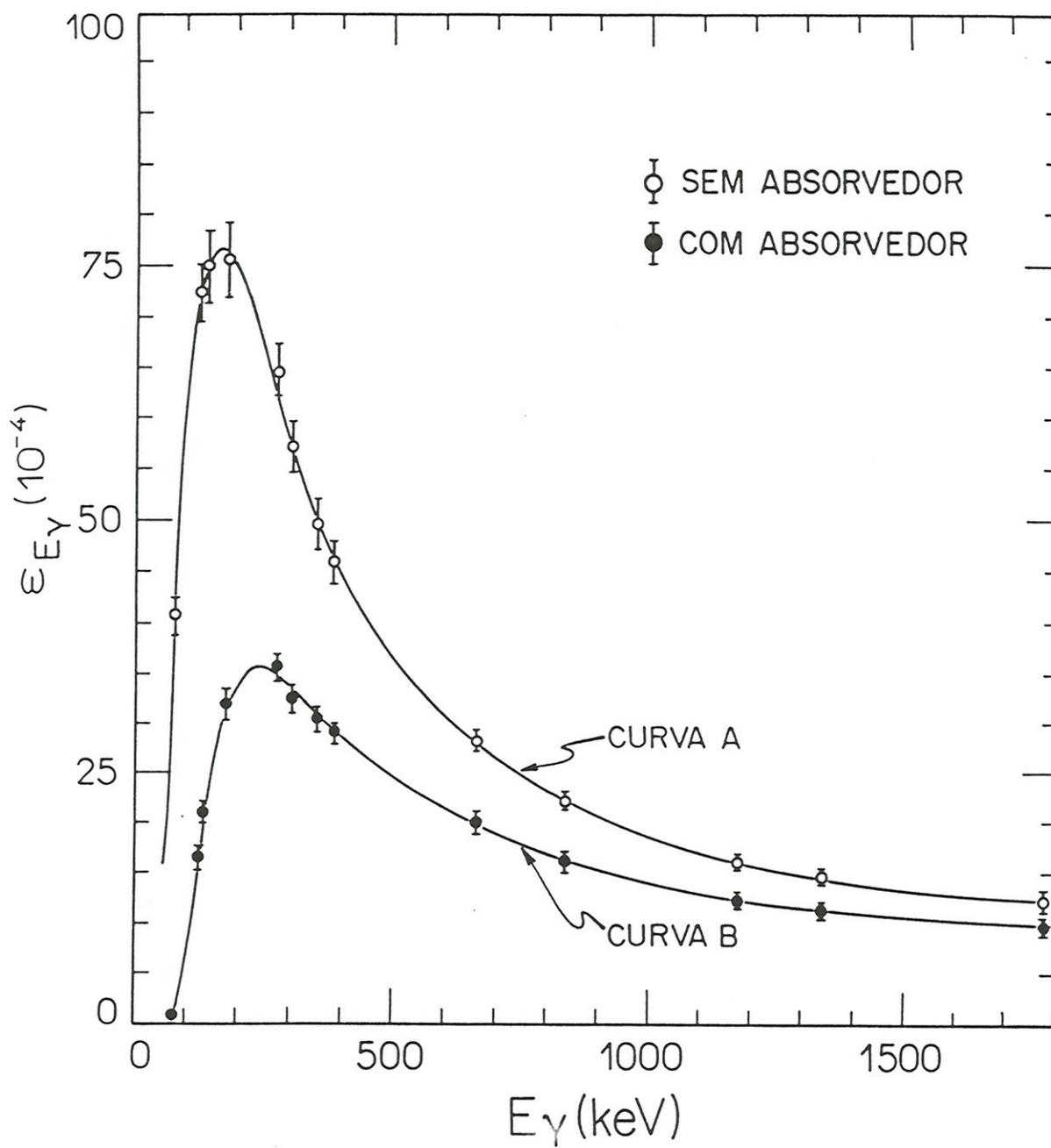


Figura II.11. Curvas de eficiência absoluta em função da energia dos raios γ para o detetor utilizado.

dos pontos experimentais. A curva B não é um ajuste, sendo que ela é calculada a partir da expressão (Wa59):

$$\epsilon_{E_{\gamma}} = \epsilon_{E_{\gamma}}^0 2^{-d/d_{1/2}} \quad (29)$$

onde: $\epsilon_{E_{\gamma}}^0$ = $\bar{\epsilon}$ a eficiência sem o absorvedor

d = espessura do absorvedor de cobre (em g/cm²)

$d_{1/2}$ = \bar{d} a meia espessura, em g/cm², do absorvedor, ou seja a espessura para a qual a intensidade inicial cai a metade de seu valor, sendo este valor tabelado (Wa59, SL70)

A principal fonte de erro na determinação da eficiência total do detetor é consequência da incerteza da atividade absoluta inicial das fontes radioativas utilizadas (entre 3% e 5%), visto que o erro estatístico associado a determinação experimental do número de raios γ é desprezível (menor que 1%). Os valores das constantes de desintegração das fontes radioativas e as porcentagens de decaimento não constituem também fontes relevantes de erros. Deste modo a incerteza associada a determinação da eficiência total foi estimado em 4%, incluindo o erro de ajuste dos pontos experimentais.

II.2.c. Os Alvos de Ti

Os alvos foram confeccionados a partir da evaporação dos isótopos de titânio na forma metálica sobre um substrato de 0,1 mm de tântalo⁺.

A composição isotópica do material utilizado é mostrado na Tabela II.2 (dados do fornecedor - ORNL).

Tabela II.2. Composição isotópica dos alvos usados neste trabalho.

ALVOS % ISOTÓPICA	^{46}Ti	^{48}Ti	^{50}Ti
^{46}Ti	81.2	0.17	2.0
^{47}Ti	2.1	0.2	1.8
^{48}Ti	14.5	99.36	17.8
^{49}Ti	1.1	0.17	2.0
^{50}Ti	1.1	0.11	16.4

A determinação da espessura dos alvos foi feita através do método do retroespalhamento de Rutherford (Ch78), que permite a determinação de espessuras, tanto de alvos finos (até algumas dezenas de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) quanto grossos (algumas

+ Alvos confeccionados por M. Doury (Saclay-França)

dezenas a centenas de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). A dificuldade adicional no nosso caso decorre do surgimento de um pequeno pico sobre um fundo contínuo muito alto, devido ao fato do número atômico do substrato ser maior que o do alvo. Esta dificuldade é superada com a utilização de um procedimento alternativo que descrevemos a seguir.

A figura II.12, mostra esquematicamente como o método do retroespalhamento pode ser utilizado para se determinar a espessura de alvos depositados sobre substratos es essos

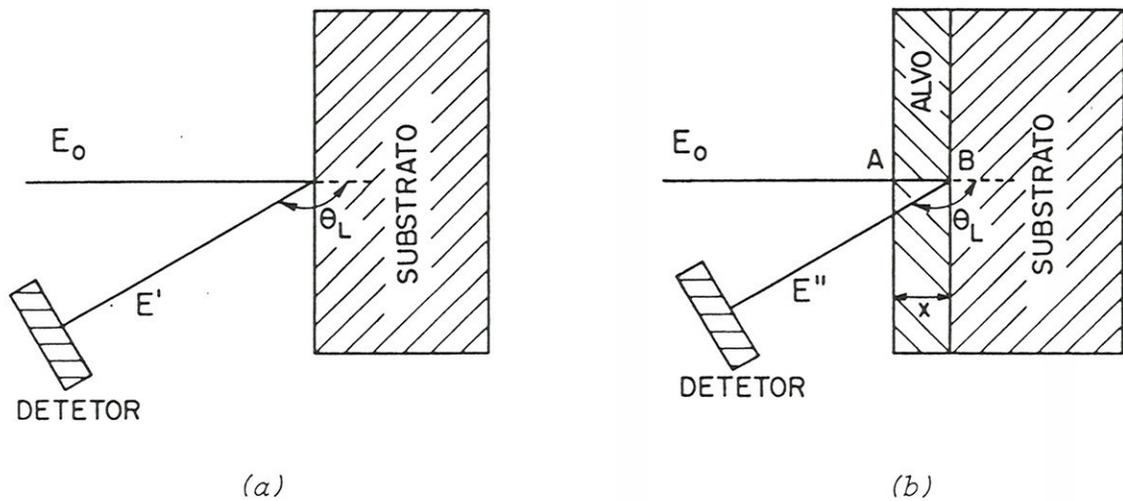


Figura II.12

Partículas do feixe com energia E_0 (no nosso caso ^{16}O), que incidem sobre o substrato e são retroespalhadas em sua superfície emergem com energia E' . Partículas do feixe, com mesma energia incidente, mas que atravessam um alvo com espessura x antes de serem retroespalhadas na superfície do substrato emergem com energia E'' .

A energia E' do feixe retroespalhado na superfície do substrato é dada por (fig.II.12a):

$$E' = KE_0, \quad K = 1 - \frac{2mM}{(m+M)^2} (1 - \cos \theta_{CM}) \quad (30)$$

onde: m e M = são a massa do projétil e do substrato, respectivamente

θ_{CM} = $\bar{\epsilon}$ o ângulo de centro de massa dado por:

$$\theta_{CM} = \theta_L + \text{sen}^{-1} \left(\frac{m}{M} \text{sen } \theta_L \right) \quad (31)$$

Na figura II.12b a energia no ponto A é E_0 , no ponto B a energia do feixe será:

$$E_B = E_0 - \int_0^x \left(\frac{dE}{dx} \right) dx \quad (32)$$

onde: x = $\bar{\epsilon}$ a espessura do alvo em mg/cm²

dE/dx = $\bar{\epsilon}$ o poder de freamento do projétil no alvo
(MeV/mg·cm²)

Se a espessura do alvo não for muito grande de modo que dE/dx varie pouco neste intervalo, então teremos:

$$E_B = E_0 - \frac{dE}{dx}(E_0) \cdot x \quad (33)$$

Por outro lado, a energia E'' será dada por:

$$E'' = KE_B - \frac{dE}{dx}(K \cdot E_B) \times x / \cos(\pi - \theta_L) \quad (34)$$

sendo K dado pela expressão (30).

Deste modo, a diferença $E' - E''$ será:

$$\Delta E = K \cdot \frac{dE}{dx}(E_0)x + \frac{dE}{dx}(K \cdot E_B)x / \cos(\pi - \theta_L) \quad (35)$$

Na figura II.13 vemos uma curva típica de ΔE em função de x , dado pela expressão (35), onde os valores de (dE/dx) do ^{16}O em titânio foram obtidos através de tabelas de perda de energia (Zi72, No70).

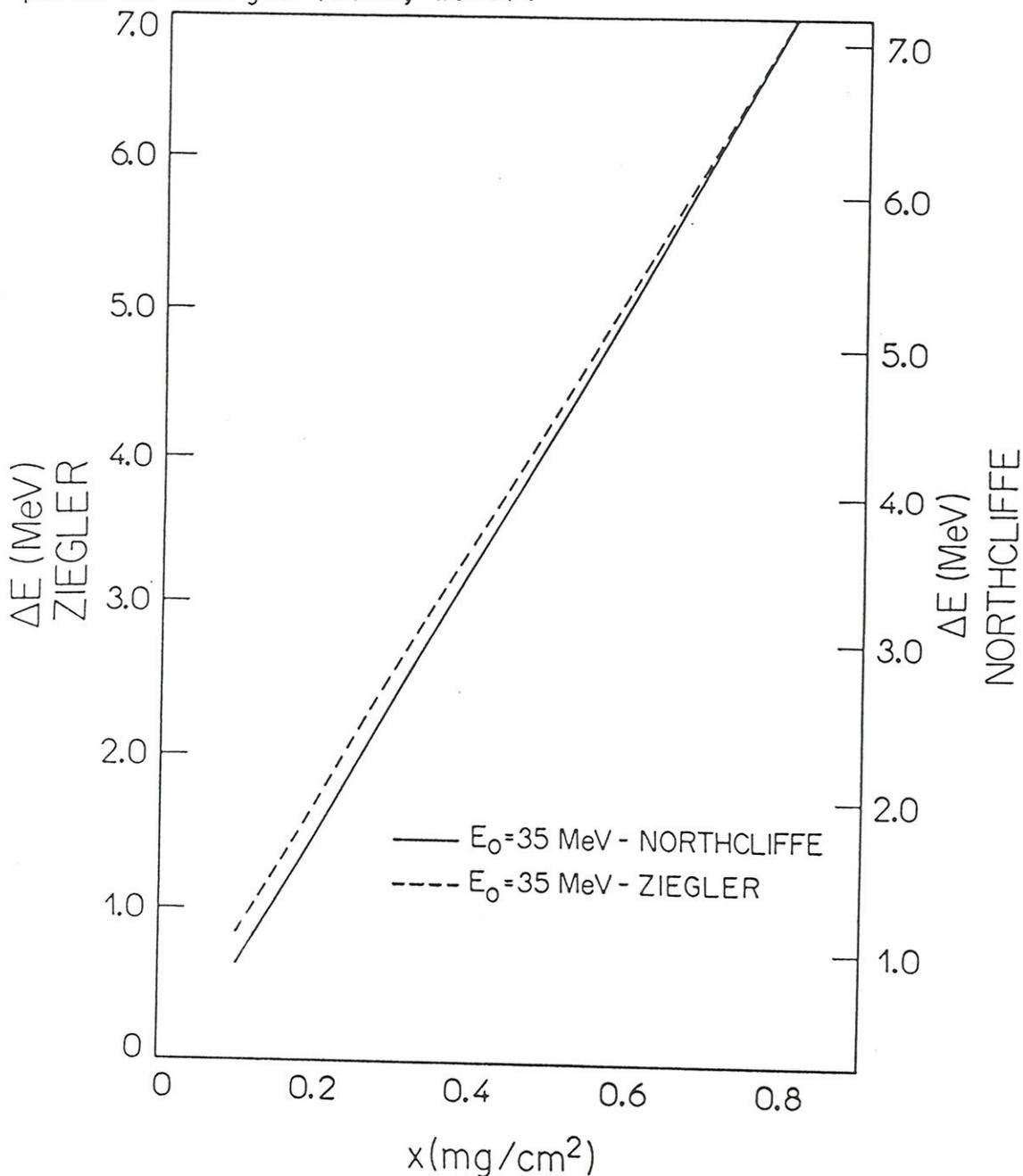


Figura II.13. Curva típica $\Delta E \cdot x$. Temos, neste caso, um alvo de titânio sobre substrato de tântalo. A energia de incidência do feixe é de 35 MeV e o ângulo de observação é $\theta_L = 160^\circ$.

Deste modo determinando-se experimentalmente o valor de ΔE , através da figura II.13, podemos determinar a espessura do alvo.

As medidas para determinação da espessura foram feitas na câmara $30^\circ B$, sendo que o detetor utilizado para se detetar as partículas retroespalhadas foi um do tipo semicondutor de Si de $100 \mu\text{m}$ de espessura e o ângulo de observação foi $\theta_L = 160^\circ$.

Nas figuras II.14a e II.14b vemos, espectros de retroespalhamento correspondendo a ^{16}O espalhado por um substrato de tântalo (a) e ^{16}O espalhado por um alvo de ^{50}Ti sobre substrato de tântalo (b).

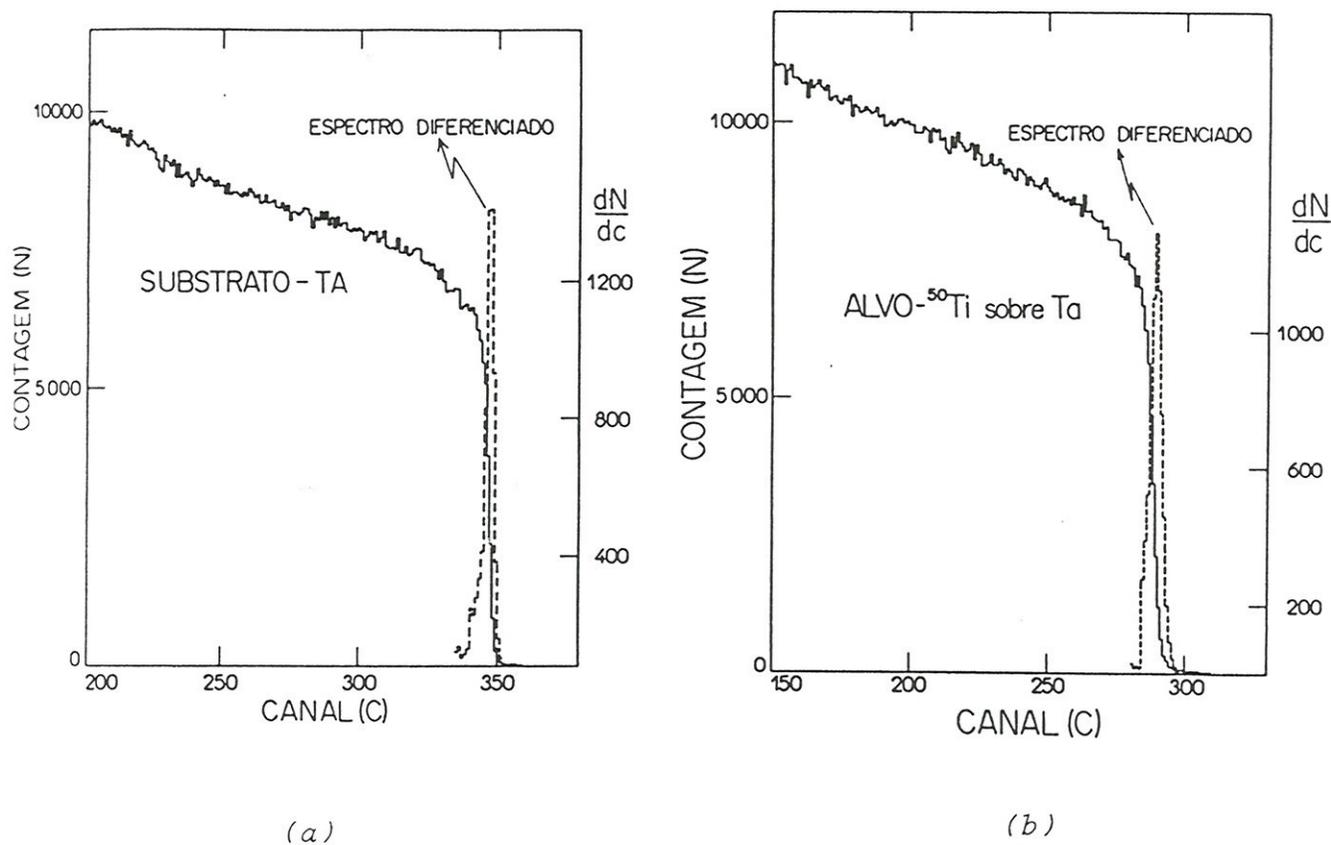


Figura II.14

A determinação experimental de ΔE requer a medida precisa das energias E' e E'' das partículas retroespalhadas na superfície. Esta determinação é feita pela diferenciação dos espectros de retroespalhamento (curvas pontilhadas - fig.II.14), sendo que este procedimento permite determinar com bastante precisão os canais correspondentes ao retroespalhamento na superfície, juntamente com a calibração de energia, que é obtida através da determinação cinemática da energia de partículas do feixe espalhadas a diferentes ângulos e com diferentes alvos.

Na figura II.15, mostramos a calibração de energia por nós utilizada.

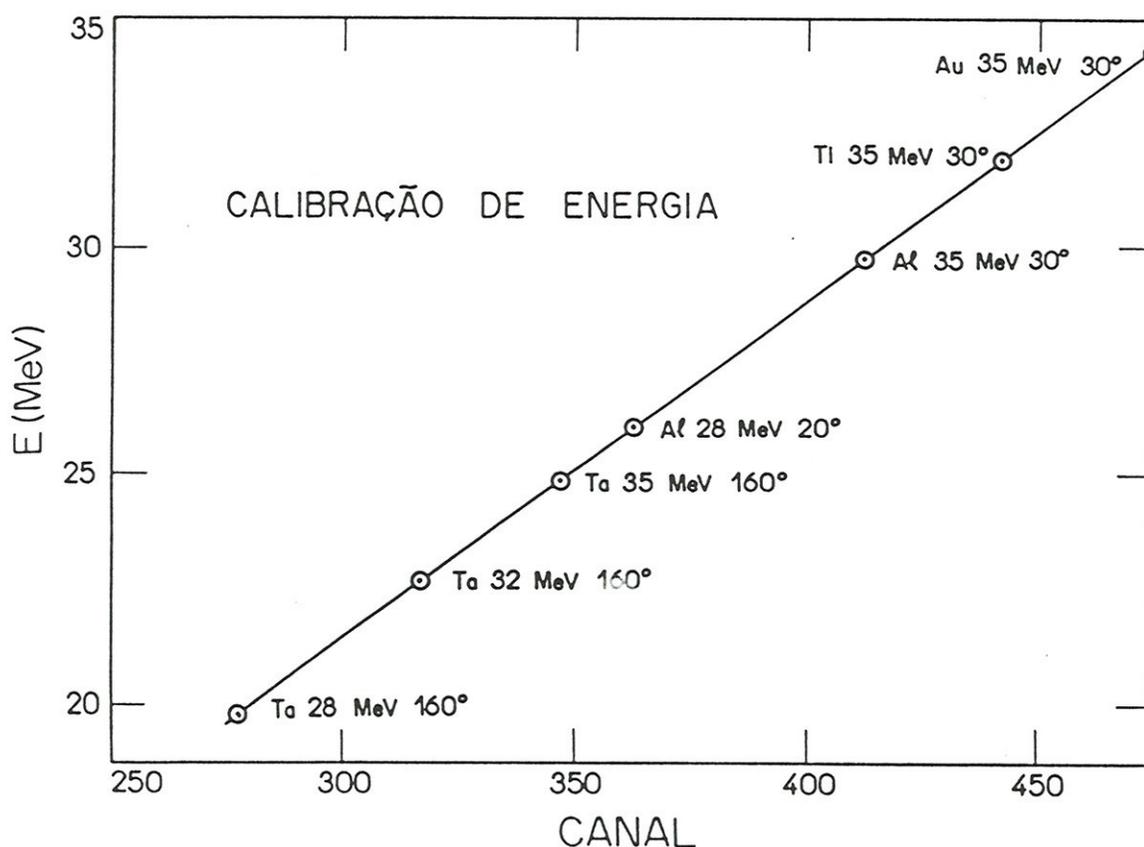


Figura II.15. Calibração de energia obtida com feixes de ^{16}O de 28 MeV, 32 MeV e 35 MeV, espalhados por alvos de Ta, Al, Ti e Au a $\theta_L = 20^\circ, 30^\circ$ e 160° . Podemos notar a excelente precisão obtida.

A Tabela II.3, nos mostra os valores de espesura total dos alvos de titânio obtidos através do método descrito acima.

Tabela II.3

ALVO	ρ ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
^{46}Ti	120
^{48}Ti	440
^{50}Ti	500

A principal fonte de imprecisão do método são decorrentes dos valores de dE/dx tabelados. A espessura do alvo de ^{50}Ti , calculada pelas tabelas de dE/dx de Ziegler (Zi72) e de Northcliffe (No70) apresentam uma diferença de 4%. Levando em conta este erro, mais a incerteza na determinação experimental de ΔE estimamos a incerteza nas espessuras dos alvos utilizados como sendo de 5%.

II.2.d. Determinação da Carga Integrada

A determinação da carga integrada durante a irradiação pode ser feita, ou de maneira direta utilizando o sistema da figura II.10 como um copo de Faraday, ou de maneira indireta, através da excitação Coulombiana do substrato (^{181}Ta). Este último foi o método utilizado neste trabalho.

A condição básica para a validade do método proposto e que a contribuição devido a processos nucleares se

ja desprezível. A energia de bombardeio do projétil a partir da qual os efeitos nucleares se tornam importantes pode ser estimada pela seguinte expressão (AL75):

$$E_{\text{lab}}^{\text{max}} = \frac{Z_p Z_T (1 + A_p / A_T)}{A_p^{1/3} + A_T^{1/3} + 2} \quad (36)$$

No caso de ^{16}O incidindo sobre Ta temos $E_{\text{lab}}^{\text{max}} = 62,5 \text{ MeV}$, que é a energia limite para a aplicabilidade do método.

Vamos inicialmente calcular a seção de choque da excitação Coulombiana do estado de 301 keV do ^{181}Ta , cujo esquema de níveis dos estados de baixa energia é mostrado na figura II.16.

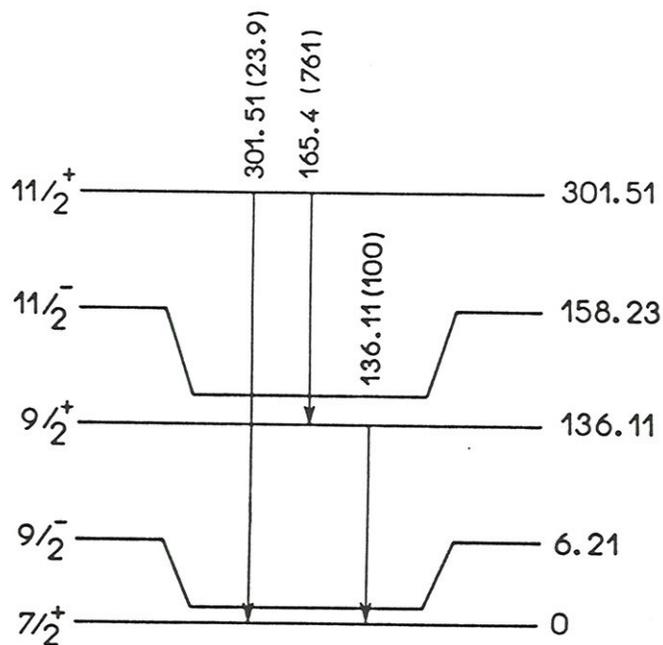


Figura II.16. Esquema de níveis dos estados de baixa energia do ^{181}Ta . As transições assinaladas correspondem aos raios γ de maior intensidade observada experimentalmente. Os números entre parênteses são os "branching ratios" de cada uma das transições (E173).

A secção de choque de excitação Coulombiana tipo E_2 (quadrupolo elétrico) é dada por (A156):

$$\sigma_{E2}(E) = C_{E2} \cdot B(E2) \cdot (E - \Delta E') f_{E2}(\xi) R_{E2}(n) \quad (37)$$

onde:

$$C_{E2} = 4.819 \left(1 + \frac{A_p}{A_T}\right)^{-2} \frac{A_p}{Z_T^2} \quad (38)$$

sendo (A_p, Z_p) e (A_T, Z_T) a massa e o número atômico do projétil e do alvo, respectivamente;

$B(E2)$ = probabilidade de transição reduzida ($e^2 \times \text{barn}^2$);

$$\Delta E' = \left(1 + \frac{A_p}{A_T}\right) \Delta E \quad (39)$$

sendo ΔE a energia da transição;

$f_{E2}(\xi)$ e $R_{E2}(n)$ = funções tabuladas por Alder (A156), sendo R_{E2} correção quântica para parâmetros de Sommerfeld pequenos, onde n é dado por:

$$n = \frac{Z_p Z_T}{2} \left(\frac{A_p}{10.008 * E} \right)^{1/2} \quad (40)$$

$$\begin{aligned} \xi &= \frac{Z_p Z_T}{6.327} A_p^{1/2} \left[\frac{1}{(E - \Delta E')^{1/2}} - \frac{1}{E^{1/2}} \right] = \\ &= \frac{Z_p Z_T}{12.654} A_p^{1/2} \frac{\Delta E'}{\left(E - \frac{1}{2} \Delta E'\right)^{3/2}} \left\{ 1 + \frac{5}{32} \left(\frac{\Delta E'}{E}\right)^2 + \dots \right\} \quad (41) \end{aligned}$$

Utilizando as expressões acima podemos calcular $\sigma_{E2}(E)$ para o nosso caso. Os resultados são mostrados na Tabela II.4 abaixo:

Tabela II.4. Secção de choque de excitação Coulombiana para o sistema $^{16}O+^{181}Ta$. O valor tabelado de $B(E2)$ para a transição $E_{\gamma} = 301$ keV é $B(E2) = 0,50 e^2 \times \text{barn}^2$ (E173). No intervalo de energias acima $\eta \gg 1$ e $R_{E2}(\eta) = 1$.

E_{LAB} (MeV)	ξ	$f_{E2}(\xi)$	σ_{E2} (barn)
10	1.9608	1.695×10^{-4}	1.001×10^{-5}
20	0.6846	1.272×10^{-1}	1.528×10^{-2}
30	0.3711	4.447×10^{-1}	8.058×10^{-2}
40	0.2405	6.556×10^{-1}	1.588×10^{-2}
50	0.1719	7.634×10^{-1}	2.316×10^{-1}
60	0.1307	8.168×10^{-1}	2.977×10^{-1}
70	0.1036	8.540×10^{-1}	3.633×10^{-1}

Vamos, agora, calcular a taxa de contagem esperada para o caso um alvo espesso ("Thick Target Yield").

Durante a penetração através do alvo, o projétil perde energia devido à excitação e ionização do material do alvo. A perda de energia pode ser descrita com boa aproximação como um processo contínuo onde durante o caminho dx a energia \bar{E} decrescida de uma quantidade dE . Deste modo o "yield" para um alvo infinito pode ser escrito como (A175):

$$Y(E) = \frac{Q}{Ze} \int_0^E \frac{\sigma_{E2}(E')}{(dE/dx)} dE' \quad (42)$$

onde: $\frac{Q}{Ze}$ = número de partículas incidentes sobre o alvo

(dE/dx) = perda de energia do projétil no alvo em MeV/cm

$n = \frac{N_A \rho}{A} =$ número de núcleos por unidade de volume, sendo ρ a densidade do material do alvo

Temos, então:

$$Y(E) = \frac{Q}{Ze} \times \frac{N_A}{A} \times \sigma_{E2}^T(E) \quad (43)$$

onde:

$$\sigma_{E2}^T(E) = \int_0^E \frac{\sigma_{E2}(E')}{(dE/dx)} dE' \quad (44)$$

(dE/dx) em MeV/mg·cm²

O valor do yield multiplicado pela eficiência de detecção para a linha de 301 keV e pelo "branching ratio" da transição nos fornece o número de raios γ de energia $E_\gamma = 301$ keV observado no sistema de detecção, ou seja:

$$A_{301}^T(E) = Y(E) \cdot \epsilon_{301} \cdot b_{301} \quad (45)$$

$[b_{301} = 0.239 (E173)]$.

Temos, assim:

$$\left(\frac{A_{301}}{\epsilon_{301} Q}\right)^T(E) = \frac{b_{301} N_A \sigma_{E2}^T(E)}{Ze \times A_{Ta}} \times 10^{-3} \quad (46)$$

A quantidade acima foi calculada através de um código de computação, adaptado do programa EXIT (Ri85), que permite calcular σ_{E2}^T fazendo a integração numérica da expressão (44) utilizando os valores de $(dE/dx)_{160}$ em Ta tabelados

por Ziegler (Zi72).

Para testar a validade da expressão (46), que permite determinar a carga do feixe integrada durante a irradiação, fizemos uma medida da excitação Coulombiana do sistema $^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$, no intervalo de energia de laboratório 27,5 MeV $\leq E_{\text{Lab}} \leq$ 60 MeV. O alvo utilizado tinha 0,1 mm de espessura ("infinita" para o intervalo de energia acima). A eficiência total foi determinada pelo procedimento descrito na secção anterior e a carga foi integrada de maneira direta.

Deste modo determinamos experimentalmente o valor $(\frac{A_{301}}{\epsilon_{301}Q})^E$ em função da energia de bombardeio, sendo que A_{301} é o número de raios γ de energia 301 keV observados experimentalmente, no ângulo de detecção de 55° .

A figura II.17 mostra os dados por nós obtidos, juntamente com a previsão teórica em base à expressão (46).

Apesar do excelente acordo entre o valor teórico e experimental, que viabiliza a utilização do método no intervalo de energia utilizado em nosso trabalho, a medida indireta introduz uma incerteza na determinação da carga, estimada em 5% (basicamente devido a eficiência do detetor e erros nas tabelas de perda de energia), que é, em geral, maior que no método de integração direta.

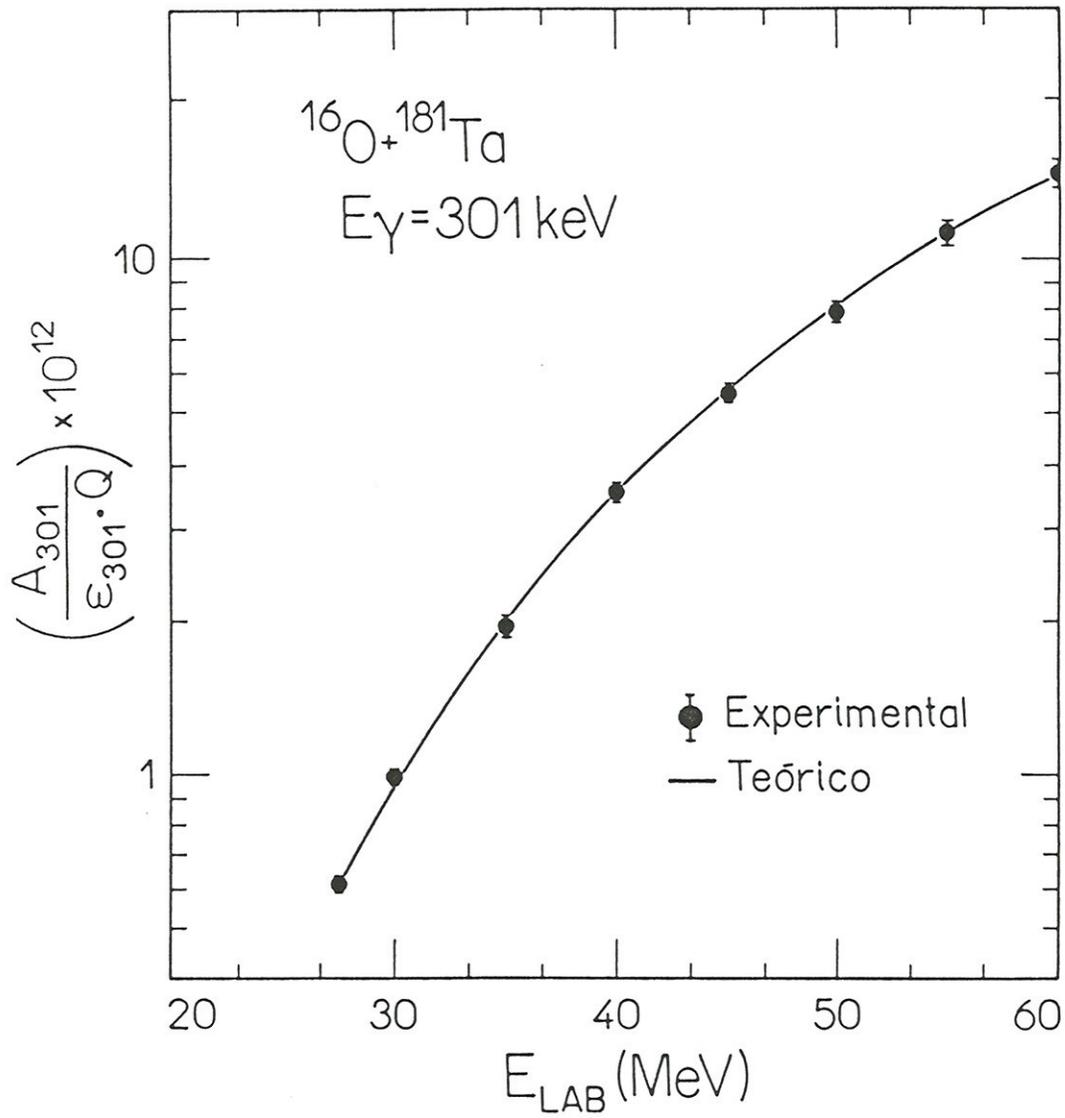


Figura II.17. Excitação Coulombiana do ^{181}Ta ($E_\gamma = 301 \text{ keV}$)

II.2.e. Eletrônica e Aquisição de Dados

A eletrônica utilizada para aquisição de dados é muito simples, sendo constituída basicamente de um pré-amplificador (acoplado ao HPGe) e um amplificador linear (ORTEC). O esquema da eletrônica e do sistema de aquisição de dados é mostrado na figura II.18.

O sinal proveniente do detetor, após pré-amplificação, é amplificado, sendo o fator de amplificação ajustado em função do intervalo de energia dos raios γ a serem observados. O sinal amplificado, proporcional a E_{γ} , é digitalizado num conversor análogo digital (ganho de conversão de 4096 canais) e armazenado num computador Honeywell DDP-516, via matriz de fiação lógica (Po73). Terminada a aquisição, o espectro armazenado em modo multicanal no DDP-516 é transferido para um disco do computador IBM 360/44 e daí armazenado em fita magnética para posterior análise.

Os cuidados em relação à eletrônica dizem respeito a escolha do tempo de formação e ajuste de polo zero do amplificador que devem ser feitos de maneira que a resolução e a simetria de um pico de referência (1332 keV - ^{60}Co) seja a melhor possível. A intensidade do feixe incidente é ajustada de maneira a evitar o empilhamento de pulsos, minimizar as perdas devido ao tempo morto e evitar degradação do sistema (detetor+eletrônica).

O programa de aquisição de dados [SADE III (Fe77)] permite, através de um painel de funções, que se efetue em linha, várias operações sobre o espectro multicanal exibido no display, como por exemplo, expansão de certas re-

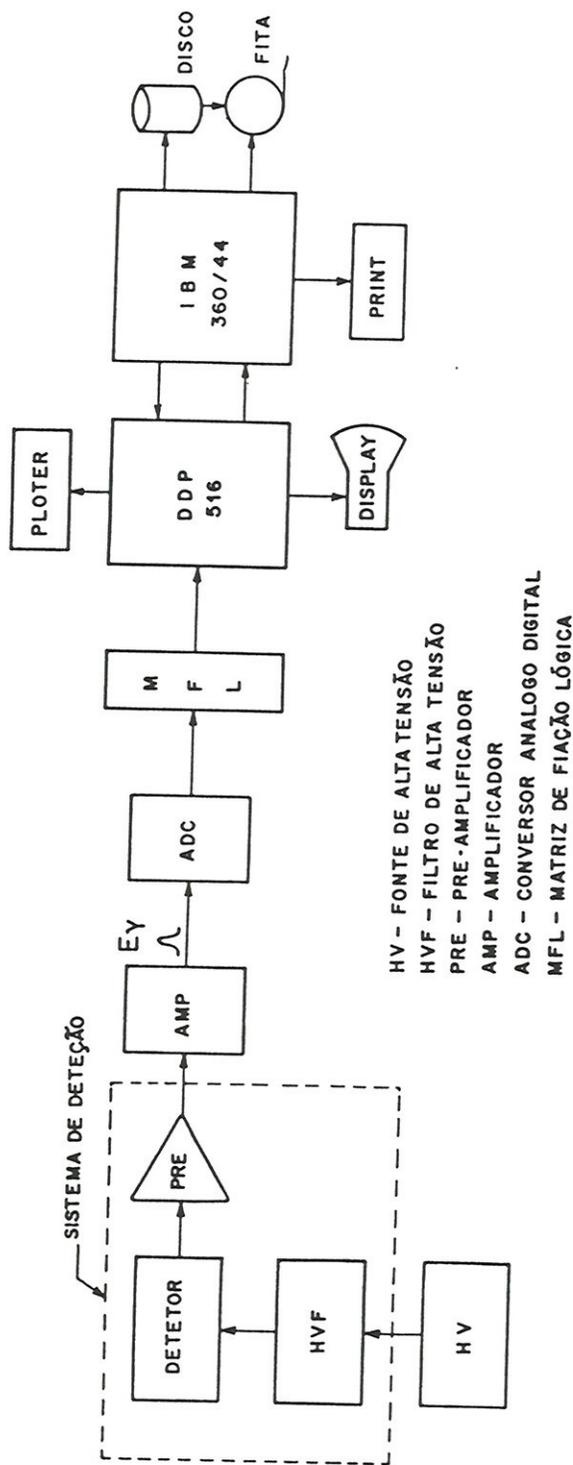


Figura II.18. Esquema da eletrônica do detector e sistema de aquisição de dados

giões do espectro, determinação de coordenadas e contagem de picos, integração de picos, calibração de espectros etc. e, além disso, pode-se graficar os espectros em escala linear e logarítmica, usando um graficador CALCOMP.

A visualização e a possibilidade de se efetuar estas operações, em linha, sobre os espectros obtidos, permite o controle da estabilidade do sistema eletrônico e do detetor quanto à mudança de ganho e deterioração de resolução. Além disso, controla-se facilmente a estatística desejada.

A figura II.19 nos mostra parte de um dos espectros típicos por nós obtido. A identificação das linhas assinaladas será discutida no capítulo seguinte.

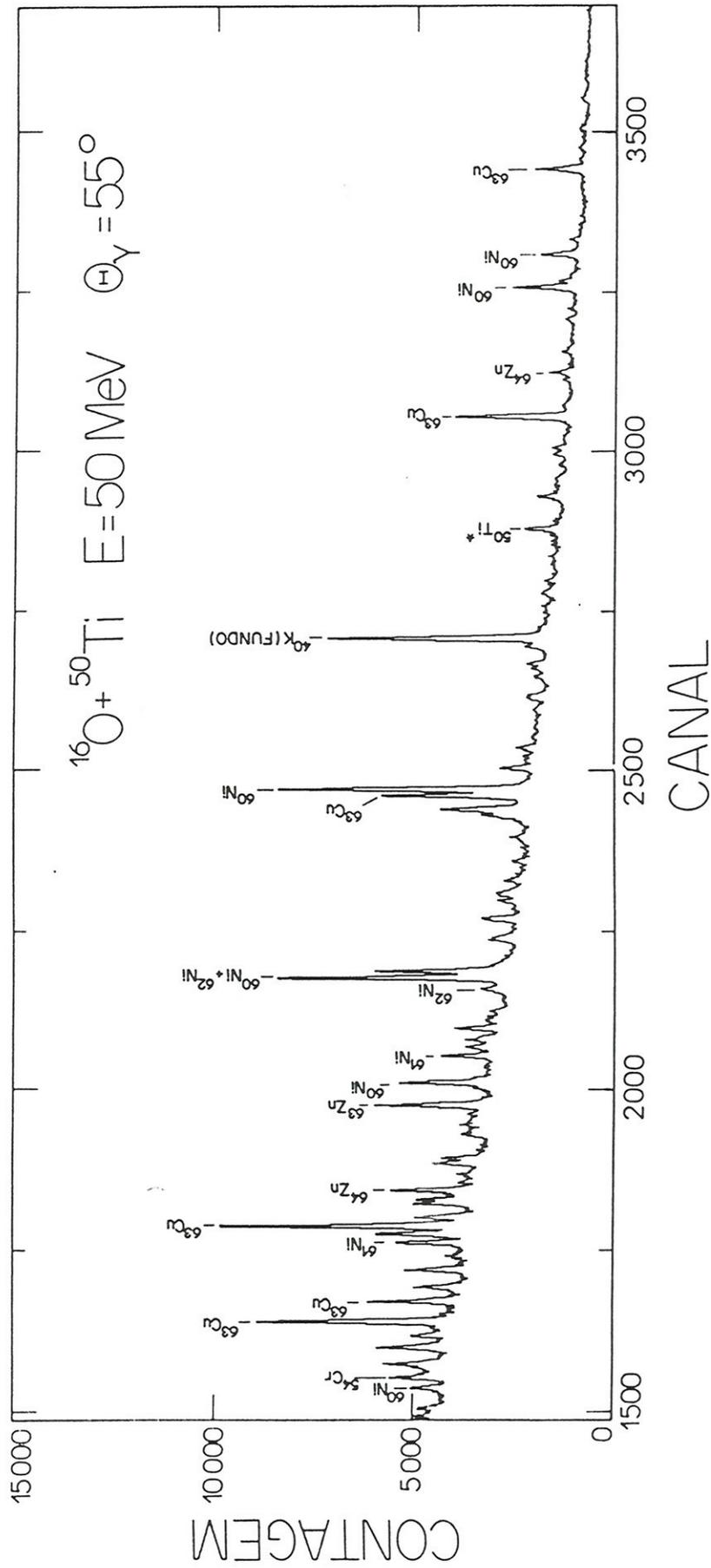


Figura II.19. Espectro parcial de raios γ para a reação $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$ na energia de 50 MeV (Laboratório)

III. REDUÇÃO DOS DADOS

III. MEDIDAS EFETUADAS

Nosso trabalho foi centrado no estudo dos sistemas $^{16}\text{O}+^{46},^{50}\text{Ti}$, sendo que na Tabela III.1, mostramos um resumo das medidas efetuadas.

O valor da barreira Coulombiana para estes sistemas foi calculado pela relação abaixo (Ch76):

$$V_{BC} = \frac{Z_p Z_T e^2}{1,07(A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) + 2,72} \quad (1)$$

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

A espessura efetiva do alvo foi calculada multiplicando-se o valor da espessura total medida pelo método de retroespalhamento (tabela II.2) pela porcentagem isotópica do alvo em questão (tabela II.3).

A perda de energia do feixe no alvo foi calculada utilizando os valores de perda de energia tabelado por Ziegler (Zi72) considerando a espessura total do alvo. A energia efetiva corresponde a energia média no centro do alvo, ou seja, $E_F = E_{\text{Lab}} - \frac{\Delta E}{2}$. As energias no sistema de centro de massa (E_{CM}) e a energia de excitação do núcleo composto (E_{NC}^*) são calculadas em relação ao valor da energia efetiva.

As correntes de feixe foram ajustadas em função da espessura do alvo e da energia de bombardeio, de maneira que a taxa de contagem não fosse muito elevada, o que poderia causar problemas no sistema de detecção.

SISTEMA: $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Tl}$ - NÚCLEO COMPOSTO: $^{62}\text{Zn} - V_{\text{BC}} = 27.40 \text{ MeV}$						
E_{LAB}	θ_{γ}	ΔE	E_{F}	E_{CM}	E_{NC}^*	OBSERVAÇÕES
30.0	55°	0.54	29.73	22.06	34.37	Espessura efetiva do alvo = 97 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Correntes de feixe entre 3-40 nA Tempos de irradiação entre 3-15 h Após cada irradiação, para todas energias foi tomado um espectro de decaimento, sendo $T_{\text{d}} = 1\text{h}$ Energias em MeV
33.5	55°	0.52	33.25	24.67	36.98	
37.5	55°	0.49	37.26	27.64	39.95	
42.5	55°	0.46	42.27	31.36	43.67	
47.5	55°	0.44	47.28	35.08	47.39	
57.5	55°	0.40	57.30	42.51	54.82	
57.5	90°	0.40	57.30	42.51	54.82	
SISTEMA: $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Tl}$ - NÚCLEO COMPOSTO: $^{66}\text{Zn} - V_{\text{BC}} = 27.08 \text{ MeV}$						
E_{LAB}	θ_{γ}	ΔE	E_{F}	E_{CM}	E_{NC}^*	OBSERVAÇÕES
30.0	55°	2.35	28.83	21.84	34.57	Espessura efetiva do alvo = 382 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ Corrente de feixe entre 1-10 nA Tempos de irradiação entre 3-14 h Após cada irradiação, para todas energias foi tomado um espectro de decaimento, sendo $T_{\text{d}} = 1\text{h}$ Energias em MeV
35.0	55°	2.20	33.90	25.68	38.41	
40.0	55°	2.07	38.97	29.52	42.25	
45.0	55°	1.97	44.02	33.05	46.08	
50.0	55°	1.87	49.07	37.17	49.90	
57.5	55°	1.74	56.63	42.90	55.63	
65.0	55°	1.64	64.18	48.62	61.35	

TABELA III.1 - RESUMO DAS MEDIDAS REALIZADAS

As cargas integradas foram calculadas pelo método da excitação Coulombiana, sendo que a energia inicial incidente sobre o substrato de tântalo corresponde a energia no sistema do laboratório menos a perda no alvo de Ti. Cabe ressaltar, aqui, que para a energia mais alta do sistema $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$, 65 MeV, a energia incidente sobre o substrato de tântalo é de 63,4 MeV, que excede um pouco a energia de aplicabilidade do método, $E_{\text{Lab}}^{\text{max}} = 62,5$ MeV. No entanto, em função dos resultados obtidos na seção II.2.d, mesmo neste caso, utilizamos o método da excitação Coulombiana para calcular a carga integrada.

O fato dos alvos utilizados não serem isotopicamente puros (tabela II.3), se constitui numa possível fonte de erro ao método da espectroscopia γ , visto que alguns canais de decaimento do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ (principal contaminante dos isótopos ^{46}Ti e ^{50}Ti) podem contribuir em canais de decaimento com 2 nêutrons a menos ou a mais, dos sistemas $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$ e $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$, respectivamente. Em função disto foi realizada uma medida da função de excitação do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ nas energias de bombardeio de 35, 40, 46, 55 MeV, com o objetivo de se efetuar as correções nos canais contaminados dos sistemas estudados.

Na energia de bombardeio de 57,5 MeV para o sistema $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$ foi realizada uma medida em $\theta_{\gamma} = 90^{\circ}$, a fim de se observar linhas eventualmente afetadas pelo alargamento Doppler, que poderia complicar a análise dos espectros, principalmente em $\theta_{\gamma} = 55^{\circ}$. No entanto, da análise destes espectros, constatou-se a inexistência desse efeito nas transições de interesse.

Em nosso trabalho não realizamos medidas da distribuição angular dos raios γ emitidos pelos resíduos de evaporação do núcleo composto. Como vimos anteriormente, a amplitude da distribuição angular dos raios γ emitidos no ângulo de observação θ é dado pela expressão (8) da secção II.1. a. No entanto, medidas de distribuições angulares de raios γ emitidos por nuclídeos provenientes de núcleos compostos formados em reações entre íons pesados, em regiões de massa próximas a do nosso trabalho, indicam que o valor do coeficiente A_4 é bastante pequeno quando comparado ao valor de A_2 (*Ki75, Wa??*). Deste modo, a medida no ângulo de observação $\theta_\gamma = 55^\circ$ elimina o efeito da distribuição angular, não introduzindo erros significativos ao método da espectroscopia γ em linha.

Outro fator importante a ser ressaltado é que não estamos levando em conta a eventual população direta do estado fundamental dos nuclídeos provenientes do decaimento do núcleo composto que poderiam introduzir erros sistemáticos nas secções de choque calculadas. No entanto, medidas de secção de choque de fusão pelo método direto (detecção dos resíduos de evaporação), fornecem resultados compatíveis aos obtidos pelo método da espectroscopia γ em linha em regiões de massa semelhante à do nosso trabalho (*Ri82, Ga82*).

III.2. ANÁLISE DOS ESPECTROS

A análise de espectros complexos de raios γ como os produzidos em uma reação entre íons pesados, envolve basicamente dois aspectos: o primeiro deles é a identificação das linhas provenientes, não sō dos produtos de reação bem como das linhas provenientes de reações com contaminantes e radiação de fundo; o segundo diz respeito as propriedades da linha tais como forma, intensidade e largura do fotopico. Vamos discutir inicialmente este ũltimo aspecto deixando para a prōxima secção a descrição dos critērios de identificação das linhas observadas experimentalmente.

A informação primāria que desejamos extrair de espectros de raios γ , como o da figura II.19, é a intensidade ou a ārea de um fotopico. Se tivermos uma linha isolada e bem definida a ārea do fotopico é definida como a soma das contagens acima do fundo. No caso de picos superpostos (multipletos) este critērio nō pode ser utilizado e as anālises grāficas se tornam ineficientes, sendo necessārio se conhecer previamente a forma de uma linha isolada e usar a sua representação para o procedimento de anālise.

A forma de uma linha γ , nō alargada por efeito Doppler, depende da função resposta do detetor (K_n) e do fundo proveniente da distribuição Compton de raios γ de maior energia. Os processos fīsicos que determinam a função resposta do detetor, a um raio γ de uma dada energia, sō bastante complexos e o cālculo de formas partindo de princēpios bāsicos, para aplicação na anālise de espectros é extremamente complicado. Por outro lado, o fundo sobre um pico isolado ou

um conjunto de picos pode ser representado, nesse intervalo, com uma função que varia monotonicamente com a energia. Por estas razões, o procedimento usual para se analisar espectros de raios γ consiste em parametrizar a forma de um fotopico por uma gaussiana, cuja largura varia com a energia do raio γ e o fundo por uma função polinomial ou exponencial.

A parametrização de forma proposta por Routi e Prussin (R069) acresce à forma gaussiana básica, caudas exponenciais no lado esquerdo (baixa energia) e no lado direito (alta energia) do fotopico, mantendo o fundo como uma função polinomial. O acréscimo da cauda exponencial, principalmente na parte de baixa energia, é necessário, pois mesmo fotopicos intensos e de boa estatística, apresentam desvios significativos da forma gaussiana, sendo um dos responsáveis por esta assimetria, a deficiência na coleção de carga do sistema de detecção.

A representação de forma gaussiana acrescida de caudas exponenciais tem como principal característica o fato de que os parâmetros que definem esta forma variam suavemente com a energia do raio γ e, deste modo, os valores destes parâmetros para qualquer linha do espectro podem ser obtidos pela interpolação entre parâmetros de linhas vizinhas. É exatamente esta a representação utilizada no código de análise SAMPO (R069), que foi extensivamente utilizado neste trabalho.

A calibração dos parâmetros de forma é feita utilizando-se linhas intensas e isoladas, geralmente de fontes radioativas, no intervalo de energia dos raios γ que se pretende observar, sendo o fundo aproximado por uma função li

near. Os parâmetros de forma ajustados pelo programa SAMPO, pelo método de mínimos quadrados, são a largura da gaussiana CW ($FWHM = 2.355 CW$) e as distâncias em relação ao centróide da gaussiana, em canais, das junções exponenciais de baixa e alta energia, CL e CH, respectivamente.

Na figura III.1, vemos os parâmetros de forma calculados pelo programa SAMPO para linhas isoladas de fontes radioativas em função da energia. Os parâmetros CW e CL variam linearmente com a energia, apesar de algumas flutuações no valor de CL.

Os valores de CH, não representados na figura apresentaram uma tendência sistemática a valores altos, ou seja, a parte de alta energia é bem representada pela forma gaussiana.

A calibração de energia do sistema de detecção é feita com auxílio de fontes radioativas, no intervalo de energia conveniente. O programa determina exatamente a posição do fotopico e estabelece uma relação polinomial (no nosso caso de segundo grau) entre a energia e canal do fotopico. A precisão desta calibração é fundamental para se determinar corretamente a energia das linhas de interesse no espectro. Em nosso caso a incerteza média em energia em todo espectro foi estimada em 0,3 keV.

A partir da definição dos parâmetros de calibração de forma e energia, código SAMPO, efetua numa primeira etapa a pesquisa automatizada e ajuste dos picos dos espectros, classificando-os segundo sua intensidade, dividindo o espectro em regiões convenientes (a nossa versão analisa até 12 picos numa região de 300 canais no máximo).

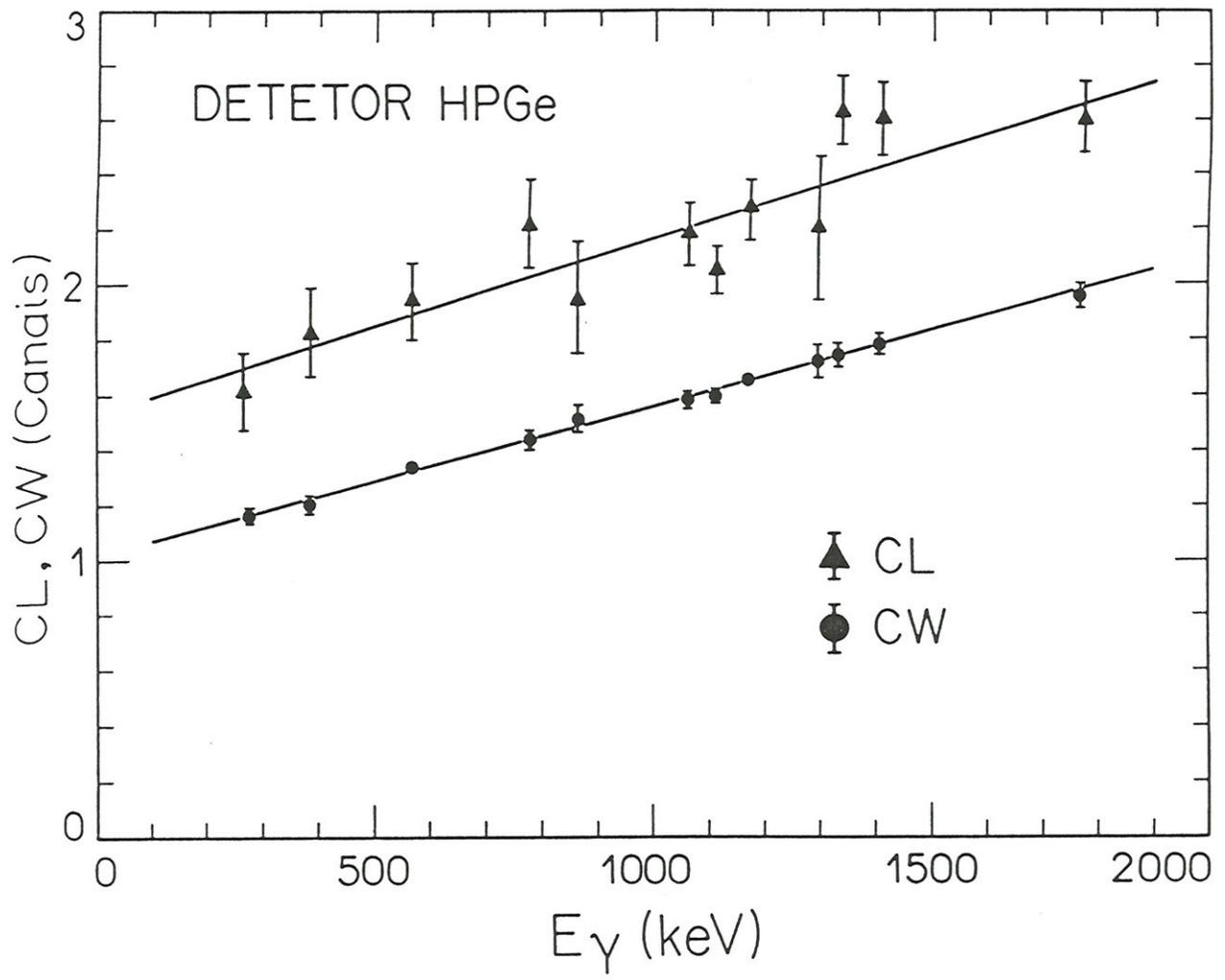


Figura III.1. Parâmetros de calibração de forma-SAMFO

Numa segunda etapa procura-se efetuar o ajuste das regiões e picos pré-selecionados, tendo como parâmetros livres o número de picos de uma dada região, eventuais multipletos não ajustados na primeira etapa e a forma do fundo (polinômio de 1º ou 2º grau) de modo que para cada região a qualidade do ajuste definida pelo mínimo valor de χ^2 , seja a melhor possível e que o fundo ajustado na junção de duas regiões seja contínuo.

A figura III.2., nos mostra um ajuste típico obtido pelo programa SAMPO, num intervalo de 250 keV de energia dos raios γ , para o sistema $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$. A região mostrada, para fins de ajuste, foi dividida em seis regiões. Os critérios de identificação das linhas assinaladas será visto na próxima seção.

Como fica evidente pela figura III.2, a complexidade dos espectros obtidos se constitui numa desvantagem do método da espectroscopia γ , pois o processo de redução de dado é extremamente trabalhoso.

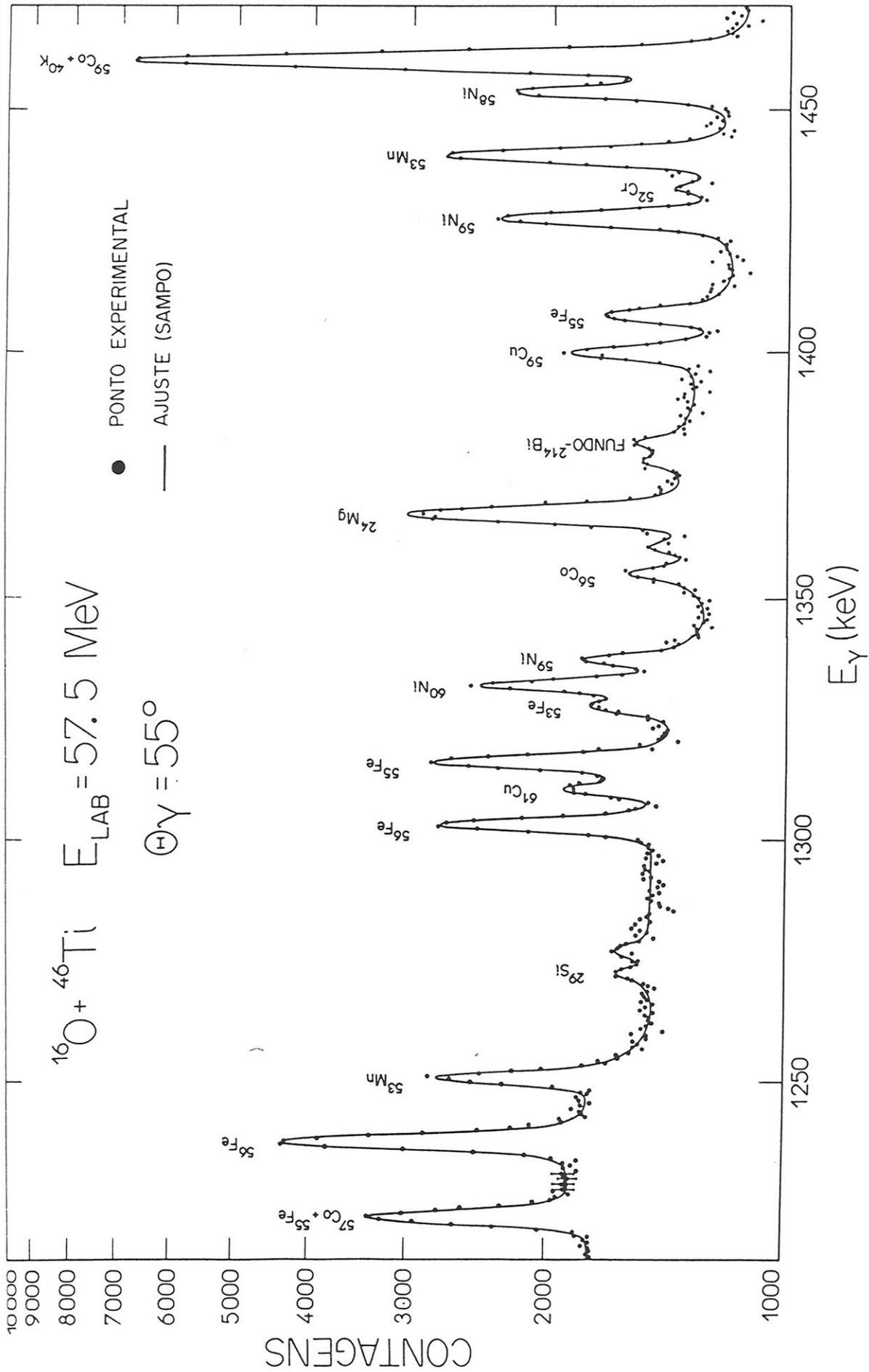


Figura III.2. Ajuste obtido com o programa SAMPO

III.3. IDENTIFICAÇÃO DOS RAIOS γ

As transições de interesse para se determinar a secção de choque dos canais de decaimento do núcleo composto formado, numa reação entre íons pesados, pelo método da espectroscopia γ em linha são as transições para o estado fundamental dos núclídeos formados no decaimento. No entanto, adotamos como metodologia de trabalho procurar identificar todas as linhas observadas experimentalmente, sejam estas provenientes de transições entre estados excitados dos núclídeos formados ou provenientes de outras fontes, como radiação de fundo, reações com contaminantes ou excitação Coulombiana (do alvo e substrato).

A observação de várias linhas de um mesmo núclídeo, com a correspondente análise de intensidades relativas e formas das funções de excitação de cada uma delas, pode ser utilizada como um critério na identificação precisa dos canais de decaimento do núcleo composto. Este procedimento exige que se disponha de informações espectroscópicas precisas na região de massa que se pretende estudar, preferencialmente esquemas de níveis obtidos através de reações entre íons pesados, o que nem sempre é possível. Além disso, são necessárias informações semelhantes para o sistema projétil-contaminantes. As linhas provenientes da radiação de fundo são conhecidas (*Pe82*, *Kn79*) e suas intensidades podem ser determinadas experimentalmente.

III.3.a. Radiação de Fundo e Contaminantes

A radiação de fundo é gerada por fontes radioativas presentes no meio ambiente, sendo as mais importantes o ^{40}K , ^{226}Ra , ^{232}Th , ^{238}U , ^{220}Rn e ^{222}Rn . As quatro primeiras são encontradas nos elementos estruturais da sala de experiência (paredes, metais etc) e as duas últimas no ar.

Os raios γ mais importantes observados na presença destas fontes estão listados na tabela III.2, que indica também os núcleos filhos emissores das suas cadeias radioativas. O número de fótons emitidos por grama do material por segundo é uma estimativa de Kreger e Mather (Kr67). A incerteza na energia é de ± 5 no último dígito (Bo74).

Apesar da blindagem envolvendo o detetor (figura II.10) praticamente todas as linhas acima são observadas experimentalmente e algumas delas são coincidentes em energia com transições de interesse. Com o objetivo de corrigir esta contribuição determinamos o número de raios γ destas transições por unidade de tempo observadas no detetor através da análise dos espectros de decaimento.

Na figura III.3. vemos a taxa observada para algumas destas transições, nas medidas de decaimento do sistema $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$. Podemos notar que estas taxas são constantes e podem ser determinadas com bastante precisão.

As reações do projétil com contaminantes também produzem linhas que podem ser coincidentes em energia com transições de interesse. Dentre os contaminantes os mais importantes são o oxigênio e o carbono, sendo o primeiro presente no alvo devido à oxidação superficial do mesmo (formando

Tabela III.2. Raios γ provenientes da radiação de fundo

FONTE	E_{γ} (KeV)	NUCLEO FILHO	NÚMERO DE FOTONS POR GRAMA DE MATERIAL POR SEG.
^{40}K	1460.85	^{40}Ar	0.07
^{226}Ra	242.00	^{214}Bi	
	295.20		
	351.96		
	609.19		0.05
	768.4		
	1120.3		
(^{238}U)	1238.1	^{214}Po	
	1377.6		
	1764.50		0.05
	2204.01		
^{232}Th	338.4	^{228}Th	
	463.5		
	911.1		
	968.9		
	238.62	^{212}Bi	0.05
	727.28	^{212}Po	
	510.69		
	583.17	^{208}Pb	
	860.53		

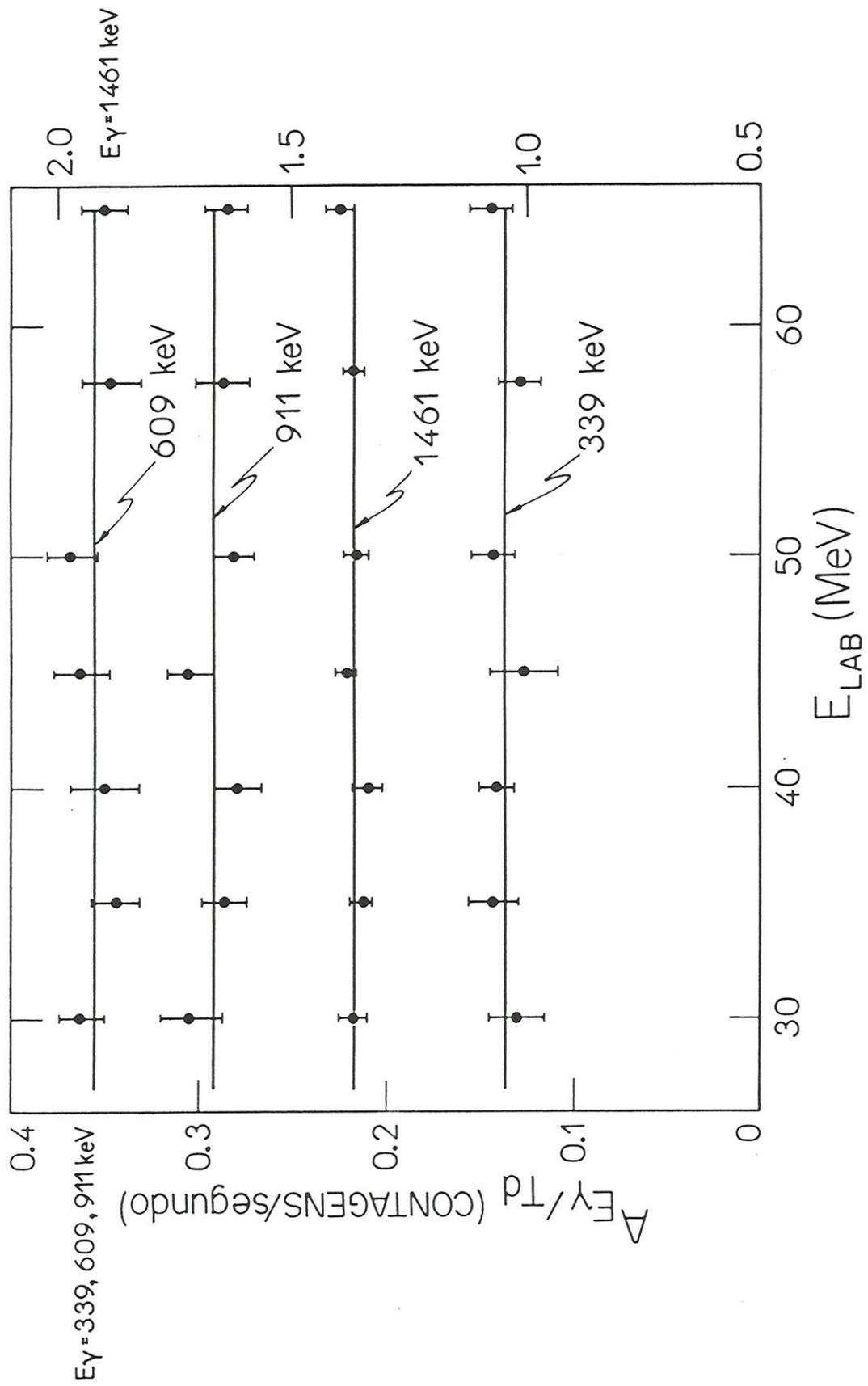


Figura III.3. Taxa de observação de algumas linhas das radiações de fundo.

TiO₂) e o carbono (ou mesmo oxigênio) decorrente do processo de crescimento durante a irradiação ("built-up") devido à presença de vapores orgânicos no sistema de vácuo. Apesar dos procedimentos usuais para se minimizar a presença destes contaminantes, linhas produzidas nas reações $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$ e $^{16}\text{O}+^{16}\text{O}$ são observadas experimentalmente.

A excitação do alvo e do substrato produzem linhas intensas e por fim reações do tipo (n,n' γ) também se constituem em possíveis fontes de contaminação dos espectros.

Na tabela III.3 listamos os principais raios γ provenientes destas fontes de contaminação.

As correções para linhas do sistema $^{16}\text{O}+^{12}\text{C}$, ^{16}O , quando necessárias, podem ser feitas com base nas referências citadas na tabela III.3.

Tabela III.3. Linhas provenientes de reações com contaminantes e da excitação Coulombiana.

REAÇÃO	CANAL	E γ (KeV)
$^{16}\text{O} + ^{12}\text{C} \rightarrow ^{28}\text{Si}$ (Ko 76)	$^{20}\text{Ne} (2\alpha)$	1634
	$^{24}\text{Mg} (\alpha)$	1368 (a)
	$^{22}\text{Na} (\alpha\text{pn})$	890, 1528
	$^{23}\text{Na} (\alpha\text{p})$	440 (b)
	$^{25}\text{Mg} (2\text{pn})$	585, 975, 1612, 1793
	$^{26}\text{Al} (\text{pn})$	417, 830 (c)
	$^{27}\text{Al} (\text{p})$	843, 1015 (d)
$^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{32}\text{S}$ (Ch 79)	$^{26}\text{Al} (\alpha\text{pn})$	(c)
	$^{23}\text{Na} (2\alpha\text{p})$	(b)
	$^{30}\text{P} (\text{pn})$	709, 1454, 1973
	$^{27}\text{Al} (\alpha\text{p})$	(d)
	$^{28}\text{Si} (\alpha)$	1778
	$^{29}\text{Si} (2\text{pn})$	1273
	$^{24}\text{Mg} (2\alpha)$	(a)
$^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$ $^{16}\text{O} + ^{48}\text{Ti}$ $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$ } (Le 78)	$^{46}\text{Ti}^*$	889
	$^{48}\text{Ti}^*$	983
	$^{50}\text{Ti}^*$	1554
$^{16}\text{O} + ^{181}\text{Ta}$ (Se 67)	$^{181}\text{Ta}^*$	135, 165, 301
$\text{n} + \text{Ge}$ (Ch 65)	Ge^*	596, 693, 834
$\text{n} + ^{56}\text{Fe}$ (La 74)	$^{56}\text{Fe}^*$	846

III.3.b. Resíduos de Evaporação

A primeira fase na identificação dos resíduos de evaporação consiste na comparação das energias dos raios γ observados experimentalmente com as energias dos raios γ obtidos dos esquemas de níveis dos núclídeos na nossa região de massa. Para tanto, fizemos uma compilação inicial de todos possíveis raios γ , baseada nos esquemas de níveis fornecidos por Lederer (Le78) do núclídeo ^{66}Zn , que é o núcleo composto do sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$ até o ^{48}Cr , incluindo neste intervalo todos possíveis isótopos destes elementos. Esta compilação nos forneceu uma tabela com aproximadamente 1200 raios γ no intervalo de energia de 20-2100 keV.

A segunda etapa corresponde à análise das intensidades relativas de transições de um mesmo núclídeo que podem ser comparadas com informações existentes sobre esquemas de níveis, obtidos, preferencialmente, através de reações entre íons pesados. A análise da forma das funções de excitação destas transições também podem ser utilizadas como um critério de identificação.

As transições para o estado fundamental dos núclídeos determina a secção de choque do canal. Para núclídeos com número atômico par e número de massa par, o raio γ correspondente à transição $2^+ \rightarrow 0^+$, em geral, é suficiente para definição da secção de choque do canal (Ri82, On82). Para núcleos com Z ou A ímpar várias transições para o estado fundamental podem contribuir para a secção de choque do canal, sendo que em alguns casos transições de baixa energia ($E_\gamma < 100$ keV), comuns nestes núcleos, são de difícil observação experimental.

Na tabela III.4, mostramos para cada um dos sistemas estudados os canais de decaimento observados experimentalmente e os respectivos núcleos residuais. A análise das meias-vidas destes nuclídeos nos mostra que grande parte deles são estáveis, ou possuem meias-vidas muito longas ou muito curtas em relação aos tempos de irradiação por nós utilizados, o que praticamente inviabiliza o uso do método da espectroscopia γ fora de linha para estes sistemas.

Os raios γ efetivamente utilizados para determinação da secção de choque de cada um dos canais são mostrados na última coluna da tabela III.4, sendo que os valores de energias entre colchetes indicam que a secção de choque do canal foi calculada pelo método da espectroscopia γ fora de linha. Os valores de energia entre parênteses são transições para estados outros que o fundamental do nuclídeo e que foram utilizadas para se calcular a secção de choque do canal. Os detalhes relativos os critérios de identificação e de escolha dos raios γ característicos, de cada um dos núcleos residuais utilizados na determinação da secção de choque do correspondente canal de decaimento são mostrados no Apêndice A.

Tabela III.4. Canais observados experimentalmente para cada sistema estudado. $T_{1/2} = e$ indica nuclídeo estável

SISTEMA	CANAL	NUCLEO RESIDUAL	$T_{1/2}$	E_{γ} (KeV)
$^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$	pn	^{60}Cu	23,2m	(1332) ou (1791)
	2p	^{60}Ni	e	1332
	p2n	^{59}Cu	1.37m	914, 1399, 1865
	2pn	^{59}Ni	7.6×10^4 a	339, 465, 878, 1189, 1338, 1949
	3p	^{59}Co	e	1191, 1460
	α	^{58}Ni	e	1454
	3pn	^{58}Co	70.92d	(321), 366, (432)
	α p	^{57}Co	271.8d	1223, 1690
	α pn	^{56}Co	78.8 d	576, 1009
	α 2p	^{56}Fe	e	846
	α 2pn	^{55}Fe	2.74a	931, 1317, 1409
	2 α	^{54}Fe	e	1408
	2 α n	^{53}Fe	8.51m	1328
	2 α p	^{53}Mn	3.7×10^6 a	1441
SISTEMA	CANAL	NUCLEO RESIDUAL	$T_{1/2}$	E_{γ} (KeV)
$^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$	2n	^{64}Zn	e	992, 1800
	pn	^{64}Cu	12.70 h	(203), 278
	3n	^{63}Zn	38.1m	(669)
	p2n	^{63}Cu	e	669, 962, 1326, 1412, 1861
	2pn	^{63}Ni	100.1a	(1205)
	p3n	^{62}Cu	9.74m	243, (349), (385)
	α	^{62}Ni	e	(1163)
	α 2n	^{60}Ni	e	1332
	α 3n	^{59}Ni	7.6×10^4 a	339, 465, 878, 1189, 1338, 1949
	α p2n	^{59}Co	e	1191, 1460
	2 α 2n	^{56}Fe	e	846

III.4. RESULTADOS OBTIDOS

Apresentamos nesta secção os resultados obtidos para os sistemas estudados (tabela III.1). As tabelas III.5 e III.6 fornecem as secções de choque dos canais de decaimento observados experimentalmente e as secções de choque de fusão dos sistemas $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$ e $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$, respectivamente.

Os erros experimentais nas secções de choque calculados levam em conta a propagação de erros decorrentes das incertezas nas áreas dos fotopicos utilizados na determinação da secção de choque (tabela III.4), na determinação das cargas integradas, na espessura dos alvos e nas eficiências do sistema de deteção (secção II.2). A incerteza na área dos fotopicos é proveniente do erro estatístico e das eventuais correções devido ao decaimento (secção II.1.c e Apêndice A) e das possíveis contribuições do isótopo ^{48}Ti (secção III.1).

As figuras III.4 e III.5 nos mostram as funções de excitação da fusão e funções de excitação de dois resíduos de evaporação, correspondentes a dois dos canais mais importantes para os sistemas $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$ e $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$, respectivamente.

A discussão dos resultados obtidos, em relação às funções de excitação da fusão dos sistemas estudados é feita no capítulo V. As funções de excitação dos resíduos de evaporação observados experimentalmente para os dois sistemas são mostrados no Apêndice B juntamente com as previsões do modelo estatístico obtidas através do programa CASCADE (Pu??).

CANAL	E_{CM} (MeV)	22.06	24.67	27.64	31.36	35.08	42.51
	NUCLEO RESIDUAL	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)	σ (mb)
2pn	^{59}Ni	.43 \pm 0.17	9.85 \pm .73	83.8 \pm 8.1	194.0 \pm 18.6	245.4 \pm 23.1	212.7 \pm 20.4
p2n	^{59}Cu		.61 \pm .13	4.76 \pm .73	21.4 \pm 2.4	39.7 \pm 3.5	48.4 \pm 4.2
2 α p	^{53}Mn				4.08 \pm .76	17.1 \pm 1.5	88.8 \pm 8.3
2 α n	^{53}Fe		.79 \pm .13	2.65 \pm .23	5.58 \pm .61	6.58 \pm .82	20.2 \pm 2.5
3p	^{59}Co			5.16 \pm .84	10.5 \pm 2.5	21.7 \pm 4.5	16.1 \pm 3.1
α	^{58}Ni			2.62 \pm .31	8.62 \pm .90	24.9 \pm 2.0	69.4 \pm 4.9
3pn	^{58}Co			.75 \pm .24	2.41 \pm .53	6.44 \pm .97	20.0 \pm 2.2
α p	^{57}Co			6.04 \pm .72	14.9 \pm 1.6	29.9 \pm 2.5	49.5 \pm 3.8
α 2pn + 2 α	$^{55}\text{Fe} + ^{54}\text{Fe}$.38 \pm .12	1.60 \pm .18	4.50 \pm .42	14.0 \pm 1.3	100.8 \pm 9.2
pn	^{60}Cu		3.95 \pm .60	17.8 \pm 1.9	56.1 \pm 4.6	39.6 \pm 3.6	15.3 \pm 2.2
α pn	^{56}Co			2.92 \pm .27	27.1 \pm 2.0	65.4 \pm 5.9	108.4 \pm 9.6
2p	^{60}Ni		3.72 \pm .40	32.9 \pm 3.4	63.5 \pm 6.7	62.7 \pm 7.3	52.0 \pm 5.8
α 2p	^{56}Fe		1.60 \pm .21	8.58 \pm .92	40.7 \pm 3.8	87.1 \pm 7.2	134.8 \pm 12.8
	σ_F (mb)	.43 \pm .17	21 \pm 2	170 \pm 16	453 \pm 40	661 \pm 58	936 \pm 80

Tabela III.5. Resultados obtidos para o sistema $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$

CANAL	E_{CM} (MeV)	21.84	25.68	29.52	33.35	37.17	42.90	48.62
	NUCLEO RESIDUAL	σ (mb)						
n	^{63}Zn	.17 ± .07	13.1 ± 1.5	53.9 ± 8.3	117.6 ± 14.2	161.2 ± 14.2	114.9 ± 13.6	41.9 ± 8.8
p2n	^{63}Cu	.31 ± .09	26.7 ± 2.8	144.9 ± 13.8	238.3 ± 22.1	295.5 ± 28.7	336.7 ± 30.1	257.1 ± 22.3
2pn	^{63}Ni		.75 ± .20	3.66 ± .57	11.1 ± 0.9	15.8 ± 1.4	21.6 ± 1.9	25.9 ± 3.2
α	^{62}Ni		.29 ± .10	1.67 ± .35	4.75 ± .78	10.9 ± 1.2	27.2 ± 3.3	44.7 ± 5.4
2n	$^{64}\text{Zn}^+$.16 ± .06	16.5 ± 1.8	49.1 ± 4.1	55.6 ± 4.8	51.8 ± 4.1	34.2 ± 2.7	28.8 ± 2.4
pn	^{64}Cu		9.18 ± .92	31.3 ± 2.9	30.5 ± 2.5	21.3 ± 1.6	8.18 ± 1.72	
α p2n	^{59}Co				9.0 ± 3.9	24.7 ± 6.2	79.4 ± 9.1	105.3 ± 16.1
p3n	^{62}Cu		.55 ± .20	7.1 ± 0.9	24.6 ± 2.3	51.6 ± 5.0	148.4 ± 13.2	232.2 ± 21.4
α 3n	^{59}Ni				1.5 ± 0.5	3.4 ± 0.9	25.2 ± 3.1	65.7 ± 6.8
2 α 2n	^{56}Fe					1.54 ± .38	16.4 ± 1.8	78.1 ± 8.2
α 2n	^{60}Ni		9.12 ± .95	57.0 ± 6.1	105.6 ± 8.4	163.7 ± 14.2	241.4 ± 23.2	257.4 ± 27.2
	σ_F (mb)	.64 ± .21	76 ± 8	349 ± 33	598 ± 55	798 ± 70	1054 ± 98	1136 ± 109

Tabela III.6. Resultados obtidos para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

+ Este canal em alta energia tem contribuição do canal α pn (^{60}Co) e 2α n (^{57}Fe).

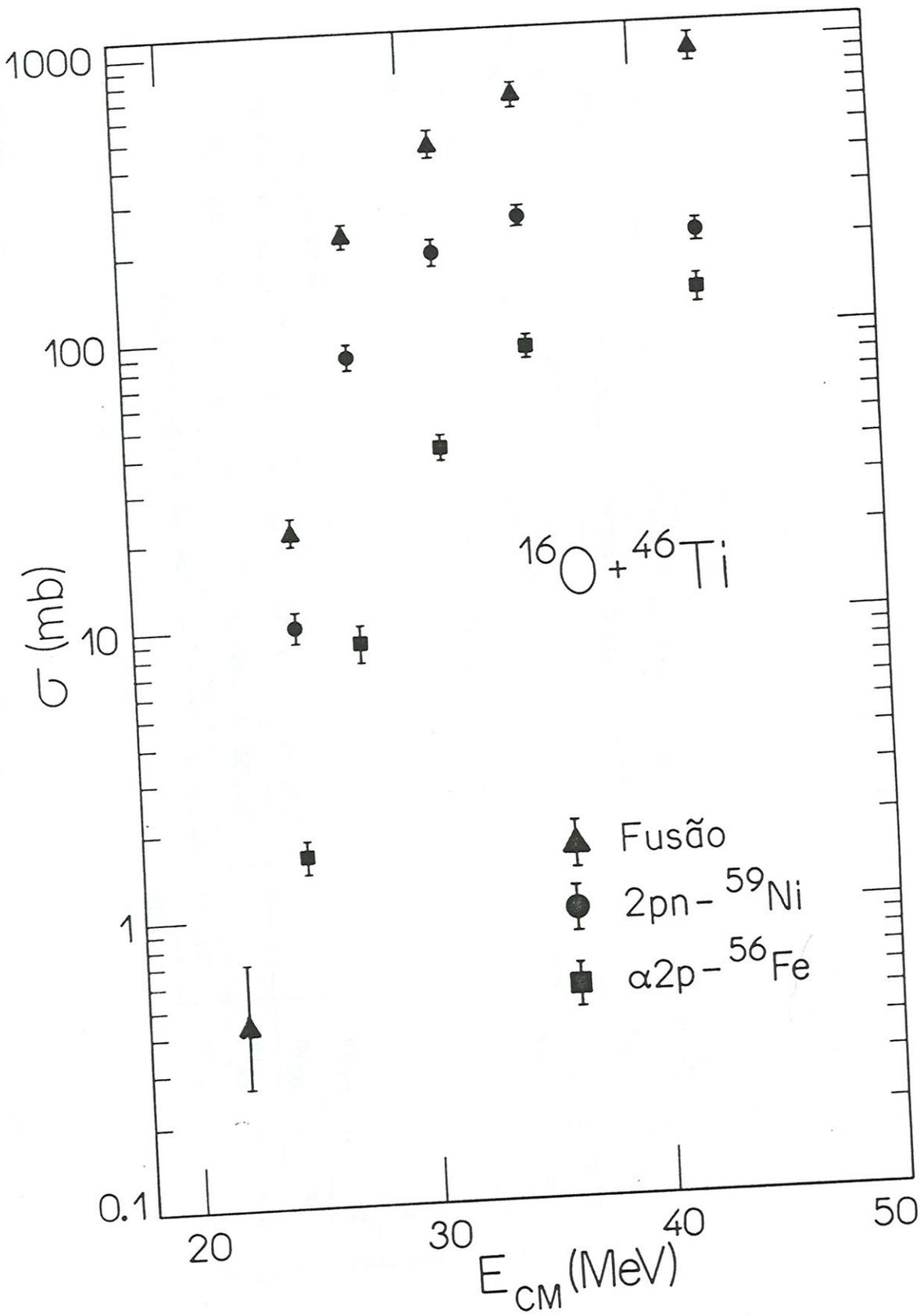


Figura III.4. Funções de excitação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$

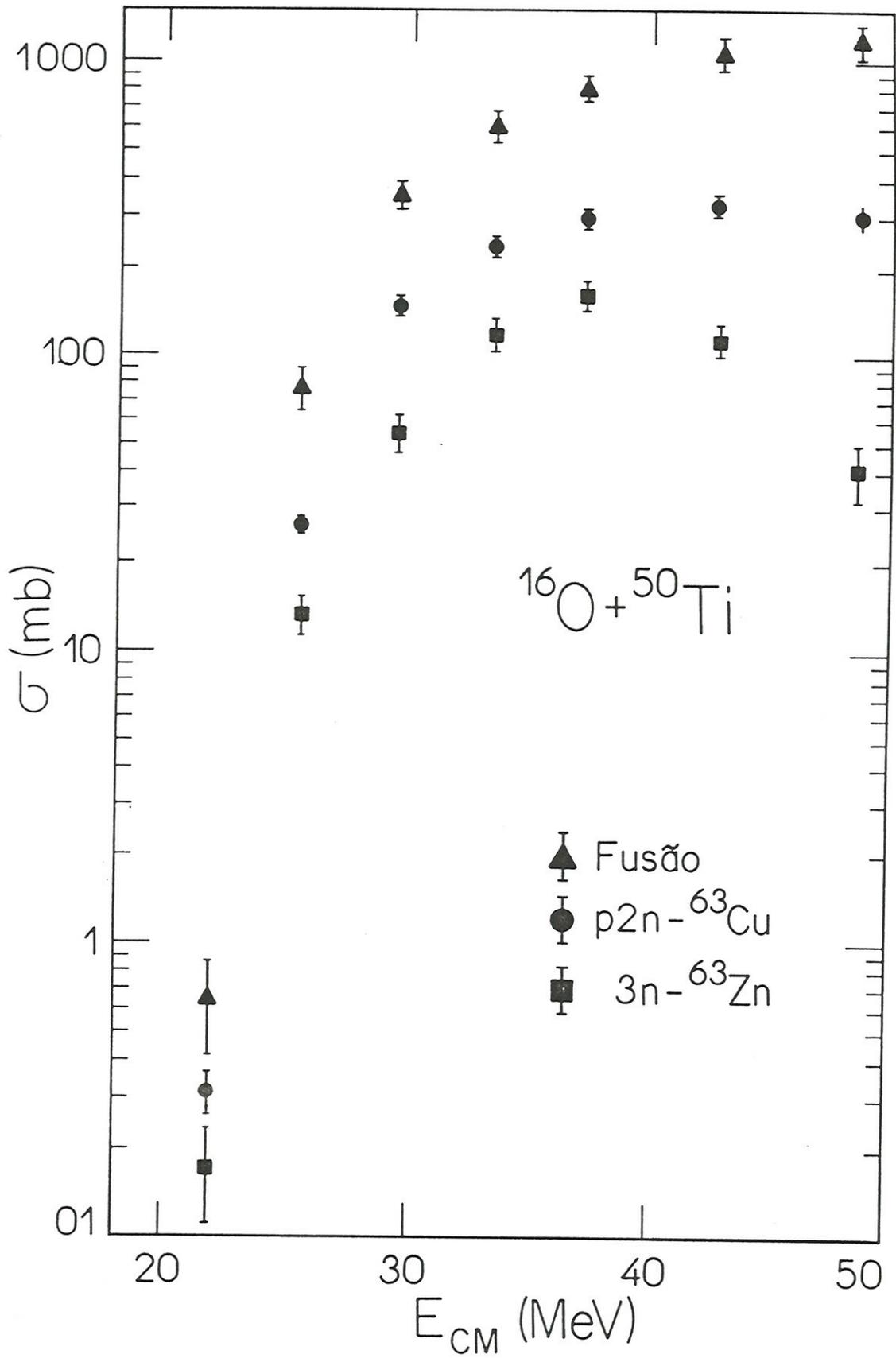


Figura III.5. Funções de excitação para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

IV. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

O estudo de reações entre íons pesados, em particular, das reações de fusão tem sido, nos últimos anos, objeto de livros (Bo80, Br84) e artigos de revisão (Le78a, Be83), onde são discutidas as principais características e modelos para este tipo de reação. Em um grande número de modelos teóricos desenvolvidos, o potencial de interação íon-íon desempenha um importante papel e em particular, para reações de fusão em torno e abaixo da barreira Coulombiana, o modelo da penetração de barreira de potencial unidimensional (Kr80) tem sido largamente utilizado na interpretação dos resultados experimentais.

Neste capítulo discutiremos, de maneira sucinta, os modelos efetivamente utilizados na interpretação dos nossos resultados experimentais, procurando ressaltar quais as aproximações utilizadas nestes modelos e o limite de aplicabilidade dos mesmos.

IV.1. NATUREZA SEMICLÁSSICA DAS REAÇÕES ENTRE ÍONS PESADOS

Uma das principais características das reações entre íons pesados é que o comprimento de onda, associado ao movimento relativo do centro de massa dos núcleos interagentes é muito pequeno, quando comparado com as dimensões características do sistema. Em colisões abaixo da barreira Coulombiana, o comprimento de onda pode ser comparado com a distância de máxima aproximação e para colisões acima da barreira, o comprimento de onda pode ser comparado, por exemplo,

com a soma dos raios nucleares dos núcleos interagentes (Br72). Na figura IV.1, ilustramos o comportamento da razão da distância D , como definida acima, pelo comprimento de onda λ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$.

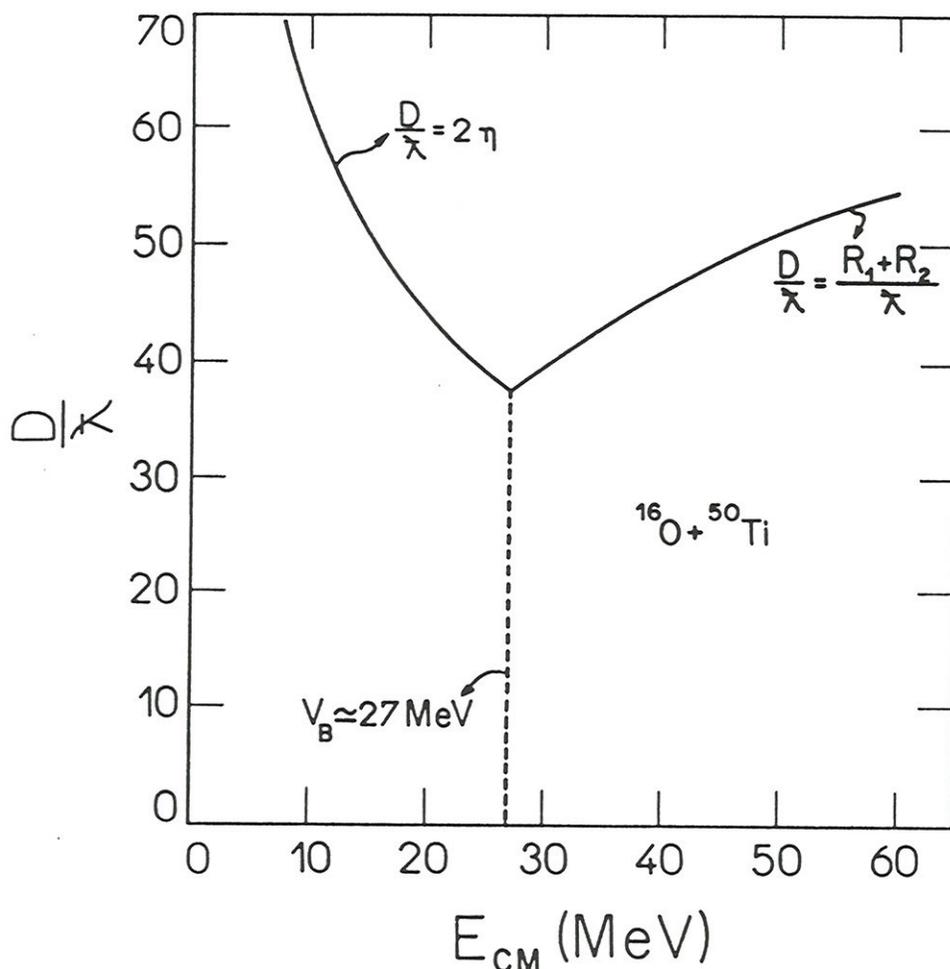


Figura IV.1. Razão entre a dimensão característica do sistema, D e o comprimento de onda, λ , sendo este último calculado por $h/\mu V_{\infty}$ onde μ é a massa reduzida dos núcleos interagentes e V_{∞} é velocidade relativa inicial assintótica. A relação D/λ para $E < V_B$ é igual a 2η onde η é o parâmetro de Sommerfeld (Sc77) e para $E > V_B$, D é tomado como a soma dos raios nucleares.

A característica citada permite que aplique - mos conceitos semiclássico na descrição do processo de colisão entre íons pesados, sendo possível utilizar-se conceitos de trajetórias, parâmetros de impacto etc..

O principal interesse das aproximações semi - clássicas é a facilidade de visualização dos diferentes pro -

cessos possíveis numa reação entre íons pesados. Em contrapartida, esta descrição mascara qualquer efeito microscópico, de natureza quântica. Tais efeitos só podem ser incorporados à descrição semiclassical de maneira fenomenológica.

Utilizando a descrição semiclassical, podemos classificar os diferentes tipos de reação entre íons pesados, de acordo com o parâmetro de impacto b ou com o correspondente momento angular dado por $\ell = bp_{\infty}/\hbar$, sendo p_{∞} o momento relativo inicial assintótico, conforme esquematizado na figura IV.2.

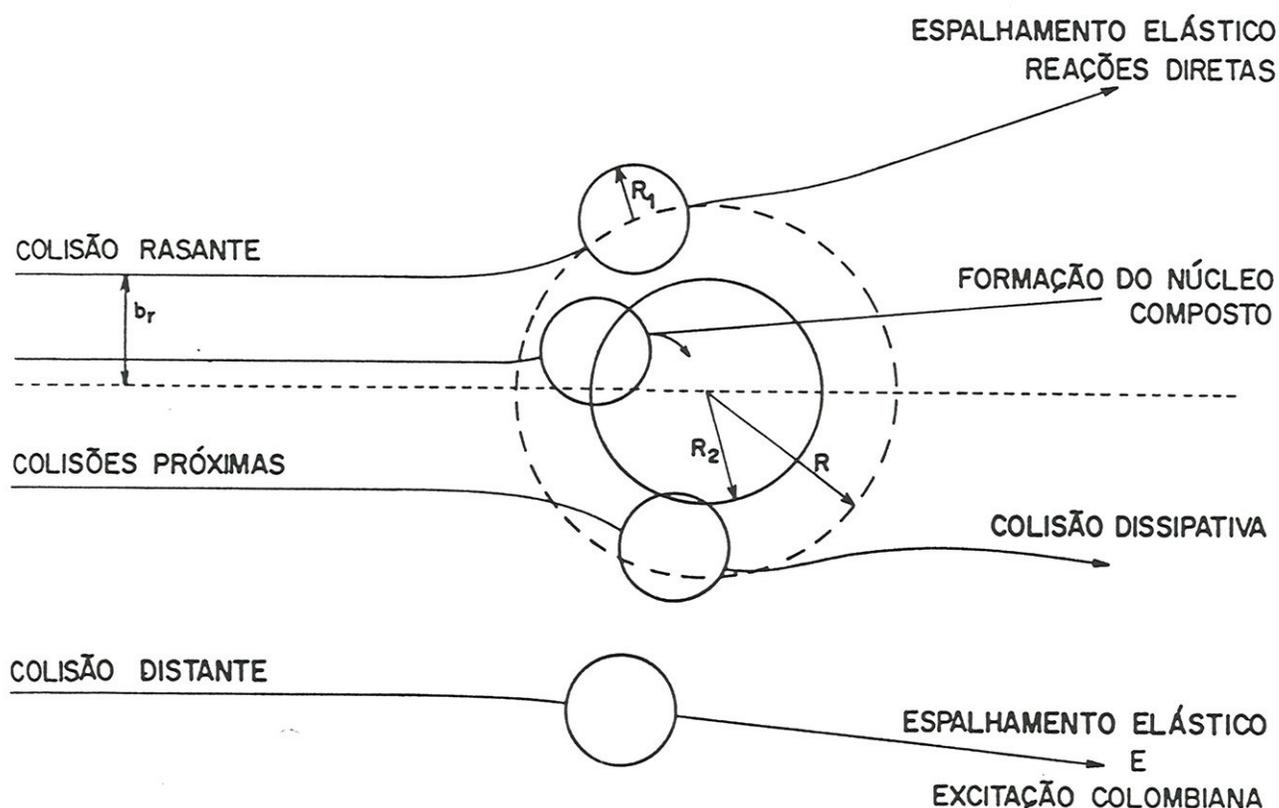


Figura IV.2. Descrição esquemática das diferentes reações entre íons pesados, em termos de conceitos semiclassicals (Bo80)

Nas colisões rasantes, associadas com o parâmetro de impacto b_r , a interação nuclear entre o alvo e o pro-

projétil começa a ocorrer, embora fracamente.

O raio de interação R é definido como a distância de máxima aproximação entre os núcleos interagentes numa colisão rasante.

A cada uma das trajetórias mostradas na figura IV.2, que caracterizam os vários processos possíveis em reações entre íons pesados, podemos associar um tempo de interação nuclear definido pelo intervalo de tempo no qual os núcleos estão dentro da esfera de raio R .

Para parâmetros de impacto maiores que b_r , a interação nuclear é desprezível. A trajetória destas colisões distantes estão associadas à interação Coulombiana entre o projétil e o alvo, a saber o espalhamento elástico e a excitação Coulombiana.

As colisões rasantes estão ligadas às reações nucleares de superfície que envolvem a transferência de poucos nucleons e pequenas trocas de energia, sendo este tipo de reação denominada reações diretas (Bo79), caracterizadas por um tempo de interação da ordem de 10^{-22} s.

Nas colisões próximas, que envolvem pequenos parâmetros de impacto, caracterizadas por uma forte interação nuclear entre o projétil e o alvo, o tempo de interação é maior que nas reações diretas. Para tempos de interação da ordem de 10^{-20} s a colisão é caracterizada por uma grande transferência de massa entre os núcleos interagentes

e por uma grande grande dissipação de energia cinética do movimento relativo. São as chamadas colisões dissipativas ou espalhamento muito inelástico (Bo80, Sc77) observadas principalmente

em sistemas mais pesados. Para parâmetros de impacto ainda menores, o tempo de interação é muito maior (da ordem de 10^{-16} s) e os núcleos interagentes podem formar um sistema intermediário, totalmente equilibrado do ponto de vista termodinâmico, sem nenhuma memória do processo que levou a sua formação, a não ser pelas grandezas físicas conservadas, tais como energia e momento angular. Este sistema intermediário, o núcleo composto, altamente excitado pode decair por emissão de partículas ou por fissão, sendo este último o modo de decaimento preferencial para sistemas muito pesados. Para sistemas na região de massa e energia estudada neste trabalho a contribuição da fissão é desprezível (Sw72), e o processo de formação do núcleo composto e seu subsequente decaimento por emissão de partículas é usualmente denominado fusão.

Dentro deste esquema podemos decompor a seção de choque de reação em função do parâmetro de impacto, ou de modo equivalente, em função do momento angular, como mostrado na figura IV.3.

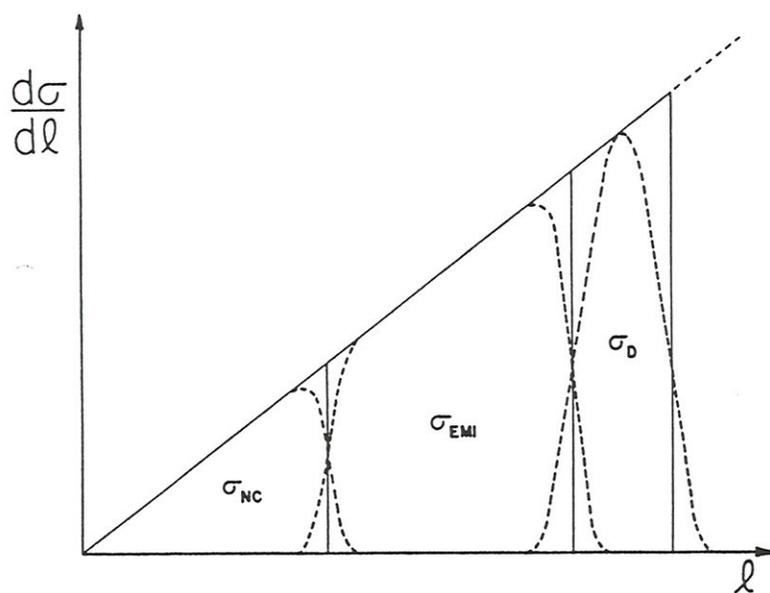


Figura IV.3. Decomposição esquemática da seção de choque de reação em termos das contribuições das reações diretas (σ_D) espalhamento muito inelástico (σ_{EMI}) e formação do núcleo composto ou fusão (σ_{NC})

Classicamente as linhas verticais da figura IV.3, estabelecem intervalos de momentos angulares para os diferentes processos, estando a fusão associada aos menores parâmetros de impacto. Entretanto a interface entre os vários processos não é tão nítida devido a efeitos quânticos.

IV.2. CÁLCULO DA SECÇÃO DE CHOQUE DE FUSÃO

Considerando o tratamento semiclássico discutido na secção anterior a secção de choque de fusão pode ser expressa por (St81a, Sc77):

$$\sigma_F = \pi \lambda^2 \sum_{\ell=1}^{\infty} (2\ell+1) T_{\ell}^F \quad (1)$$

onde λ é o comprimento de onda assintótica associado ao movimento relativo e T_{ℓ}^F é o coeficiente de transmissão, que fornece a probabilidade que a onda parcial com momento angular ℓ contribua para a fusão.

Para calcular o coeficiente de transmissão T_{ℓ}^F devemos especificar o potencial de interação entre o projétil e o alvo, sendo que este potencial, pela discussão feita anteriormente, é não conservativo. Entretanto, para energias em torno e abaixo da barreira, usualmente são utilizados potenciais de interação efetivos esfericamente simétricos (Br84) escritos como:

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

sendo r a distância entre os centros dos núcleos interagentes e μ a massa reduzida do sistema. $V_N(r)$ e $V_C(r)$ representam o

potencial nuclear e Coulombiano, respectivamente, e o último termo da expressão IV.2, o potencial centrífugo. Os potenciais Coulombiano e centrífugo são de longo alcance e dão origem a forças repulsivas, e assim, à medida que os núcleos se aproximam a energia potencial do sistema aumenta. Diminuindo a distância de aproximação começa haver uma sobreposição da matéria nuclear do projétil e alvo e a força nuclear, de caráter atrativo e de curto alcance produz um decréscimo no potencial, dando origem a um poço de potencial. Diminuindo ainda mais a distância, devido à saturação das forças nucleares, os termos centrífugo e Coulombiano predominam, aumentando novamente a energia potencial do sistema conforme esquematizado na figura IV.4.

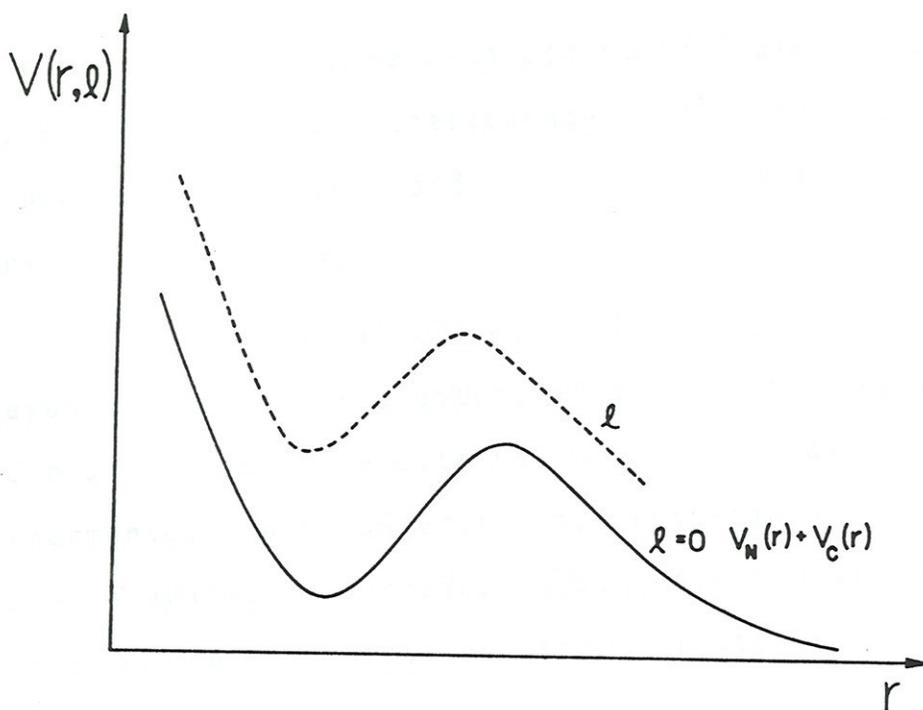


Figura IV.4. Potencial efetivo de interação em função da distância de separação para o momento angular $l=0$, correspondente à soma do potencial nuclear mais o potencial Coulombiano. A altura da barreira para $l=0$, no ponto máximo, define a barreira Coulombiana do sistema. A curva pontilhada representa o potencial efetivo para um valor arbitrário l do momento angular.

Devido ao caráter conservativo deste potencial se torna necessário definir um critério adicional para ocorrência da fusão, tais como momento angular crítico (Ba74) ou raio crítico para fusão (Ga74).

O modelo mais simples para se determinar os coeficientes de transmissão, válido para energias acima da barreira Coulombiana, dentro de uma imagem puramente clássica, assume que as trajetórias associadas a parâmetros de impacto onde existe contato entre as superfícies nucleares levam a fusão. Neste modelo, conhecido como modelo do corte abrupto, os núcleos são considerados como esferas rígidas totalmente absorptivas.

Neste caso existe um momento angular crítico, que é função da energia (CM), tal que:

$$T_{\ell} = \begin{cases} 1 & \ell \leq \ell_{cr}(E) \\ 0 & \ell > \ell_{cr}(E) \end{cases} \quad (3)$$

A seção de choque de fusão $\bar{\sigma}_F$, deste modo, é escrita como (Kr80):

$$\bar{\sigma}_F = \pi R^2 \left[1 - \frac{V_B(R)}{E} \right] \quad (4)$$

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

Pela descrição acima vemos que $\bar{\sigma}_F$ tem um comportamento linear em função de $1/E$, e a aproximação clássica pode ser utilizada em estimativas dos parâmetros que definem a barreira de potencial.

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

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

$$T_{\ell}(E) = [1 + \exp(S_{\ell})]^{-1} \quad (5)$$

onde S_{ℓ} é dado por:

$$S_{\ell} = 2 \int_{r_1}^{r_2} \left[\frac{2\mu}{\hbar} (V(r, \ell) - E) \right]^{1/2} dr \quad (6)$$

Na expressão acima os valores de r_1 e r_2 são os pontos de retorno clássico, conforme esquematizado na figura IV.5.

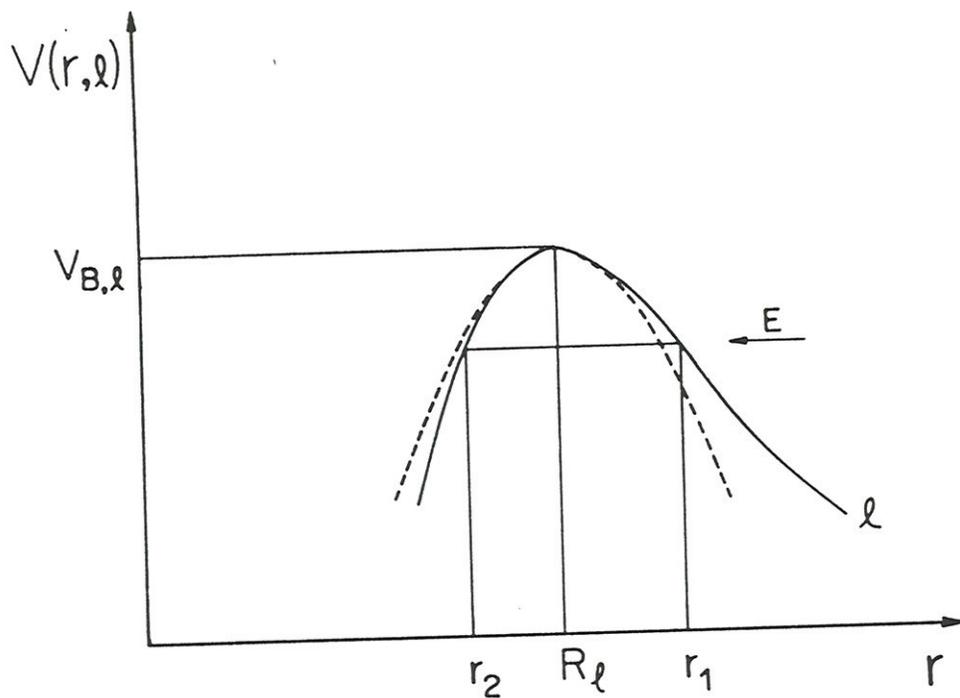


Figura IV.5. Parâmetros relevantes na aproximação JWKB

Deste modo, T_ℓ pode ser obtido, conhecendo-se o potencial efetivo através da integração da equação IV.6. Entretanto, um procedimento usual consiste em aproximar o topo da barreira por uma parábola invertida, representada pela linha pontilhada da figura IV.5, e deste modo, o coeficiente de transmissão pode ser calculado exatamente pela expressão abaixo (Hilb):

$$T_\ell(E) = \{1 + \exp[\frac{2\pi}{\hbar\omega_\ell} (V_{B,\ell} - E)]\}^{-1} \quad (7)$$

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

$$\omega_\ell = \frac{1}{\mu} \left| \frac{d^2V}{dr^2}(r, \ell) \right|_{R_\ell}^{1/2} \quad (8)$$

é a frequência do oscilador harmônico utilizado para represen

tar a barreira de potencial, e está associada à largura da barreira. R_ℓ é a posição do máximo do potencial, $V_{B,\ell}$, conforme mostrado na figura IV.5.

A aproximação de barreira parabólica, em geral, fornece resultados satisfatórios em energias próximas ao topo da barreira, mas em energias muito abaixo do topo, a largura da barreira é mais larga, principalmente para sistemas mais leves. Neste caso é preferível se calcular os coeficientes de transmissão utilizando o método JWKB.

Baseado nos métodos até aqui descritos, Wong (Wong 73) propôs um modelo que permite obter a secção de choque de fusão através de uma expressão analítica. Neste modelo, que também utiliza a aproximação parabólica, os parâmetros que definem a barreira são independentes do momento angular e iguais à posição, altura e largura da barreira da onda parcial com $\ell=0$, ou seja:

$$\begin{aligned} R_\ell &= R_0 \\ V_{B,\ell} &= V_{B,0} = V_B \\ \omega_\ell &= \omega_0 \end{aligned} \tag{9}$$

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

$$\sigma_F = R_0^2 \frac{h\omega_0}{2E} \ln\{1 + \exp[\frac{2}{h\omega_0}(E - V_B)]\} \tag{10}$$

Para energias acima da barreira, onde $E - V_B > h\omega_0$ a expressão acima tende assintoticamente àquela obtida por considerações puramente clássicas (equação 4)

IV.3. POTENCIAIS NUCLEARES

O modelo de penetração de barreira desenvolvido na secção anterior requer o conhecimento do potencial de interação $V_N(r)$ entre os núcleos interagentes.

O potencial de interação nuclear pode ser obtido, ou através de modelos microscópicos que, a partir da interação nucleon-nucleon, procuram resolver o problema de muitos corpos envolvido na interação núcleo-núcleo, ou através de modelos macroscópicos, onde o potencial é construído de uma maneira mais fenomenológica. Na primeira categoria estão por exemplo, os métodos auto-consistentes de Hartree-Fock (Fl78) e os potenciais de convolução (*folding potential*) (Br74). No segundo grupo estão os modelos desenvolvidos a partir das idéias contidas no modelo da gota líquida (My66, My79). Neste trabalho utilizamos potenciais obtidos segundo esta última abordagem.

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

$$E_{MGL} = - C_V A + C_S A^{2/3} B_S(\eta) + [\text{energia Coulombiana}] + \theta(b/R) \quad (11)$$

As constantes C_V e C_S são dadas por:

$$\begin{aligned} C_V &= a_V (1 - K_V I^2) \\ C_S &= a_S (1 - K_S I^2) \end{aligned} \quad (12)$$

onde $a_s(a_v)$ e $K_s(K_v)$ são as constantes de energia de superfície (volume) e as constantes de assimetria de superfície (volume). $B_s(\eta)$ é a razão da área superficial de um núcleo deformado e a de um núcleo esférico. A grandeza I define o excesso médio de nêutrons e é dado por:

$$I = \frac{N-Z}{A} \quad (13)$$

O último termo da equação (11) representam correções ao termo de energia de superfície (tais como correções de curvatura) que podem ser expandidos em série de potências da razão entre a espessura da superfície nuclear (b) e a dimensão do sistema (R).

Este procedimento que é aplicado com sucesso para se calcular a energia de ligação para núcleos atômicos, desde que sejam aplicadas correções para efeitos de camada (*St67*), não pode ser aplicado na interação entre dois núcleos pois neste caso existe uma sobreposição da matéria nuclear e a aproximação leptodérmica não é mais válida. O alcance finito da força nuclear e a difusividade da superfície produzem uma redução na energia de superfície, que dão origem a forças atrativas, que não é reproduzida pela equação (11).

A obtenção do potencial de interação, nesta situação, pode ser feita através de dois procedimentos alternativos que descrevemos a seguir.

IV.3.a. Potencial de Proximidade

A idéia básica do potencial de proximidade

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

De acordo com o teorema da proximidade, a força entre dois corpos indeformáveis, suavemente curvados, em função da menor distância de aproximação é proporcional ao potencial de interação por unidade de área entre duas superfícies paralelas, constituídas do mesmo material (sendo a constante de proporcionalidade uma medida da curvatura média dos dois objetos), sendo que a força máxima ocorre no ponto de contato.

O potencial de proximidade entre dois corpos esféricos (sólidos comuns ou núcleos) pode ser escrito como:

$$V_p = \iint dx dy e(D) \quad (14)$$

onde $e(D)$ representa a energia de interação por unidade de área de duas superfícies paralelas a uma distância D . Uma representação esquemática dos parâmetros geométricos envolvidos no cálculo do potencial de proximidade, e mostrada na figura IV.6.

Através de uma expansão em série de Taylor da distância $D(x,y)$ em torno da distância de menor aproximação $S = r - R_1 - R_2$, onde r é a distância entre os centros, e de uma mudança adequada nas variáveis de integração, obtém-se que (Bl77):

$$V_p(s) = 2\pi\bar{R} \int_s^\infty dDe(D) = 2\pi\bar{R}\epsilon(s) \quad (15)$$

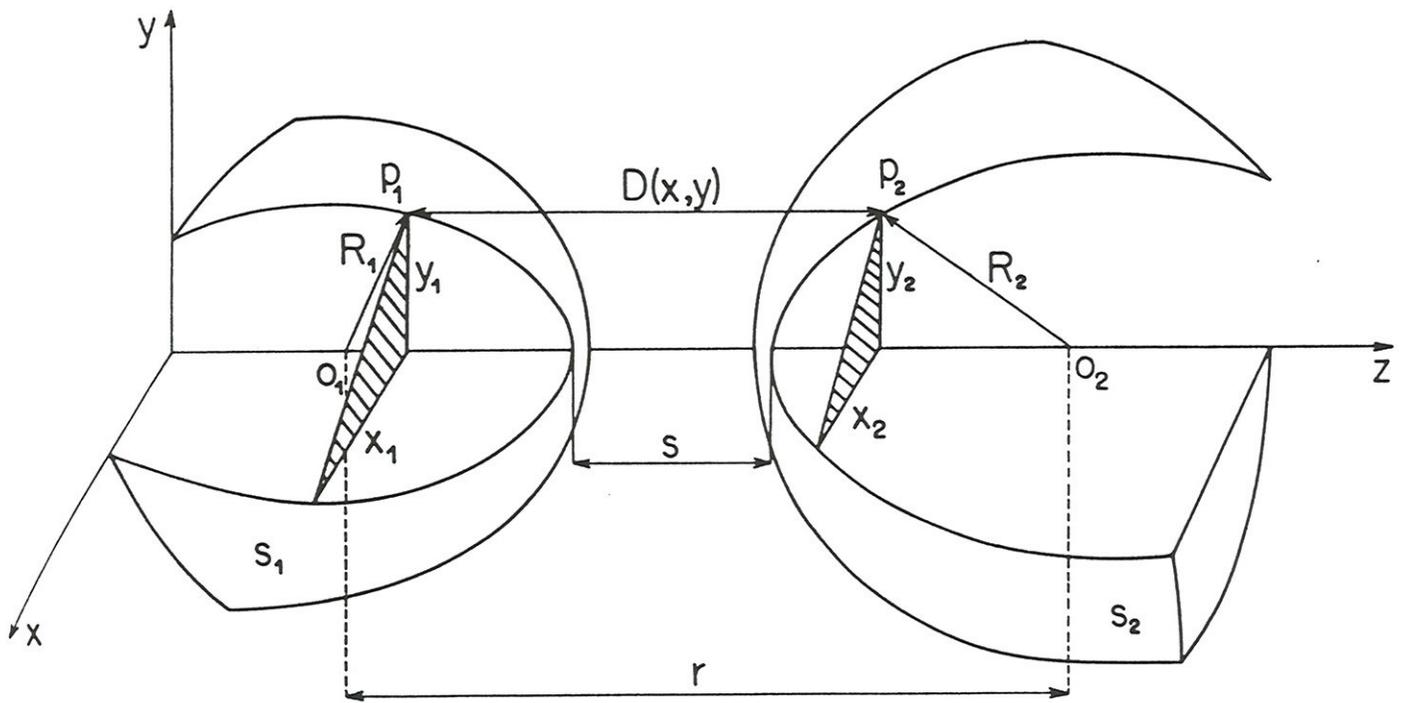


Figura IV.6. Parâmetros geométricos envolvidos no tratamento da interação entre duas superfícies S_1 e S_2

A força de proximidade deste modo é dada por:

$$F(s) = - \frac{\partial V}{\partial s} = 2\pi\bar{R} e(s) \quad (16)$$

A expressão acima é a formulação matemática do teorema de proximidade. A grandeza \bar{R} , que fornece uma medida da curvatura média do sistema, é o raio reduzido cujo valor será explicitado mais adiante.

A função $e(s)$, que pode ser obtida através de propriedades da superfície, tais como coeficiente de energia de superfície (γ) e da difusividade da superfície (b), apresenta um mínimo em $s=0$, a saber, $e(0) = -2\gamma$, de maneira que através da equação (16) podemos calcular a força de máxima

atração entre dois corpos suavemente curvados, independente - mente do conhecimento da natureza da interação coesiva entre as partículas que constituem os objetos (interação molecular para sólidos comuns e interação nucleon-nucleon para núcleos), desde que o coeficiente de energia de superfície seja conhecido. No entanto, o cálculo da função $\epsilon(s)$, que tem caráter universal, tem que ser feito, no caso nuclear, tomando-se duas superfícies paralelas compostas de matéria nuclear utilizando algum modelo que descreva a interação nucleon-nucleon.

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

$$V_N(\xi) = 4\pi\gamma b\bar{R}\phi(\xi) \quad (17)$$

onde $\xi = (S-C_1-C_2)/b$ e

$$\phi(\xi) = \frac{\epsilon(\xi b)}{2\gamma b} \quad (18)$$

O raio reduzido \bar{R} é calculado por (My73):

$$\bar{R} = \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2} \quad (19)$$

sendo C_i ($i=1,2$) o raio central da distribuição leptodérmica esfericamente simétrica, $f(r)$, conforme esquematizado na figura IV.7.

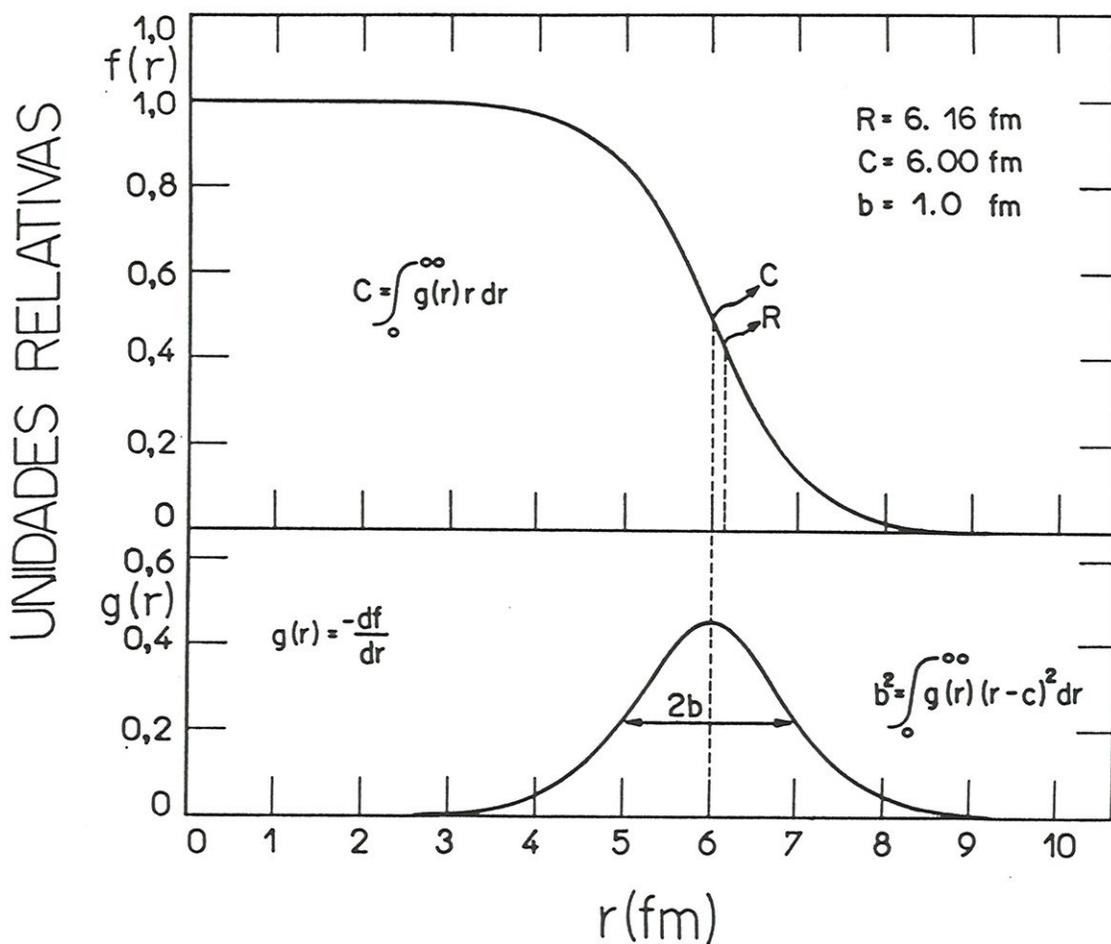


Figura IV.7. Função distribuição leptodérmica normalizada $f(r)$ e a função de distribuição superficial $g(r)$ (My73)

A largura da superfície b é definida como o desvio padrão da função de distribuição superficial $g(r)$.

Considerando $f(r)$ como uma distribuição de Fermi, o raio central da distribuição pode ser calculado pela seguinte expressão:

$$C_i = R_i \left(1 - \frac{b_i^2}{R_i^2} + \dots \right) \quad i=1,2 \quad (20)$$

onde R_i é o raio equivalente da distribuição, ou seja, o raio de uma distribuição uniforme de mesmo volume que a distribuição leptodérmica.

A função universal $\phi(\xi)$, calculada por Blocki

(B177), e mostrada na figura IV.8, (linha cheia) pode ser representada pela seguinte expressão analítica (pontos)

$$\phi(\xi) = -0,5[\xi-2,54]^2 - 0,0852[\xi-2,54]^3 \quad \xi \leq 1,251 \quad (21)$$

$$\phi(\xi) = -3,437 \exp[\xi/0,75] \quad \xi > 1,251$$

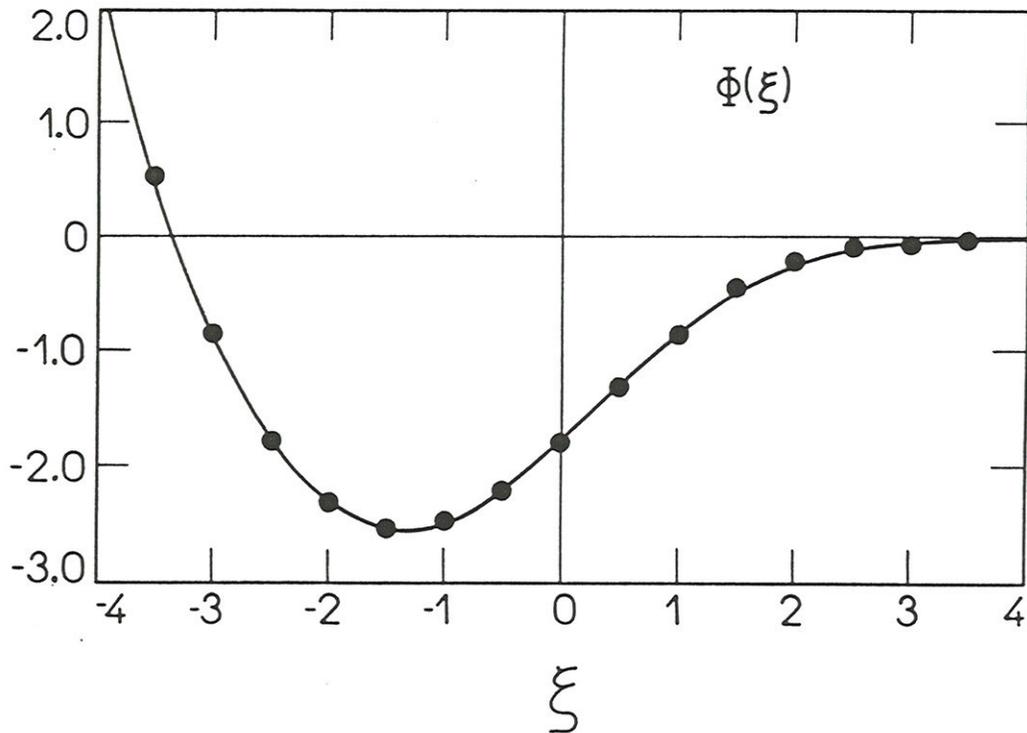


Figura IV.8. Função universal $\phi(\xi)$ do potencial de proximidade

Os valores utilizados para o raio nuclear equivalente, para a difusividade da superfície e coeficiente de energia de superfície são os seguintes:

$$\begin{aligned} R_i &= 1,28 A_i^{1/3} - 0,76 + 0,8 A_i^{-1/3} f \\ b &= 1,0 f \\ \gamma &= 0,9517[1 - 1,7826 I^2] \text{ MeV}/f^2 \end{aligned} \quad (22)$$

sendo A_i o número atômico do núcleo e I dado pela equação (13), onde N , Z e A se referem ao número de nêutrons, pró -

tons e número atômico do sistema composto dos núcleos interagentes.

Deste modo, o potencial efetivo de interação (equação (1)) pode ser escrito como:

$$V(r, \ell) = 4\pi\gamma b \bar{R}\phi(\xi) + V_C(r) + \frac{\hbar\ell(\ell+1)}{2\mu r^2} \quad (2a)$$

O potencial Coulombiano $V_C(r)$ tem a seguinte forma:

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}, \quad r > R_C$$

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left[3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right], \quad r < R_C \quad (23)$$

$$R_C = 1,3[A_1^{1/3} + A_2^{1/3}]$$

IV.3.b. Potencial KNS

O ponto de partida, para a obtenção do potencial desenvolvido por Krappé, Nix e Sierk (Kr79), consiste em substituir o termo que descreve a energia de superfície no modelo da gota líquida pela expressão:

$$E_n = E_y(a, C_s) + \frac{2}{3} \frac{r_0}{a} C_s A \quad (24)$$

onde

$$E_y(a, C_s) = - \frac{C_s}{8\pi r_0^2 a^3} \iint \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r} d\vec{r}' \quad (25)$$

A equação (25) corresponde ao cálculo da auto energia de uma distribuição nuclear cujos elementos de volume interagem através de um potencial de Yukawa de alcance a . O valor de C_s , que corresponde à constante de energia de superfície é dado pela segunda das equações (12).

A integração na equação (25) é feita sobre o volume da configuração nuclear cuja magnitude é mantida fixa e igual a $4/3\pi R_0^3$, onde R_0 é o raio nuclear equivalente (como definido na secção anterior) e obtido por:

$$R_0 = r_0 A^{1/3} \quad (26)$$

O último termo da equação (24) cancela o termo da energia volumétrica proveniente da integração da função de Yukawa. Para núcleos esféricos, no limite de $a \rightarrow 0$, a equação (24) reproduz, de maneira exata, a energia de superfície no modelo da gota líquida (Kr73).

No entanto, quando aplicamos a equação (25) para duas lâminas semi-infinitas de matéria nuclear separadas por uma distância s , a energia de interação por unidade de área é dada por:

$$\epsilon_y = - \frac{C_s}{2\pi r_0^2} e^{-s/a} \quad (27)$$

Pelo teorema da proximidade a energia de interação por unidade de área é mínima em $s=0$, e a equação (27) não satisfaz esta condição, que reflete a saturação da matéria nuclear. Entretanto pode-se mostrar que (Kr79), substituindo a função de Yukawa na equação (25) por uma superposição de uma função exponencial e uma função de Yukawa, a ener

gia de superfície escrita como:

$$E_n = - \frac{C_s}{8\pi r_0^2 a^3} \iint \left\{ \frac{|\vec{r}-\vec{r}'|}{a} - 2 \right\} \frac{e^{-|\vec{r}-\vec{r}'|/a}}{|\vec{r}-\vec{r}'|} d\vec{r} d\vec{r}' \quad (28)$$

é compatível com o teorema da proximidade, ou seja,

$$\left. \frac{d\epsilon_n}{ds} \right|_{s=0} = 0$$

Para um núcleo esférico de raio equivalente R_0 a integração da equação (28) fornece o seguinte resultado:

$$E_n^{(0)} = \left\{ 1 - 3\left(\frac{a}{R_0}\right)^2 + \left(\frac{R_0}{a} + 1\right) \left[2 + 3\left(\frac{a}{R_0}\right) + 3\left(\frac{a}{R_0}\right)^2 \right] e^{-2\frac{R_0}{a}} \right\} E_s^{(0)} \quad (29)$$

onde

$$E_s^{(0)} = C_s A^{2/3} \quad (30)$$

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

$$E_n = E_n^{(0)}(1) + E_n^{(0)}(2) + V_n(r) \quad (31)$$

onde $E_n^{(0)}(1)$ e $E_n^{(0)}(2)$ dado pela equação (29) e $V_n(r)$ representa a energia nuclear de interação, que pode ser escrita como:

$$V_n(r) = - D \left[F + \frac{s}{a} \right] \frac{R_1 R_2}{r} e^{-s/a} \quad (32)$$

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

$$D = \frac{4a^3 g\left(\frac{R_1}{a}\right) g\left(\frac{R_2}{a}\right)}{r_0^2 R_{12}} e^{-R_{12}/a} \cdot C'_S \quad (33)$$

onde

$$g(x) = x \cdot \cosh x - \sinh x \quad (34)$$

e

$$C'_S = [C_S(1) \cdot C_S(2)]^{1/2} \quad (35)$$

A constante F \bar{e} é dada por:

$$F = 4 + \frac{R_{12}}{a} - \frac{f(R_1/a)}{g(R_1/a)} - \frac{f(R_2/a)}{g(R_2/a)} \quad (36)$$

onde

$$f(x) = x^2 \cdot \sinh x \quad (37)$$

Cabe ressaltar que a equação (32) só é válida para $s \geq 0$. A determinação de $V_n(r)$ para $s < 0$ requer o conhecimento dos processos físicos que ocorrem no interior do ponto de contato. Este problema é contornado utilizando uma parametrização parabólica do potencial para $s < 0$, ou seja:

$$V_n(r) = -V_0 + B \cdot \frac{r}{R_{12}} + C \cdot \left(\frac{r}{R_{12}}\right)^2 \quad (38)$$

As constantes V_0 , B e C são determinadas impondo a continuidade, tanto do potencial, quanto da primeira e segunda derivadas.

Os valores recomendados para os parâmetros utilizados no cálculo do potencial KNS (equação 32-38) são os seguintes:

$$\begin{aligned} r_0 &= 1,18 \text{ f} \\ a &= 0,65 \text{ f} \\ a_s &= 21.7 \text{ MeV} \\ K_s &= 3,0 \end{aligned} \tag{39}$$

Finalmente o potencial efetivo $V(r,)$ é calculado pela expressão (2), sendo o potencial Coulombiano definido pelas equações (23).

IV.4. OUTROS GRAUS DE LIBERDADE: MOVIMENTO DE PONTO ZERO (ZPM)

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

Apesar desta forte restrição, o modelo da penetração de barreira unidimensional reproduz de maneira bastante satisfatória (Va81) a secção de choque de fusão em energias em torno da barreira Coulombiana ($V_B \lesssim E_{CM} \lesssim 2V_B$).

No entanto, vários sistemas apresentam desvios significativos desta descrição, principalmente em energias abaixo da barreira Coulombiana.

Na figura IV.9, ilustramos este fato mostrando a secção de choque de fusão experimental para alguns sistemas juntamente com o valor calculado pelo modelo de penetração de barreira unidimensional.

A função de excitação do sistema $^{12}\text{C}+^{12}\text{C}$ apresenta um comportamento oscilatório, observado também em outros sistemas (K079). Entretanto, o comportamento médio da secção de choque de fusão é bem descrito pelo modelo de penetrabilidade de barreira.

No sistema $^{14}\text{N}+^{12}\text{C}$, em energias bem abaixo da barreira Coulombiana, a secção de choque calculada é maior que o valor experimental. Este desvio pode ter origem na aproximação parabólica de Hill-Wheller, que para sistemas leves fornece barreiras de pequena largura em regiões muito abaixo da barreira Coulombiana, conforme discutido anteriormente.

O sistema $^{16}\text{O}+^{27}\text{Al}$ é bem ajustado na região abaixo e em torno da barreira. No entanto, sistemas mais pesados, como por exemplo $^{40}\text{Ca}+^{62}\text{Ni}$ e $^{40}\text{Ar}+^{112}\text{Sm}$, apresentam um comportamento sistemático, onde a secção de choque calculada pelo modelo de penetração de barreira unidimensional é muito menor que a secção de choque experimental, e tanto mais pesado o sistema, maior o desvio que pode atingir a duas ou três ordens de grandeza.

Este aumento da secção de choque, para sistemas intermediários e pesados, em energias abaixo da barreira Coulombiana é atribuído de uma maneira geral a efeitos de es-

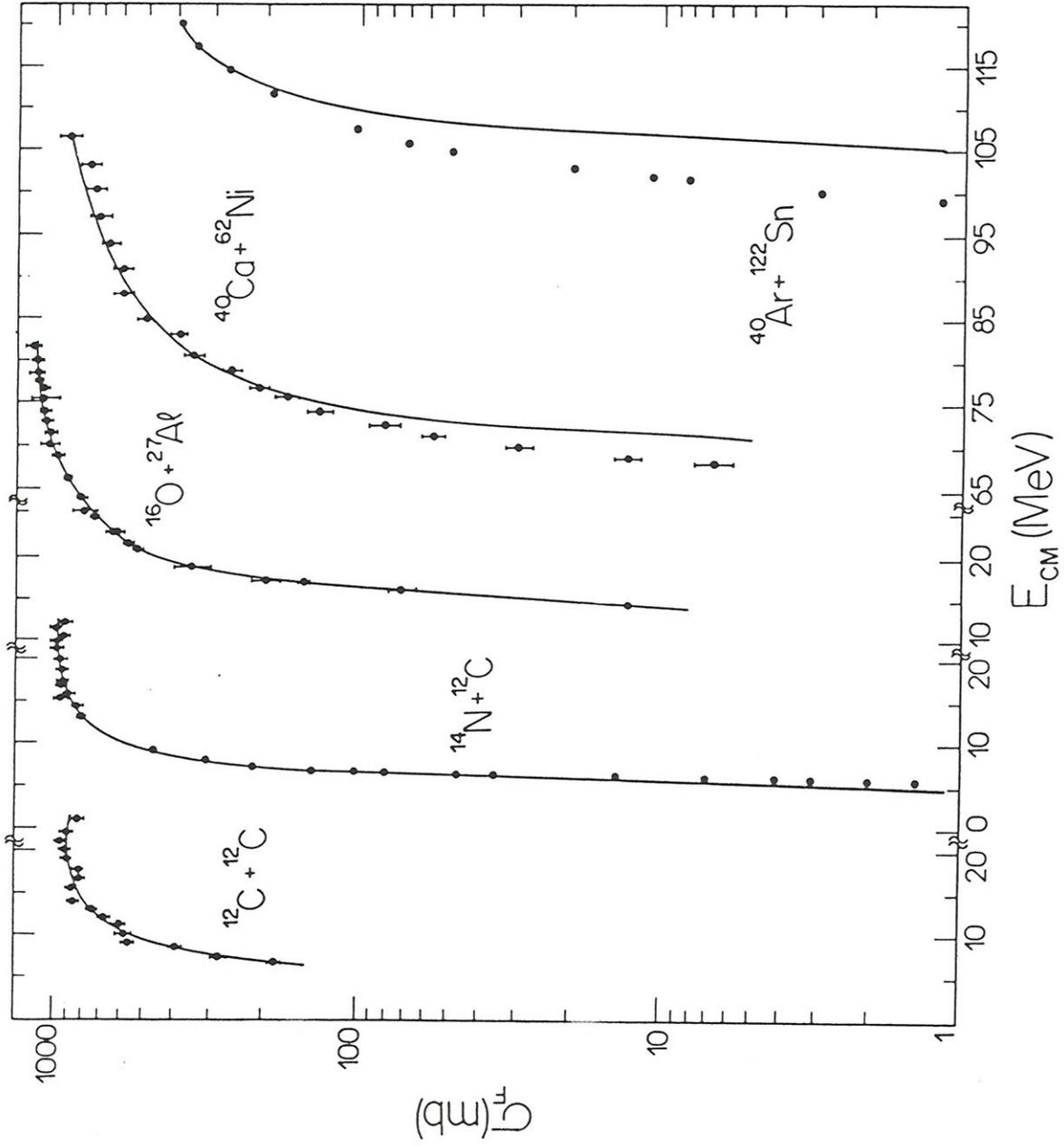


Figura IV.9. Seções de choque de fusão para vários sistemas, comparado com o cálculo de penetração de barreiras unidimensional, utilizando o potencial de proximidade modificado em um de seus parâmetros, conforme discutido no capítulo V. Os valores das seções de choque experimental dos sistemas foram extraídos das referências citadas no trabalho de Vaz. (Para o sistema $^{40}\text{Ar} + ^{122}\text{Sn}$ ref. Re82)

estrutura nuclear dos núcleos interagentes. O mecanismo que leva a este aumento da secção de choque não é bem compreendido, havendo vários modelos (*St81*, *Br83*, *Kr83*, *Es81*) que conseguem explicar alguns sistemas mas falham em outros, sendo a idéia básica incorporar ao tratamento teórico graus de liberdade adicionais que levam em conta aspectos da estrutura nuclear dos sistemas estudados.

Consideraremos, neste trabalho, como grau de liberdade adicional a distância de separação entre os núcleos, o desvio da forma esférica dos núcleos interagentes, utilizando o modelo do movimento de ponto zero (ZPM), desenvolvido por Esbensen (*Es81*).

Neste modelo o desvio da forma esférica é atribuído às vibrações coletivas da superfície nuclear. Tomando o eixo de simetria nuclear fixo ao longo da linha que une o centro dos dois núcleos, o raio nuclear pode ser escrito como (*Bo75*):

$$R_i = R_{0_i} \left\{ 1 + \alpha_{2i} \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \right\} = R_{0_i} + \delta_i, \quad i=1,2 \quad (40)$$

Na equação acima δ_i representa o desvio da forma esférica devido à vibração quadrupolar de superfície e α_{2i} é o parâmetro de deformação quadrupolar. Vibrações de ordem mais altas produzem desvios da forma esférica que podem, quando necessário, serem considerados explicitamente (*Es81*).

O potencial efetivo de interação, que foi calculado na secção anterior para núcleos esféricos, pode ser agora calculado incluindo explicitamente tanto na parte nuclear quanto na parte Coulombiana, o efeito do desvio da for

ma esférica dos núcleos interagentes, descritos pelos parâmetros δ_1 e δ_2 através da equação:

$$V(r, \ell, \delta_1, \delta_2) = V_N(r, \delta_1, \delta_2) + V_C(r, \delta_1, \delta_2) + \frac{\hbar^2}{2\mu r} \ell(\ell+1) \quad (41)$$

O potencial Coulombiano é escrito como (W073):

$$V_C(r, \delta_1, \delta_2) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \left\{ 1 + \frac{3}{5} \frac{\delta_1 R_{01} + \delta_2 R_{02}}{r^2} \right\} \quad (42)$$

O potencial nuclear para os núcleos deformados pode ser escrito a partir do potencial nuclear entre núcleos esféricos, por exemplo, o potencial de proximidade (equação (17), secção IV.3.a) em termos da distância efetiva entre as superfícies nucleares, ou seja:

$$V_N(\xi') = 4\pi\gamma b \bar{R}\phi(\xi') \quad (43)$$

$$\xi' = (S - C_1 - C_2 - \delta_1 - \delta_2) / b$$

Uma vez obtido o potencial, através do método JWKB ou da aproximação de Hill-Wheller (equação (6) e (7), secção IV.2), pode-se calcular para cada onda parcial ℓ o correspondente coeficiente de transmissão $T_\ell(E, \delta_1, \delta_2)$. A influência destes graus de liberdade adicionais, na penetração de barreira, pode dentro do modelo, ser calculado como uma média dos coeficientes de transmissão $T_\ell(E, \delta_1, \delta_2)$, para cada onda parcial segundo a equação:

$$T_\ell(E) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} T_\ell(E, \delta_1, \delta_2) \omega(\delta_1, \delta_2) d\delta_1 d\delta_2 \quad (44)$$

A função peso $\omega(\delta_1, \delta_2)$ é determinada pelo modo do ZPM, supondo que a vibração da superfície nuclear dos núcleos interagentes possam ser descritas por vibrações harmônicas independentes. Neste caso, $\omega(\delta_1, \delta_2)$ pode ser escrita como:

$$\omega(\delta_1, \delta_2) = \omega(\delta_1)\omega(\delta_2) \quad (45)$$

$$\omega(\delta) = (2\pi\sigma^2)^{-1/2} \exp[-\sigma^2/2\delta^2]$$

ou seja, a distribuição dos raios nucleares é uma gaussiana com desvio padrão σ .

A equação (43) assume, de maneira implícita, que a forma dos núcleos interagentes são "congeladas" durante sua passagem através da barreira de interação. Deste modo, o efeito do movimento de ponto zero será relevante para um dado estado coletivo se seu período vibracional T for muito maior que o tempo de interação τ ($\omega\tau \ll 1$, $\omega = 1/T$).

O desvio padrão do movimento de ponto zero, pode ser obtido através do valor experimental da probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ de acordo com a expressão (Es81):

$$ZPM = \frac{R_0}{5Z} \left[5 \cdot \frac{B(E2)}{B_\omega(E2)} \right]^{1/2} \quad (46)$$

Nesta expressão Z representa o número atômico do núcleo e $B_\omega(E2)$ é a estimativa de Weisskopf da probabilidade de transição reduzida. O valor de R_0 é calculado por $R_0 = 1,2A^{1/3}$, sendo A o número atômico do núcleo.

Deste modo o modelo do ZPM não tem nenhum parâmetro livre, sendo a informação básica necessária para o cálculo da função de excitação da fusão os valores de $B(E2)$ dos estados excitados relevantes do projétil e do alvo, que para nosso sistema podem ser obtidos pelas compilações feitas por Endt (En79).

V. APLICAÇÃO DOS MODELOS AOS SISTEMAS ESTUDADOS

Neste capítulo faremos a comparação dos resultados experimentais com os modelos semiclássicos, que permitem calcular a secção de choque de fusão, desenvolvidos no capítulo anterior.

Segundo o tratamento puramente clássico (modelo do corte abrupto), válido para energias acima da barreira Coulombiana a secção de choque de fusão (equação (4) capítulo IV) apresenta um comportamento linear em função de $1/E_{CM}$, comportamento este que é observado nos sistemas estudados, como podemos notar na figura V.1.

Com o objetivo de tentar reproduzir nossos dados em todo intervalo de energia medido e extrair parâmetros que definem a barreira efetiva de fusão de nossos sistemas, aplicamos o formalismo desenvolvido por Wong, que permite calcular a secção de choque de fusão através da expressão: (equação 10, capítulo IV):

$$\sigma_F = \frac{R_0^2 h \omega_0}{2E} \ln\left\{1 + \exp\left[\frac{2\pi}{h\omega_0}(E - V_B)\right]\right\} \quad (1)$$

Através do ajuste dos valores calculados pela equação (1) aos valores experimentais das secções de choque de fusão, utilizando o método de mínimos quadrados obtivemos os valores de R_0 , V_B e $h\omega_0$, correspondente a posição, altura e curvatura da barreira da onda parcial com $\ell=0$.

O resultado deste cálculo é mostrado na figura V.2, onde notamos o excelente acordo dos resultados teóricos e experimentais. Entretanto, os parâmetros obtidos através deste ajuste não podem ser interpretados, de uma maneira direta,

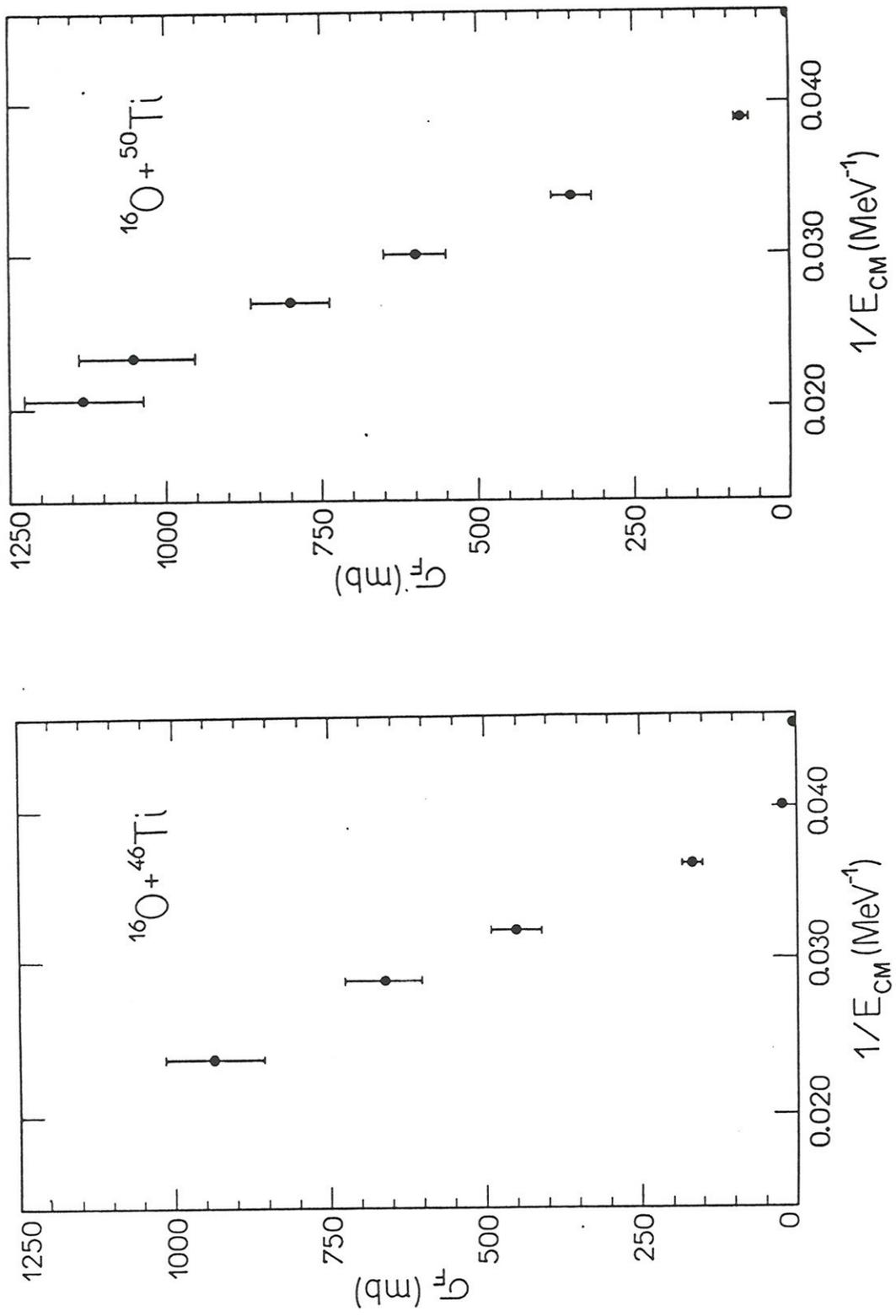


Figura V.1. Secção de choque de fusão, para os sistemas estudados em função de $1/E_{\text{CM}}$

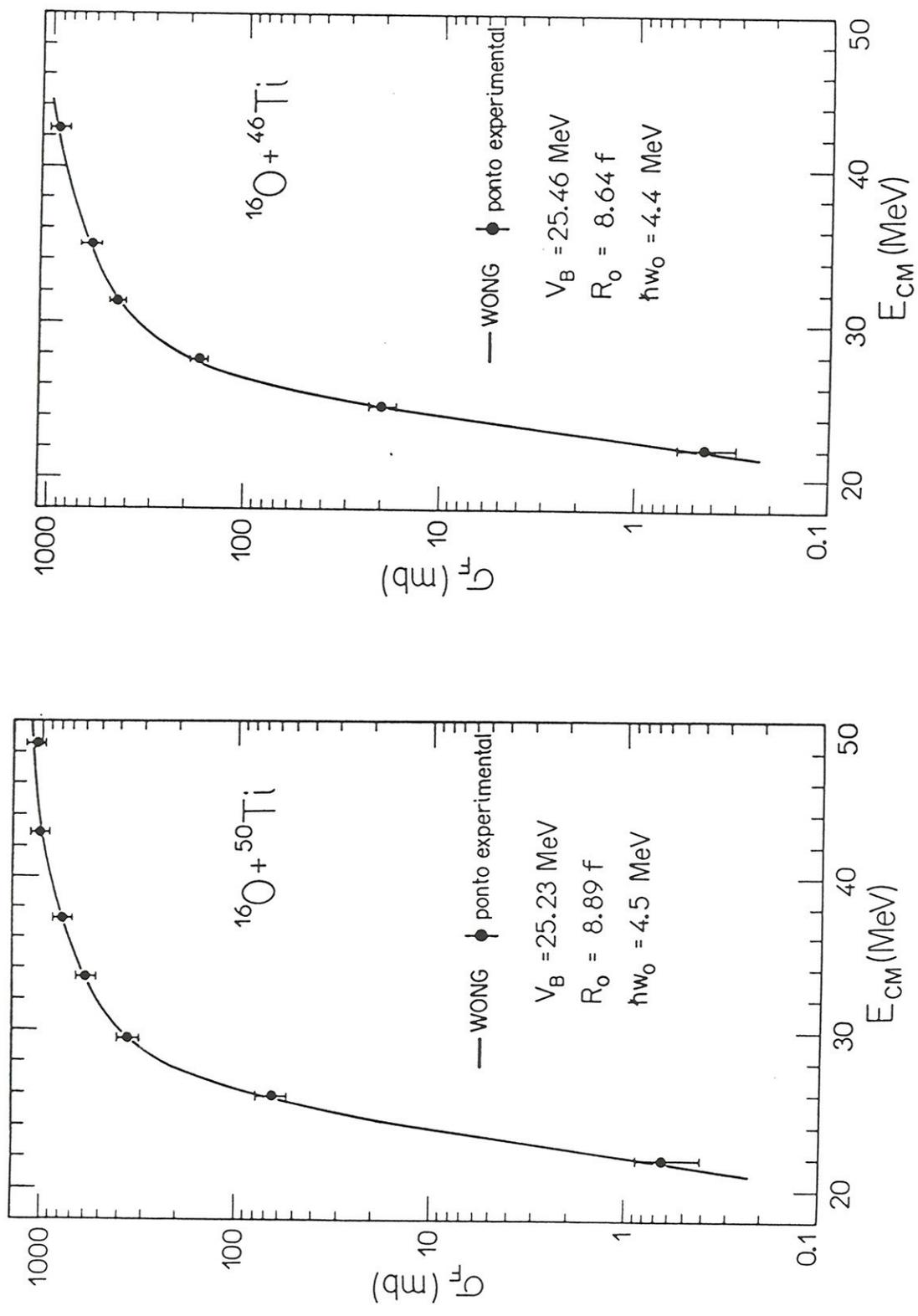


Figura V.2. Comparação dos resultados experimentais com os valores obtidos pelo modelo de Wong

como parâmetros representativos do potencial nuclear de interação (Va81). Ao invés de utilizar este procedimento é conveniente escolher um determinado modelo para o potencial nuclear e através do método descrito no capítulo anterior calcular a secção de choque de fusão. A comparação deste valor com a secção de choque experimental, permite extrair parâmetros da barreira que tem uma correlação direta com o potencial nuclear utilizado.

O cálculo da secção de choque de fusão é feito pelo código KATTY (Te85), que determina o coeficiente de transmissão para cada onda parcial ℓ , através da aproximação parabólica (equação (7)). Os potenciais nucleares utilizados foram o KNS e o de proximidade. Uma vez obtido os coeficientes de transmissão a secção de choque de fusão é calculada pela equação (1) do capítulo IV.

Na figura V.3 mostramos o resultado deste cálculo, utilizando o potencial KNS, para as funções de excitação estudadas. Os parâmetros R_0 , V_B e $h\omega_0$ definem a posição, altura e a curvatura da barreira da onda s ($\ell=0$). O cálculo reproduz muito bem os dados nas energias mais altas, mas subestima a secção de choque de fusão para energias abaixo da barreira Coulombiana.

O potencial de proximidade não consegue reproduzir os dados experimentais no intervalo de energia medido. Entretanto o procedimento descrito por Vaz e col. (Va81), que introduz um parâmetro livre ΔR na expressão do raio nuclear, permite reproduzir os dados em energias em torno da barreira Coulombiana.

O programa KATTY permite introduzir o parâme -

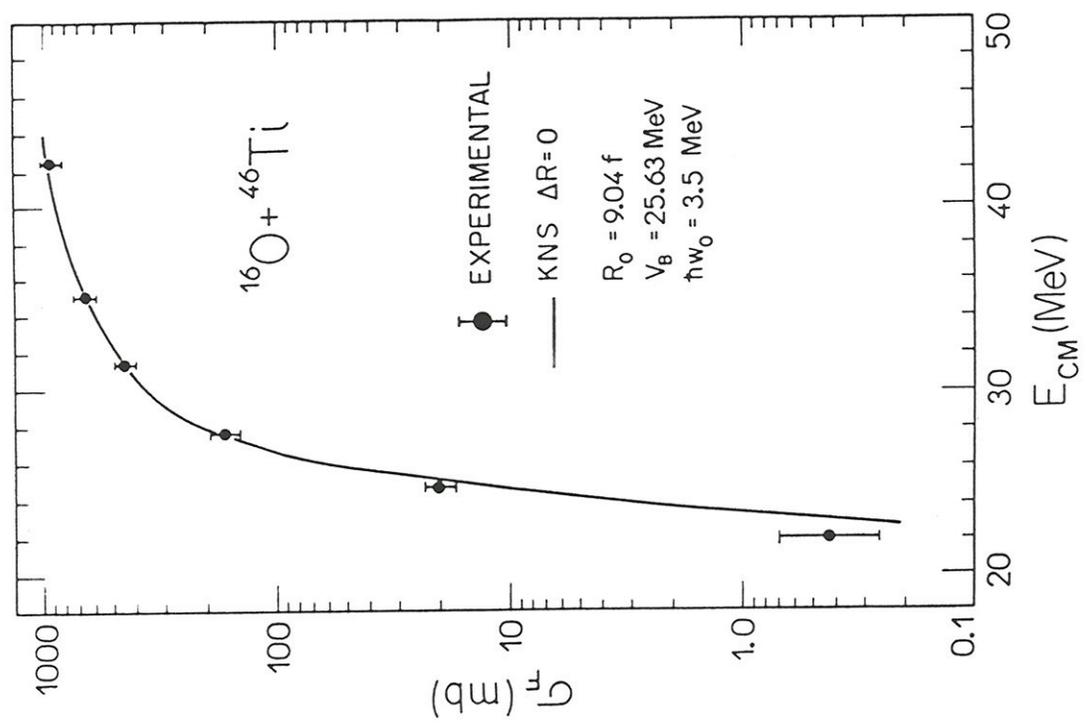
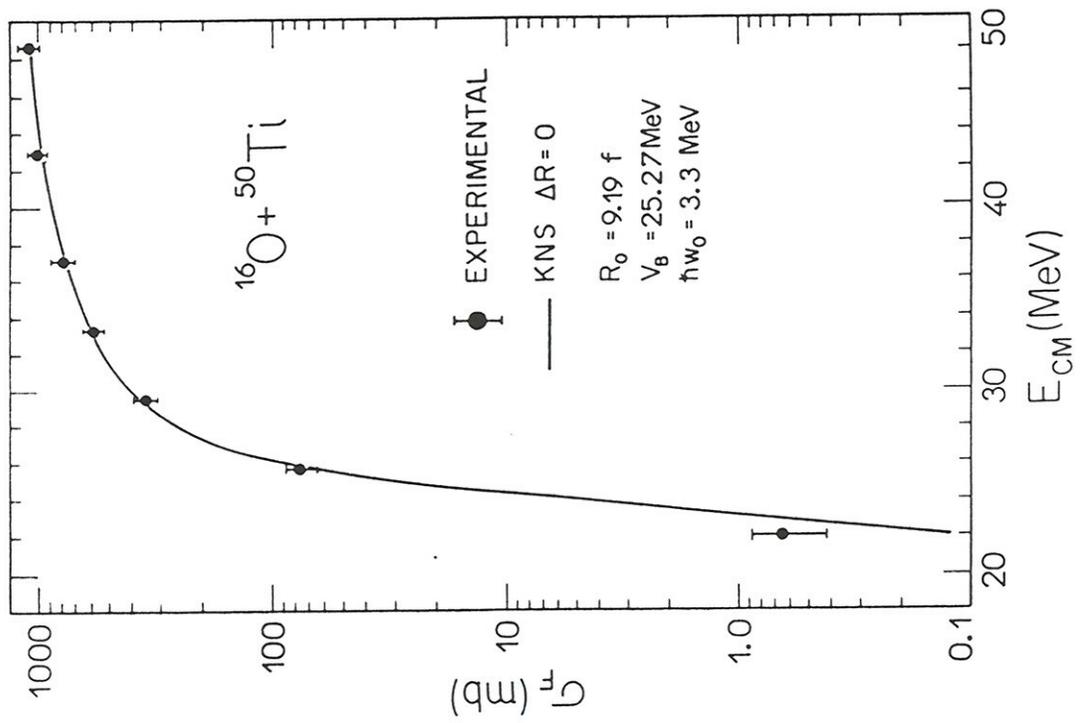


Figura V.3. Comparação dos resultados experimentais com os resultados obtidos utilizando o potencial KNS.

tro ΔR no raio nuclear equivalente, que no caso do potencial de proximidade \bar{e} dado por:

$$R_i = 1,28A_i^{1/3} - 0,76 + 0,8A_i^{-1/3} + \Delta R \quad (2)$$

Utilizando o método de mínimos quadrados determina-se o valor de ΔR , que permite ajustar a secção de choque experimental nas energias em torno da barreira Coulombiana. Este procedimento permite determinar os valores de R_0 , V_B e $\hbar\omega_0$.

O resultado deste cálculo \bar{e} mostrado na figura V.4, sendo que a curva pontilhada corresponde ao cálculo da secção de choque de fusão para os sistemas estudados com ΔR igual a zero e a curva cheia com ΔR diferente de zero.

Na tabela V.1 apresentamos os valores dos parâmetros que definem a barreira de potencial, obtidos pelos métodos discutidos acima.

Tabela V.1. Parâmetros da barreira ($\ell=0$) obtidos.

	$^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$				$^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$			
	$R_0(\text{f})$	$V_B(\text{MeV})$	$\hbar\omega_0(\text{MeV})$	$\Delta R(\text{f})$	$R_0(\text{fm})$	$V_B(\text{MeV})$	$\hbar\omega_0(\text{MeV})$	$\Delta R(\text{f})$
WONG	8.64	25.46	4.4	—	8.89	25.23	4.5	—
KNS	9.04	25.63	3.3	0	9.19	25.27	3.2	0
PROX.	9.01	25.77	3.5	0.14	9.23	25.23	3.4	0.16

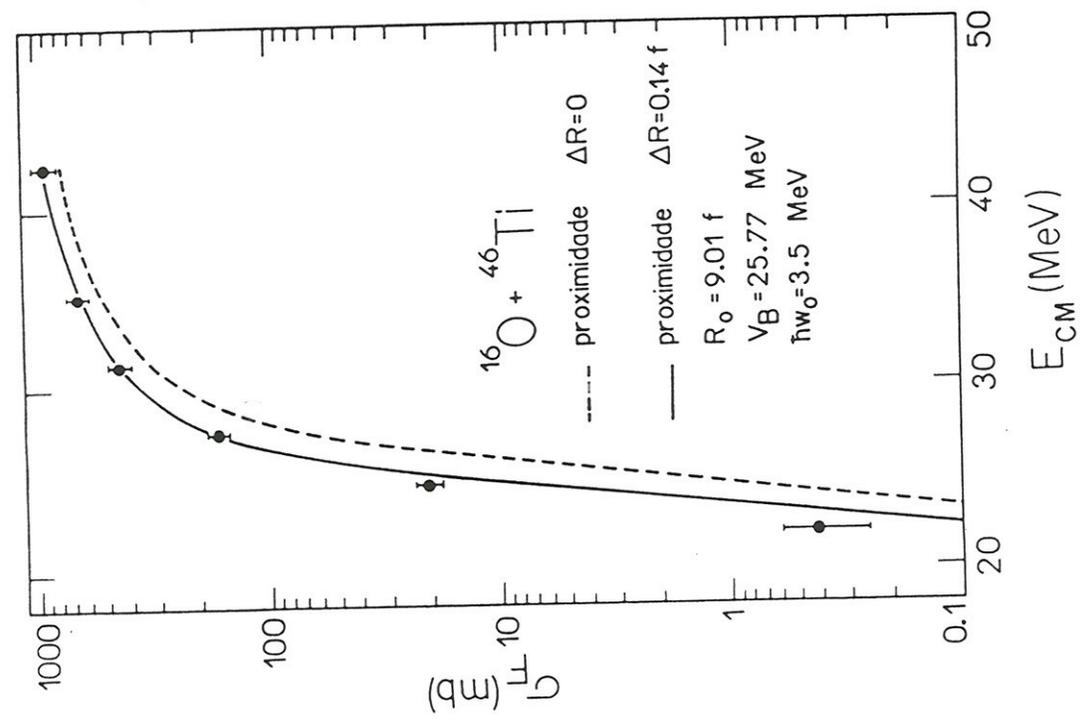
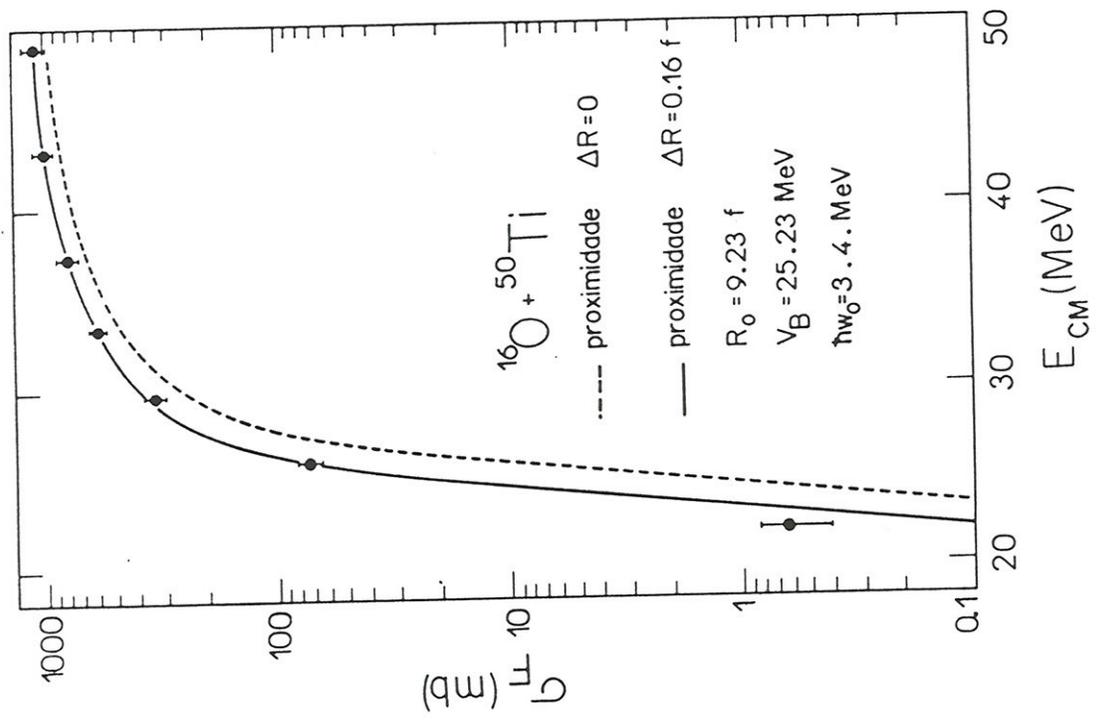


Figura V.4. Comparação dos resultados experimentais com os resultados obtidos utilizando-se o potencial de proximidade.

Podemos notar um bom acordo entre os parâmetros da barreira obtidos, pelo ajuste dos dados, pelos potenciais de proximidade e pelo potencial KNS, o que mostra que estes parâmetros são pouco sensíveis à forma do potencial de interação. O valor de $h\omega_0$ obtido pelo formalismo de Wong mostra que é necessário uma redução sensível na largura da barreira para se conseguir reproduzir o aumento da secção de choque, em energias sub-Coulombianas, em relação aos valores extraídos utilizando-se os dois potenciais nucleares.

A comparação dos valores de V_B e R_B obtidos para os sistemas estudados com valores de outros sistemas, pode ser feita definindo-se os parâmetros equivalentes r_{ef} e r_{of} como:

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

$$r_{of} = R_0 / (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$$

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

Da análise feita por Vaz e col. (Va81), de 87 funções de excitação utilizando-se o potencial de proximidade, pode-se estabelecer o seguinte comportamento dos parâmetros r_{ef} e r_{of}

$$r_{ef} = 2,2951 - 0,2966 \log_{10}(Z_1 Z_2) f \quad (4)$$

$$r_{of} = 2,0513 - 0,2455 \log_{10}(Z_1 Z_2) f$$

Na figura V.5 mostramos os parâmetros r_{ef} e r_{of} , definidos pelas equações (3), para os sistemas estudados, juntamente com alguns dos valores experimentais da compilação feita por Vaz, em função do produto $Z_1 Z_2$. É mostrado também o valor do parâmetro ΔR , necessário para se ajustar as secções de choque experimentais.

Vemos que os valores de r_{ef} , r_{of} e ΔR obtidos para os nossos sistemas concordam muito bem com os valores da sistemática.

Finalmente, vamos analisar o aumento da secção de choque experimental em relação aos modelos de penetração de barreira unidimensional, em baixas energias, observado nos sistemas estudados (figura V.3 e V.5). Este aumento, de carácter sistemático para sistemas intermediários e pesados, como discutido anteriormente, só pode ser explicado incluindo graus de liberdade adicionais além da distância de separação entre os centros dos núcleos interagentes (Ba83). Com a finalidade de tentar reproduzir os dados em baixa energia utilizamos o modelo do movimento do ponto zero (ZPM), discutido no capítulo anterior.

Consideramos somente o desvio da forma esférica dos núcleos alvos, visto que o ^{16}O é um núcleo duplamente mágico, e será considerado como esférico.

O cálculo da secção de choque de fusão incluindo o efeito do ZPM é feito através do código PETROHUE (Te85). O potencial de interação utilizado é o de proximidade. Os coeficientes de transmissão $T_\ell(E, \delta)$, onde δ representa o desvio da forma esférica do núcleo alvo, é calculado, ou utilizando a aproximação parabólica ($T_\ell > 0,5$) ou a aproximação JWKB ($T_\ell \leq 0,5$).

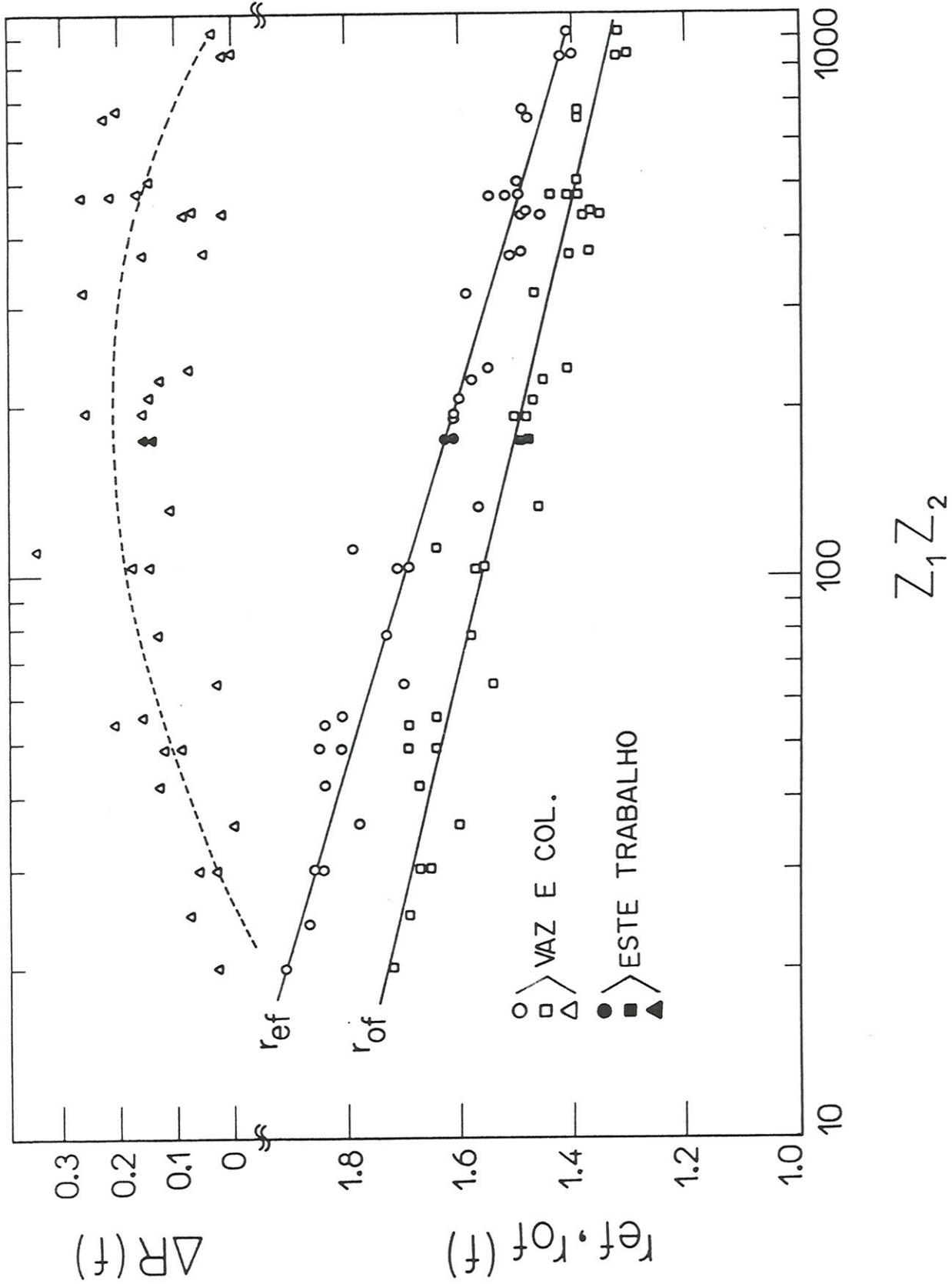


Figura V.5. Comparação dos valores de r_{ef} e r_{of} , dados pela equação (3), para os sistemas estudados, com os valores da compilação de Vaz. As linhas cheias correspondem ao valor dado pelas equações (4). A linha pontilhada é uma guia visual que define a tendência dos valores de ΔR .

A média dos coeficientes de transmissão $T_{\ell}(E, \delta)$ é calculada como (equação 42, cap. IV):

$$T_{\ell}(E) = \int_{-\delta_0}^{\delta_0} T_{\ell}(E, \delta) W(\delta) d\delta \quad (5)$$

O valor exato do coeficiente de transmissão é obtido tomando-se o limite δ_0 tendendo a infinito. Como a função peso, $W(\delta)$ é uma gaussiana, tomando-se $\delta_0 = 3\sigma$, onde σ é o desvio padrão do movimento de ponto zero, o coeficiente de transmissão é obtido com pequena margem de incerteza. Uma vez obtido os T_{ℓ} 's, a secção de choque de fusão, em função da energia é dado pela equação (1) do capítulo IV.

O resultado destes cálculos são mostrados na figura V.6, para os dois sistemas. Nesta figura a título de comparação, mostramos novamente os cálculos efetuados com o potencial de proximidade, sem incluir o efeito de ZPM, para ΔR igual a zero e diferente de zero (linhas interrompidas). A linha cheia representa o cálculo incluindo o efeito do ZPM. Através do ajuste da secção de choque aos pontos experimentais, através do método de mínimos quadrados foi possível se obter, para os dois sistemas o valor do desvio padrão, que permite reproduzir os dados experimentais.

Os valores experimentais σ_{ZPM}^{EXP} são mostrados na tabela V.2., juntamente com o valor de σ_{ZPM} fornecido pela equação (46) do capítulo IV. Os valores da relação $B(E_2)/B_W(E_2)$ são obtidos da compilação feita por Endt (En79).

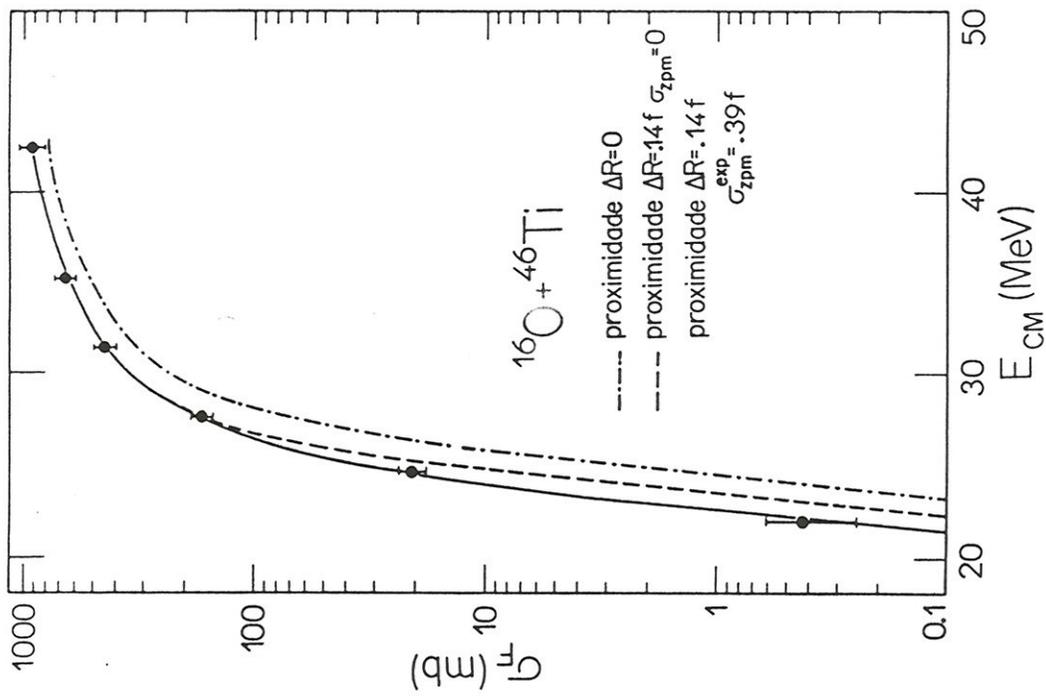
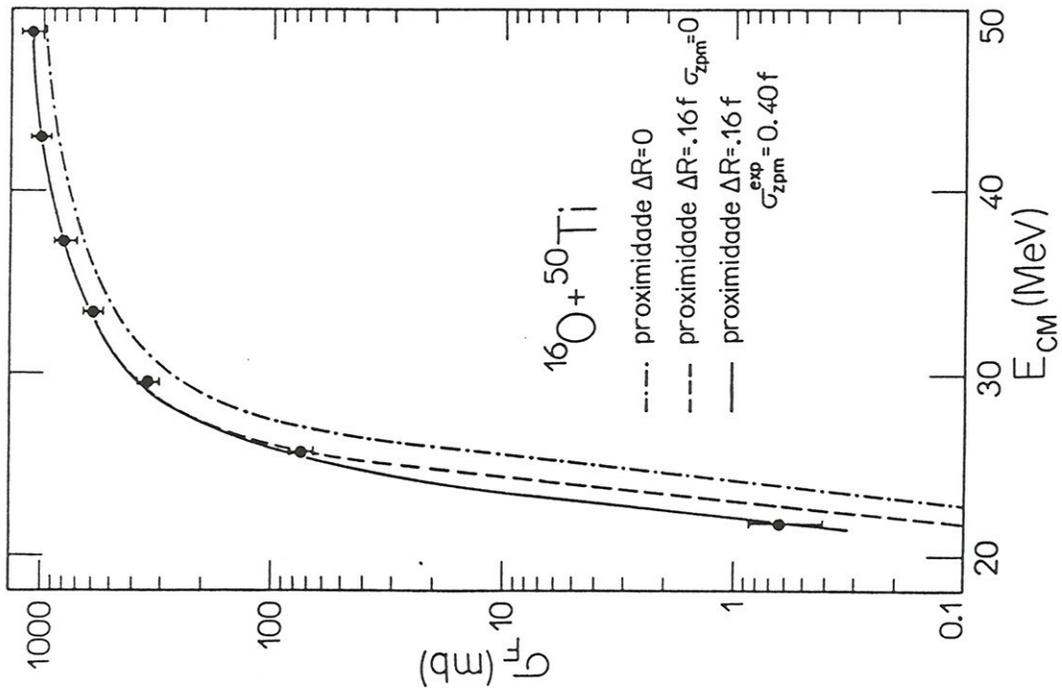


Figura V.6. Comparação das secções de choque de choque de fusão com cálculos sem incluir o efeito do ZPM (linhas interrompidas) e com a inclusão do ZPM (linha cheia)

Tabela V.2. Comparação dos valores experimentais e teóricos do desvio padrão do modelo ZPM

	$^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$	$^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$
$\sigma_{\text{ZPM}}(f)$	0.37	0.22
$\sigma_{\text{ZPM}}^{\text{EXP}}(f)$	0.39	0.40

Para uma melhor análise dos resultados acima obtidos, vamos utilizar uma representação alternativa dos dados, como mostrado na figura V.7. Neste gráfico os valores experimentais das secções de choque foram normalizados em relação ao modelo de Wong (parâmetros da tabela V.1), comprovando a boa qualidade deste ajuste. Notar que a escala de energia está deslocada pelo valor da barreira V_B . A curva pontilhada representa o valor da secção de choque de fusão para o sistema $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$ do modelo do movimento de ponto zero, com $\sigma_{\text{ZPM}} = 0.37f$, que corresponde ao valor teórico do desvio padrão, normalizado pelo modelo de Wong. A curva cheia representa o mesmo para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$, com $\sigma_{\text{ZPM}} = 0.22 f$.

A diferença entre as duas curvas mostra que o modelo do ZPM prevê uma diferença isotópica apreciável para os nossos sistemas. No entanto, na análise da figura V.8 este fato não é observado. Nesta figura, apresentamos as secções de choque de fusão dos sistemas estudados normalizado pelos respectivos valores de πR_0^2 (R_0 da tabela V.1) em função de $E - V_B$. Esta representação é conveniente pois elimina a dependência isotópica associada à "geometria" dos sistemas (como por exemplo, tamanho). Mostramos, também, os dados relativos aos sistemas $^{12}\text{C} + ^{46}\text{Ti}$, ^{50}Ti (Ri82). Podemos notar que dentro do erro expe-

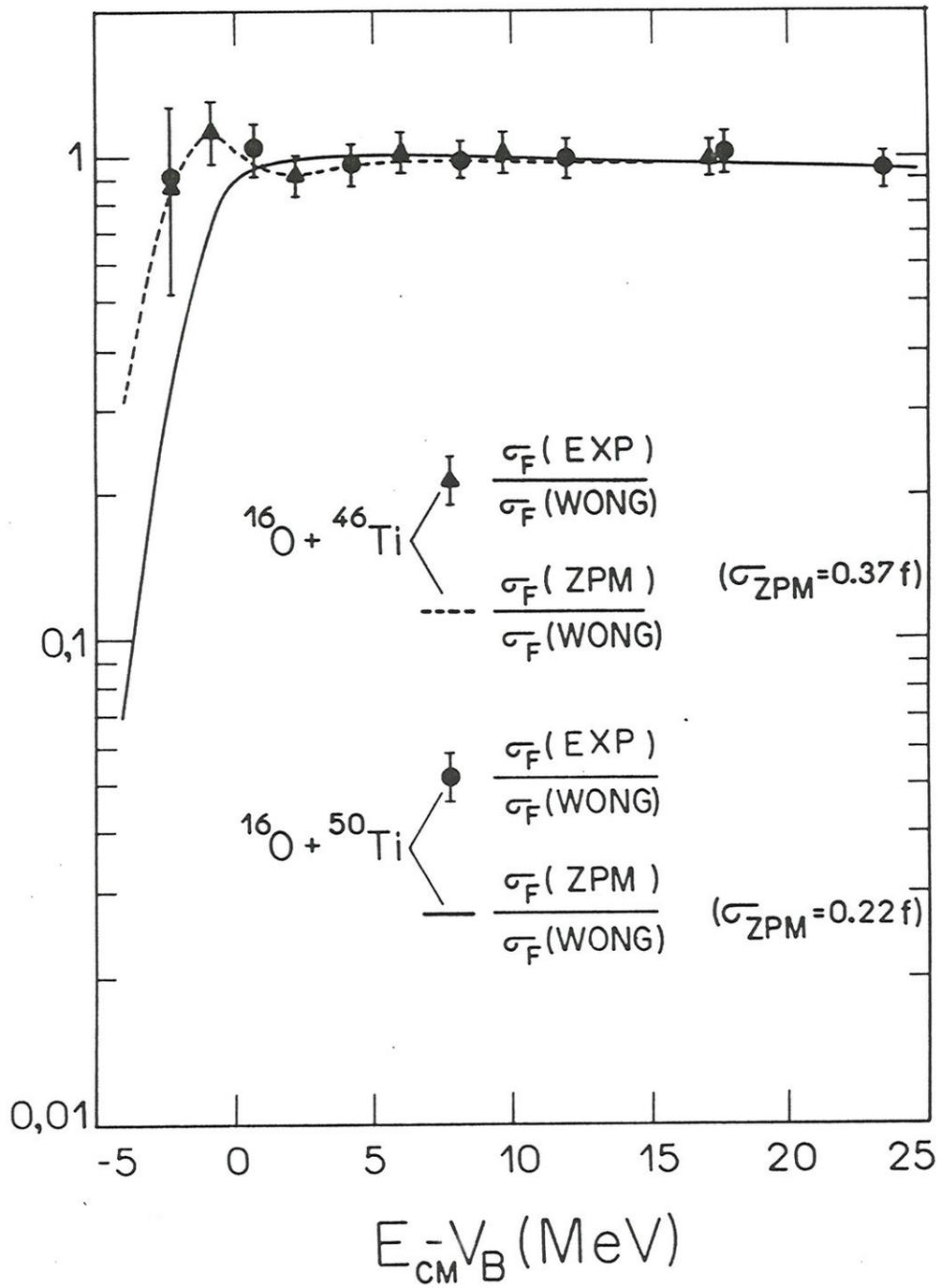


Figura V.7. Secção de choque de fusão normalizadas pelo modelo de Wong. Maiores detalhes no texto.

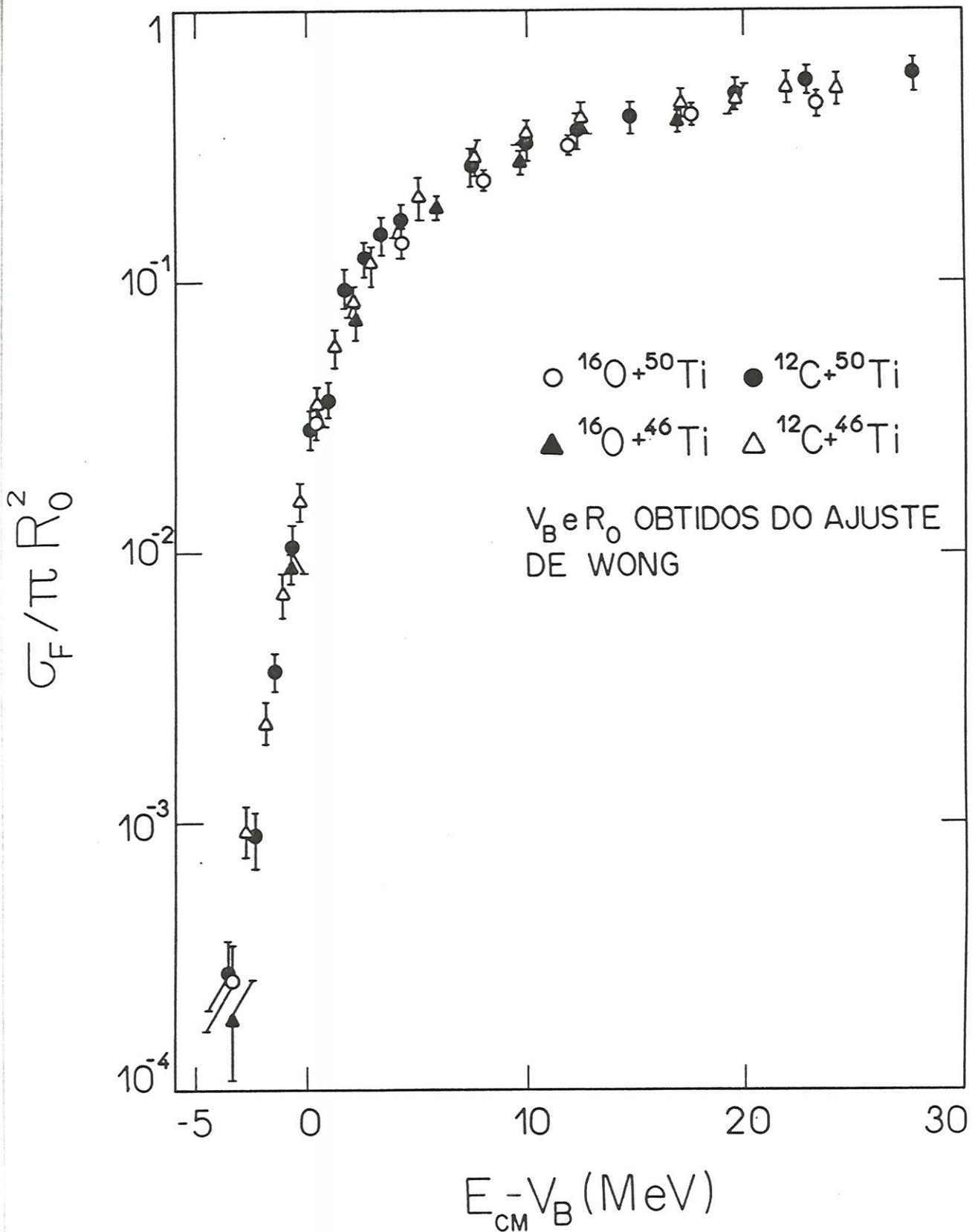


Figura V.8. Secção de choque experimental normalizadas pelos parâmetros da barreira. Os dados sobre o sistema $^{12}\text{C} + ^{46,50}\text{Ti}$ são da ref. Ri82

rimental não existe nenhuma diferença isotópica em qualquer combinação projétil-alvo, em todo intervalo de energia medido.

Este fato parece se refletir no valor experimental do desvio padrão do ZPM, que são aproximadamente iguais para os dois sistemas. Deste modo apesar do modelo do ZPM prever um aumento na secção de choque de fusão, em energias sub-Coulombianas, que é observado experimentalmente, não consegue explicar os nossos dados experimentais.

VI. CONCLUSÕES

Determinamos neste trabalho as funções de excitação para a fusão completa dos sistemas $^{16}\text{O}+^{46,50}\text{Ti}$ em energias abaixo e em torno da barreira Coulombiana. O método utilizado na determinação da secção de choque de fusão foi o da espectroscopia γ em linha e fora de linha. Foi feita uma ampla discussão dos aspectos operacionais do método, bem como de suas limitações, vantagens e desvantagens em relação aos métodos convencionais. Os resultados satisfatórios obtidos no presente trabalho mostrou que o método pode representar uma excelente alternativa aos métodos usuais, sendo possível se obter a secção de choque dos canais de decaimento dos núcleos compostos estudados, o que, de maneira geral, não é possível, nesta região de massa do núcleo composto através dos métodos convencionais, a menos que seja investido um razoável esforço experimental no aperfeiçoamento dos mesmos.

As funções de excitação da fusão dos sistemas estudados foram analisados com base nas teorias semiclássicas de penetração de barreira. Através do modelo de Wong foram determinados os valores de R_0 , V_B e $h\omega_0$, correspondentes à posição, altura e curvatura da barreira da onda parcial com $\ell=0$. A introdução dos potenciais de interação nuclear KNS e de proximidade nos modelos semiclássicos de penetração de barreira unidimensional permitem a extração dos parâmetros da barreira de fusão, que se mostraram independentes da forma analítica do potencial utilizado. Os parâmetros assim obtidos estão em excelente acordo com os valores obtidos da literatura.

As funções de excitação da fusão obtidas uti-

lizando os potenciais nucleares acima citados consegue reproduzir de maneira bastante satisfatória os nossos resultados experimentais em energias em torno da barreira Coulombiana, desde que, no caso do potencial de proximidade seja introduzido um parâmetro livre ΔR , no valor do raio efetivo dos núcleos interagentes. No entanto, em energias abaixo da barreira Coulombiana os valores das secções de choque de fusão calculados são sistematicamente subestimados em relação aos valores experimentais.

A inclusão do efeito da flutuação da forma do núcleo alvo devido ao movimento de ponto zero como grau de liberdade adicional a distância de separação entre os núcleos, apesar de produzir um aumento da secção de choque em energias sub-Coulombianas, em relação aos modelos unidimensionais, não consegue reproduzir de forma satisfatória os dados experimentais. Deste modo o movimento do ponto zero parece não ser o mecanismo responsável pelo aumento da secção de choque de fusão observado experimentalmente.

As previsões do modelo estatístico para o decaimento do núcleo composto não foram investigadas de uma maneira sistemática no presente trabalho. Todavia, os cálculos efetuados pelo programa CASCADE, utilizando parâmetros obtidos da compilação para sistemas na mesma região de massa dos nossos sistemas, concordam de maneira satisfatória, principalmente quando consideramos os canais de decaimento mais intensos.

APÊNDICE A

Discutimos neste apêndice os critérios de identificação e de escolha dos raios γ característicos, que determinam a secção de choque dos resíduos de evaporação dos núcleos compostos formados em cada um dos sistemas estudados, correspondentes aos nuclídeos mostrados na tabela III.4, da secção III.2.b. Os esquemas de níveis destes nuclídeos utilizados para se determinar os seus raios γ característicos, foram obtidos da compilação feita por Lederer (Le78) e das referências específicas citadas a seguir para cada um dos nuclídeos. A informação a respeito das meias-vidas e porcentagens de decaimento são as fornecidas por Reus (Re83).

Zinco (Z=30)

^{64}Zn - núcleo par-par estável. Duas transições populam o estado fundamental deste núcleo: 992 keV e 1800 keV (We77, Br76). A função de excitação destas linhas é mostrada na figura A.1 juntamente com o raio γ de 1687 keV, correspondente a transição $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$ do ^{64}Zn . Podemos notar que as formas das funções de excitação das linhas de 992 keV e 1800 keV são bastante diferentes. Uma possível explicação é que a linha de 1800 keV seja, na realidade, uma linha que popula o estado fundamental do ^{60}Co (Wa??), correspondente ao canal αn para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$. O nuclídeo ^{60}Co tem esquema de níveis bastante complexo e o primeiro estado excitado tem energia de 59 keV, cuja transição para o estado fundamental não é observado pelo nosso sistema de detecção. Deste mo-

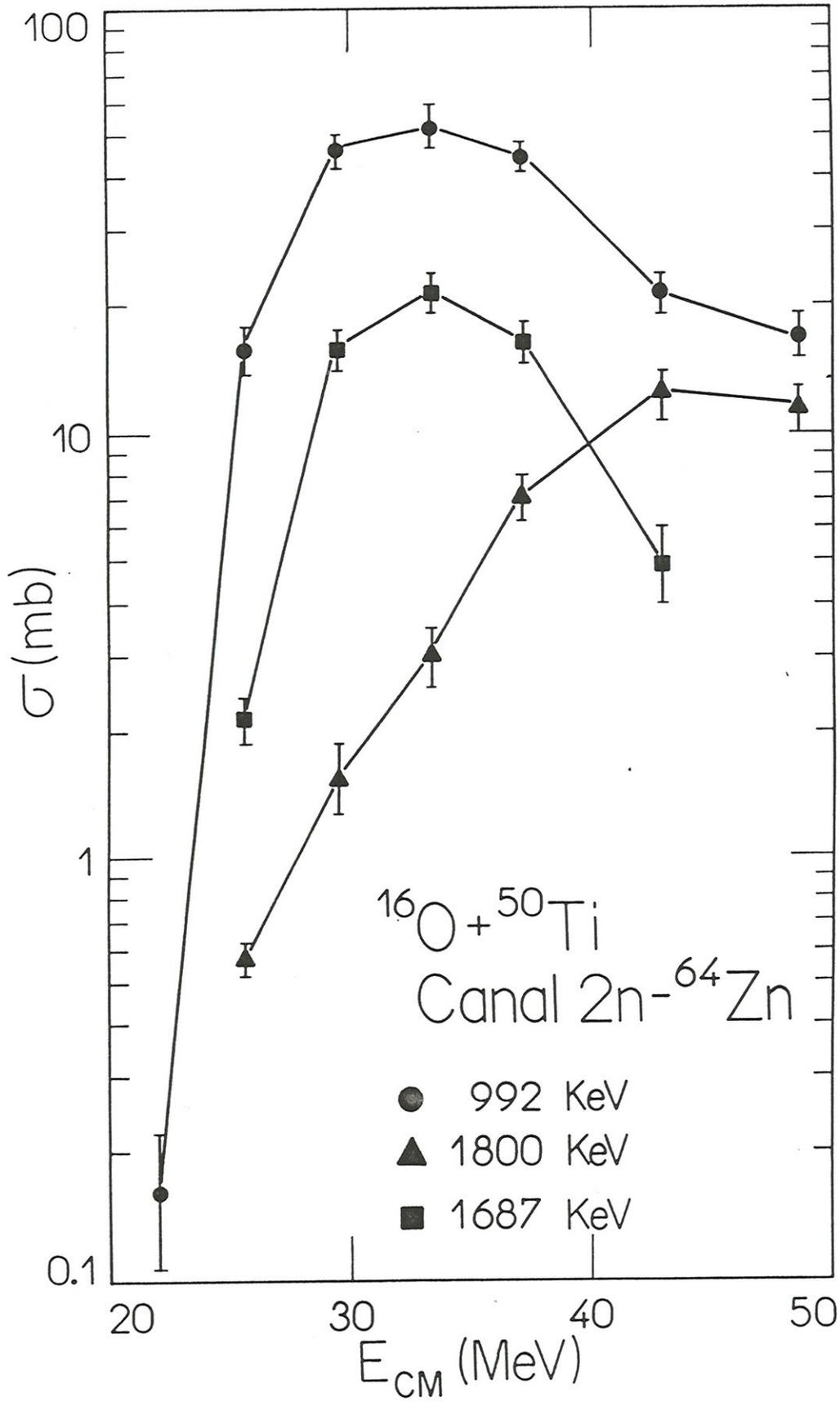


Figura A.1. Linhas do nuclídeo ^{64}Zn , correspondente ao canal $2n$ do sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

do o canal $2\alpha n$ não pode ser caracterizado de uma maneira conclusiva, devido a não observação de outras linhas características.

Outro fato que merece destaque é que a forma da função de excitação da linha 992 keV difere da forma da função de excitação da linha 1687 keV para energias altas. A explicação deste comportamento pode ser atribuída a uma eventual contaminação da linha 992 keV com transição de mesma energia que popula o primeiro estado excitado do ^{57}Fe (14 keV) correspondente ao canal $2\alpha n$ do sistema $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$ (importante em energias mais altas). Novamente este canal não pode ser caracterizado de maneira conclusiva, pois linhas de baixa energia do ^{57}Fe ($N\alpha 78$) não são observadas (14 keV, 122 keV) e outras (692 keV) contaminadas (reação $n+\text{Ge}$, tabela III.2).

Deste modo este canal pode ter contribuições de outros canais, que desta forma estão parcialmente contabilizados na secção de choque de fusão.

^{63}Zn - nuclídeo instável que decai para o $^{63}\text{Cu}(\beta^+, \text{CE})$. A sua meia-vida é de 38,1 min., o que possibilita o uso do método da espectroscopia γ fora de linha para calcular a sua secção de choque. No decaimento do ^{63}Zn são observadas duas linhas relativamente intensas: 669 keV ($f=0,0840$) e 962,1 keV ($f=0,0664$), sendo a primeira utilizada no cálculo da secção de choque. No espectro em linha são observadas várias transições do ^{63}Zn : 193 keV, 248 keV, 651 keV e 1065 keV ($Mu 78$, $Mu 79$). As correções devido a atividade residual são desprezíveis, pois o valor da meia-vida é pequeno quando comparado com o intervalo de tempo decorrido entre a tomada dos espectros de decaimento.

Cobre (Z=29)

^{64}Cu - nuclídeo instável com meia-vida de 12,70h que decai por β^+ e CE (62,9%) para o ^{64}Ni e por β^- (37,1%) para o ^{64}Zn . Em nenhum dos dois casos são observadas linhas suficientemente intensas, ou seja, o decaimento é direto para o estado fundamental dos núcleos ^{64}Ni e ^{64}Zn . Deste modo, apesar da meia-vida ser apropriada para utilização do método da espectroscopia γ fora de linha, este não pode ser utilizado. Pelo método da espectroscopia γ em linha teríamos 2 linhas a serem utilizadas: 159 keV e 278 keV (Ch76a). A linha 159 keV não pode ser observada devido à sua proximidade com a linha 165 keV, proveniente da excitação Coulombiana do tântalo, que é extremamente intensa. O esquema de níveis do ^{64}Cu pode ser esquematizado, de maneira simplificada, como abaixo:

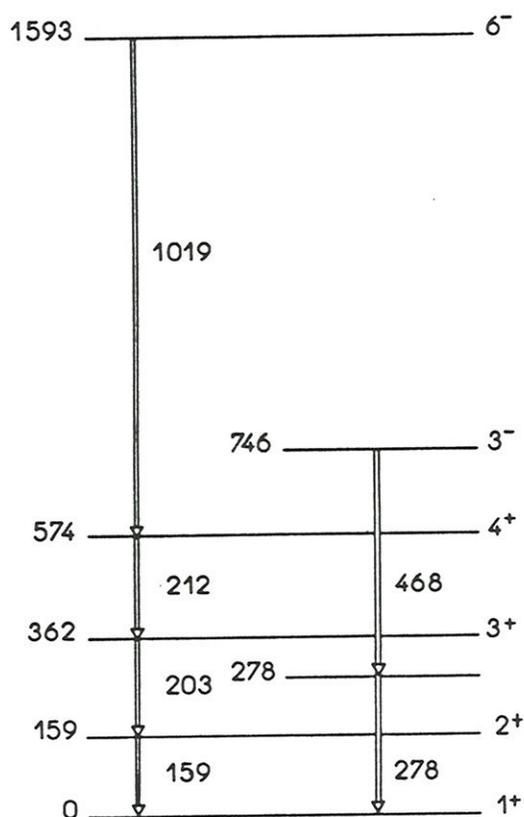


Figura A.2. Esquema de níveis do ^{64}Cu (Ch76a) (energias em keV)

As linhas 203 keV, 212 keV e 1019 keV são observadas, sendo suas funções de excitação iguais dentro do erro experimental. Deste modo adotamos como solução calcular a secção de choque através das linhas de 278 keV e 203 keV, esta última substituindo a transição 159 keV. Este procedimento pode fornecer secções de choque para este canal sistematicamente subestimadas.

^{63}Cu - nuclídeo estável. As transições observadas para o estado fundamental são as seguintes: 669, 962, 1327, 1412 e 1861 keV (*Sm68, Mu79*). Além disso são observadas em torno de 15 transições entre estados excitados. Na figura A.3, mostramos a função de excitação para algumas destas linhas. Podemos notar que a forma de todas elas são bastante semelhantes.

As correções devido ao decaimento do ^{63}Zn , que produzem de maneira indireta o ^{63}Cu , devem ser aplicadas as linhas 669 keV e 962 keV.

^{62}Cu - nuclídeo instável com meia-vida de 9,74m que decai para o $^{62}\text{Ni}(\beta^+, \text{CE})$. O método da espectroscopia γ fora de linha não pode ser usado pois o decaimento é praticamente todo (99,6%) para o estado fundamental do ^{62}Ni .

O esquema de níveis e as principais transições, observadas na linha do feixe, do ^{62}Cu são mostrados na figura A.4 (*Ch??*)

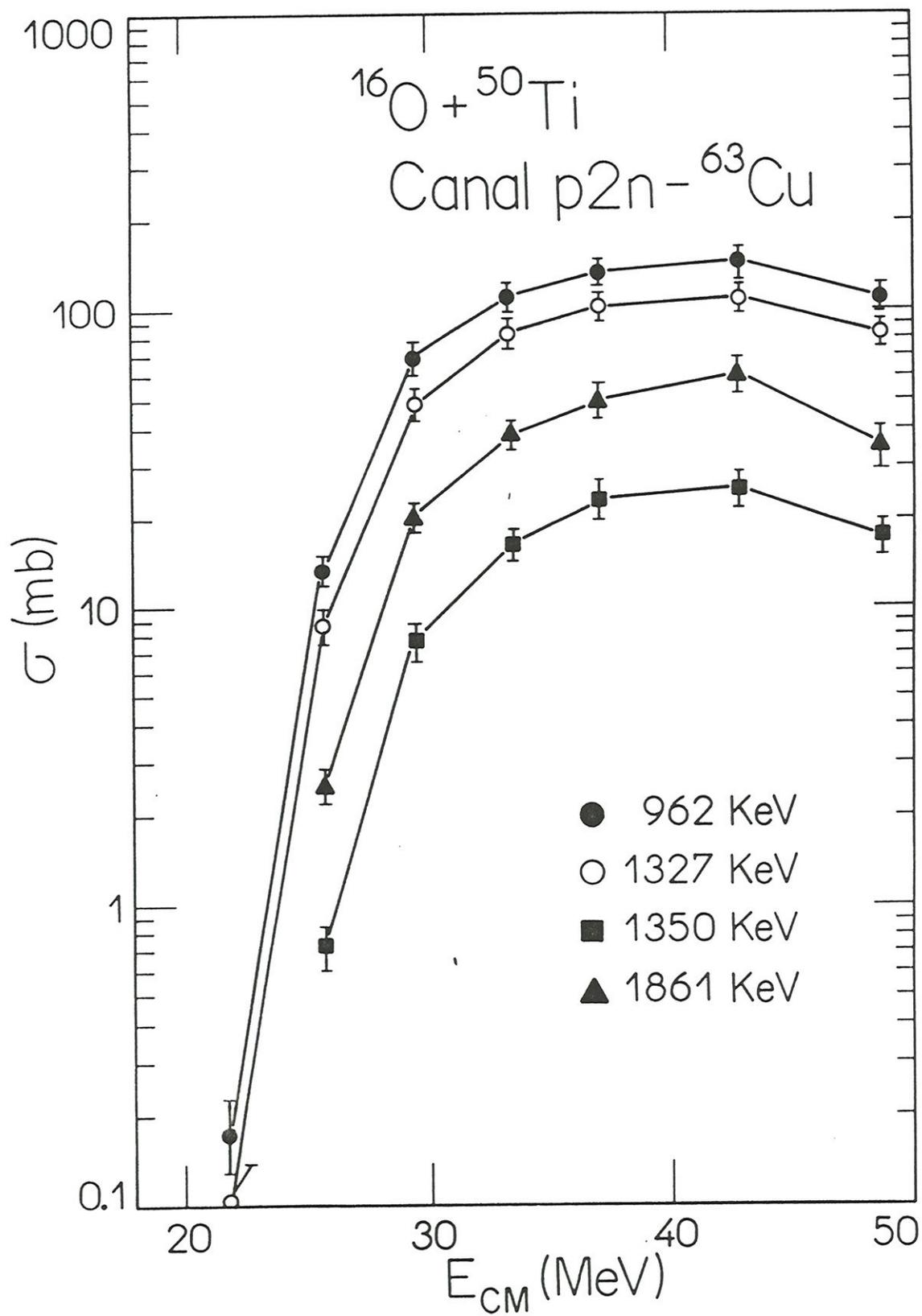


Figura A.3. Linhas do nuclídeo ^{63}Cu , correspondente ao canal p2n do sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

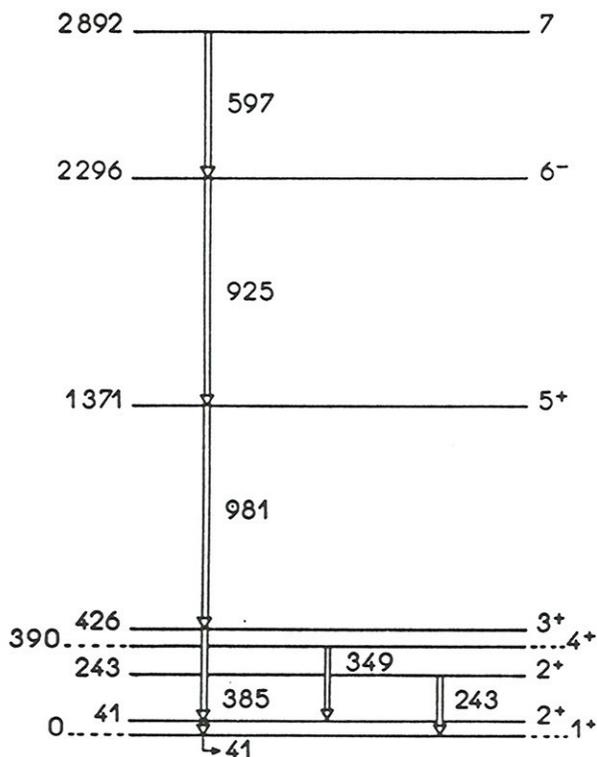


Figura A.4. Esquema de níveis do ^{62}Cu (Ch77) (energias em keV)

A transição de 41 keV não é observada pelo nosso sistema de detecção. Adotamos como solução utilizar a transição de 243 keV, que popula o estado fundamental, mais as transições de 349 keV e 385 keV que populam o estado de 41 keV. A forma das funções de excitação das demais linhas (597, 925 e 981 keV) são compatíveis com as utilizadas no cálculo da secção de choque.

Neste canal, em energias mais altas são feitas correções devido ao canal pn do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$.

^{60}Cu - nuclídeo instável que decai para o ^{60}Ni (β^+ e CE) com meia-vida de 23,2m. A secção de choque é calculada pelo método da espectroscopia γ fora de linha, através da observação das linhas 1332 keV ($f=0,880$) e 1791 keV ($f=0,454$) nos espectros de decaimento. As funções de excitação destas linhas estão mostradas na figura A.5. Como podemos notar os resultados concordam dentro do erro experimental

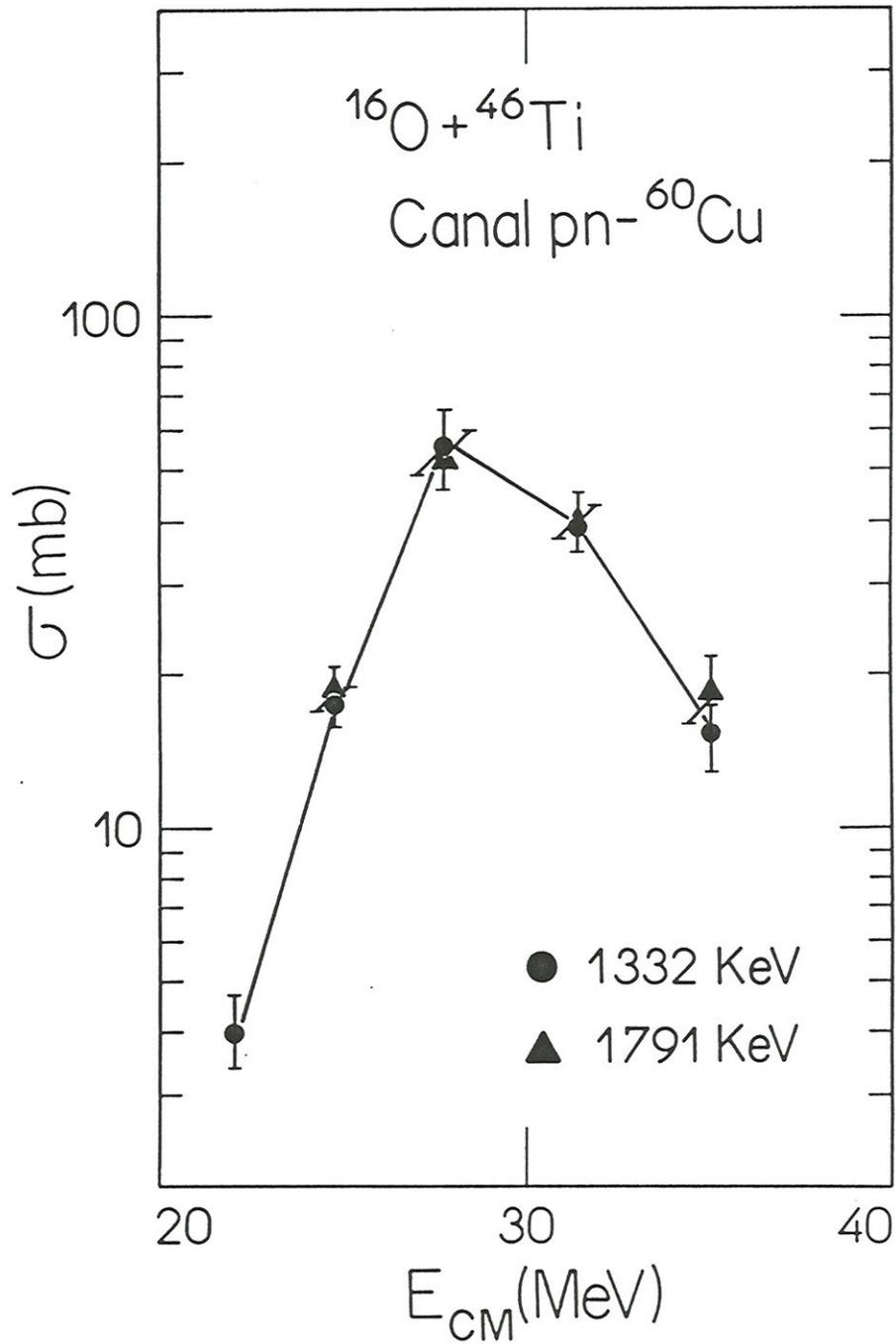


Figura A.5. Linhas observadas no decaimento do nuclídeo ^{60}Cu , correspondente ao canal pn do sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

comprovando a validade do método. A contribuição devida à atividade residual é desprezível, em razão da meia-vida curta em relação ao intervalo de tempo entre a tomada dos espectros de decaimento.

^{59}Cu - nuclídeo instável com meia-vida 1,37m. A secção de choque deste canal foi determinada pelo método da espectroscopia γ em linha através das linhas que populam o estado fundamental: 914 keV, 1399 keV e 1865 keV (*Tr75*). A contribuição devida à atividade residual é desprezível.

Níquel (Z=28)

^{63}Ni - nuclídeo instável com meia-vida de 100,1 a que decai para o estado fundamental do ^{63}Cu . O primeiro estado excitado tem energia de 87 keV (não observado). A solução foi utilizar a linha de 1205 keV correspondente a transição (1292 \rightarrow 87) keV (*Wa78*). Transições de outros estados excitados para o estado fundamental (como os fornecidos por *Le78*), não são observadas. Novamente aqui a secção de choque obtida pode representar um limite inferior para a secção de choque do canal.

^{62}Ni - núcleo par-par estável. A linha de 1173 keV correspondente à transição $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (*Wa78*), que determina a secção de choque deste canal é fortemente contaminada por linha de igual energia, correspondente à transição $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ do nuclídeo ^{60}Ni (*Ki75*), correspondente ao canal $\alpha 2n$ para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$. Como solução utilizamos a linha 1163 keV, correspondente à transição $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$, o que pode acarretar numa

secção de choque sistematicamente subestimada. As contribuições devido ao decaimento do ^{62}Cu são desprezíveis, pois este decaimento, como visto anteriormente, popula predominantemente o estado fundamental do ^{62}Ni .

Para energias de bombardeio baixas temos correção devida à contribuição do canal 2p do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$.

^{60}Ni - núcleo par-par estável, observado tanto no sistema $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$, quanto no sistema $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$. A linha de 1332 keV, correspondente à transição $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$, define a secção de choque do canal nos dois casos. São feitas correções devido ao canal α do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$. No caso do sistema $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$ é feita correção a linha 1332 keV devido à produção indireta do ^{60}Ni devido ao decaimento, durante a irradiação, do nuclídeo ^{60}Cu . Na figura A.6, mostramos a função de excitação da linha 1332 keV (sem correções), juntamente com as linhas 1173 keV, 1083 keV e 1757 keV, sendo estas últimas transições entre estados excitados do ^{60}Ni (*Ki75*), para o sistema $^{16}\text{O}+^{50}\text{Ti}$.

^{59}Ni - nuclídeo instável, com meia-vida de $7,6 \times 10^4$ a, observado nos dois sistemas estudados. São observadas seis transições para o estado fundamental (*Pi76*): 339, 465, 878, 1189, 1338 e 1949 keV. A linha de 339 keV é coincidente em energia com uma linha proveniente da radiação de fundo (^{228}Ac - Tabela III.2). A correção desta contribuição é feita com base no gráfico III.3, que fornece a taxa de contagens devido ao fundo radioativo. Nos dois sistemas são aplicadas correções devido à contribuição do canal α n do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$ e no sistema $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$ são aplicadas correções nas linhas 339, 465 e 878 keV, devido ao decaimento do ^{59}Cu ,

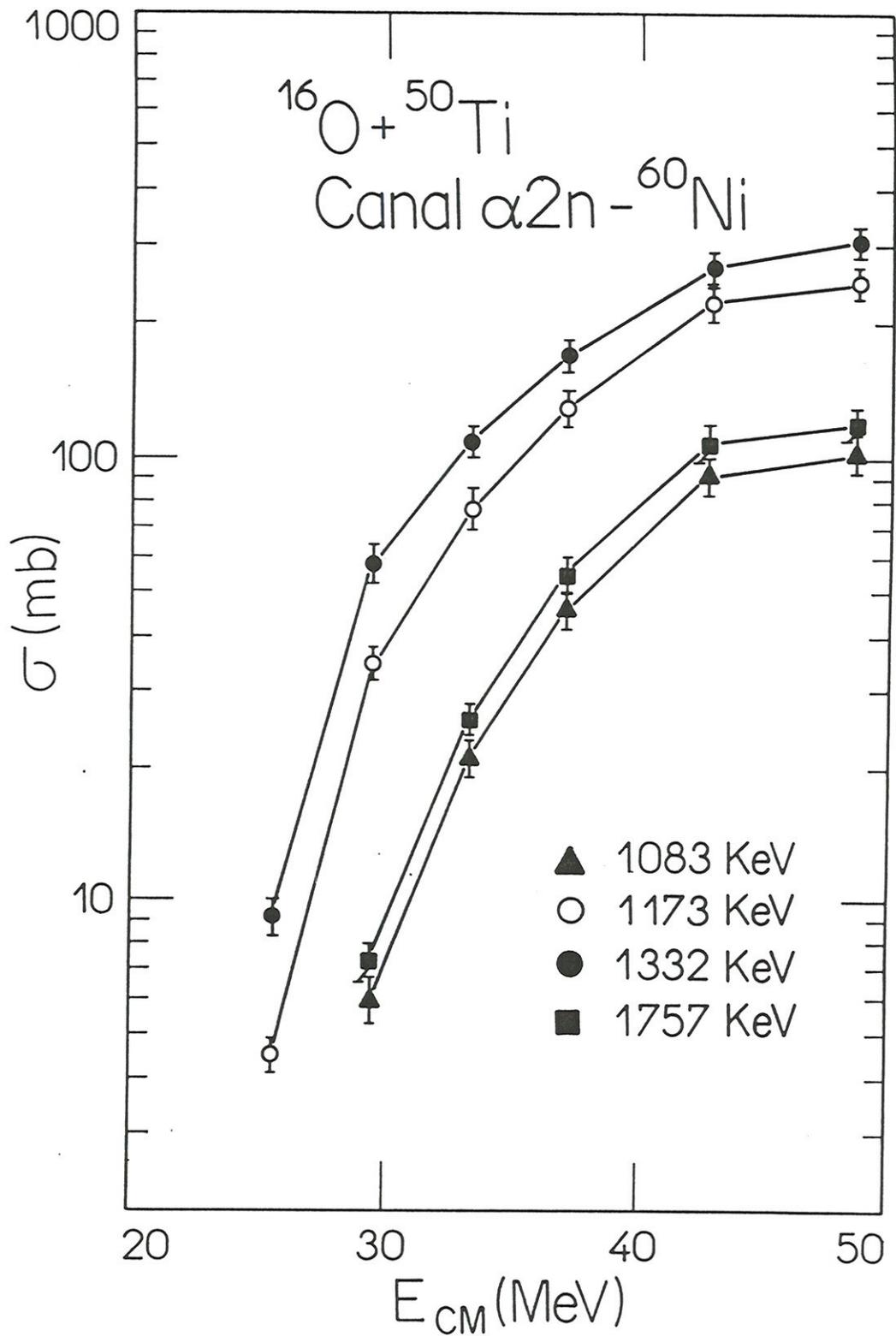


Figura A.6. Linhas do nuclídeo ^{60}Ni , correspondente ao canal $\alpha 2n$ do sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

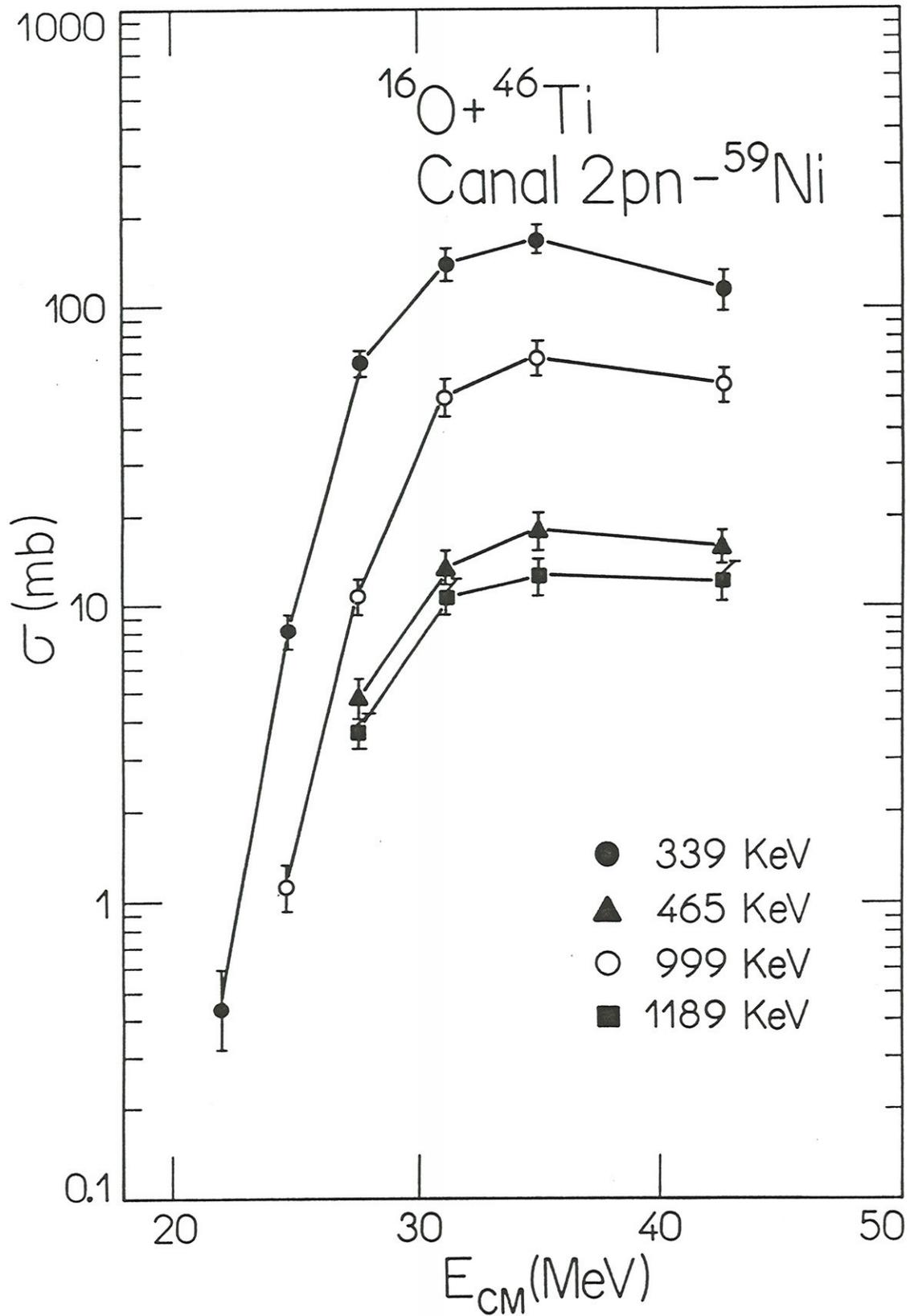


Figura A.7. Linhas do nuclídeo ^{59}Ni , correspondente ao canal 2pn do sistema $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$

produzido durante a irradiação. Na figura A.7, mostramos a função de excitação de algumas das transições para o estado fundamental, juntamente com as linhas 999 keV, correspondente a uma transição entre estados excitados.

^{58}Ni - núcleo par-par estável. A transição $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ($E_\gamma = 1454$ keV) que define a secção de choque do canal \bar{e} , em energias baixas, contaminada por uma linha de igual energia, de uma transição do nuclídeo ^{30}P , correspondente ao canal pn da reação $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ (Ch79). A correção para este canal é feita com base nas funções de excitação das linhas do ^{30}P , obtidas na referência citada e também com informações a respeito da intensidade relativa entre a linha 1454 keV e a linha de 1005 keV, correspondente a transição $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ do ^{58}Ni (Ba76).

Cobalto (Z=27)

^{59}Co - nuclídeo estável, observado nos dois sistemas estudados. A secção de choque é determinada pela observação de duas transições para o estado fundamental: 1191 keV e 1460 keV (Wa77, Co70), sendo esta última contaminada por uma radiação de fundo (^{40}K - tabela III.2). A correção desta contribuição é feita com base no gráfico III.3. Como a taxa de contagem desta radiação de fundo é elevada, as secções de choque deste nuclídeo, nos dois sistemas, possuem erro experimental elevado.

^{58}Co - nuclídeo instável, com meia-vida de 70,92d, o que inviabiliza o método da espectroscopia γ fora de linha. Os três primeiros estados deste núcleo têm baixa

energia de excitação (25 keV, 53 keV e 112 keV) e as correspondentes transições para o estado fundamental não são observadas experimentalmente. Para determinar a secção de choque deste nuclídeo utilizamos a linha 366 keV, que alimenta o estado fundamental, a linha 321 keV, correspondente a transição (374 \rightarrow 53) keV e a linha 432 keV, correspondente a transição (457 \rightarrow 25) keV (*Ro70*, *Xe71*, *Br75*). Deste modo a secção de choque assim calculada pode representar um limite inferior para a formação deste núcleo residual.

^{57}Co - nuclídeo instável ($T_{1/2} = 271,8\text{d}$). A secção de choque é determinada pela observação de duas transições para o estado fundamental: 1223 keV e 1690 keV (*Be77*). A linha de 1223 keV é coincidente em energia com uma transição do ^{55}Fe (*Po74*), que tem contribuição importante no sistema $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$, sobretudo em energias altas. A correção neste caso foi feita normalizando a linha 1223 keV pela linha 1690 keV (normalização extraída na energia de bombardeio mais baixa). Também é feita a correção devida à contribuição do canal $\alpha p 2n$ do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$.

^{56}Co - nuclídeo instável com meia-vida de 78,8d.. A linha de 158 keV correspondente à transição entre o primeiro estado excitado e o estado fundamental, não é observada devido a proximidade com a linha 165 keV, proveniente da excitação Coulombiana do tântalo. Somente duas transições para o estado fundamental são observadas: 576 keV e 1009 keV, sendo estas as linhas utilizadas no cálculo da secção de choque. As linhas 1705 keV e 1898 keV (*Be75*, *Sa76*), correspondentes à transições entre estados excitados, são também observadas e têm função de excitação compatível com as linhas que

populam o estado fundamental.

Ferro ($Z=26$)

^{56}Fe - núcleo par-par estável, observado nos dois sistemas estudados. A secção de choque é determinada pela linha de 846 keV ($2_1^+ \rightarrow 0_1^+$). Esta linha, principalmente em energias baixas, tem contribuição da reação $\text{Fe}(n, n'\gamma)$, pois os nêutrons emitidos pela desexcitação do núcleo composto, interagem com o suporte do alvo que é feito de aço inoxidável. As informações a respeito deste processo podem ser obtidas no artigo de Lachkar e col. (La74). A solução adotada para resolver este problema foi utilizar as informações a respeito das intensidades relativas entre a linha 846 keV com as linhas 1238 keV e 1303 keV, correspondente às transições $4_1^+ \rightarrow 2_1^+$ e $6_1^+ \rightarrow 4_1^+$, respectivamente (Be77a, Po74). Aqui temos um problema adicional pois a linha 1238 keV tem que ser corrigida de uma linha coincidente em energia proveniente do fundo radioativo (^{214}Bi). A figura A.8 mostra a função de excitação das linhas citadas acima, para o sistema $^{16}\text{O}+^{46}\text{Ti}$, sendo que a linha 846 keV não está corrigida devido ao processo $\text{Fe}(n, n'\gamma)$. Podemos notar a contribuição deste processo em baixas energias.

Outra correção aplicada neste canal é devida à contribuição do canal 2α do sistema $^{16}\text{O}+^{48}\text{Ti}$.

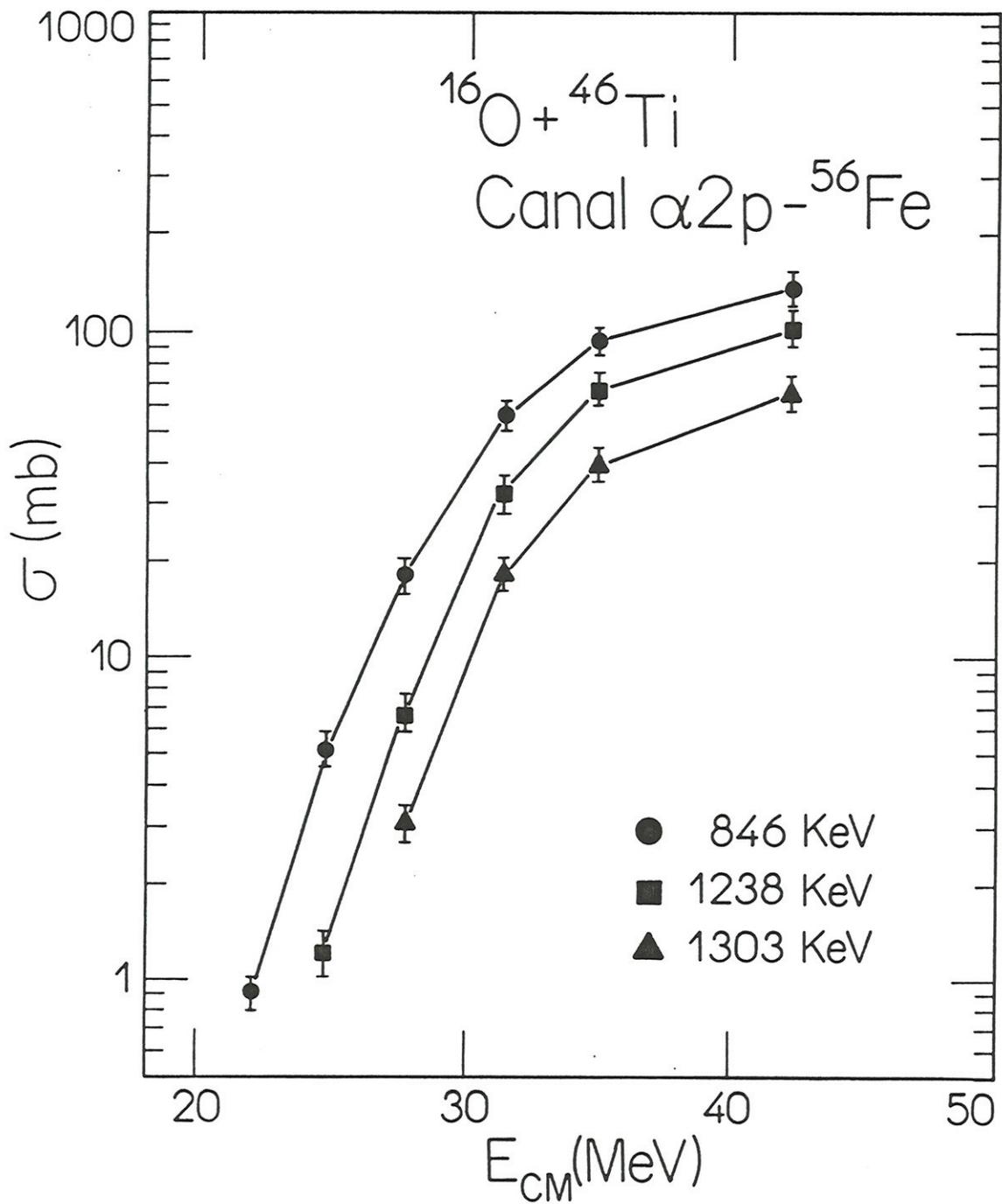


Figura A.8. Linhas do nuclideo ^{56}Fe , correspondente ao canal $\alpha 2p$ no sistema $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$

^{55}Fe , ^{54}Fe - o nuclídeo ^{54}Fe é estável e o ^{55}Fe instável com meia-vida de 2,74a. A linha de 1409 keV, que define a secção de choque do nuclídeo ^{54}Fe , corresponde à transição $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ (Po74). Por outro lado, a secção de choque do ^{55}Fe é calculada através das linhas 931 keV, 1317 keV e 1409 keV (Po74a), esta última coincidente com a linha que fornece a secção de choque do ^{54}Fe . Este nuclídeo é bem caracterizado pela observação de outras linhas: 1130 keV ($4_1^+ \rightarrow 2_1^+$) e 411 keV ($6_1^+ \rightarrow 4_1^+$). Deste modo a secção de choque destes dois canais estão somadas, como mostrado na tabela III.5.

^{53}Fe - nuclídeo instável com meia-vida de 8,51m. Das transições para o estado fundamental somente a linha de 1328 keV, correspondente a transição do 2º estado excitado para o estado fundamental (Ne73) foi observada. No entanto, a observação de outras linhas, entre elas 682 keV, caracterizam este canal de maneira conclusiva.

Manganês (Z=25)

^{53}Mn - nuclídeo instável com meia-vida muito longa ($3,7 \times 10^6$ a). Das transições para o estado fundamental somente uma é observada: 1441 keV (Go72). A linha de 1250 keV, correspondente à uma transição entre estados excitados, também é observada e tem função de excitação semelhante à da linha 1441 keV.

APÊNDICE B

Apresentamos, neste apêndice, as funções de excitação dos núcleos residuais observados experimentalmente, nos dois sistemas estudados juntamente com as previsões do modelo estatístico (Fig.B1-B4), fornecidos pelo programa CASCADE, que utiliza a teoria de Hauser-Feshbach para determinar a distribuição de massa e carga para os canais de decaimento do núcleo composto.

Os parâmetros utilizados são aqueles calculados internamente pelo programa (*Pu??*), em função da região de massa dos núcleos compostos formados no presente estudo. O único parâmetro relevante introduzido no cálculo é a seção de choque de fusão experimental, com a qual é obtido o momento angular máximo que define a distribuição de momento angular do núcleo composto.

Não fizemos nenhuma tentativa de modificação de parâmetros com objetivo de se obter um melhor acordo entre os cálculos e os resultados experimentais. Em vista deste fato podemos classificar de satisfatório o acordo entre os valores experimentais e teóricos, principalmente quando consideramos os canais de decaimento mais intensos.

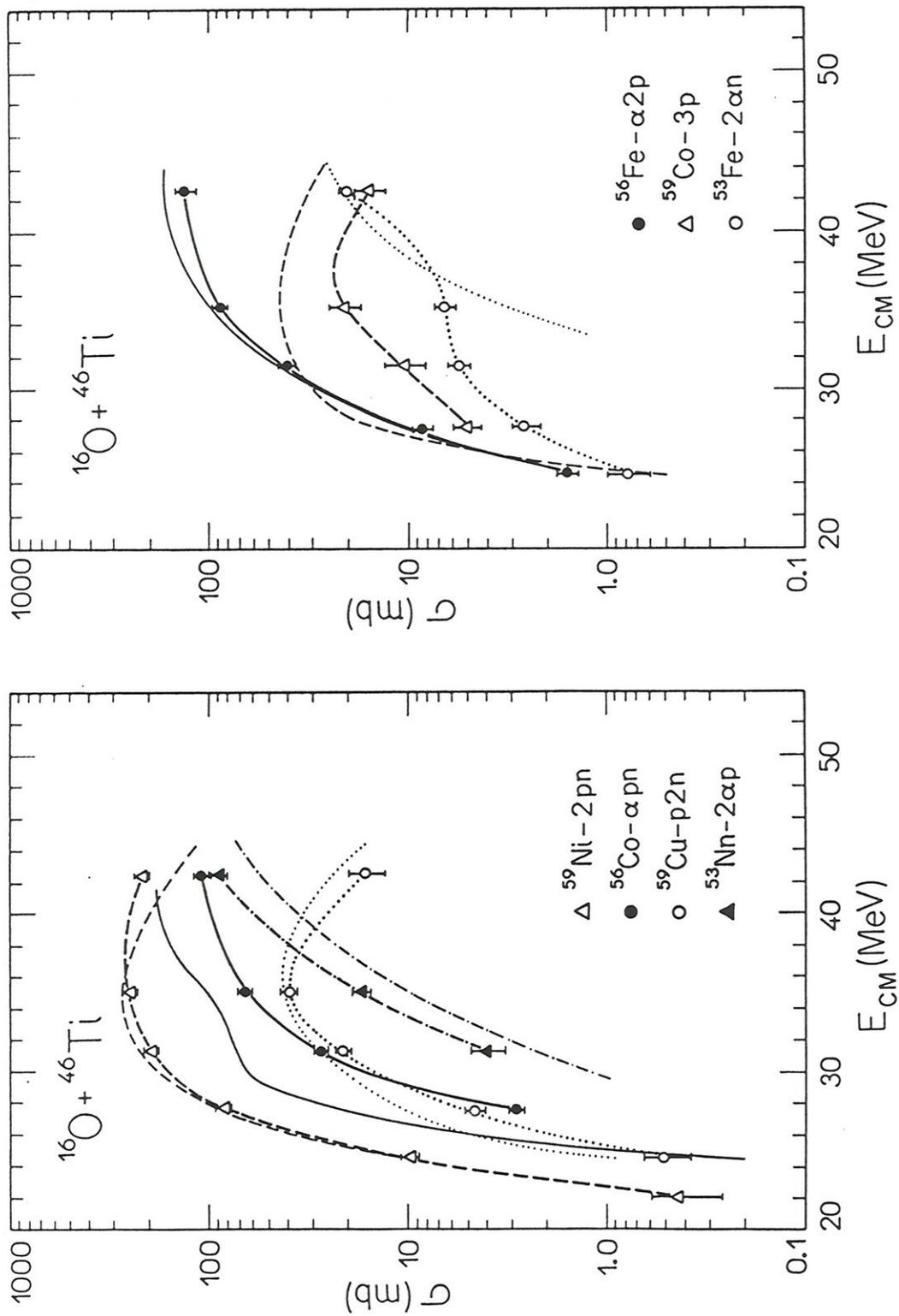


Figura B.1. Comparação dos resultados do programa CASCADE com as funções de excitação provenientes do decaimento do núcleo composto para o sistema $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$. As linhas grossas são guias visuais para os pontos experimentais e as linhas finas os cálculos do programa CASCADE

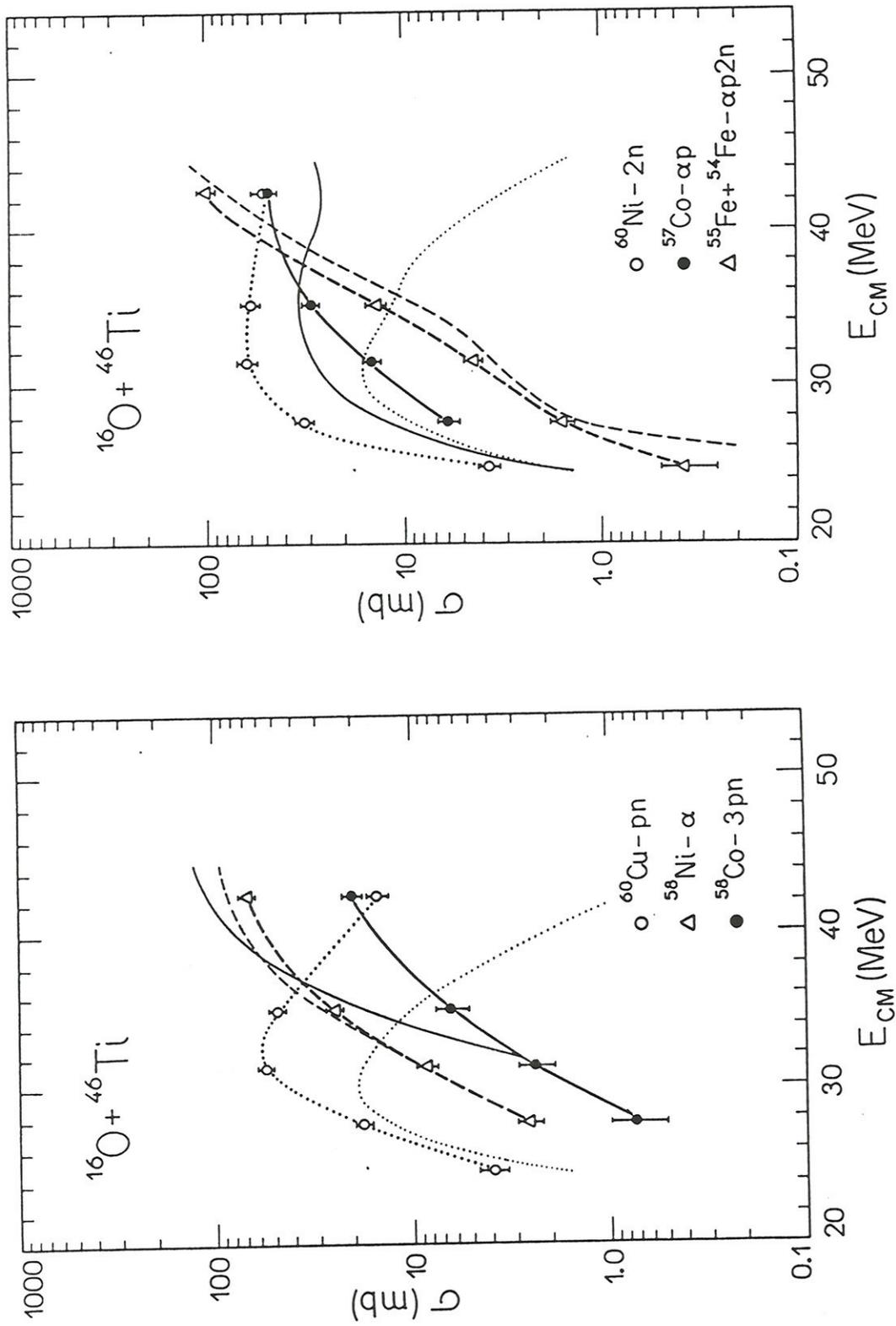


Figura B.2. Comparação dos resultados do programa CASCADE com as funções de excitação provenientes do decaimento do núcleo composto para o sistema $^{16}\text{O} + ^{46}\text{Ti}$. As linhas grossas são guias visuais para os pontos experimentais e as linhas finas os cálculos do programa CASCADE

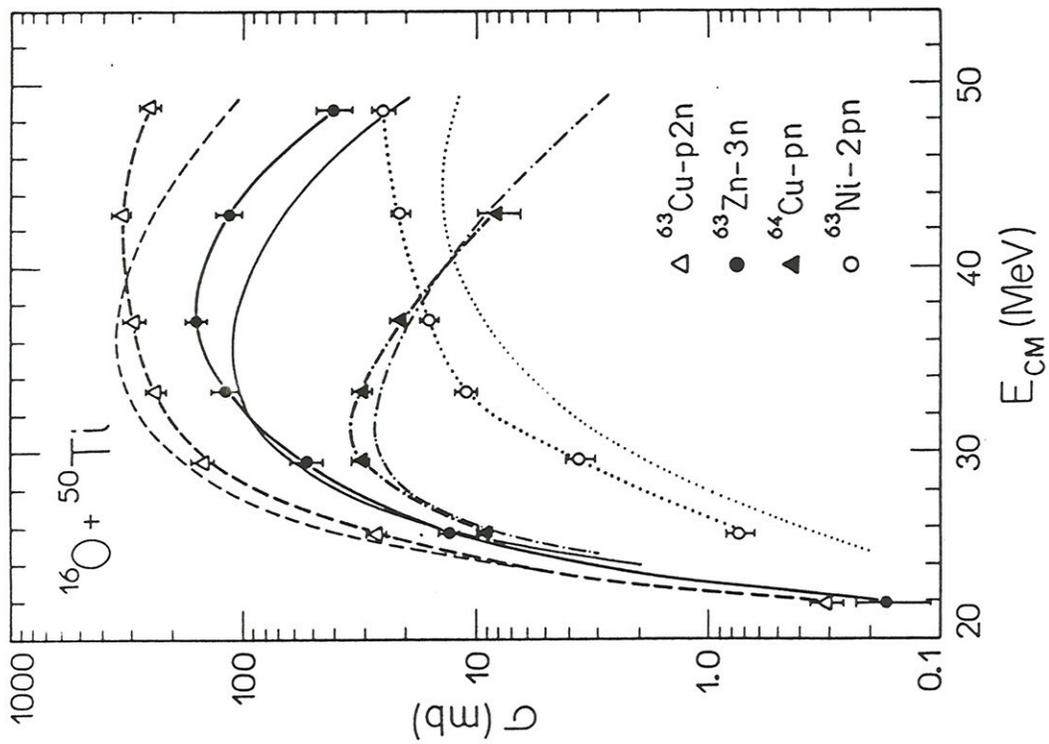
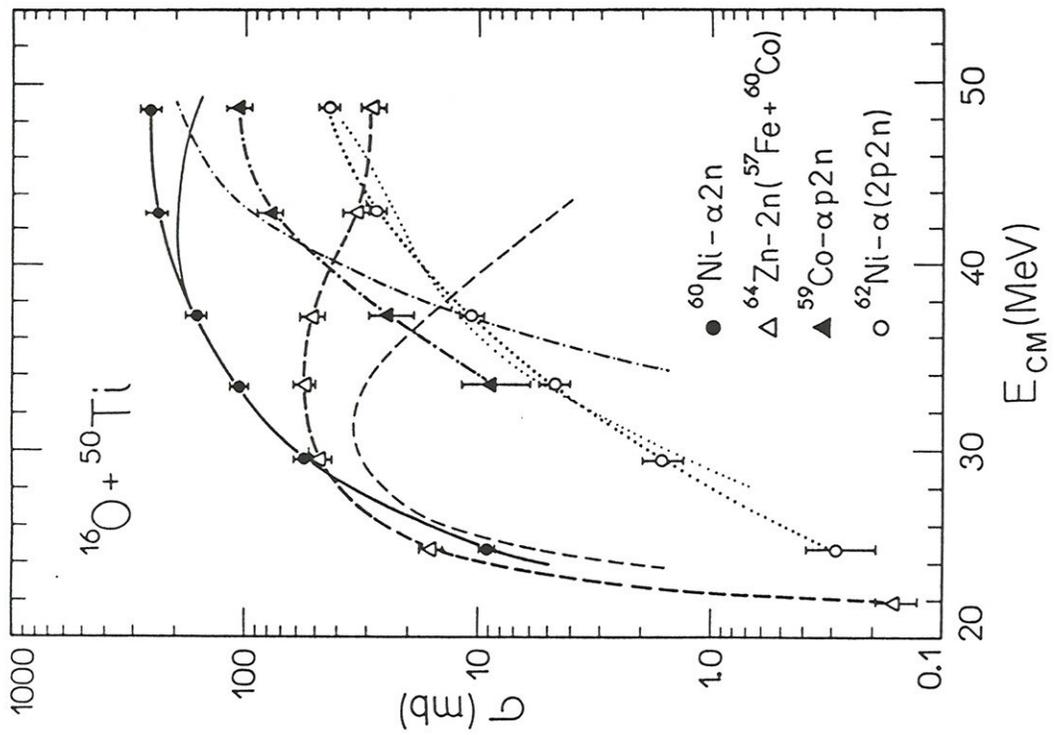


Figura B.3. O mesmo das figuras B.1 e B.2 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

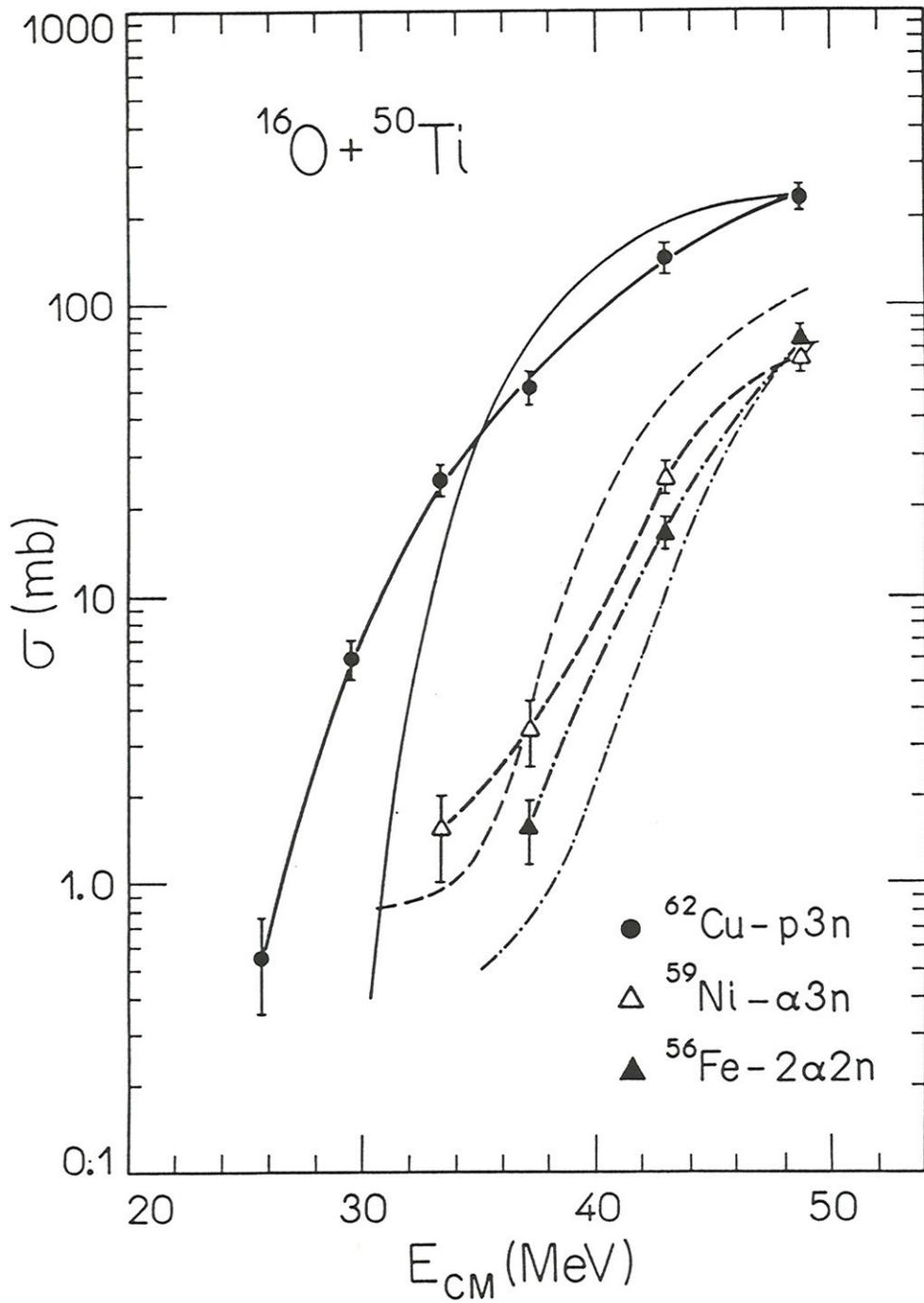


Figura B.4. O mesmo das figuras B.1 e B.2 para o sistema $^{16}\text{O} + ^{50}\text{Ti}$

REFERÊNCIAS

- Al 56 - K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson e A. Winther
Rev.Mod.Phys. 28 (1956) 432
- Al 75 - K. Alder e B. Winther
"Electromagnetic Excitation", North-Holland (1975)
- Ba 74 - R. Bass
Phys.Lett. 47B (1974) 139
- Ba 76 - R. Ballini, N. Bendjaballah, J. Delaunay, J.P. Faran
e W. Tokarevski
Nucl.Phys. A258 (1976) 388
- Ba 83 - A.B. Balanketin, S.E. Koonin e J.W. Negele
Phys.Rev. C28 (1983) 1565
- Be 75 - N. Bendjaballah, J. Delaunay e H.J. Kim
Nucl.Phys. A224 (1975) 322
- Be 77 - N. Bendjaballah, B. Delaunay, J. Delaunay e T. Namura
Nucl.Phys. A280 (1977) 228
- Be 77a - N. Bendjaballah, J. Delaunay, A.J. Jaffrin, T. Namura
e K. Ogawa
Nucl.Phys. A284 (1977) 513
- Be 80 - M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, H. Enge, J.
Ball, A. Di Rienzo, S. Gazes, Y. Chen, J.D. Molitoris
e M. Nai-Feng
Phys.Rev.Lett. 45 (1980) 1472
- Be 84 - M. Beckerman
"Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier"
Lectures Notes in Physics 219 (1984) 1, S.G. Steadman
ed., Springer, Berlin
- Bi 83 - J.R. Birkelund e J.R. Huizenga
Ann.Rev.Nucl.Sci. 33 (1983) 322
- Bl 77 - J. Blocki, J. Randrup, W.J. Swiatecki e C.F. Tisang
Ann. of Phys. 105 (1977) 427
- Bo 74 - W.W. Bouman e K.W. MacMurdo
Atom. Data and Nuclear Data Tables 13 (1974)
- Bo 75 - A. Bohr e B. Mottelson
"Nuclear Structure", vol.II, Benjamin (1975)

- Bo 79 - R. Bock, ed.
 "Heavy Ion Collisions", vol. 1 (1979), North-Holland
- Bo 80 - R. Bock, ed.
 "Heavy Ion Collisions", vol. 2 (1980), North-Holland
- Br 72 - R.A. Broglia e A. Winther
 Phys.Rep. C4 (1972) 153
- Br 74 - D.M. Brink e N. Rowley
 Nucl.Phys. A219 (1974) 79
- Br 75 - B.J. Brunner, R.G. Arns, S.E. Caldwell, C.M. Rozsa,
 J.W. Smith e S. Sprague
 Phys.Rev. C11 (1975) 1042
- Br 76 - J.F. Bruandet, F. Glasser, M. Agard, A. Giorni, J.P.
 Longuequeue e T.U. Chan
 J. de Physique 37 (1976) L-63
- Br 83 - R.A. Broglia, C.H. Dasso, S. Landawne e A. Winther
 Phys.Rev. C27 (1983) 2433
- Br 84 - D.A. Bromley, ed.
 "Treatise on Heavy-Ion Science", vol. 2 (1984) Plenum
 Press
- Ch 65 - C. Chasman, K.W. Jones e R.A. Reshrien
 Nucl.Instr. and Meth. 37 (1965) 1
- Ch 76 - P.R. Christensen e A. Winther
 Phys.Lett. 65B (1976) 19
- Ch 76a - T.U. Chan, M. Agard, J.F. Bruandet, A. Giorni e J.P.
 Longuequeue
 Nucl.Phys. A257 (1976) 413
- Ch 77 - T.U. Chan, M. Agard, J.F. Bruandet, A. Giorni, F.
 Glasser, J.P. Longuequeue e C. Morand
 Nucl.Phys. A293 (1977) 207
- Ch 78 - W.K. Chu, J. Mayer e M. Nicolett
 "Backscattering Spectrometry", 1978, Academic Press
- Ch 79 - V.K.C. Cheng, A. Little, H.C. Yuen, S.M. Lazarus e S.
 S. Hanna
 Nucl.Phys. A322 (1979) 168

- Co 70 - K.L. Coop, I.G. Graham e E.W. Titterton
Nucl.Phys. A150 (1970) 346
- Co 81 - T. Cormier e P.M. Stwertka
Nucl.Instr. and Meth. 184 (1981) 423
- De 75 - B. Deryagin
J.Coll.Intern.Sci. 53 (1975) 314
- El 73 - Y.A. Ellis
Nuclear Data Sheets 9 (1973) 319
- En 79 - P.M. Endt
Atom. Data and Nuclear Data Tables 23 (1979) 3 e 547
- Es 81 - H. Esbensen
Nucl.Phys. A352 (1981) 147
- Fe 77 - M.D. Ferraretto e A.P. Teles
Departamento de Física Nuclear do IFUSP, Relatório Anual (1977) 68
- Fl 78 - H. Flocard, S.E. Koonin e M.S. Weiss
Phys.Rev. C17 (1978) 1682
- Fr 65 - M. Fröman e P.O. Fröman
"JWKB Approximations", 1978, North-Holland
- Ga 74 - J. Galin, D. Guerreau, M. Lefort e X. Tarrago
Phys.Rev. C9 (1974) 1018
- Ga 82 - A.S. Gary e C. Volant
Phys.Rev. C25 (1982) 1877
- Go 72 - A.S. Goodman e D.J. Donahue
Phys.Rev. C5 (1972) 875
- Gl 75 - D. Glas e U. Mosel
Nucl.Phys. A237 (1975) 429
- Hi 53 - D.L. Hill e J.A. Wheeler
Phys.Rev. 89 (1953) 1102
- Hu 81 - M.S. Hussein
Apostila baseada no curso "Colisões entre Ions Pesados", IFUSP, 1981, não publicado
- Ja 79 - J. Jastrzebski, H. Karwowski, M. Sadler e P.P. Singh
Phys.Rev. C19 (1979) 724

- Ki 75 - H.J. Kim, R. Ballini, B. Delaunay, J. Delaunay, J.P. Fouan e M. Pichevar
Nucl.Phys. A250 (1975) 211
- Kn 79 - G.F. Knoll
"Radiation Detection and Measurements", 1978, John Wiley & Sons, New York
- Ko 76 - J.J. Kolata, R.M. Freeman, F. Hass, B. Heusch e A. Gallmann
Phys.Lett. 65B (1976) 333
- Ko 77 - D.G. Kovar, D.F. Geesaman, T.H. Braid, Y. Eisen, W. Henning, T.R. Ophel, M. Paul, K.E. Rehm, S.J. Sanders, P. Sperr, J.P. Schiffer, S.L. Tabor, S. Vigdor, B. Zeidman e F.W. Prosser Jr.
Phys.Rev. C20 (1977) 1305
- Kr 67 - K.S. Kreger e R.L. Mather
"Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation", (1967) 33, S.M. Shafroth, ed., Gordon and Breach, New York
- Kr 73 - H.J. Krappe e J.R. Nix
"Proceedings of the Third International Atomic Energy Agency Symposium on the Physics and Chemistry of Fission", vol. 1 (1973) 159, Rochester, New York
- Kr 79 - H.J. Krappe, J.R. Nix e A.J. Sierk
Phys.Rev. C20 (1979) 992
- Kr 80 - H.J. Krappe
Lectures Notes in Physics 117 (1980) 312
- Kr 83 - H.J. Krappe, K. Mähring, M.C. Nemes e H. Rossner
Z.Phys. A314 (1983) 23
- La 65 - G.P. Lawrence, R.K. Beauchamp e J.L. McKibben
Nucl.Instr. and Meth. 32 (1965) 357
- La 74 - J. Lachkar, J. Sigaud, Y. Patin e G. Haouat
Nucl.Phys. A222 (1974) 333
- Le 78 - C.M. Lederer e V.S. Shirley
"Table of Isotopes", 7th edition, 1978, Editors Wiley, New York

- Le 78a - M. Lefort e Ch. Ngõ
Ann.Phys. 3 (1978) 5
- Mu 78 - O.M. Mustaffa, A. Kogan, G.D. Jones, P.R.G. Lornie,
T.P. Morrison, H.G. Price, D.N. Semester, J.P. Twin e
R. Wandsworth
J.Phys. G: Nucl.Phys. 4 (1978) 99
- Mu 79 - O.M. Mustaffa, L.P. Ekström, G.D. Jones, F. Kearns,
T.P. Morrison, H.G. Price, D.N. Semester, P.J. Twin,
R. Wandsworth e N.J. Ward
J.Phys. G: Nucl.Phys. 5 (1979) 1283
- My 66 - W.D. Myers e W.J. Swiatecki
Nucl.Phys. 81 (1966) 1
- My 69 - W.D. Myers e W.J. Swiatecki
Ann.Phys. 55 (1969) 395
- My 73 - W.D. Myers
Nucl.Phys. A204 (1973) 465
- Na 70 - J.B. Natowitz
Phys.Rev. C1 (1970) 623
- Na 78 - A.M. Nathan, J.W. Olness, E.K. Warburton e J.B. Mc-
Grory
Phys.Rev. C17 (1978) 1008
- Ne 73 - R.O. Nelson, C.R. Gould, D.R. Tilley e N.R. Roberson
Nucl.Phys. A215 (1973) 541
- No 70 - L.C. Northcliffe e R.F. Shelling
Nucl. Data Tables A7 (1970)
- On 82 - A. D'Onofrio, H. Dumont, M.G. Saint-Laurent, B.
Delaunay, F. Terrasi e J. Delaunay
Nucl.Phys. A378 (1982) 111
- Pe 78 - D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala e N.D. Vieira Jr.
Rev.Bras.Fís. 8 (1978) 165
- Pe 82 - D. Pelte e D. Schwalm
"Heavy Ion Collisions", vol. 3 (1982) 1, R. Bock, ed.
North-Holland

- Pi 76 - M. Pichevar, J. Delaunay, B. Delaunay, H.J. Kim, Y. El Masri e J. Vervier
Nucl.Phys. A264 (1976) 132
- Po 73 - T. Polga, S.D. Paciornik e C.Z. Mammana
2º Simpósio sobre Treinamento de Físicos em Computação, 1979, São Paulo
- Po 74 - A.R. Polletti, B.A. Brown, D.B. Fossan e E.K. Warburton
Phys.Rev. C10 (1974) 2329
- Po 74a - A.R. Polletti, B.A. Brown, D.B. Fossan e E.K. Warburton
Phys.Rev. C10 (1974) 2312
- Pu 77 - F. Pühlhofer
Nucl.Phys. A280 (1977) 267
- Ra 76 - J. Randrup
Nucl.Phys. A259 (1976) 253
- Re 82 - W. Reisdorf, F.P. Hessberger, K.D. Hildebrand, S. Hoffmann, G. Münzenberg, K.H. Schimit, H.H.R. Schneider, W.F.W. Schneider, K. Sümerer, G. Wirth, J.V. Kratz e K. Schlitt
Phys.Rev.Lett. 49 (1982) 1811
- Re 83 - V. Reus e W. Westmeir
Atom. Data and Nuclear Data Tables 29 (1983)
- Ri 82 - D.M.C. Rizzo
Tese de Doutorado, 1982, Orsay, França
- Ri 85 - R.V. Ribas
1985, Comunicação particular
- Ro 69 - J.R. Rowe e S.G. Prussin
Nucl.Instr. and Meth. 72 (1969) 25
- Ro 70 - R.G.H. Robertson e R.G. Summers-Gill
Can. Journal of Phys. 49 (1970) 1186
- Ro 74 - R.L. Robinson, H.J. Kim e J.L.C. Ford Jr.
Phys.Rev. C9 (1974) 1402
- Ro 75 - V.H. Rotberg
Dissertação de Mestrado, 1975, IFUSP
- Sa 74 - O. Sala e G. Spalek
Nucl.Instr. and Meth. 122 (1974) 213

- Sa 76 - D.G. Satantites, J. Urbon e L.L. Rutledge
Phys.Rev. C14 (1976) 1412
- Sc 77 - W.U. Schröder e J.R. Huizenga
Ann.Rev.Nucl.Sci. 27 (1977) 465
- Se 67 - G.G. Seaman, E.M. Bernstein e J.M. Palms
Phys.Rev. 161 (1967) 1223
- Sm 68 - D.L. Smith, H.J. Young e H.A. Enge
Nucl.Phys. A116 (1968) 545
- St 67 - V.M. Strutinsky
Nucl.Phys. A95 (1967) 420
- St 70 - E. Storm e H.I. Israel
Nucl. Data Tables A7 (1970) 565
- St 80 - R.G. Stokstad, Y. Eisen, S. Kaplanis, D. Pelte, U.
 Smilansky e I. Tserruya
Phys.Rev. C21 (1980) 2427
- St 81 - R.G. Stokstad e E.E. Gross
Phys.Rev. C23 (1981) 281
- St 81a - R.G. Stokstad
Nukleonika 26 (1981) 373
- St 84 - S.G. Steadman, ed.
 "Fusion Reactions Below the Coulomb Barrier"
Lectures Notes in Physics (1984), Springer, Berlin
- Sw 72 - W.J. Swiatecki
J. de Physique 33 (1972) C5
- Te 85 - C.F. Tenreiro e G. Ramirez
 1985, *Comunicação particular*
- Tr 75 - J.P. Trentelman, B.E. Cooke, J.R. Leslie, W. McLatchie
 e B.C. Robertson
Nucl.Phys. A246 (1975) 457
- Va 81 - L.C. Vaz, J.M. Alexander e G.R. Satcheler
Phys.Rep. 69 (1981) 373
- Vi 79 - N.D. Vieira Jr.
Dissertação de Mestrado, 1979, IFUSP

- Wa 59 - A.H. Wapstra, G.J. Nijgh e R. Lieshout
"Nuclear Spectroscopy Tables", 1959, North-Holland
- Wa 77 - E.K. Warburton, J.W. Olness, A.M. Nathan, J.J. Kolata
e J.B. McGrory
Phys.Rev. C16 (1977) 1027
- Wa 78 - E.K. Warburton, J.W. Olness, A.M. Nathan e A.R. Polet
ti
Phys.Rev. C18 (1978) 1637
- We 77 - J.C. Wells, L.G. Fugate, R.O. Sayer, R.L. Robinson,
H.J. Kim, W.T. Milner, G.J. Smith e R.M. Ronningen
Phys.Rev. C16 (1977) 2259
- Wo 73 - C.Y. Wong
Phys.Rev.Lett. 31 (1973) 766
- Xe 71 - A.C. Xenoulis e D.G. Sarantites
Nucl.Phys. A170 (1971) 369
- Ze 75 - A.F. Zeller, G.R. Choppin, H.S. Plendl e C.I. Delaune
Phys.Rev. C12 (1975) 124
- Zi 72 - J.G. Ziegler
Nucl. Data Sheets 25 (1972)