UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

MEDIDAS DAS DISTRIBUIÇÕES DAS BARREIRAS DE FUSÃO PARA OS SISTEMAS $^{16,18}O + ^{58,60}Ni$

Rone Flavio Simões
Orientador: Prof. Dr. Edilson Crema

SBI-IFUSP
305M810T3738

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Banca Examinadora:
Prof. Dr. Edilson Crema - IFUSP
Profa. Dra. Maria Carolina Nemes - UFMG
Prof. Dr. Paulo Roberto S. Gomes - UFF
Profa. Dra. Alinka Lepine - IFUSP
Prof. Dr. Dirceu Pereira - IFUSP

SÃO PAULO
-2002-

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3738
ex. 1

def. 06/11/02

539.75
S593m
D
ex. 1

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

Simões, Rone Flávio

Medidas das distribuições das barreiras de fusão para os sistemas 'ANTPOT.16, 18 O' + 'ANTPOT.58, 60 Ni'. São Paulo 2002.

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

Orientador: Prof. Dr. Edilson Crema
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Reações nucleares; 2. Cálculo de canais acoplados; 3. Função de excitação quase-elástica; 4. Secção de choque de fusão.

USP/IF/SBI-066/2002

À Solange, Dmitri e Henrique

Agradecimentos

Gostaria de agradecer ao Prof. Dr. Edilson Crema pela orientação e dedicação que foram fundamentais para a realização deste trabalho.

Aos meus colegas de grupo, Sr. Davi, Julian, Luiz, Laura e Alexsandro, pelo apoio, discussões e períodos de máquina, meus sinceros agradecimentos.

Ao Prof. Dr. Jesus Lubian, da UFF-RJ, agradeço pelo auxílio nos cálculos realizados com o programa *FRESCO*.

A todos os professores, técnicos e bolsistas agradeço pelo auxílio durante todo o projeto.

Ao Prof. Dr. Nemitala Added, em especial, gostaria de agradecer pelo apoio nos programas de aquisição e momentos difíceis nos períodos de máquinas.

Minha sincera gratidão ao Dr. Júlio César, Ivanine e aos meus pais, pelo incentivo e apoio.

Agradeço à FAPESP pelo financiamento do projeto.

Em especial, à minha esposa, Solange, que com seu amor, carinho e amizade, me incentivou incondicionalmente, e aos meus filhos, gostaria de transmitir minha mais sincera gratidão.

Resumo

Funções de excitação para o espalhamento quase-elástico foram medidas com alta precisão e em passos de energia de 500 keV para os sistemas $^{16,18}O +^{58,60} Ni$. Dessas funções de excitação foram extraídas as distribuições de barreiras de fusão.

Cálculos de canais acoplados foram realizados com o objetivo de evidenciar os canais responsáveis pelas estruturas observadas nas distribuições. Foram usados dois códigos computacionais, o CCFULL e o FRESCO, e os resultados foram similares. Comparamos D^{fus} com D^{qe} fornecidas pelo programa FRESCO para todos os sistemas e verificamos que são praticamente idênticas, confirmando que a aproximação $D^{fus} = D^{qe}$ deve ser válida para esta região de massa.

O que podemos concluir com o CCFULL é que o *stripping* de alfa para o sistema $^{16}O+^{58}Ni$ é o canal de transferência mais importante em energias acima da barreira. Embora o cálculo com o FRESCO tenha mostrado que a importância desse canal é pequena. Para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$, o canal com acoplamento mais forte é o *pickup* de alfa. Para os dois outros sistemas, $^{18}O +^{58,60} Ni$, foi verificado que o canal de transferência *stripping* de um nêutron tem forte influência sobre a forma das distribuições da barreira.

Além dos canais de transferência, em todos os sistemas verificamos que a excitação do alvo é um canal de reação importante nos acoplamentos que originam as distribuições de barreiras obtidas experimentalmente.

Abstract

Excitation functions for quasi-elastic scattering were measured with high precision with energy steps of 500 keV for the $^{16,18}O +^{58,60} Ni$ systems. Fusion barrier distributions were extracted from the excitation functions.

Coupled channel calculations were used in order to determine which channels are responsible for the structures observed in the experimental distributions. Two computation codes were used: CCFULL and FRESCO. Their results are similar. We compared D^{fus} with D^{qe} obtained with FRESCO and we have concluded that they are practically identical for all systems. This is a confirmation that the approximation $D^{fus} = D^{qe}$ is reasonable in this mass region.

The first conclusion with CCFULL code is that alpha stripping for the $^{16}O+^{58}Ni$ system is the channel transfer most important at above barrier energies. However, the calculation with FRESCO showed that it has only minor importance. For the $^{16}O +^{60} Ni$ system, the more expressive transfer channel is alpha pickup. In the two other systems, $^{18}O +^{58,60} Ni$, we observed that one-neutron stripping has a strong influence on the barrier distributions. Beside the transfer channels, the target inelastic excitation is a very important reaction channel in all systems.

Conteúdo

1 Motivação. **1**

1.1 Breve Histórico 3

2 Introdução Teórica. **8**

2.1 Modelo de Wong para cálculo da secção de choque de fusão 9

2.2 Formalismo de canais acoplados 13

2.3 Representações da distribuição de barreiras para a fusão e para o espalhamento quase-elástico 22

2.4 Extração da distribuição de barreiras a partir dos dados experimentais 27

3 Parte Experimental. **30**

3.1 Fusão ***versus*** reações quase-elásticas 31

3.2 Arranjo Experimental 34

3.3 Montagem da eletrônica e programas de aquisição 42

3.4 Resultados Experimentais 45

4 Análise de Dados e Discussão. **60**

4.1 Distribuição de Barreiras de fusão ***versus*** distribuição de Barreiras quase-elástica 61

4.2 Análise teórica com o programa CCFULL 66

4.2.1 Sistema $^{16}O +^{58} Ni$ 70

4.2.2 Sistema $^{16}O +^{60} Ni$ 75

4.2.3 Sistema $^{18}O +^{58} Ni$ 80

4.2.4 Sistema $^{18}O +^{60} Ni$ 86

4.3 Análise teórica com o programa FRESCO 90

4.3.1 Sistema $^{16}O +^{58} Ni$ 94

4.3.2 Sistema $^{16}O +^{60} Ni$ 109

4.3.3 Sistema $^{18}O +^{58} Ni$ 119

4.3.4 Sistema $^{18}O +^{60} Ni$ 130

5 Conclusões e perspectivas. **141**

Bibliografia. 147

Capítulo 1

Motivação.

"O conhecimento é finito, o desconhecimento, infinito; intelectualmente permanecemos em uma ilhota dentro de um oceano ilimitado de inexplicabilidade. Nosso objetivo em todas as gerações é reivindicar por um pouco mais de terra."

T. H. Huxley, 1887

A fusão de núcleos em energias muito menores do que a barreira coulombiana foi um dos principais processos responsáveis pela síntese dos elementos no universo primitivo. Por isso, tanto a Astrofísica Nuclear como os projetos para produzir em laboratório novos elementos superpesados ou núcleos exóticos depositam grande esperança no estudo da fusão nuclear subcoulombiana. Atualmente, devido à in-

tensa atividade dessas três áreas de pesquisa em todo o mundo, a fusão nuclear subcoulombiana também passa por um momento de vivo desenvolvimento.

A produção de núcleos superpesados, por exemplo, é feita também à partir da fusão subcoulombiana de núcleos pesados. No entanto, tais medidas esbarram numa dificuldade experimental que é o enorme tempo de máquina exigido para a observação de uns poucos eventos, devido às diminutas secções de choque de fusão. É evidente que uma informação exata sobre a dimensão dessas secções de choque só pode ser obtida experimentalmente *a posteriori*, após vários dias de medida. Todavia, acreditamos que há uma maneira de se optar, com relativa segurança, pela combinação projétil-alvo mais conveniente.

Um fenômeno que estamos estudando há muitos anos pode contribuir muito nessas pesquisas: o acoplamento da fusão com canais diretos de reação. Um pequeno detalhe de estrutura nuclear de um dos participantes da reação pode provocar uma elevação de várias ordens de grandeza da secção de choque de fusão em relação a um sistema vizinho. Uma reação de transferência de nêutrons, vibrações na superfície nuclear, uma excitação coulombiana, ou uma transferência de uma alfa podem servir de porta privilegiada para a fusão, como uma espécie de estágio anterior à fusão. Um estudo minucioso numa certa região de massa, que identifique qual desses processos é mais importante, pode indicar a estrutura nuclear conveniente de projéteis e alvos de regiões de massa mais elevada (e análoga). Essa extrapolação pode, às vezes, economizar dias de máquina na síntese de um elemento.

Os problemas que têm impedido esse tipo de preparação para uma longa experiência de síntese são basicamente dois: primeiro, e mais importante, é a precariedade na identificação, sem ambigüidade, do processo intermediário que precede a fusão; e, segundo, é a extensão do trabalho sistemático a ser desenvolvido, pois envolve medidas de fusão com secções de choque de poucos milibarns na direção dianteira, onde o espalhamento elástico é muito intenso. A determinação inequívoca desses processos, por meio da resolução do problema do acoplamento de canais de reação à fusão, significaria um grande avanço da própria Física Nuclear. Meu trabalho tem a finalidade de colaborar na busca do melhor entendimento das reações nucleares de fusão.

1.1 Breve Histórico

A compreensão do processo de fusão nuclear remonta à origem da mecânica quântica ou, mais precisamente, ao tunelamento quântico. Este fenômeno, tão fundamental em problemas físicos e químicos, foi comprovado experimentalmente pela primeira vez no decaimento de partículas alfas [1]; processo análogo foi descrito para fusão nuclear. Até cerca de vinte anos atrás, reações de baixa energia eram analisadas em termos de um modelo simples, consistindo basicamente de um potencial real unidimensional, formado por um potencial nuclear atrativo e um potencial de Coulomb repulsivo. O potencial era descrito por poucos parâmetros que podiam ser

variados para ajustar a secção de choque medida. Uma sistemática completa sobre os efeitos de cada parâmetro foi muito bem discutida por *Vaz et al* [2].

Contudo vários experimentos mostraram que as secções de choque de fusão para sistemas de peso médio eram, em geral, muito maiores que os esperados por este modelo simples [3]. Esse resultado demonstrou que o modelo simples unidimensional é muito limitado. Ou seja, existem outros graus de liberdade do sistema que não estão sendo considerados no modelo mais simples. Entre as tentativas de explicar este efeito, existem estudos sobre a vibração de superfície do núcleo [4], a deformação estática do núcleo [5], o acoplamento de canais de reação [6, 7], a formação de pescoço [8] e fluxo de nêutrons [9].

Dentre os modelos citados acima, o cálculo de canais acoplados tem sido muito usado para estudar reações de fusão abaixo da barreira coulombiana. Estes cálculos requerem computadores com alta velocidade de cálculo, o que só foi possível mais recentemente, há cerca de 15 anos. Como a função de excitação de fusão é, em geral, uma função suave, a influência dos canais acoplados ficavam, muitas vezes, mascaradas, gerando ambigüidades quanto aos canais mais relevantes. Contudo, este problema diminuiu a partir de 1991, com a idéia da distribuição de barreiras [11]. A distribuição de barreiras de fusão é extraída da própria função de excitação por meio da segunda derivada da secção de choque experimental pela energia. Desta forma, pequenas variações na função de excitação são evidenciadas com a segunda derivada. Assim, as ambigüidades citadas acima podem ser esclarecidas. Isto fez

da distribuição de barreiras, aliada aos cálculos de canais acoplados, uma poderosa ferramenta para o estudos da fusão entre íons pesados, motivando medidas de secções de choque de alta precisão, necessárias para a sua extração através das derivadas. A distribuição de barreiras pode ser vista como uma "*impressão digital*" do sistema, isto porque ela revela características exclusivas de cada sistema.

Mais recentemente, uma outra forma de extrair as distribuições de barreiras de fusão foi proposta [10]. Consiste em medir a função de excitação dos processos quase-elásticos (que incluem os elástico, inelásticos e as transferências) ao invés de medir diretamente os resíduos de evaporação, sendo que a distribuição de barreiras é calculada como uma derivada simples da razão da secção de choque quase-elástica pela de Rutherford.

O presente trabalho tem por objetivo extrair as distribuições de barreiras de fusão a partir da função de excitação dos processos quase-elásticos para os sistemas $^{16,18}O +^{58,60} Ni$. Estes sistemas são bem interessantes, sendo que uma das características é o de possuírem $Z_1 Z_2 < 250$, pois acreditava-se que não haveria estruturas na distribuição de barreiras destes sistemas [12]. As estruturas nucleares dos núcleos escolhidos também merecem destaque. O ^{16}O, por exemplo, possui dupla camada fechada, tanto em prótons quanto em nêutrons, sendo portanto muito estável. O ^{58}Ni e o ^{18}O também possuem a camada de próton fechada e ambos têm um par de nêutrons fora da camada fechada de nêutrons. Estes dois nêutrons externos, que são mais fracamente ligados ao caroço do que os outros nêutrons do caroço, pode-

riam ser mais facilmente transferidos durante uma reação. O ^{60}Ni possui quatro nêutrons externos. Este conjunto de sistemas possui vários detalhes curiosos, como por exemplo, o $^{18}O +^{58} Ni$, ambos têm pares de nêutrons fora da camada e, então, a reação se dá entre semelhantes. Qual é a reação de transferência mais provável: o *stripping* ou o *pickup* de nêutrons? São quetões que esperamos responder.

Um outro aspecto que merece ser melhor analisado é a dependência das transferências com o Q da reação [6]. Sabemos que o favorecimento de um determinado canal de transferência depende de uma série de fatores e não somente do Q, mas podemos usá-lo como um primeiro indicativo dos canais mais prováveis. Desta forma, os $Q's$ de reações para os sistemas $^{16}O +^{58,60} Ni$ são todos negativos, enquanto que para os outros dois sistemas existem canais com $Q's$ positivos. Isso pode trazer alguma informação para o entendimento da dinâmica da reação. Até que ponto o valor de Q é um parâmetro seguro na indicação de canais de reação mais prováveis?

O estudo das reações de transferência pode revelar a sua importância na formação do núcleo composto, sendo a compreensão destes processos útil no estudo de outros sistemas mais pesados.

O nosso grupo já vem realizando estudos nesta área. Recentemente o Sr. Julian M. B. Shorto apresentou sua dissertação de mestrado extraindo as distribuições de barreiras de fusão para os sistemas $^{16,18}O +^{63} Cu$ [13]. Estes sistemas possuem uma peculiaridade por causa do cobre, que tem um próton fora da camada fechada, ou

seja, podemos imaginá-lo como sendo um níquel com um próton externo. Estudos futuros pretendem estabelecer as relações entre o meu trabalho e o do Sr. Julian M. B. Shorto.

Para sistemas mais pesados, o nosso grupo mediu os sistemas $^{16,18}O +^{92} Mo$, apresentada como dissertação de mestrado do Sr. Davi S. Monteiro [14]. O ^{92}Mo possui camada fechada em nêutron, portanto bem estáveis em nêutrons.

Dessa forma estamos colaborando com os esforços para o entendimento da dinâmica de reações nucleares.

Capítulo 2

Introdução Teórica.

— Gato Cheshine... quer fazer o favor de me dizer qual o caminho que devo tomar?

— Isto depende muito do lugar para onde você quer ir — disse o Gato.

— Não me interessa muito para onde... — disse Alice.

— Não tem importância então o caminho que você tomar — disse o Gato.

— ...contanto que eu chegue a algum lugar — acrescenta Alice como uma explicação.

— Ah, disso pode ter certeza — disse o Gato — desde que caminhe bastante.

Lewis Carroll — Alice no país das maravilhas

2.1 Modelo de Wong para cálculo da secção de choque de fusão

Em 1973, C.Y.Wong [15] deduziu uma expressão para a secção de choque de fusão utilizando um potencial harmônico invertido como modelo para a barreira do potencial. A secção de choque de fusão é representada pela equação abaixo:

$$\sigma_{fus} = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l = \pi \lambda\!\!\!^{-2} \sum_{l=0}^{\infty} \sigma_l \tag{2.1}$$

onde $\lambda\!\!\!^{-}$ é o comprimento de onda assintótico e T_l é o coeficiente de transmissão da barreira de fusão para a onda parcial l. Se mudarmos T_l para a probabilidade de absorção de uma barreira parabólica invertida, obteremos a equação de Wong para a secção de choque. Então, para uma dada energia E, a probabilidade de absorção $P(l, E)$ para a absorção da l-ésima onda parcial é dada pela fórmula de Hill-Wheeler [16]:

$$P(l, E) = \left\{ 1 + \exp\left[\frac{2\pi(B_l - E)}{\hbar\omega_l} \right] \right\}^{-1} \tag{2.2}$$

onde B_l é a altura da barreira para o momento angular l.

Assim, a secção de choque de fusão é:

$$\sigma_{fus} = \frac{\pi}{k^2} \sum_l \frac{2l+1}{1 + \exp[2\pi(B_l - E)/\hbar\omega_l]} \tag{2.3}$$

Supondo, por simplicidade, que ambos os núcleos sejam esféricos, o potencial efetivo de reação pode ser escrito como:

$$V(r) = \frac{-V_0}{1+\exp\left[\frac{r-R_1-R_2}{a}\right]} + \left(\frac{2}{3} - \frac{1}{2}\frac{r^2}{R^2}\right)\frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \qquad r \leq R$$

$$V(r) = \frac{-V_0}{1+\exp\left[\frac{r-R_1-R_2}{a}\right]} + \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}, \qquad r \geq R \tag{2.4}$$

onde R_1 e R_2 são os raios dos núcleos, $R = R_1 + R_2$ e μ é a massa reduzida. A figura 2.1 mostra o cálculo deste potencial para o sistema $^{16}O + ^{58}Ni$, onde as contribuições nucleares e coulombianas podem ser observadas. A barreira de interação para a l-ésima onda parcial é:

$$B_l = V(R_l) \tag{2.5}$$

e portanto,

$$\left[\frac{dV(r)}{dr}\right]_{R_l} = 0 \tag{2.6}$$

e

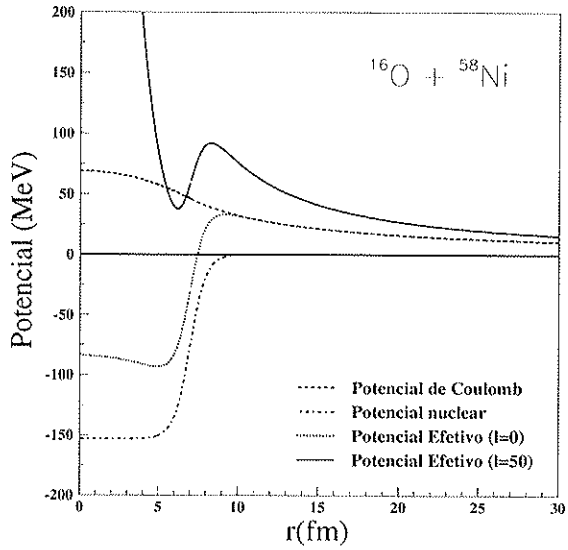

Figura 2.1: Representação ilustrativa do potencial efetivo apresentada pela equação 2.4, com $V_0 = 150$ MeV, $r_0 = 1,2$ fm, $a_0 = 0,5$ fm.

$$\hbar\omega_l = \hbar \left[\left. \frac{d^2V(r)}{dr^2} \right|_{R_l} \frac{1}{\mu} \right]^{1/2} \tag{2.7}$$

No caso de reações entre íons pesados, podemos transformar a soma da equação 2.1 em uma integral e, com outras pequenas alterações, como por exemplo $\omega_l \approx \omega_0$, obtemos, para núcleos esféricos:

$$\sigma_{fus}(E) = \left(\frac{R_0^2 \hbar\omega_0}{2E} \right) \ln \left\{ 1 + \exp \left[2\pi \frac{(E - B_0)}{\hbar\omega_0} \right] \right\} \tag{2.8}$$

Para grandes valores de E, ou seja, $E \gg B_0$, o resultado acima reduz à fórmula bem conhecida da aproximação clássica:

$$\sigma_{fus}(E) = \pi R_0^2 \left(1 - \frac{B_0}{E}\right) \tag{2.9}$$

Já para o caso em que temos $E \ll B_0$, ou seja, energias baixas, a secção de choque de fusão será:

$$\sigma_{fus}(E) = \frac{R_0^2 \hbar\omega_0}{2E} \exp\left[-\frac{2\pi}{\hbar\omega_0}(B_0 - E)\right] \tag{2.10}$$

A expressão acima representa justamente, em primeira aproximação, a secção de choque de fusão para energias abaixo da barreira coulombiana.

Podemos fazer uma generalização para núcleos deformados, onde a influência da deformação não pode ser desprezada. Para isso deve-se acrescentar o parâmetro de deformação em ordens superiores do potencial nuclear e coulombiano, bem como definir um ângulo de orientação dos núcleos com respeito ao eixo de colisão.

Este modelo consegue ajustar a forma geral da secção de choque de fusão experimental, principalmente para energias de projétil acima da barreira de reação. Para energias menores que a barreira, o resultado do modelo geralmente fica abaixo das medidas experimentais, sendo que em alguns casos até três ordens de grandeza. Este resultado é conhecido como favorecimento da secção de choque de fusão, ou *"enhancement"* da fusão. Como exemplo deste fenômeno nos isótopos de samário, ver a referência [17]. Este resultado pode ser visto como a evidência da existência de mais graus de liberdade relevantes que não estão sendo levados em consideração

no modelo de Wong: os graus internos de liberdade do sistema.

Assim, o favorecimento da fusão tem sido relacionado com efeitos de vibração de superfície [4], deformação estática [5], acoplamento de canais de reação [6, 7], formação de pescoço [8] e fluxo de nêutrons [9].

Graças aos progressos na área computacional, um tratamento mais rigoroso e microscópico do problema tem sido possível com o cálculo de canais acoplados. Acredita-se que canais diretos de reação possam auxiliar o processo de fusão, através de um processo de acoplamento de canais de reação. Contudo, como estes cálculos de canais acoplados são de difícil tratamento, só recentemente os computadores modernos apresentam condições viáveis para a realização mais completa destes cálculos.

2.2 Formalismo de canais acoplados

Colisões entre íons pesados são caracterizadas pela presença de muitos canais de reação abertos. Em energias próximas e abaixo da barreira coulombiana, os processos principais são: o espalhamento elástico, a excitação inelástica, a transferência de um ou mais nucleons e a de fusão completa. Análises tradicionais têm tratado esses processos mais ou menos independentemente. O espalhamento elástico é tratado usando um potencial óptico complexo, onde a parte imaginária leva em conta implicitamente os outros canais de reação. As reações de transferência e excitações inelásticas são consideradas, então, como perturbações sobre o espalhamento

elástico utilizando a aproximação de Born de onda distorcida. A reação de fusão, por outro lado, pode ser descrita através de um modelo unidimensional de penetração de barreira, uma barreira de potencial real.

Recentemente, um quadro mais compreensivo tem sido desenvolvido [18], no qual os processos principais são tratados simultaneamente usando uma abordagem de canais acoplados. O ponto de partida aqui é unicamente um potencial que descreve o espalhamento elástico. Acoplamentos são introduzidos, então, para descrever as excitações inelásticas e as reações de transferência. O processo de fusão é descrito impondo condições de contorno em todos os canais.

O cálculo de canais de reações acoplados CRC projeta a função de onda completa $\bar{\Psi}$ para o espaço $\phi_i \equiv \phi_{ip} \times \phi_{it}$ e a função de onda $\psi_i(\vec{R}_i)$ descreve os seus movimentos relativos:

$$P\bar{\Psi} \equiv \sum_i^N \phi_i \psi_i(\vec{R}_i) \tag{2.11}$$

onde se definem os seguintes projetores:

$$P^2 = P \qquad PQ = QP = 0$$

$$Q^2 = Q \qquad Q = 1 - P$$

A equação 2.11 descreve os canais de entrada e saída.

Para a hamiltoniana completa $\bar{H}$ e a energia total E, se aplicarmos o projetor

P na equação de Schrödinger $[\bar{H} - E]\bar{\Psi} = 0 = [\bar{H} - E](P + Q)\bar{\Psi}$, teremos:

$$[\bar{H} - E]\bar{\Psi} = 0 = [\bar{H} - E](P + Q)\bar{\Psi}$$

$$P\bar{H}(P + Q)\bar{\Psi} - EP(P + Q)\bar{\Psi} = 0$$

$$P\bar{H}(P + Q)\bar{\Psi} - EP\bar{\Psi} = 0$$

$$P\bar{H}P\bar{\Psi} - EP\bar{\Psi} + P\bar{H}Q\bar{\Psi} = 0$$

$$(P\bar{H}P - E)P\bar{\Psi} + (P\bar{H}Q)Q\bar{\Psi} = 0 \tag{2.12}$$

Analogamente, se aplicarmos o projetor Q na equação de Schrödinger, teremos

$$(Q\bar{H}Q - E)Q\bar{\Psi} + (Q\bar{H}P)P\bar{\Psi} = 0 \tag{2.13}$$

$$Q\bar{\Psi} = \frac{1}{E - Q\bar{H}Q}(Q\bar{H}P)P\bar{\Psi} \tag{2.14}$$

Substituindo 2.14 em 2.12 vem que

$$(P\bar{H}P - E)P\bar{\Psi} + (P\bar{H}Q)\frac{1}{E - Q\bar{H}Q}(Q\bar{H}P)P\bar{\Psi} = 0$$

$$\left[E - \underbrace{P\bar{H}P + P\bar{H}Q\frac{1}{Q\bar{H}Q - E - i\epsilon}Q\bar{H}P}_{\mathsf{H}}\right]P\bar{\Psi} = 0 \tag{2.15}$$

Então,

$$[E - \mathsf{H}]\Psi = 0$$

$$[E - \bar{\mathsf{H}}]\bar{\Psi} = [E - \mathsf{H}]\Psi$$

A hamiltoniana modelo $\bar{\mathsf{H}}$ para o *CRC* pode ser projetada para base individual ϕ_i, satisfazendo:

$$H_i - E_i = \langle\phi_i|\mathsf{H} - E|\phi_i\rangle$$

Contudo,

$$H_i - E_i + V_i = \mathsf{H} - E$$

onde V_i é um potencial de interação. Daí $\langle\phi_i|V_i|\phi_i\rangle = 0$, ou seja, os termos diagonais da matriz são nulos.

Se projetarmos a equação de Schrödinger $[E - \mathsf{H}]\Psi = 0$ em diferentes bases ϕ_i encontraremos os seguintes conjuntos de equações:

$$[E_i - H_i]\psi_i(\vec{R}_i) = \sum_{j\neq i}^{j=i-1} \langle\phi_i|\mathsf{H} - E|\phi_j\rangle\psi_j(\vec{R}_j) \tag{2.16}$$

O elemento de matriz $\langle\phi_i|\mathsf{H} - E|\phi_j\rangle$ pode ser representado no sub-espaço ϕ_i ou ϕ_j. Para a segunda representação, que chamaremos de *prior*, teremos:

$$\mathsf{H} - E = H_j - E_j + V_j \tag{2.17}$$

Substituindo este resultado para os elementos de matriz

$$\langle\phi_i|\mathsf{H} - E|\phi_j\rangle = \langle\phi_i|H_j - E_j|\phi_j\rangle + \langle\phi_i|V_j|\phi_j\rangle$$

Logo,

$$\langle\phi_i|\mathsf{H} - E|\phi_j\rangle = \underbrace{\langle\phi_i|\phi_j\rangle}_{K_{ij}}[H_j - E_j] + V_{ij}^{prior} \tag{2.18}$$

Portanto,

$$\langle\phi_i|\mathsf{H} - E|\phi_j\rangle = K_{ij}[H_j - E_j] + V_{ij}^{prior} \tag{2.19}$$

O produto $\langle\phi_i|\phi_j\rangle$ não é necessariamente ortogonal. Contudo, na representação acima (*prior*) podemos garantir que $\langle\phi_2|\phi_1\rangle = 0$, facilitando assim os cálculos uma

vez que não teremos a necessidade de carregar mais termos.

No canal elástico a função de onda é governada pelo potencial óptico, e a função de onda do i-ésimo canal é governada pela equação 2.16.

Por exemplo, para o canal inicial ($i = 1$):

$$[E_1 - H_1]\psi_1(\vec{R}_1) = 0 \tag{2.20}$$

Para o segundo canal ($i = 2$):

$$\begin{aligned}
[E_2 - H_2]\psi_2(\vec{R}_2) &= \langle\phi_2|\mathsf{H} - E|\phi_1\rangle\psi_1(\vec{R}_1) = \\
= \langle\phi_2|V_1|\phi_1\rangle\psi_1(\vec{R}_2) &+ \underbrace{\langle\phi_1|\phi_2\rangle}_{=0}[E_1 - H_1]\psi_1(\vec{R}_1) = \\
&= \langle\phi_2|V_1|\phi_1\rangle\psi_1(\vec{R}_1) = V_{21}^{prior}\psi_1(\vec{R}_1)
\end{aligned}$$

Para o canal final ($i = N$):

$$[E_N - H_N]\psi_N(\vec{R}_N) = \sum_{j=1}^{j=N-1} \langle\phi_N|\mathsf{H} - E|\phi_j\rangle\psi_j(\vec{R}_j)$$

Da equação 2.16 podemos deduzir uma hamiltoniana que representa a maior parte dos casos de *CRC*:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dr^2}+\frac{l_i(l_i+1)\hbar^2}{2\mu r^2}+V_N^{(0)}(r)+\frac{Z_P Z_A e^2}{r}+\varepsilon_P+\varepsilon_T-Q-E\right]\psi_i(r) \quad + \\ \sum_j V_{ij}(r)\psi_j(r)=0$$

onde, r é a componente radial;

μ á a massa reduzida do sistema;

E é a energia de bombardeio no centro de massa;

ε_P e ε_T são as energias de excitação do projétil e alvo, para o i-ésimo canal.

V_{ij} são os elementos de matriz da Hamiltoniana acoplada, que no modelo coletivo consiste das componentes nuclear e Coulombiana.

$V_N^{(0)}$ é o potencial nuclear no canal de entrada, por exemplo, do tipo *Wood-Saxon:*

$$V_N^{(0)}(r)=-\frac{V_0}{1+\exp\left[\frac{r-R_0}{a}\right]} \tag{2.21}$$

onde,

$$R_0=r_0(A_P^{1/3}+A_T^{1/3})$$

Resultando em

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l_i(l_i+1)}{r^2}\right]\psi_i(r) + \sum_{j=1}^{M}[U_{ij}(r) + \lambda V_{ij}(r)]\psi_j(r) = 0 \tag{2.22}$$

onde $U_{ij}(r)$ inclui os potenciais ópticos com componentes nuclear e coulombiano.

O problema então resume-se em encontrar λ tal que as equações acima sejam satisfeitas. Impondo as condições de contorno adequadas, estas equações podem ser resolvidas. Por exemplo, considerando

$$\Psi_{M_T}^{\kappa J_T}(\vec{R}_\kappa, \xi_p, \xi_t) = \sum_{\substack{LJ_pJJ_t \\ M\mu_pM_jM_J}} \phi_{J_p}(\xi_p)\phi_{J_t}(\xi_t) i^L Y_L^M(\hat{R}_\kappa \frac{1}{R_\kappa} f_\alpha(R_\kappa))$$
$$\langle LMJ_p\mu_p|JM_J\rangle\langle LMJ_t\mu_t|J_TM_T\rangle$$

onde $\vec{R}_\kappa$ é a coordenada radial do alvo ao projétil na partição κ. ξ_p e ξ_t são as coordenadas internas. f_α é a função de onda radial e $\alpha \equiv \{\kappa pt, (LJ_p)J, J_t; J_T\}$.

A condição de contorno que deve ser satisfeita para o canal de entrada α, f_α é:

$$f_\alpha \underset{R_\kappa < R_m}{=} \frac{i}{2}[\delta_{\alpha\alpha_0} H_{L\eta_\alpha}^{(-)}(K_\alpha R_\kappa) - S_{\alpha_0\alpha} H_{L\eta_\alpha}^{(+)}(K_\alpha R_\kappa)]$$

onde $H_{L\eta_\alpha}^{(\mp)}$ são as funções coulombianas responsáveis pelas condições de contorno

incidente e de saída, respectivamente, e

$$K_\alpha = \sqrt{\frac{2\mu_\kappa}{\hbar^2} E_{\kappa pt}}$$

$\eta_\alpha = \frac{2\mu_\kappa}{\hbar^2} \frac{Z_{\kappa p} Z_{\kappa t} e^2}{2K_\alpha}$ parâmetros de Sommerfield para as funções de onda de Coulomb.

$E_{\kappa pt} = E + Q_\kappa - \varepsilon_p - \varepsilon_t$ é comportamento assintótico da energia.

A seção de choque é calculada por:

$$\sigma = \frac{1}{k^2} \frac{k'}{\mu'} \frac{\mu}{k} \frac{4\pi}{(2J_p+1)(2J_t+1)} \sum_{\alpha\alpha' J_T} (2J_T+1)|S_{J_T}^{\alpha,\alpha'}|$$

onde,

$$S_{J_T}^{\alpha,\alpha'} = \int_0^\infty \langle (LJ_p)J, J_t; J_T|V|(L'J'_p)J', J'_t; J_T\rangle f^{J_T}_{(L'J'_p)J',J'}(R')dR'$$

Sendo $\Psi_{M_T}^{\kappa J_t} = |(LJ_p)J, J_t; J_T\rangle$, outra representação para as funções de onda.

2.3 Representações da distribuição de barreiras para a fusão e para o espalhamento quase-elástico

A idéia das distribuições de barreiras nas reações entre íons-pesados, com o intuito de explicar a fusão entre eles, foi introduzida em 1988 por Stelson *et al* [9]. Para eles a distribuição de barreiras era contínua, de forma que a secção de choque era dada por:

$$\sigma(E) = \int_0^\infty \sigma(E,B)D(B)dB \tag{2.23}$$

onde $\sigma(E,B)$ é a secção de choque (somada sobre todas as ondas parciais l) para uma barreira simples B, e $\int D(B)dB = 1$. Vamos ver a seguir que, uma distribuição de barreiras que seja uma soma de barreiras discretas irá nos fornecer informações importantes com relação ao mecanismo de reação no processo de fusão.

Num quadro puramente clássico, no qual o projétil incidente num alvo pode ser espalhado ou fundir, existe uma relação direta entre a secção de choque de fusão e a secção de choque diferencial do espalhamento elástico, de modo que, qualquer perda nos canais elástico, inelástico ou transferência contribui diretamente para a fusão. A razão $d\sigma_{el}/d\sigma_{Ruth}(E)$ no ângulo de 180° é igual ao coeficiente de reflexão R_0

para momento angular $l = 0$. Já foi mostrado [19] que o coeficiente de transmissão correspondente, T_0, pode ser expresso em termos da seção de choque de fusão σ_{fus}:

$$T_0 = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d(E\sigma_{fus})}{dE} \tag{2.24}$$

onde R é o raio de fusão. A derivada dessa equação, com relação a E, representa a distribuição de barreiras $D^{fus}(E)$ do sistema, dada por:

$$D^{fus}(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = \frac{1}{\pi R^2} \frac{d^2[E\sigma_{fus}(E)]}{dE^2} \tag{2.25}$$

que, no caso clássico, uma vez que o coeficiente de transmissão sofre uma variação abrupta, a distribuição de barreiras é representada por uma função delta, conforme os esquemas ***(a)*** e ***(c)*** da figura 2.2. No caso quântico a equação acima também é válida, mas, em razão do tunelamento, o coeficiente de transmissão apresenta uma variação contínua e a distribuição correspondente terá uma forma que se assemelha a uma gaussiana, esquemas ***(b)*** e ***(d)***. Por exemplo, tomando a equação de Wong para a secção de choque de fusão, dada pela equação 2.8, e aplicando a equação 2.25, teremos

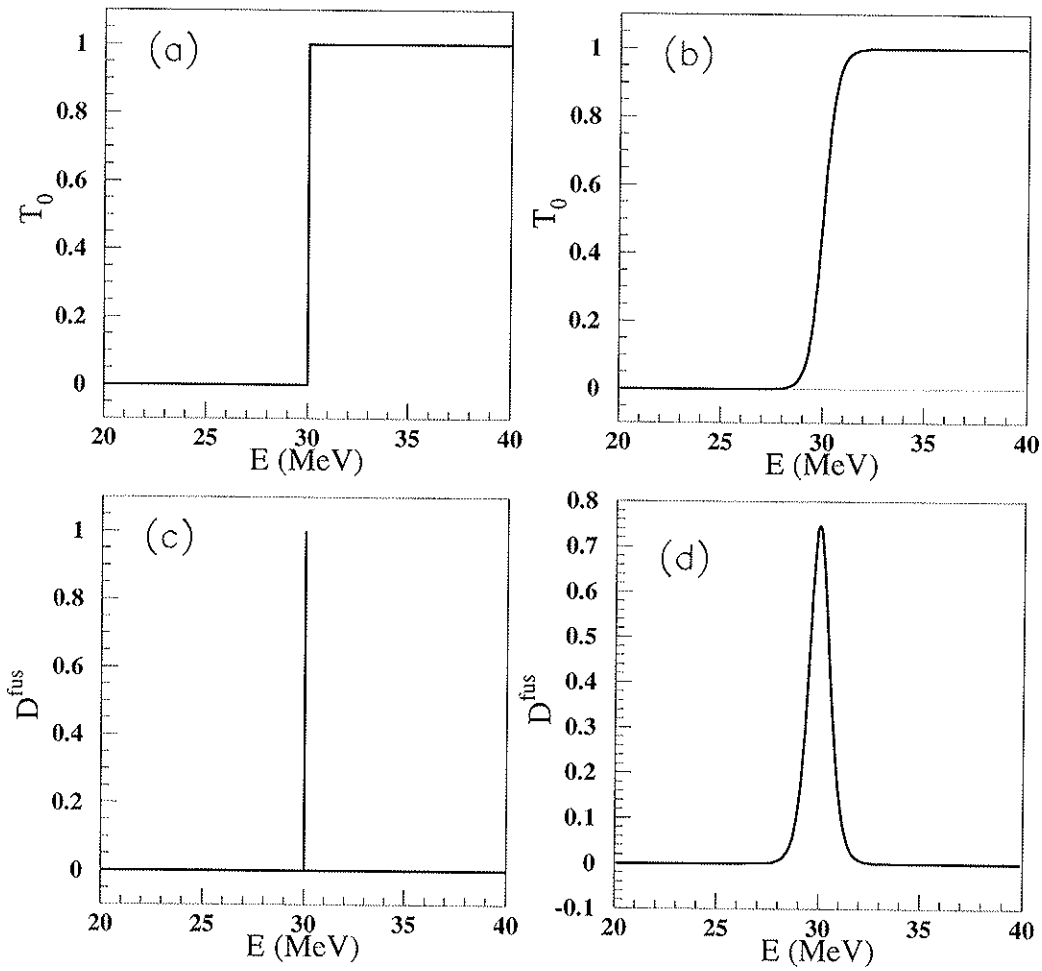

Figura 2.2: Exemplo para os coeficientes de transmissão para o caso clássico **(a)** e para o caso quântico **(b)**. A barreira para o caso clássico é uma função delta, caso **(c)**. No caso quântico a barreira lembra uma gaussiana **(d)**.

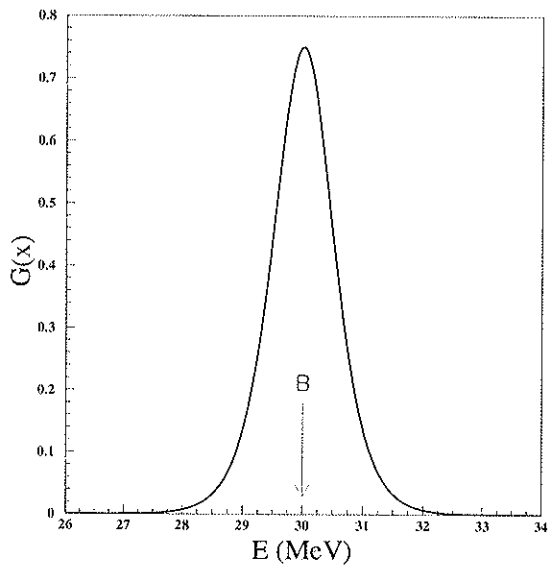

Figura 2.3: Expressão para $G(x)$ extraído a partir da distribuição de barreiras de fusão para a secção de choque de Wong.

$$\frac{1}{\pi R^2}\frac{d^2[E\sigma_{fus}(E)]}{dE^2} = \frac{2\pi}{\hbar\omega}\frac{e^x}{(1+e^x)^2} = G(x)$$

onde $x = (2\pi/\hbar\omega)(E-B)$. Como $G(x)$ é uma função distribuição, então $\int G(x)dE = 1$. Esta função distribuição é mostrada na figura 2.3.

Como $T_0 = 1 - R_0$, segue que

$$D^{fus}(E) \equiv \frac{dT_0}{dE} = -\frac{dR_0}{dE} = -\frac{d}{dE}\left(\frac{d\sigma_{el}}{d\sigma_{Ruth}}\right) \equiv D^{el}(E) \tag{2.26}$$

Não é imediato que as derivações acima possam ser estendidas a situações em que várias barreiras estejam envolvidas. As reações com barreiras múltiplas podem ser aproximadas por um modelo de canais acoplados que considera acoplamentos de um número finito de estados desprezando suas energias de excitação (aproximação adiabática) e usando a aproximação isocentrífuga [20]. Nesse limite, introduzimos pesos (w_α) aos canais, de modo que $\sum_\alpha w_\alpha = 1$. Assim, a distribuição de barreiras fica:

$$D^{fus}(E) = \frac{1}{\pi R^2}\frac{d^2[E\sigma_{fus}(E)]}{dE^2} = \sum_\alpha w_\alpha \frac{d^2[E\sigma^\alpha_{fus}(E)]}{dE^2} = \sum_\alpha w_\alpha D^{fus}_\alpha \tag{2.27}$$

Dentro desse quadro, usando as aproximações adiabática e isocentrífuga podemos definir a secção de choque diferencial, para o espalhamento quase elástico, como a soma das contribuições dos canais elástico, inelásticos e transferências,

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}} = \frac{d\sigma_{el}}{d\sigma_{ruth}} + \sum_{inel}\frac{d\sigma_{inel}}{d\sigma_{ruth}} + + \sum_{transf}\frac{d\sigma_{transf}}{d\sigma_{ruth}} = \sum_\alpha w_\alpha \frac{d\sigma^\alpha_{el}}{d\sigma_{ruth}} \tag{2.28}$$

e, analogamente à equação 2.26, chegar a

$$D^{qel}(E) \equiv -\frac{d}{dE}\left(\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}}\right) = \sum_{\alpha} w_{\alpha} D_{\alpha}^{el} \tag{2.29}$$

que define a distribuição de barreira em termos do espalhamento quase-elástico.

Em seu artigo original, Rowley [11] propõe a extração das distribuições de barreiras de fusão dos próprios dados experimentais, para depois comparar com o resultados de simulações realizados com códigos computacionais. A dificuldade deste método reside no fato que a secção de choque de fusão deve ser medida em passos muito finos de energia e com alta precisão, pois devemos realizar derivadas sobre os pontos experimentais.

2.4 Extração da distribuição de barreiras a partir dos dados experimentais

Secções de choque experimentais podem ser determinadas somente num número finito de energias. Através da função de excitação de fusão, com pequenos passos de energia, a distribuição de barreiras pode ser extraída calculando-se a segunda derivada de σE de forma discreta, ou seja, através da diferença entre os pontos experimentais.

Suponha que um conjunto com N pontos seja a função de excitação de fusão

para um sistema qualquer. O valor da distribuição de barreira para uma energia E, correspondente ao i-ésimo ponto, é dada pela segunda derivada de σE para este ponto. Como se trata de pontos discretos, teremos que energia $E = \frac{E_{i-1}+2E_i+E_{i+1}}{4}$ e a segunda derivada para esta energia é:

$$\frac{d^2[E_i\sigma(E_i)]}{dE^2} = \frac{2}{(E_{i+1}-E_{i-1})}\left\{\frac{[E_{i+1}\sigma(E_{i+1})]-[E_i\sigma(E_i)]}{(E_{i+1}-E_i)} - \frac{[E_i\sigma(E_i)]-[E_{i-1}\sigma(E_{i-1})]}{(E_i-E_{i-1})}\right\} \tag{2.30}$$

Em razão deste método introduzir alguma aproximação, é essencial tratar tanto as secções de choque experimentais como as calculadas do mesmo modo quando quisermos comparar experimento e teoria. Para dados com passos de energia iguais, $\triangle E = (E_i - E_{i-1}) = (E_{i+1} - E_i)$ a expressão acima se reduz a

$$\frac{d^2[E_i\sigma(E_i)]}{dE^2} = \frac{[E_{i+1}\sigma(E_{i+1})]-2[E_i\sigma(E_i)]+[E_{i-1}\sigma(E_{i-1})]}{\triangle E^2} \tag{2.31}$$

Então, a incerteza estatística associada com a segunda derivada na energia E é dada por

$$\delta_c \cong \left(\frac{E}{\triangle E^2}\right)[(\delta_\sigma)^2_{i-1} + 4(\delta_\sigma)^2_i + (\delta_\sigma)^2_{I+1}]^{1/2} \tag{2.32}$$

a qual é proporcional à energia.

No caso da distribuição de barreiras extraída dos dados do espalhamento quase-elástico, a derivada D^{qel} é dada por

$$D^{qel}(E_i) = \left[\frac{(\sigma_{qel}/\sigma_{ruth})_{i+1} - (\sigma_{qel}/\sigma_{ruth})_{i-1}}{E_{i-1} - E_{i+1}}\right] \tag{2.33}$$

O erro estatístico associado é dado por

$$\delta_{D^{qel}}(E_i) = \frac{1}{\triangle E}\sqrt{\delta^2_{\sigma_{qel}/\sigma_{ruth}}(i+1) + \delta^2_{\sigma_{qel}/\sigma_{ruth}}(i-1)} \tag{2.34}$$

o qual não depende da energia, ao contrário do caso da fusão.

Fazendo uma análise qualitativa entre os dois cálculos de incertezas, vemos que no caso da equação da fusão as barras de erros são maiores para energias altas, enquanto que no segundo caso só dependerá das incertezas estatísticas dos dados.

Capítulo 3

Parte Experimental.

"Que fazem, que são

as coisas não testadas como coisas,

minerais não descobertos — e algum dia

o serão?"

Carlos Drummond de Andrade

Este capítulo é dedicado à parte experimental. Inicialmente justifico a opção por medir os processos quase-elástico ao invés da fusão, as diferenças entre os dois e os cuidados tomados. Descrevo o arranjo experimental em detalhes, as facilidades do laboratório, a montagem da eletrônica etc. Em outra seção mostro alguns espectros e extraio a função de excitação. Finalizando o capítulo, discuto estas distribuições.

3.1 Fusão *versus* reações quase-elásticas

Em primeiro lugar, como foi visto no capítulo anterior, podemos notar que as distribuições de barreiras de fusão podem ser extraídas tanto através da função de excitação de fusão quanto pela função de excitação quase-elástica. Normalmente as medidas de fusão seriam, em princípio, mais recomendadas. Contudo, as medidas de fusão devem ser tomadas com grande precisão e em pequenos passos de energia, requisito necessário para extrair a segunda derivada, já discutido no capítulo anterior. Portanto estas medidas só poderiam ser realizadas medindo-se diretamente os resíduos de evaporação, pois as medidas indiretas não fornecem precisão suficiente. Tais medidas são muito difíceis de serem realizadas com os métodos convencionais de detecção porque demandariam um tempo de máquina impraticável.

Um método engenhoso para realizar estas medidas é o emprego de defletores que são capazes de separar espacialmente os processos mais prováveis (como o espalhamento elástico e quase-elástico) dos resíduos de evaporação [21, 22]. Um tipo deste dispositivo, o filtro de velocidades, é munido de campos elétrico e magnético perpendiculares entre si, de forma que, para uma partícula carregada que entra no filtro com velocidade v, as forças elétrica e magnética sejam contrárias. Assim, existirá uma competição entre estas duas forças, dada pela força de Lorentz. Há uma velocidade da partícula carregada para a qual ela não sofrerá deflexão, ou seja, a força resultante será nula, independente da carga e massa da partícula. A esta ve-

locidade é dado o nome de *velocidade de filtro* (v_{filtro}) e é fácil mostrar, a partir da força de Lorentz, que ela é calculada por $v_{filtro} = E/B$, onde E é o módulo do campo elétrico e B o módulo do campo magnético. Analisando qualitativamente, se escolhermos uma *velocidade de filtro* que esteja entre a velocidade média dos resíduos de evaporação e a dos processos elástico-inelásticos poderemos provocar uma separação entre os dois processos. Isto porque, para partículas com velocidade maior que v_{filtro}, a força magnética será maior que a elétrica e a partícula será desviada para o sentido da força magnética, caso contrário a força elétrica será maior e as partículas se desviarão para o sentido da força elétrica. Assim, após a separação, os resíduos de evaporação atingem um detector enquanto que as outras partículas podem ser obstruídos por um anteparo. Com este sistema é possível realizar medidas dos resíduos de evaporação com alta intensidade de feixe e próximo a zero grau sem por em risco o detector. Portanto, em pouco tempo, pode-se obter dados precisos e em quantidade suficiente para serem usados pelo modelo de distribuição de barreiras. Medidas com este sistema têm sido feito desde 1991 [12, 23] demonstrando sua eficácia. A figura 3.1 ilustra muito bem o arranjo experimental usado para medir os resíduos de evaporação usando este filtro. Na câmara de espalhamento disponível no Laboratório Pelletron, usando essa configuração, a identificação dos resíduos exige a utilização de feixe pulsado, pois devido às pequenas dimensões da câmara a separação não acontece de forma satisfatória. Os espectros de **TOF** *versus* perda de energia no detector permitem a identificação das massas mesmo sem uma

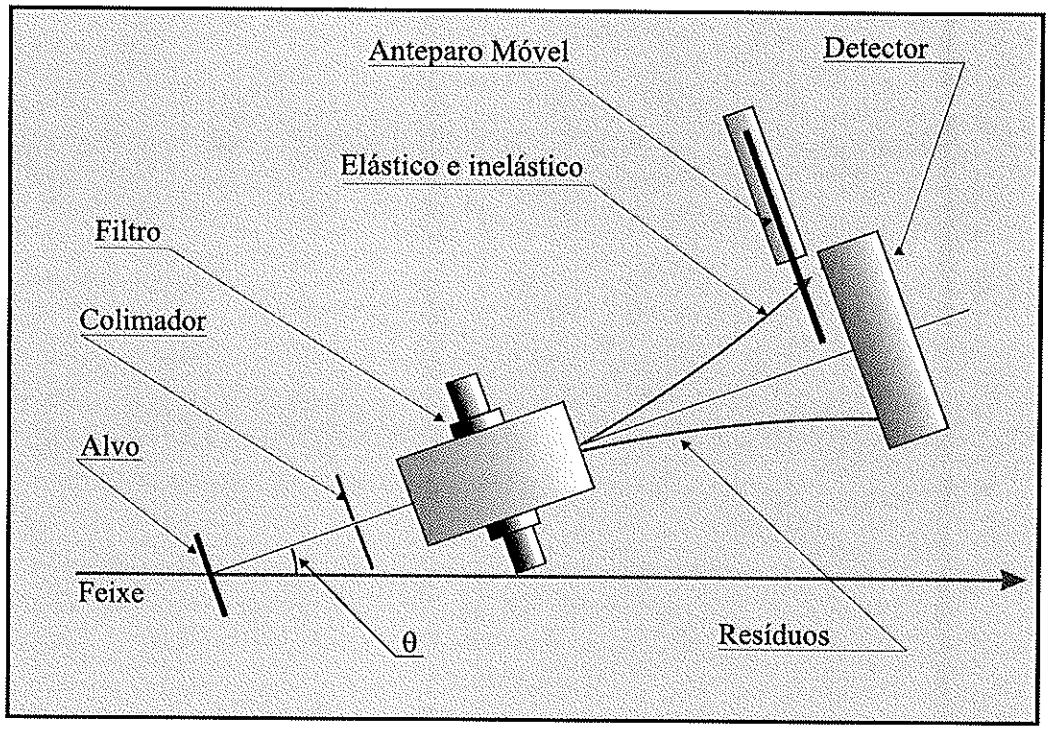

Figura 3.1: Arranjo experimental usado para medir resíduos de evaporação usando o filtro de velocidades. Note que após o filtro, os processos rápidos (elástico e inelásticos) são obstruídos para impedir que atinjam o detector, danificando-o. Por sua vez, apenas os resíduos de evaporação chegam ao detector, mesmo para ângulos próximos a zero grau.

completa separação espacial.

Além disso, um outro entrave que surge com este método, que discutirei em outra seção, é o aumento na incerteza da distribuição de barreiras para energias acima da barreira coulombiana que, para alguns sistemas, poderá mascarar alguma estrutura importante. Todo este aparato experimental representado na figura 3.1 foi por mim construído. O filtro e o anteparo no mestrado [22] e o detector durante o doutorado [24]. Nosso intuito era medir as distribuições de barreiras com os dois métodos e realizar uma comparação dos resultados. No entanto, o sistema de pulsação de feixe

não esteve disponível durante o período do trabalho, o qual ficou restrito às medidas quase-elásticas.

O método de se extrair a distribuição de barreiras de fusão pela função de excitação dos processos quase-elásticos torna o arranjo experimental bem mais simplificado. Basta um detector proporcional $E - \Delta E$, montado num ângulo mais próximo possível de 180° e um monitor para a normalização. Uma corrente alta de feixe é necessária porque as secções de choque dos processos quase-elásticos são baixas para ângulos tão altos. Mas, ao contrário do caso anterior, isso não traz nenhum problema aos detectores.

3.2 Arranjo Experimental

As medidas foram realizadas no acelerador *Pelletron* do Instituto de Física da Universidade de São Paulo [25]. Foram utilizados feixes de ^{16}O e ^{18}O produzidos por uma fonte de íons tipo *SNICS* ("*Source of Negative Ion by Cesium Sputtering*"). Nesta fonte utiliza-se um feixe primário de césio ionizado por aquecimento, o qual é atraído por um campo elétrico de cerca de -5 kV até um catodo contendo o elemento que se deseja como feixe, e extraindo por colisões os íons desejados (processo conhecido como "*sputtering*"). Estes são levados por um campo extrator de $+20$ kV, focalizados em seguida por um quadrupolo eletrostático e pré-acelerados para serem injetados no acelerador, tendo energia cinética final de cerca de $80 - 90$ keV.

Após serem defletidos em 90° por um ímã (ME-20), que serve também de filtro de massa (selecionando entre toda a distribuição de massa aquela que se pretende estudar), entram no acelerador. A aceleração é constituída de duas etapas. Na primeira, os íons, ainda negativos, são acelerados por uma diferença de potencial do terminal de até 8 MV. Chegando ao centro do tanque, existe um sistema de troca de carga. Trata-se de uma folha de carbono que transforma o feixe negativo num feixe essencialmente posi-tivo, com uma distribuição de cargas que depende da tensão no terminal. O feixe é novamente acelerado, agora por repulsão elétrica, por uma diferença de potencial idêntica à do terminal na primeira etapa.

Na saída do acelerador, o feixe passa por um eletroímã analisador (ME-200) que deflete o feixe de 90° e seleciona o feixe (estado de carga) com a energia desejada para a experiência. O desvio para a canalização em que se encontra a câmara de espalhamento é feita por meio de outro imã defletor ("*Switching Magnet*"). No nosso caso, utilizamos a canalização $30°B$. Além disso, durante todo o percurso do feixe, existem conjuntos de elementos ópticos (desviadores magnéticos, quadrupolos magnéticos, fendas colimadoras, etc) que são utilizados na correta focalização do feixe para maximizar a sua transmissão através do acelerador.

A câmara de espalhamento, localizada na canalização $30°B$, possui cerca de $1,0$ m de diâmetro e $0,25$ m de altura. Em operação, a pressão de trabalho em seu interior é da ordem de 10^{-6} torr utilizando-se uma bomba turbo molecular e uma criogênica. Um sistema de porta-alvos, montado no centro da câmara, permite a

colocação de até 4 alvos. As energias dos feixes de ^{16}O e ^{18}O utilizadas nesta experiência variaram de $30,0$ MeV a $48,0$ MeV no referencial do laboratório, com passo de 500 keV para regiões consideradas mais importantes, e de 1 MeV para as demais regiões. O tempo de medida variou de 5 min a 3 horas, dependendo da energia. Os alvos usados foram confeccionados no laboratório de alvos [26], a partir de $^{58,60}Ni$ metálicos de pureza $> 99,5\%$, eram autoportantes e possuíam espessuras de aproximadamente $80\mu g/cm^2$ cada um. A montagem experimental está esquematizada na figura 3.2, onde vemos um contador proporcional a gás, responsável pela identificação dos processos quase-elásticos em ângulo traseiro, e a posição dos monitores, responsáveis pela normalização da secção de choque e informações sobre a estabilidade do feixe.

O detector $E - \Delta E$ [27] foi montado em 161° (cerca de 167° no CM) e está mostrado na figura 3.3. Ele é um detector a gás munido de um detector barreira de superfície no anteparo traseiro, sendo que o gás fornece o sinal de ΔE, enquanto que o barreira de superfície fornece o sinal de E. O contador foi montado com uma janela de *mylar* ($C_{10}H_8O_4$) de $120\mu g/cm^2$ de espessura e operado com *P10* (gás composto de 90% de argônio e 10% de metano, conhecido também como *argometa*) a 15 torr de pressão. O contador ΔE é composto de uma calha de $21,5$ mm de diâmetro tendo em seu interior um fio de 20μm de tungstênio recoberto com ouro de comprimento efetivo de $69,0$ mm, numa configuração coaxial.

Para obtermos uma boa resolução em ΔE, necessitamos de uma pressão de gás

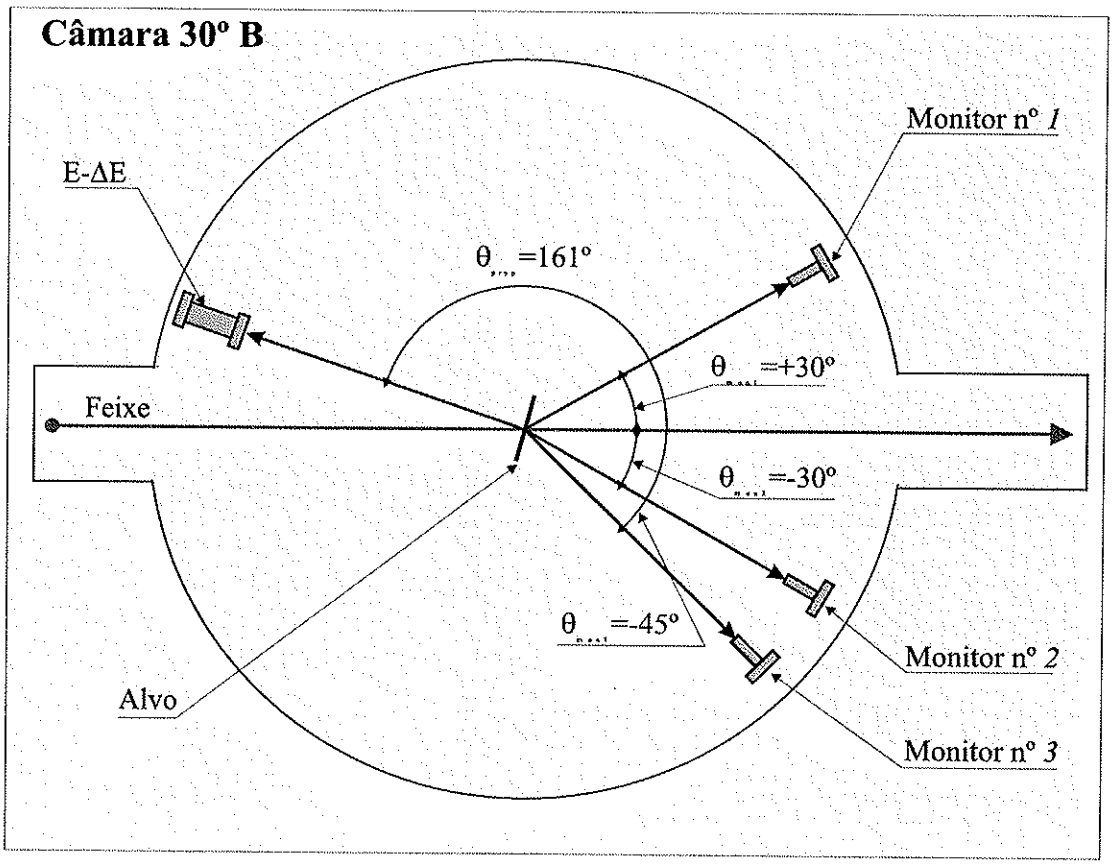

Figura 3.2: Arranjo experimental usado para medir os processos quase-elásticos em ângulo traseiro. A contagem é realizada por um detector telescópico proporcional montado a 161°. Vide texto para maiores detalhes.

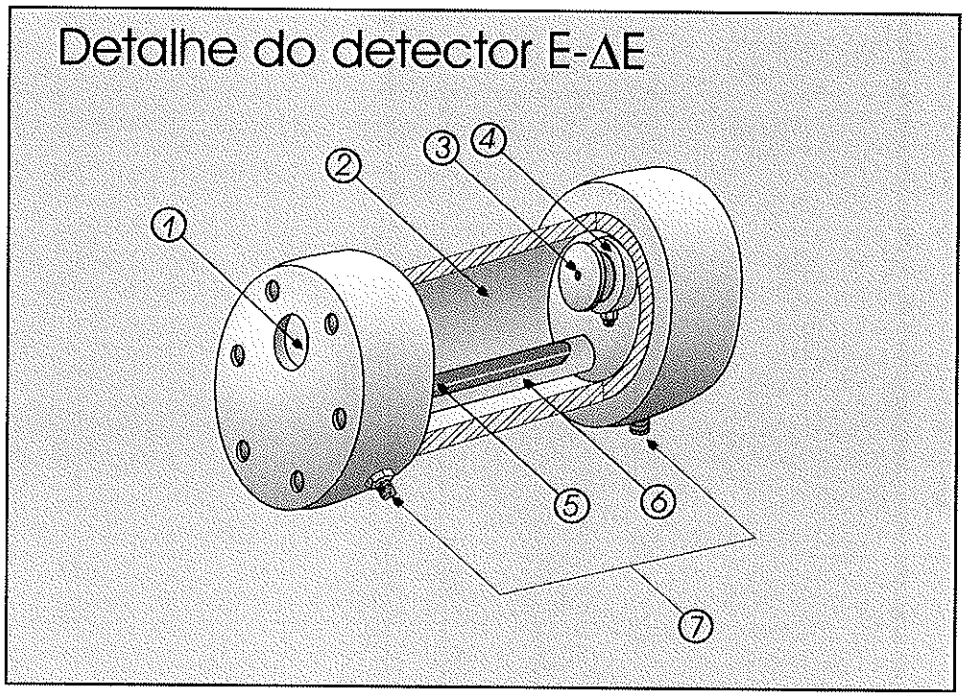

Figura 3.3: Corte do detector proporcional $E - \Delta E$ utilizado nos experimentos de espalhamento quase-elástico. **1**. janela de entrada; **2**. câmara contendo fluxo de gás; **3**. colimador do detector barreira de superfície; **4**. detector barreira de superfície (usado para medir E); **5**. fio ; **6**. calha (que juntamente com o fio gera em seu interior uma região de avalanche); **7**. conectores elétricos de sinais E e ΔE.

constante no contador. Por isso, construímos um sistema de controle de gás. O funcionamento do sistema está mostrado no esquema abaixo da figura 3.4. Um sensor EPS-10, com sensibilidade de 0 a 1000 torr, informa a pressão a um medidor EMV251 que fornece um sinal de tensão correspondente à pressão. Este sinal é levado ao *controller* 1501B que o compara com o *set point*, ajustado previamente. Se a pressão lida for maior que a ajustada, o controlador fechará a válvula solenóide de entrada do gás e a bomba reduz esta pressão; se menor abrirá a válvula, até a pressão chegar ao valor desejado. O controle é feito por meio de uma equação diferencial em regime super-crítico, chegando à condição estacionária em tempo mínimo. Para isso existe um ajuste da constante de tempo de integração, que, dependendo da "inércia"do sistema (detector e mangueiras) deve ser alterado.

Na figura 3.5 apresento o gráfico que estabelece o valor do *set point* para cada pressão. Este gráfico auxilia na busca das condições ideais de operação do sistema. Notamos que há uma linearidade muito boa, inclusive em pressões muito baixas.

Tínhamos três monitores à disposição, dois em $\theta_{lab} = \pm 30°$ e um em $\theta_{lab} = +45°$. Os monitores eram detectores de barreira de superfície da *EG&G Ortec* de 150μm de espessura. Iniciamos com algumas tomadas de dados de normalização. Para isso, usamos o espalhamento elástico do projétil (^{16}O ou ^{18}O, conforme o caso) num alvo de ^{197}Au, com energia de feixe de 47 MeV. A normalização foi feita com o detector proporcional na sua posição de operação, ou seja, 161° e realizada para os três monitores. Os detalhes da normalização serão descritos na próxima seção.

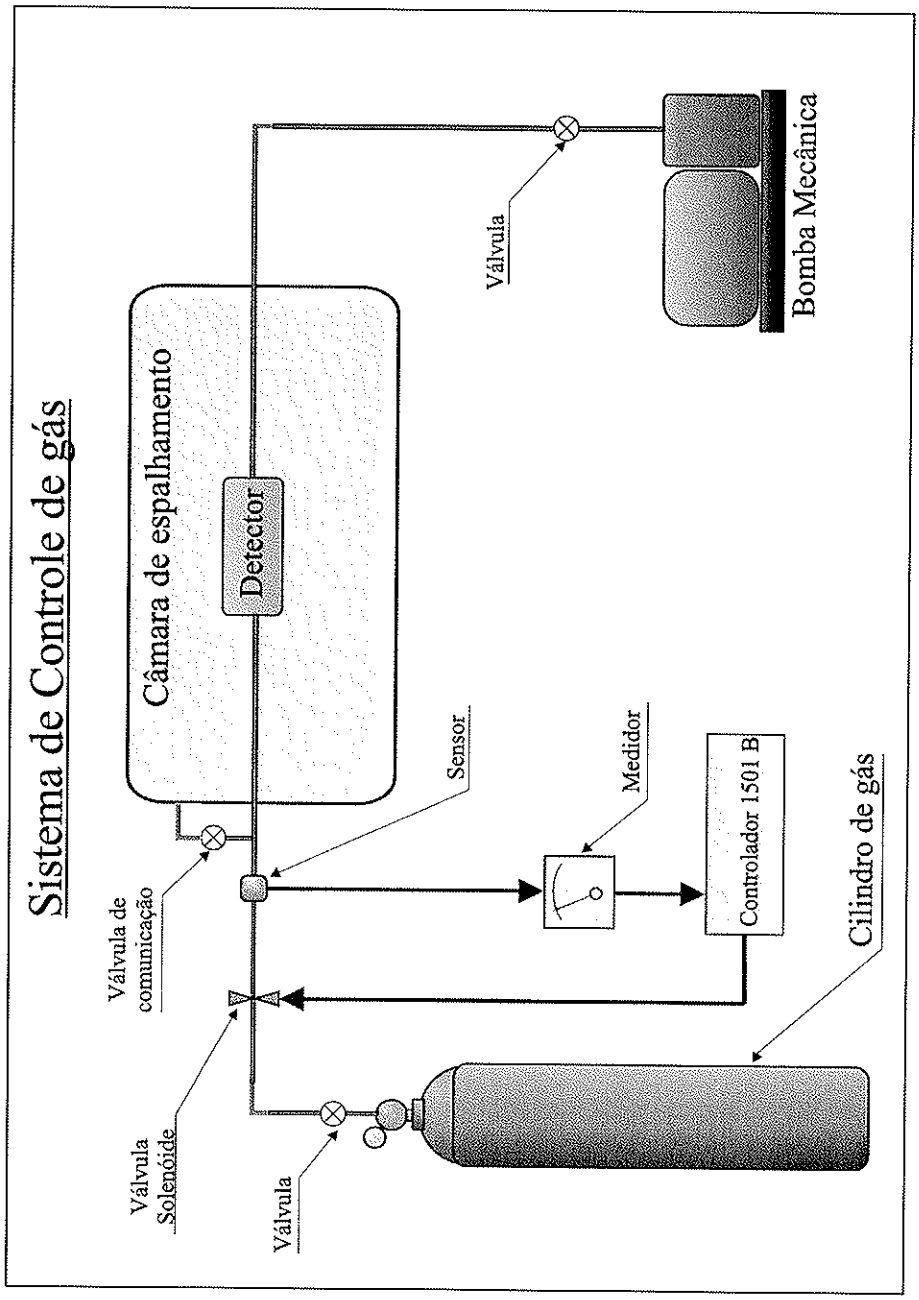

Figura 3.4: Sistema de controle de gás para o contador. Vide texto para maiores detalhes.

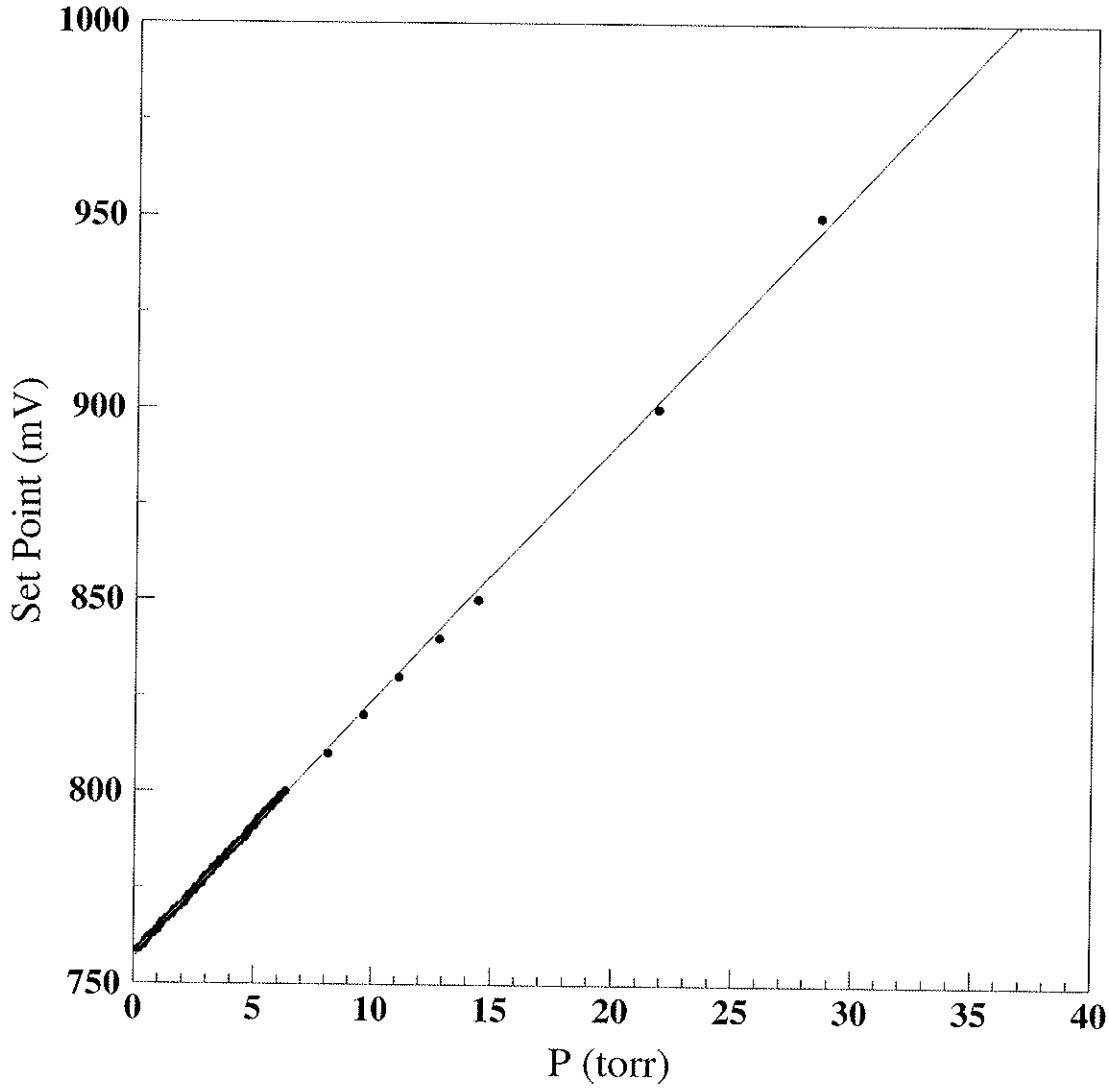

Figura 3.5: Comportamento do sistema de controle de pressão. O *set point* corresponde tensão em milivolts fornecido pelo medidor.

Antes de iniciarmos as medidas das funções de excitação, reciclamos o imã ME-200, responsável pela seleção da energia da máquina, conforme sugerido na ref. [28], minimizando assim os efeitos de histerese que poderiam levar a um erro sistemático na seleção da energia. Após a reciclagem, a seqüência de medidas foi sempre no sentido do aumento da corrente no imã. O erro estimado em energia é de cerca de 40 keV.

As dificuldades deste tipo de medidas são: a baixa energia do feixe espalhado em ângulos traseiros; a baixa secção de choque para energias em torno da barreira coulombiana e o grande número de contagens necessário para termos medidas com erros de $\approx 1\%$, fundamentais para que os cálculos de derivadas dos pontos experimentais tenham sentido.

3.3 Montagem da eletrônica e programas de aquisição

Nesta seção apresento o diagrama de blocos da montagem eletrônica, visto na figura 3.6. Os módulos eletrônicos, quando não tiver especificação contrária, são da ORTEC. A alimentação dos detectores foi realizada por fontes de tensão independentes que são conectadas aos pré-amplificadores, de modelo 124, que realizam o primeiro estágio de amplificação, ainda na sala de experiências. Os sinais detectados e pré-amplificados, que chamarei de sinais de dados, são levados à sala de controle

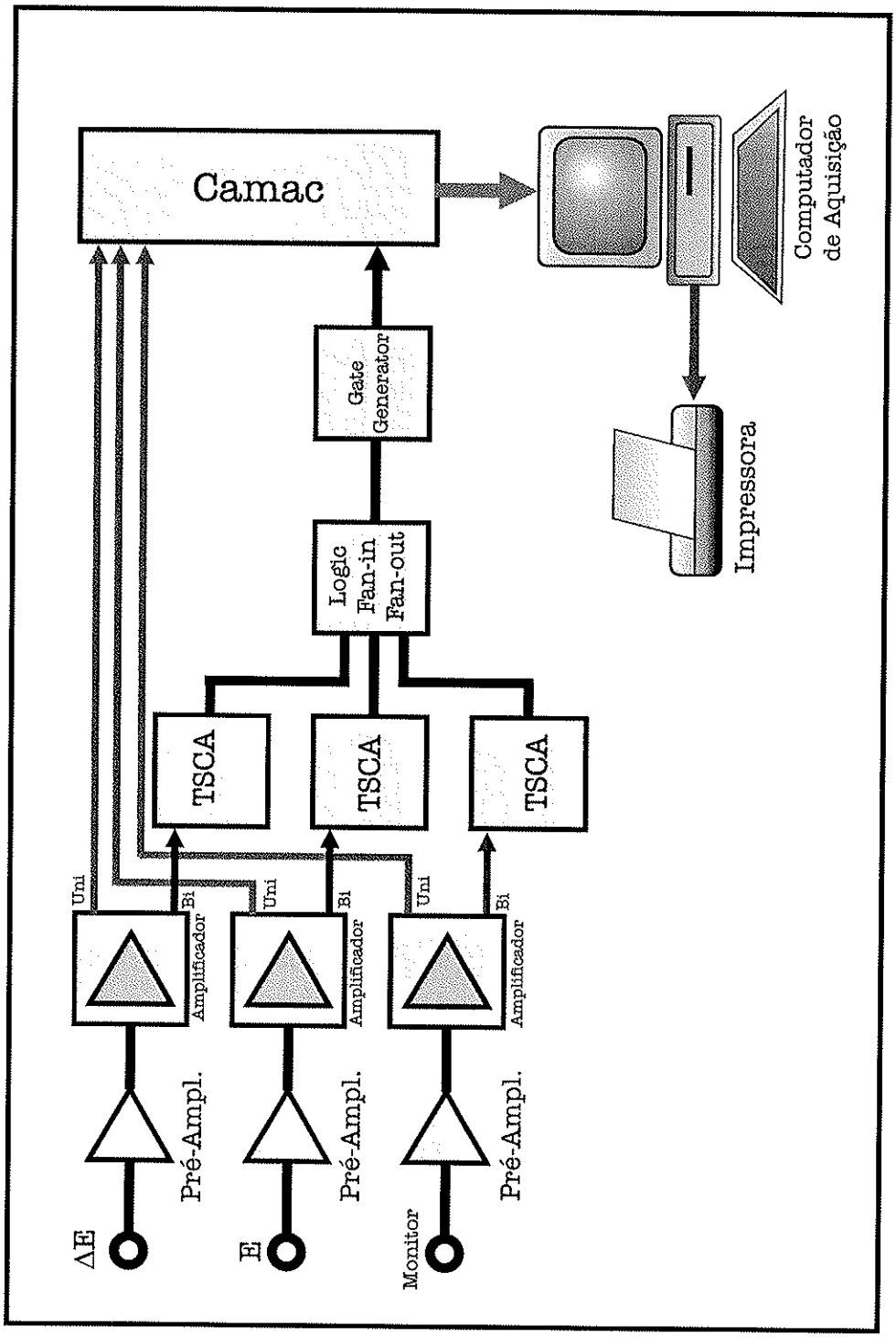

Figura 3.6: Diagrama de blocos da eletrônica utilizada. Vide texto para detalhes.

do laboratório por meio de cabos coaxiais, onde sofrem uma segunda amplificação, sendo usados para este fim os amplificadores modelo 571 ou 572 (*Spectroscopy Amplifier*). Esses amplificadores possuem ajustes manuais dos ganhos e do tempo de formação do pulso (*shaping time*). As suas saídas unipolares são levadas diretamente aos ADC's (conversores analógico-digital) do CAMAC [29], responsáveis pela conversão destes pulsos analógicos em pulsos digitais, para serem enviados a um microcomputador, onde os dados poderão ser visualizados e armazenados. Além disso, as saídas bipolares dos "*Spectroscopy Amplifiers*", correspondente aos monitores e ao sinal E (Energia) são levados aos módulos 551 "*Timing Single Channel Analyzer*". As saídas negativas desses módulos irão alimentar um LF4000 "*Logic Fan In/Fan Out*", que é um módulo lógico. Em seguida será levado ao GG8000, "*Gate & Delay Generator*"que gerará a janela de validação do evento, sendo que tanto o atraso quanto a largura de tal janela devem ser ajustadas previamente para que os sinais estejam em "coincidência"com ele. Os pulsos que alcançaram os ADC's são armazenados provisoriamente no CAMAC até que um "*buffer*"seja preenchido e, então, são transferidos ao microcomputador. Estes pulsos apenas serão contabilizados caso estejam em coincidência temporal com a janela de validação, ou tempo de espera, que possui uma duração de tempo, no nosso caso, em torno de $5,0\mu s$. No diagrama apresentado, da figura 3.6, esta janela entra no CAMAC tanto pelo GAI quanto pelo "*Event*", no "*Event-Handler*".

O programa utilizado para o monitoramento da aquisição foi o DAMM (*Display,*

Analyzis and Manipulation Module) que, como o nome sugere, serve para visualizar os espectros produzidos e salvá-los. Este programa faz parte de um pacote chamado VAXPAK [30].

3.4 Resultados Experimentais

Inicialmente, com o arranjo experimental descrito no item anterior, realizamos as normalizações para cada projétil com alvo de ^{197}Au e em energia de $47,0$ MeV no laboratório. Essa normalização tem por finalidade definir a razão entre os ângulos sólidos dos detectores. A equação usada para se determinar a relação entre os ângulos sólidos, supondo que o espalhamento seja puramente coulombiano, do telescópio e seus respectivos monitores foi:

$$\frac{\triangle\Omega_{mon}}{\triangle\Omega_{prop}} = \left(\frac{N_{mon}}{N_{prop}}\right)\frac{\sigma_{ruth}^{prop}(\theta_{prop})}{\sigma_{ruth}^{mon}(\theta_{mon})} \tag{3.1}$$

onde, N_{mon} é o número de contagem do espalhamento elástico para o monitor específico

N_{prop} é o número de contagem do espalhamento elástico para o detector proporcional

$\sigma_{ruth}^{mon}(\theta_{mon})$ é a secção de choque de Rutherford para o monitor específico

$\sigma_{ruth}^{prop}(\theta_{prop})$ é a secção de choque de Rutherford para o detector proporcional.

A incerteza associada é:

$$\delta_{mon} \cong \left(\frac{N_{mon}}{N_{prop}}\right)_{mon} \sqrt{\left(\frac{1}{N_{mon}}\right)^2_{morm} + \left(\frac{1}{N_{prop}}\right)^2_{morm}} \tag{3.2}$$

Um espectro típico para o contador proporcional pode ser visto na figura 3.7. Este sistema é o $^{16}O+^{58}Ni$ com energia de feixe no laboratório de 41 MeV. Podemos notar a presença do oxigênio ($Z = 8$) e do carbono ($Z = 6$), sendo o primeiro muito mais intenso. Calculando-se as energias (em canais) dos picos do espalhamento elástico foi possível levantar uma curva de calibração, mostrada na figura 3.8. Nesta curva, temos a energia em canais *versus* a energia residual da partícula, a qual foi calculada pela cinemática e subtraída as perdas pela passagem na metade da espessura do alvo, pela passagem através da janela do detector e pela passagem através do gás à pressão de 15 torr, num percurso de $76,0$ mm, reproduzindo a energia detectada pelo barreira de superfície que se encontra no anteparo traseiro do detector proporcional.

O espectro da figura 3.9 mostra um espectro medido pelo monitor posicionado em 30°. Os demais monitores apresentaram espectros semelhantes. Isto atesta a qualidade do feixe e a excelente resolução dos detectores de barreira de superfície utilizados como monitores. O que podemos observar é que: o pico principal corresponde ao espalhamento elástico, enquanto que o pico em torno do canal 1000 é o

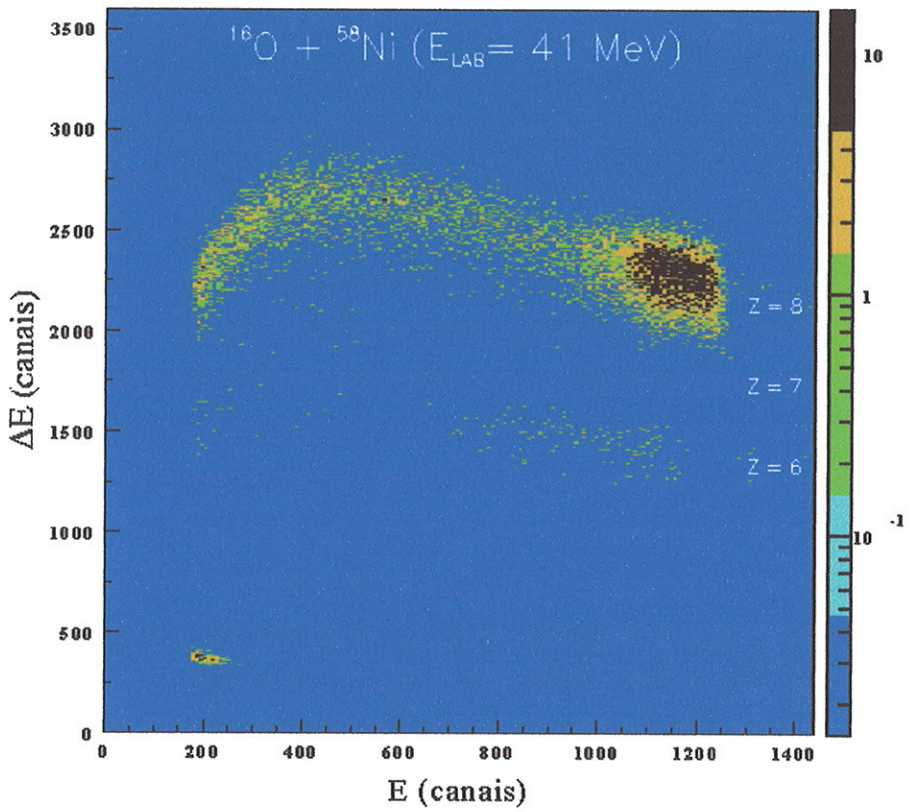

Figura 3.7: Espectro biparamétrico típico para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$ em 41 MeV. Encontram-se destacadas partículas que possuem $Z = 6, 8$.

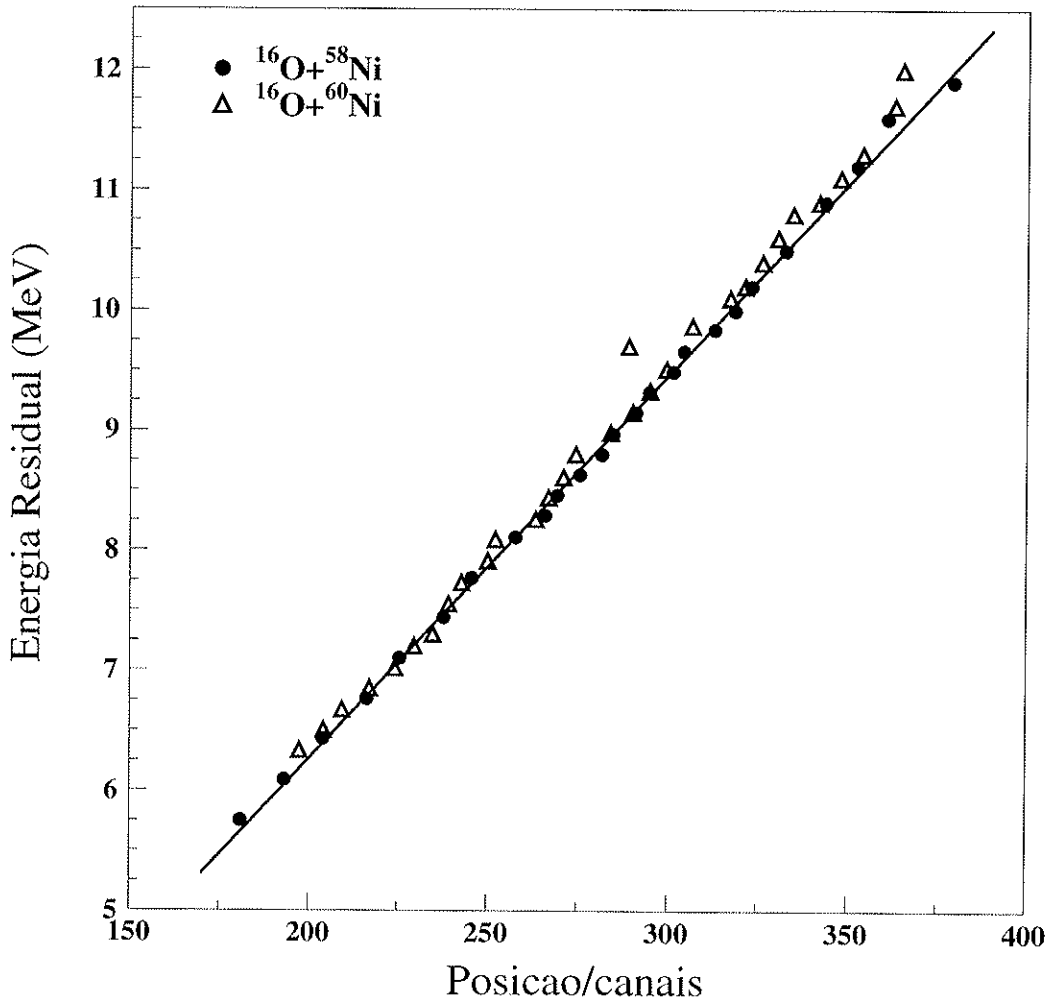

Figura 3.8: Curva de calibração da energia para os sistemas $^{16}O+^{58,60}Ni$ para o detector proporcional. A energia residual considerada corresponde à energia das partículas que chegam ao detector barreira de superfície, ou seja, foram descontadas as perdas no alvo, janela e no gás.

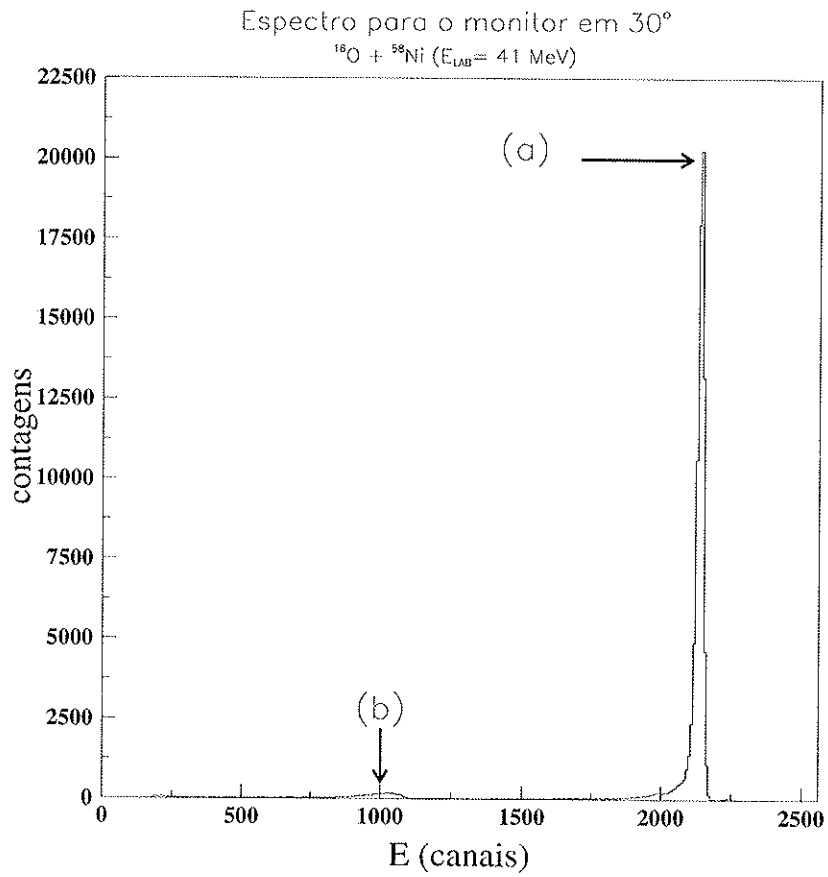

Figura 3.9: Espectro típico para o monitor posicionado em 30° para o sistema $^{16}O+^{58}Ni$ para E_{lab} = 41 MeV. **(a)** pico correspondente ao espalhamento elástico (38,06 MeV) e **(b)** correspondente ao recuo do alvo (20,86 MeV).

recuo do alvo.

Um outro espectro biparamétrico, neste caso para o sistema $^{18}O+^{58}Ni$, também para 41 MeV de energia de feixe no laboratório, é mostrado na figura 3.10. Neste caso o interessante é a evidência de partículas com $Z = 7$, além de $Z = 6$ e 8. Pode-se também observar algumas contagens com $Z > 8$, correspondendo talvez ao *pickup* de α. Outra observação importante é a forte presença de eventos de $Z = 8$ com energias superiores ao espalhamento elástico (comparar com o espectro do sistema $^{16}O +^{58} Ni$), os quais podem ser produzidos por transferências de nêutrons com $Q > 0$.

Para este sistema também levantei a curva de calibração, que pode ser vista na figura 3.11. Há uma excelente linearidade na resposta deste detector.

A partir de espectros como os mostrados acima pude determinar a função de excitação no centro de massa para o espalhamento quase elástico, através da expressão:

$$\frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}}(E,\theta^{CM}_{prop}) = \frac{N_{prop}(E,\theta^{CM}_{prop})}{N_{mon}(E,\theta^{CM}_{mon})}\left[\frac{d\sigma_{ruth}/d\Omega(E,\theta^{CM}_{mon})}{d\sigma_{ruth}/d\Omega(E,\theta^{CM}_{prop})}\right]\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{prop}} \tag{3.3}$$

Para encontrar as respectivas incertezas para a razão das seções de choque, temos que

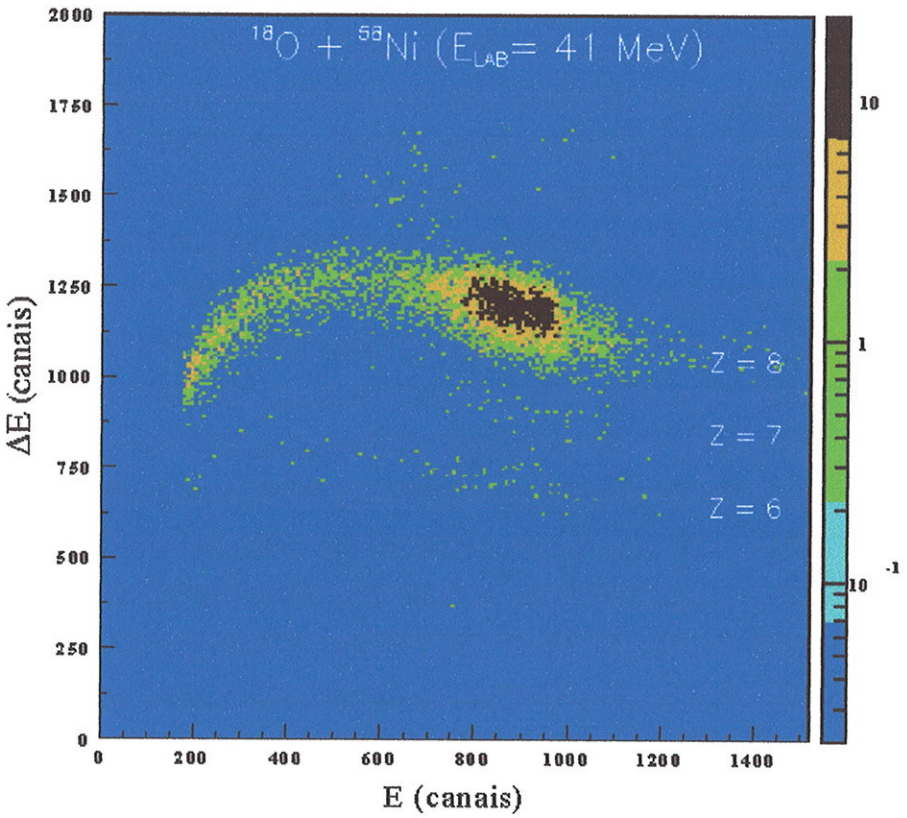

Figura 3.10: Espectro biparamétrico para o sistema $^{18}O +^{58} Ni$ para $E_{lab} = 41$ MeV.

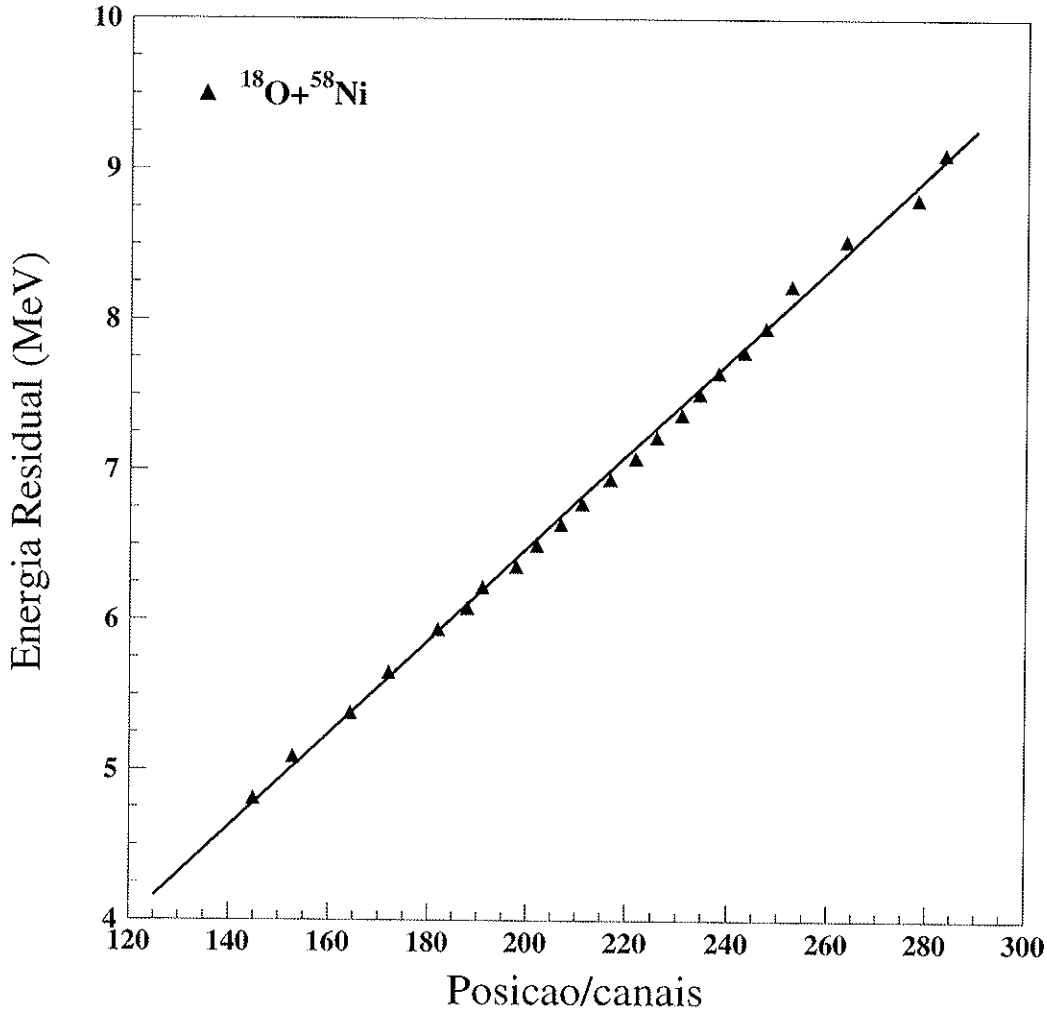

Figura 3.11: Curva de calibração da energia para os sistemas $^{18}O +^{58} Ni$ para o detector proporcional. A energia residual considerada corresponde a energia das partículas que chegam ao detector barreira de superfície, ou seja, foi descontada as perdas no alvo, na janela e no gás.

$$\delta_{\frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}}} \cong \frac{d\sigma_{qel}}{d\sigma_{ruth}} \sqrt{\frac{1}{N_{prop}} + \frac{1}{N_{mon}} + \left(\frac{\delta_{norm}}{\left(\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{prop}} \right)} \right)^2} \tag{3.4}$$

Substituindo a equação 3.2 na 3.4, teremos

$$\delta_{\frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}}} \cong \frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} \sqrt{\frac{1}{N_{prop}} + \frac{1}{N_{mon}} + \left(\frac{1}{N_{prop}} \right)_{norm} + \left(\frac{1}{N_{mon}} \right)_{norm}} \tag{3.5}$$

onde os índices *norm* referem-se às medidas realizadas para a normalização feitas com o alvo de ouro, enquanto que os outros se referem às medidas do espalhamento quase-elástico feitas com os alvos de níquel. Como experimentalmente é impossível medir o espalhamento em 180°, tivemos que corrigir as energias medidas, subtraíndo a energia centrífuga E_{cent}, dada abaixo:

$$E_{cent} = E_{CM} \frac{\csc\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right) - 1}{\csc\left(\frac{\theta_{CM}}{2}\right) + 1} \tag{3.6}$$

Ou seja,

$$E_{corrigida} = E_{CM} - E_{cent} \tag{3.7}$$

Os processos quase-elásticos considerados foram os seguintes:

$$\frac{\sigma_{qel}}{\sigma_{ruth}} = \frac{\sigma_{el} + \sigma_{inel} + \sigma_{transf}}{\sigma_{ruth}} \tag{3.8}$$

As funções de excitação obtidas para os sistemas $^{16,18}O +^{58} Ni$ são mostrados na figura 3.12, e para os sistemas $^{16,18}O +^{60} Ni$ na figura 3.13. Apesar da escala logarítmica dessas figuras, podemos notar diferenças significativas entre elas. No alvo de ^{58}Ni, o ^{18}O produz uma função de excitação que varia mais suavemente em torno de V_B do que o ^{16}O. Isso não acontece para o alvo ^{60}Ni.

As distribuições de barreiras experimentais foram extraídas por meio da diferença entre os pontos, equação 2.33, e as incertezas pela equação 2.34. O passo de energia usado para a diferenciação foi de $E_{lab} = 2,0$ MeV. Na seqüência das figuras a seguir faço comparações qualitativas das distribuições de barreiras em função dos diferentes projéteis. Na parte superior das figuras temos a função de excitação, enquanto na parte inferior as distribuições de barreiras. A seta representa a posição da barreira coulombiana, enquanto a linha tracejada a distribuição de barreira de fusão para o modelo de penetração de barreiras (BPM) para o sistema com feixe de ^{16}O.

Então, na figura 3.14 apresento as funções de excitação e as distribuições de barreiras para os sistemas $^{16,18}O +^{58} Ni$. Se nas funções de excitação as diferenças são pequenas, o mesmo não acontece para as distribuições, onde podemos notar que

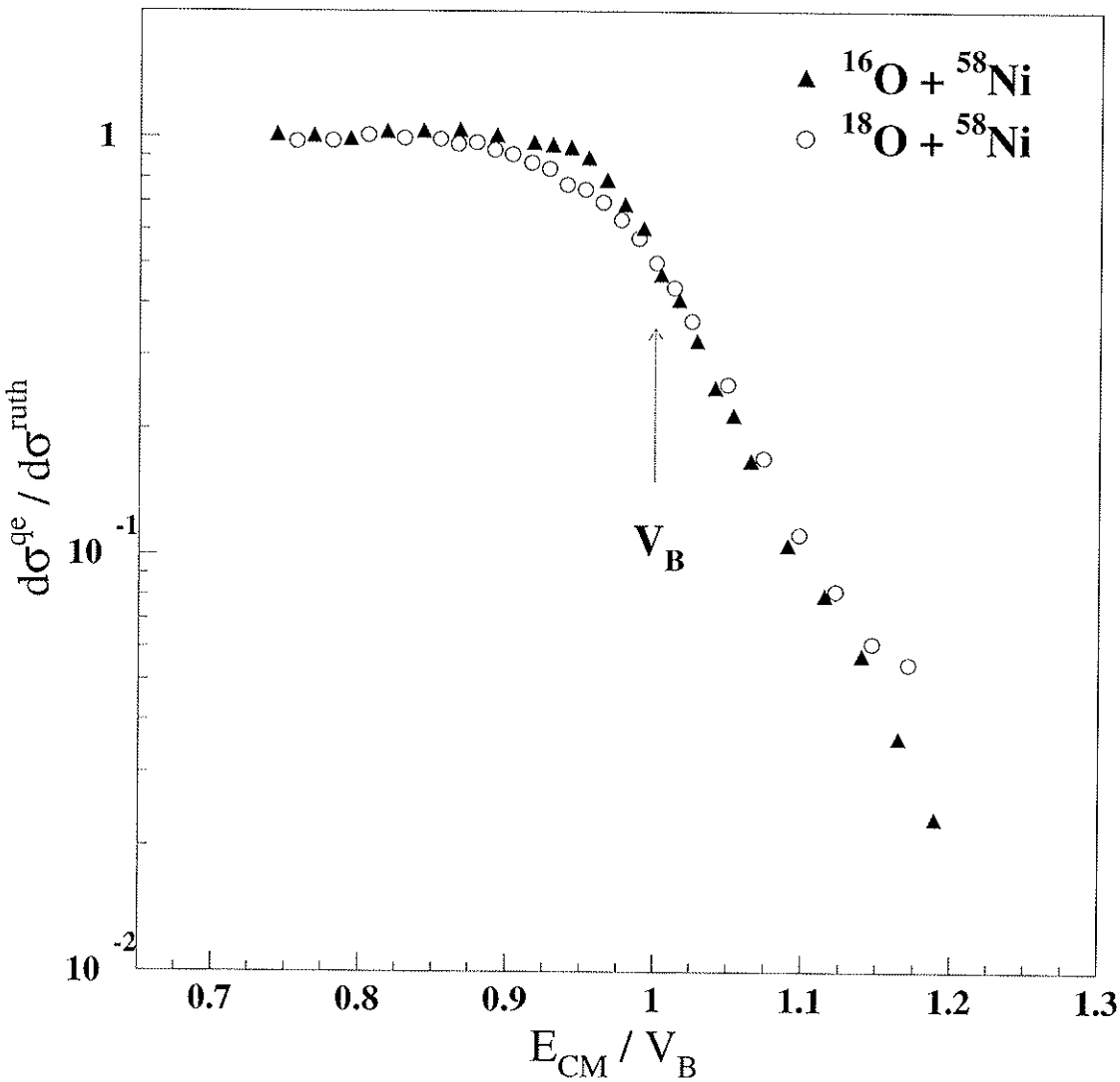

Figura 3.12: Função de excitação para o espalhamento quase elástico para os sistemas $^{16,18}O +^{58} Ni$.

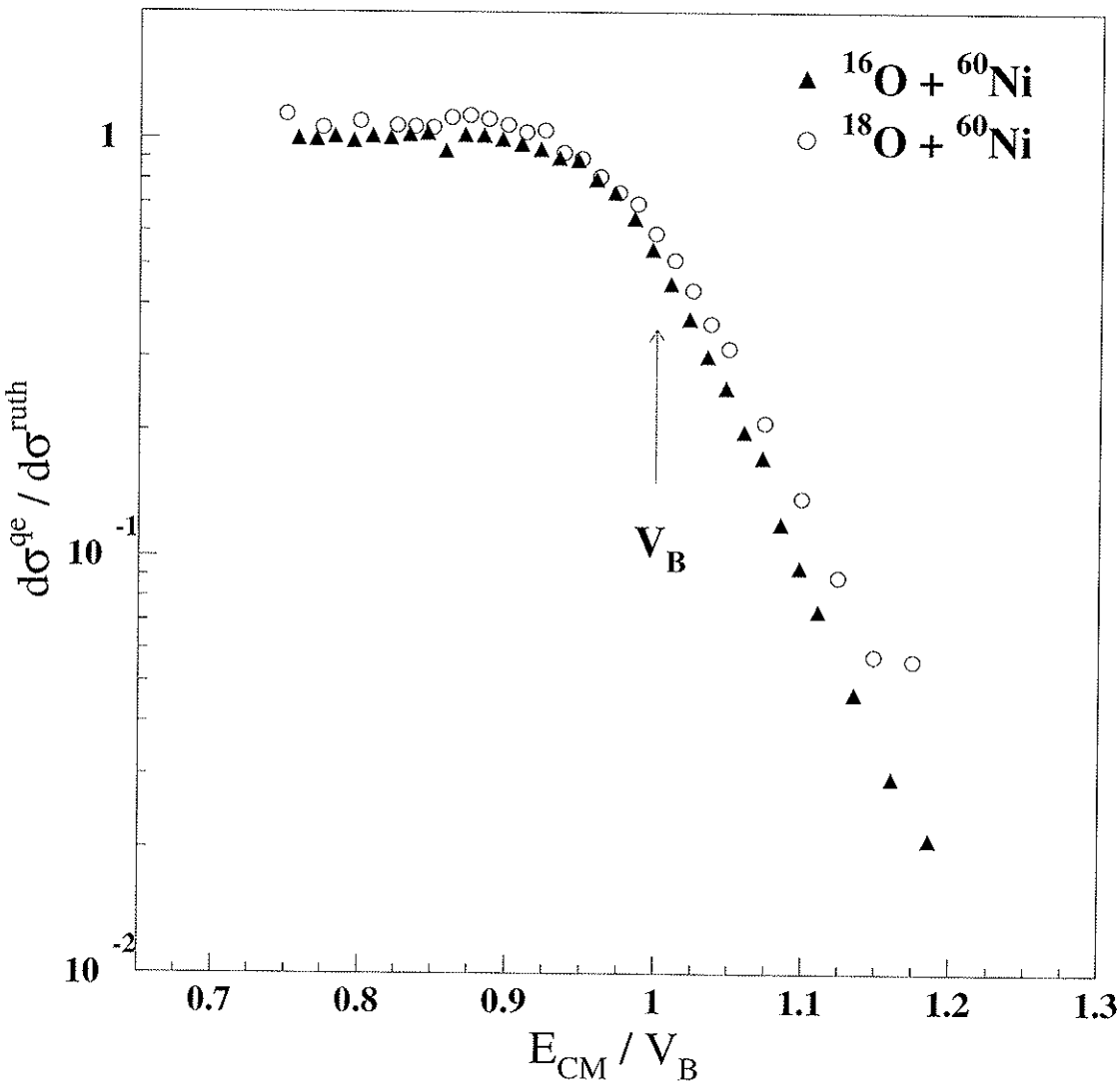

Figura 3.13: Função de excitação para o espalhamento quase elástico para os sistemas $^{16,18}O +^{60} Ni$.

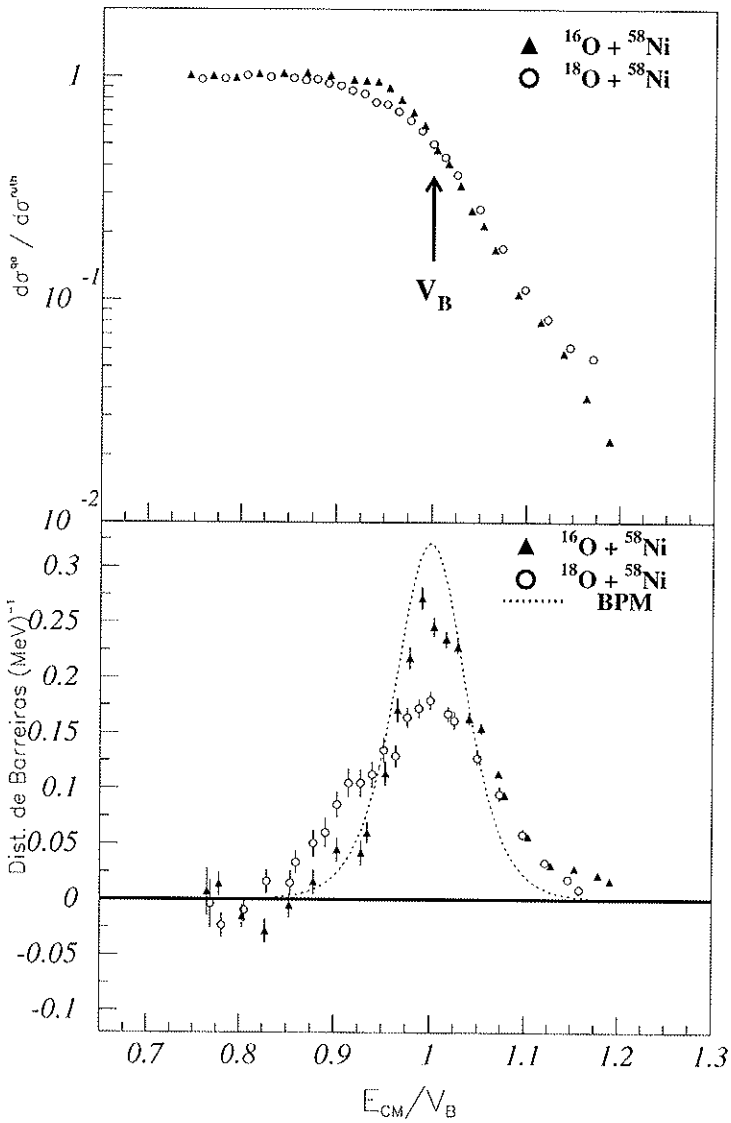

Figura 3.14: Comparação entre os sistemas $^{16,18}O +^{58} Ni$. A parte superior mostra as funções de excitação para cada um dos sistemas. Na figura inferior, podemos comparar as distribuições dos dois sistemas. A curva tracejada é a distribuição de barreiras de fusão para o modelo BPM para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$.

a distribuição para o projétil de ^{18}O é bem mais baixa e larga que a distribuição apresentada para o projétil de ^{16}O. Isto sugere que deve existir algum canal mais fortemente acoplado no primeiro caso que no segundo.

Para os sistemas $^{16,18}O +^{60} Ni$, mostrados na figura 3.15, as diferenças já são visíveis nas funções de excitações, onde o $^{18}O +^{60} Ni$ apresenta uma queda mais suave com a energia. Isto se traduz numa distribuição de barreiras mais larga. As diferenças entre $^{16,18}O +^{60} Ni$ podem ser qualitativamente devidas à baixa energia de excitação do ^{18}O e à existência de vários canais de reações com $Q's > 0$.

Da discussão qualitativa anterior, percebemos que as distribuições de barreiras de fusão experimentais são instrumentos muito ricos em informações sobre a dinâmica das reações nucleares. Apenas uma comparação qualitativa de sistemas escolhidos convenientemente já nos fornece uma série de indícios dos possíveis canais de reação e/ou de excitação que estão influindo significativamente no processo de fusão. A observação atenta dos dados nos indica os caminhos mais prováveis que devemos seguir nos cálculos teóricos, através dos quais podemos testar as nossas hipóteses.

Essa etapa está detalhada no próximo capítulo, onde apresento toda a análise dos dados e, usando dois códigos computacionais, o CCFULL e o FRESCO, calculo os canais de reação responsáveis pelas distribuições de barreiras dos sistemas estudados.

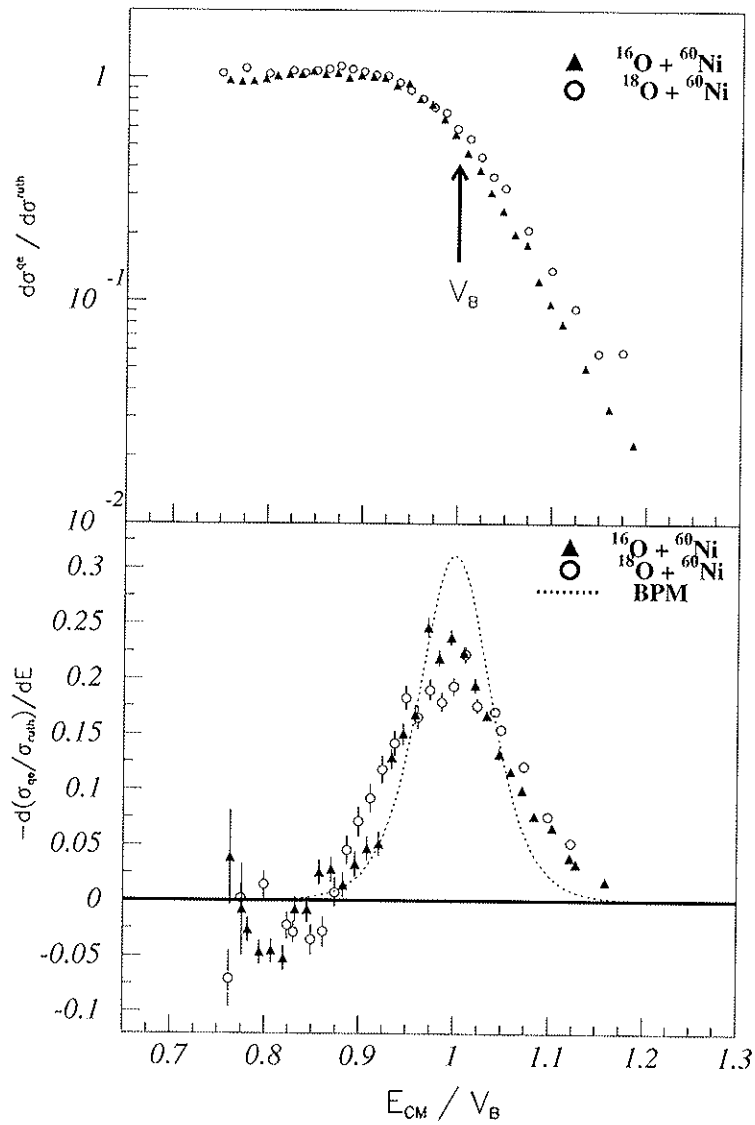

Figura 3.15: Comparação entre os sistemas $^{16,18}O +^{60} Ni$. A parte superior mostra as funções de excitação para cada um dos sistemas. Na figura inferior, podemos comparar as distribuições dos dois sistemas. A curva tracejada é a distribuição de barreiras de fusão para o modelo BPM para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$.

Capítulo 4

Análise de Dados e Discussão.

"No princípio era o Verbo... É o pensamento que tudo cria e produz? Seria preciso dizer: No princípio era a Força... O espírito vem em meu auxílio! Vejo de súbito a solução e escrevo com segurança: No princípio era a Ação."

Goethe

Neste capítulo apresentarei as análises dos dados com dois códigos computacionais. Dividi este capítulo em seções, sendo que na primeira delas faço uma comparação entre as distribuições de barreiras obtidas por meio de medidas de fusão (D^{fus}) e por meio de medidas dos processos quase-elásticos (D^{qel}), com o intuito de reforçar a tese de que as distribuições de barreiras, pelo menos neste intervalo

de massa, são praticamente idênticas. Ainda nesta seção faço uma análise qualitativa dos processos que seriam mais importantes para serem incluídos nos cálculos de canais acoplados.

A partir da segunda seção analiso cada um dos sistemas na seguinte ordem: $^{16}O+^{58}Ni$, $^{16}O+^{60}Ni$, $^{18}O+^{58}Ni$ e $^{18}O+^{60}Ni$. Para cada um destes sistemas foram feitos estudos detalhados sobre as influências dos canais acoplados sobre a secção de choque de fusão, inicialmente contando com o auxílio do código computacional CCFULL e, posteriormente, com o FRESCO.

4.1 Distribuição de Barreiras de fusão *versus* distribuição de Barreiras quase-elástica

Ao extraírmos as distribuições de barreiras de fusão pelo método quase-elástico, apesar de respaldados pela dedução apresentada no capítulo dois deste trabalho, paira ainda uma dúvida quanto à equivalência entre as duas, pois aproximações foram usadas naquela demonstração. Além disso, foi verificado na referência [10] que existe uma perda da resolução pelo segundo método, a qual pode mascarar ou reduzir a importância de algumas estruturas da distribuição obtida pelo processo quase-elástico. No entanto, chegou-se a esta conclusão para reações entre íons bem mais pesados do que os sistemas medidos neste trabalho. Na região de massa do níquel essa comparação nunca havia sido realizada, pois havia uma suspeita quanto

à impossibilidade de se encontrar estruturas muito marcantes na distribuição de barreiras de sistemas que possuam $Z_1 Z_2 < 250$.

Os dados de fusão que apresento foram extraídos do trabalho de *Keeley et al.* [12], para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$, enquanto que os quase-elásticos foram obtidos por mim. Ao compararmos as duas distribuições experimentais, visto na figura 4.1, podemos notar a excelente concordância entre elas, sugerindo que os métodos são equivalentes.

As barras de erros são muito diferentes, porque no caso da fusão a incerteza é proporcional à energia e, portanto, à medida que a energia aumenta, as barras de erros também aumentam (equação 2.32). Além disso, a necessidade de se calcular a segunda derivada para extrair as distribuições de barreiras contribui para um aumento na incerteza. Já no nosso caso, o erro depende apenas das incertezas do ângulo sólido (constante para todo o sistema) e das incertezas estatísticas (número de contagens). O mais surpreendente na figura 4.1 é a concordância entre as duas distribuições: os picos das duas encontram-se na mesma posição, e até a seqüência de pequenas irregularidades, logo após o máximo principal, aparecem de modo idêntico nas duas medidas. A pequena diferença entre a amplitude de ambas pode ser facilmente explicado por meio do cálculo de redução da distribuição D^{fus} que tive que fazer. A D^{fus} é geralmente expressa em mb/MeV. Para apresentar as duas distribuições na mesma escala tive que reduzir a unidade de D^{fus} para MeV^{-1}. Isto é feito com a divisão de D^{fus} por πR^2, conforme a equação 2.25. A pequena diferença nas alturas

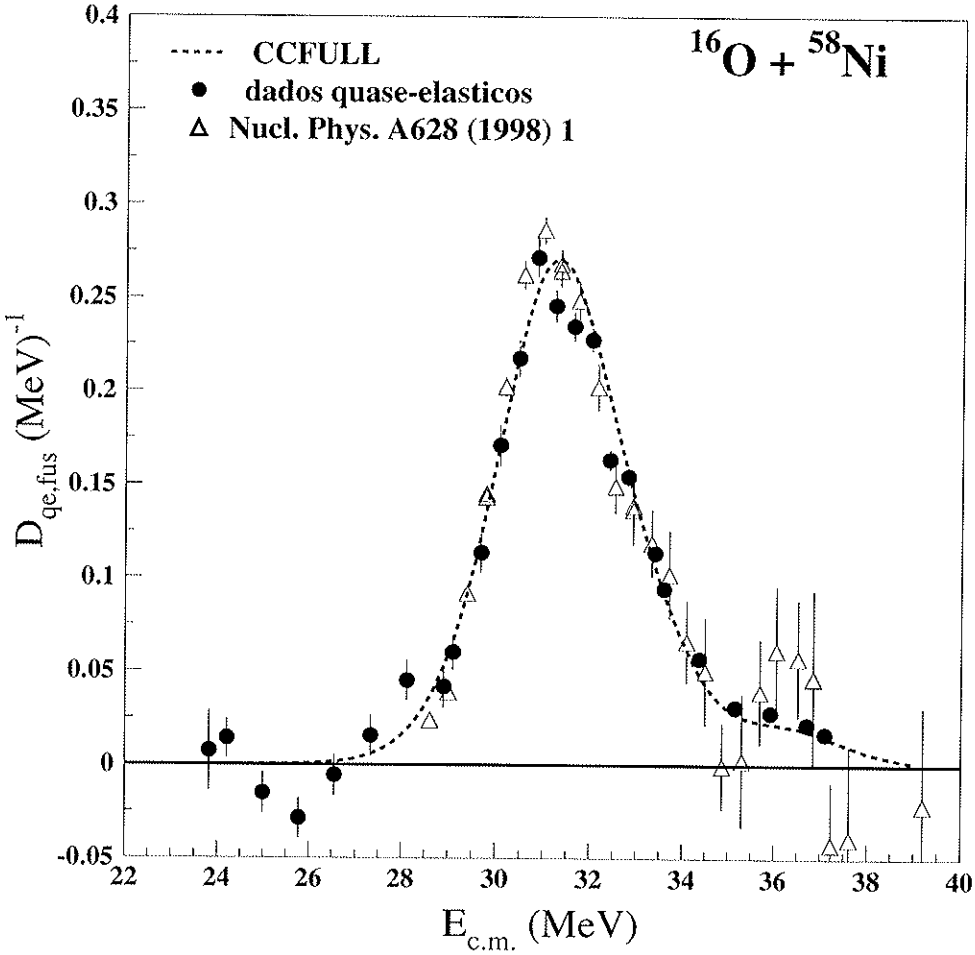

Figura 4.1: Comparação entre as distribuições de barreiras de fusão extraídas por dois métodos diferentes para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$. Enquanto nós extraímos a distribuição de barreiras de fusão através da medida dos espalhamentos quase-elásticos, *Keeley et al* usaram as medidas de fusão.

dos picos principais das duas distribuições pode ser explicada pela diferença nos valores de r_0.

Este resultado, além de confirmar as previsões teóricas da equivalência entre as distribuições obtidas por um método ou pelo outro, nos assegura que estamos obtendo as distribuições de barreiras de fusão de modo indireto. Além do artigo do *Timmers et al.* [31], existem outros grupos que compararam os dois métodos com ótimos resultados [32, 33]. De acordo com os dados experimentais disponíveis hoje, todos os efeitos importantes na distribuição de barreiras de fusão estão presentes na D^{qe}. Caso haja alguma discrepância, ela será no sentido de amplificar o efeito. Assumiremos, portanto, que as nossas D^{qe} dos outros sistemas representem as distribuições de barreiras de fusão.

Calculei os valores dos $Q's$ para transferências (*stripping* e *pickup*) de: 1 e 2 nêutrons, 1 próton, 2 prótons, dêuteron, trítio, ^3He e alfa, reunidos na Tabela 4.1. Na parte superior da tabela estão as transferências por *stripping*, enquanto na inferior estão as transferências por *pickup*.

Note que para os sistemas $^{16}O +^{58,60} Ni$ todos os $Q's$ são negativos, enquanto que para os outros sistemas existem valores de $Q's$ positivos. Valores positivos de Q poderiam facilitar a fusão, isso porque durante a transferência é liberada energia de valor idêntico ao Q para o sistema; para valores de Q negativos essa energia é subtraída do sistema. Esta visão, apesar de simplista, é muito usada quando pretende-se avaliar quais canais de transferências são mais importantes num determinado

sistema. Mas veremos a seguir que esta análise qualitativa não é completamente correta.

Tabela 4.1 - Valores dos Q de reação. A primeira parte, superior, são para *stripping* e a segunda, inferior, para *pickup*

	$Q \pm 0,002$ (MeV)			
	$^{16}O +^{58} Ni$	$^{16}O +^{60} Ni$	$^{18}O +^{58} Ni$	$^{18}O +^{60} Ni$
1n	-6,664	-7,844	0,956	-0,224
2n	-8,498	-10,469	8,200	6,230
1p	-8,711	-7,328	-12,525	-11,143
d	-9,482	-9,874	-8,346	-8,138
t	-8,326	-8,975	0,872	0,224
2p	-13,797	-11,058	-20,516	-17,777
^3He	-11,744	-10,121	-14,538	-12,914
α	-3,792	-3,206	-2,857	-2,271
1n	-8,075	-7,225	-8,262	-7,432
2n	-10,278	-8,200	-10,902	-8,824
α	-1,665	-1,557	3,270	3,378

Vários códigos computacionais foram desenvolvidos para calcular a secção de choque de fusão usando acoplamento de canais, mas alguns deles só acoplam os

canais inelásticos, ou seja, não prevêem o acoplamento dos canais de transferência. São os casos do CCFUS [34] e CCDEF [35]. Contudo, como pretendo estabelecer se os canais de transferências são importantes nestes processos, tive que lançar mão de outros códigos como o CCFULL [36] e o FRESCO [37].

4.2 Análise teórica com o programa CCFULL

O CCFULL é um programa que foi desenvolvido justamente para a análise de dados experimentais de fusão de alta precisão. Ele resolve as equações de canais acoplados para calcular a secção de choque de fusão e o momento angular médio dos núcleos compostos. O CCFULL trata os acoplamentos vibracionais no limite harmônico e o acoplamento rotacional como um rotor puro. Existem algumas restrições no programa, uma delas é que $Z_p + Z_A > 12$ e $Z_p Z_A < 1800$. Estamos, portanto, operando numa região garantida. O CCFULL usa aproximação isocentrífuga, ou seja, o momento angular total J pode ser aproximado pelo momento angular do movimento relativo em cada canal, assim, $l \approx J$. Esta aproximação é muito boa para reações entre íons pesados, isto porque estas reações acontecem com altos parâmetros de impactos, em outras palavras, com altos momentos angulares, satisfazendo a condição $l \gg s$, onde s é o *spin* da matéria transferida. Além disso, o programa usa também aproximação adiabática.

A semelhança com outros programas existentes e a simplicidade do arquivo de en-

trada fazem este programa muito popular entre os grupos que estudam distribuições de barreiras de fusão.

O arquivo de entrada é definido pelo canal de entrada, onde são informadas as características de excitação e deformação, tanto do alvo quanto do projétil, potencial (apenas real), transferência (apenas Q e F_t), o intervalo de energia que se deseja calcular e o limite de integração (R_{final} e dR).

As equações de canais acoplados são resolvidas impondo a condição de contorno de que existem apenas ondas incidentes em $r = r_{min}$. Como o método de *Runge-Kutta* não resolve eficientemente equações diferenciais de segunda ordem, o código usa o método Numerov modificado.

Após calcular o coeficiente de penetração nas barreiras, pelo CCFULL, a secção de choque de fusão é calculada por:

$$\sigma_{fus}(E) = \sum_J \sigma_J(E) = \frac{\pi}{k_0^2} \sum_J (2J+1) P_J \tag{4.1}$$

O acoplamento vibracional é tratado para os casos em que a vibração pode ser aproximada por um oscilador harmônico. O acoplamento nuclear para o caso vibracional é:

$$V_N(r,\hat{O}) = -\frac{V_0}{1+\exp\left[\frac{(r-R_0-\hat{O})}{a}\right]} \tag{4.2}$$

onde o operador $\hat{O}$ é:

$$\hat{O} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_T (a^\dagger_{\lambda 0} + a_{\lambda 0}) \tag{4.3}$$

onde λ é a multipolaridade do modo vibracional e $a^\dagger_{\lambda 0}$ ($a_{\lambda 0}$) é o operador de criação (aniquilação) do fônon. O elemento de matriz desse operador entre o n-ésimo e o m-ésimo estados de fônons é dado por:

$$\hat{O}_{mn} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} R_T (\sqrt{m}\delta_{n,m-1} + \sqrt{n}\delta_{n,m+1}) \tag{4.4}$$

Assim, os elementos de matrizes de acoplamento nuclear e coulombiano são apresentadas abaixo:

$$V^{(N)}_{mn} = \langle n|V_N(r,\hat{O})|m\rangle - V^{(0)}_N(r)\delta_{n,m} \tag{4.5}$$

$$V_{mn}^{(C)} = \frac{\beta_\lambda}{\sqrt{4\pi}} \frac{3}{2\lambda+1} Z_p Z_T e^2 \frac{R_T}{r^{\lambda+1}} (\sqrt{m}\delta_{n,m-1} + \sqrt{n}\delta_{n,m+1}) \tag{4.6}$$

O elemento de matriz de acoplamento total é dado pela soma de $V_{nm}^{(N)}$ e $V_{nm}^{(C)}$.

O fator de forma macroscópico usado no acoplamento da transferência entre os estados fundamnetais, é dado por:

$$F_{transf}(r) = F_t \frac{dV_N^{(0)}}{dr} \tag{4.7}$$

onde F_t é o peso do acoplamento, dado por

$$F_t = \frac{\beta^P R_T}{3A_T}$$

e β^P é uma espécie de parâmetro de deformação [38], e A_T é a massa total do sistema.

O F_{transf}, juntamente com o Q de reação, será somado ao potencial e a energia cinética. Então, a transferência é tratada como uma deformação na parte superficial do potencial. É interessante notar que a transferência é reduzida a apenas dois parâmetros e calculada sempre do estado fundamental do canal inicial para o fundamental do canal final.

Como pôde ser visto, o CCFULL é um programa relativamente simples, no que

se refere à transferência. Apesar de ter sido desenvolvido para transferência de pares de nêutrons, inúmeros trabalhos da literatura utilizam este programa para outros tipos de transferências [39]. Conscientes das limitações e riscos que esses cálculos envolvem, faremos inicialmente a mesma utilização, para em seguida checar os resultados com um cálculo mais elaborado.

Mostrarei a seguir a seqüência da análise que realizei para os sistemas estudados, iniciando pelo sistema $^{16}O +^{58} Ni$.

4.2.1 Sistema $^{16}O +^{58} Ni$

A minha primeira preocupação ao iniciar os cálculos com o CCFULL foi estabelecer um potencial conveniente. Estudos minuciosos foram realizados, inclusive com o código PTOLEMY [41], contudo o resultado que melhor se ajustou aos dados experimentais foi o modelo empírico de proximidade, de *Vaz et al* [2]. Variações mínimas foram realizadas no potencial afim de obter um acerto mais fiel. O potencial final foi o seguinte: $V_0 = 52,0$ MeV, $r_0 = 1,295$ fm e $a_0 = 0,41$ fm. A linha tracejada da figura 4.2 mostra a curva *bare*, distribuição de barreiras sem nenhum acoplamento, de onde extraí a energia da barreira coulombiana como sendo $V_B = 31,6(1)$ MeV, o que corresponde, no sistema de referência do laboratório, a $V_B = 40,2(1)$ MeV.

Após definir o potencial, passei a calcular o efeito das excitações inelásticas do níquel. O primeiro estado vibracional do $^{58}Ni(2^+)$ possui uma energia de $E =$

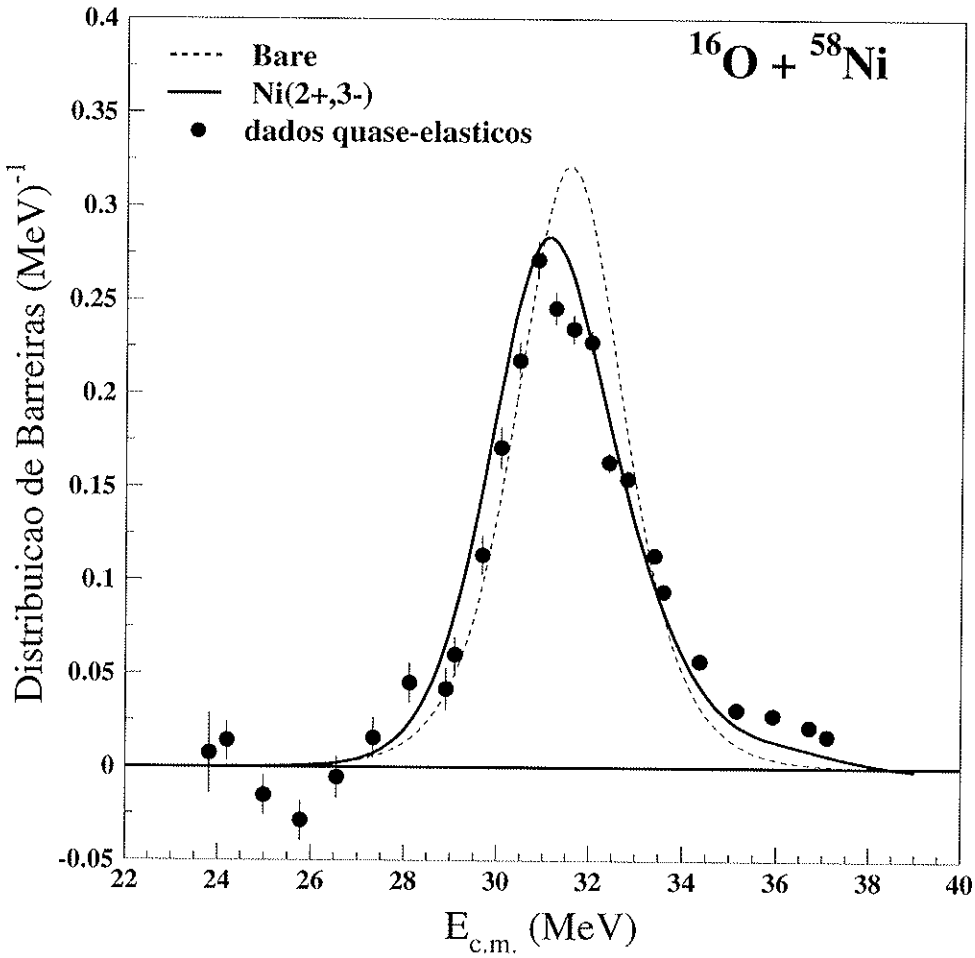

Figura 4.2: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão de 2 fônons do $^{58}Ni(2^+)$ e 1 fônon do $^{58}Ni(3^-)$, calculadas com o CCFULL.

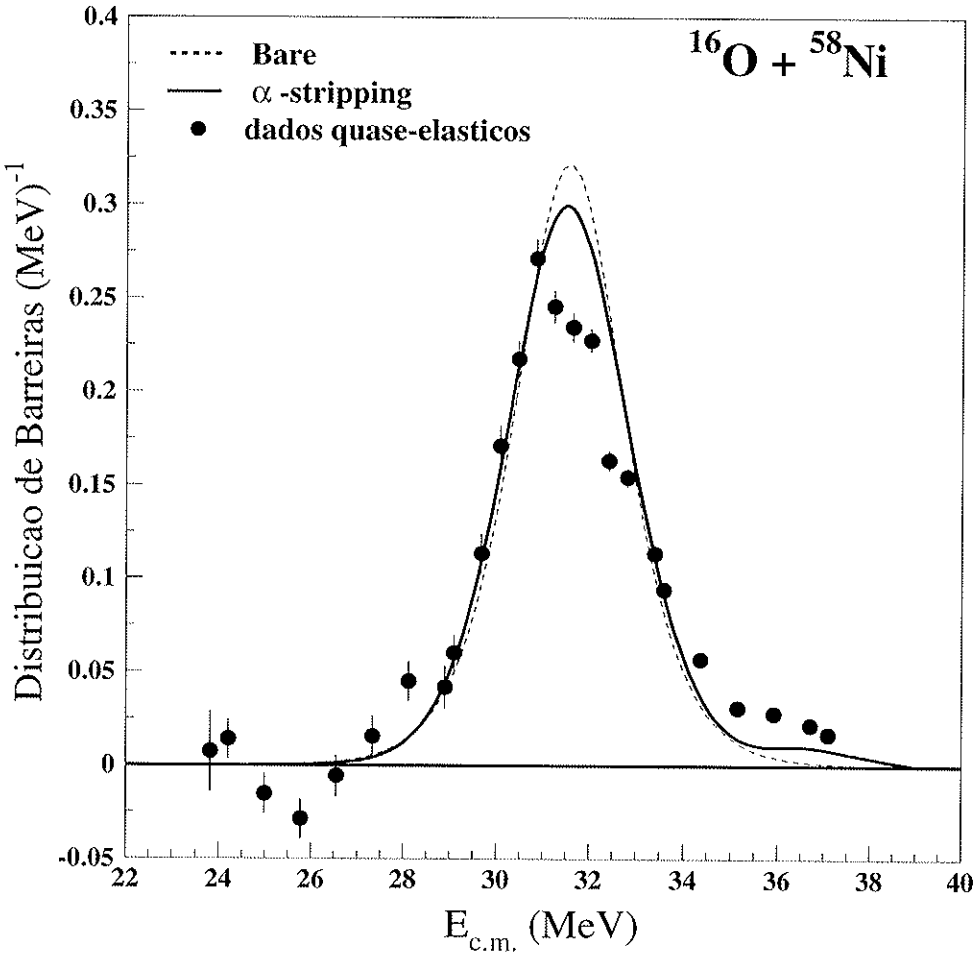

Figura 4.3: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão do *stripping* de α, calculadas com o CCFULL.

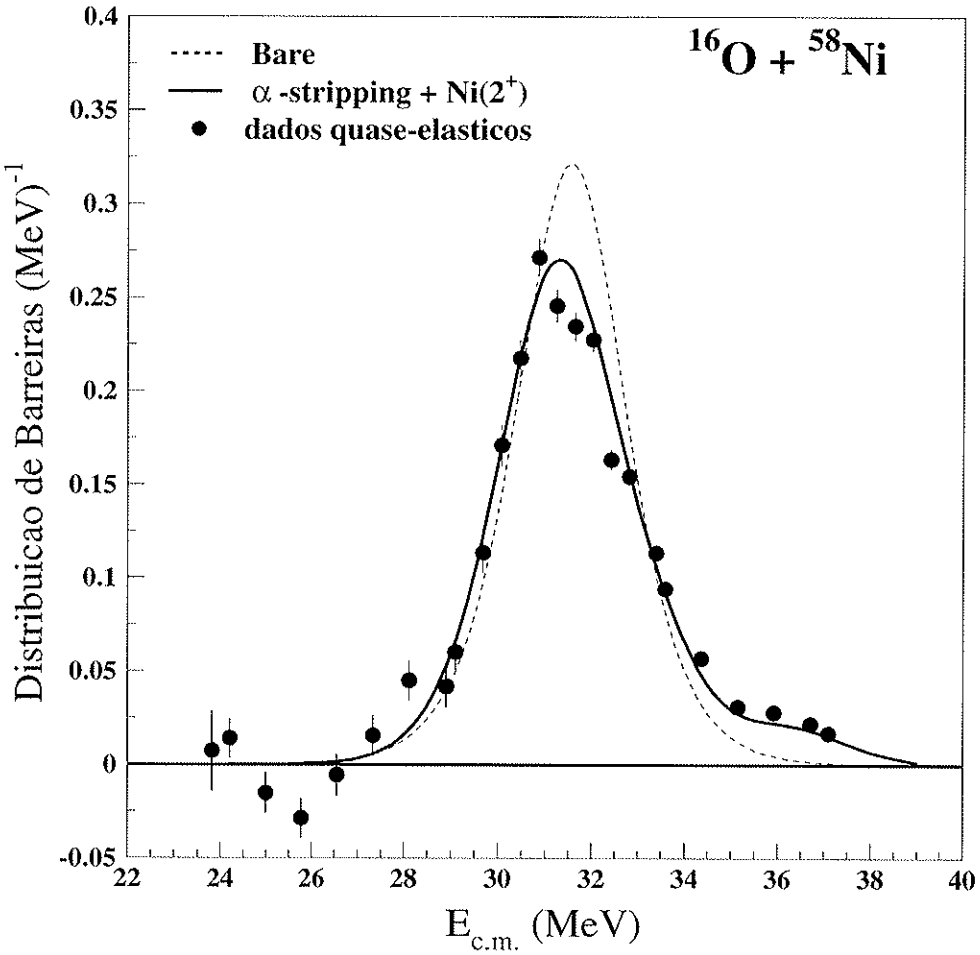

Figura 4.4: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão do *stripping* de α juntamente com o estado 2^+ do ^{58}Ni, calculadas com o CCFULL.

$1,4544$ MeV, coeficiente de deformação $\beta_2 = 0,1828(26)$ [42] e a probabilidade de transição deste estado é $B(E2) \uparrow = 0,0933(15)e^2b^2$. Além disso, incluímos também o estado 3^- que possui uma energia de $E = 4,475$ MeV e coeficiente de deformação $\beta_3 = 0,19$ [43]. Após inúmeras combinações de número de fônons e de vários outros estados excitados, o melhor resultado foi obtido com a inclusão de 2 fônons do estado 2^+ e 1 fônon do estado 3^- do ^{58}Ni, podendo ser visto este ajuste em linha cheia na figura 4.2. Note-se que, comparada ao *bare*, a curva cheia encontra-se mais baixa e ligeiramente alargada, ajustando-se melhor aos dados que a *bare*.

Tentei ainda incluir no cálculo o estado 3^- do ^{16}O. Este estado possui uma energia de excitação de $E = 6,1304$ MeV e coeficiente de deformação $\beta_3 = 0,37$. Contudo, o resultado foi muito insatisfatório, chegando a deformar a distribuição.

Uma vez que as excitações inelásticas não reproduziram a distribuição experimental, iniciei a análise com os canais de transferências. Todos os canais apresentados na tabela 4.1 foram arduamente testados, sendo que, o melhor ajuste foi obtido com o "*stripping*"de α ($Q_\alpha = -3,792(2)$ MeV). O fator F_t foi variado livremente para se obter o melhor ajuste, sendo que o valor $F_t = 0,28$ forneceu o melhor resultado. Este valor está de acordo com previsão teórica da referência [38]. A figura 4.3 mostra que apenas com o *stripping* de alfa há o surgimento de uma estrutura em torno de 37 MeV, a qual está em concordância com os dados experimentais. Apesar de não se ajustar perfeitamente, a forma é uma indicação de que acertávamos na escolha do canal de transferência.

Uma vez definido o canal de transferência que melhor se ajustou aos dados experimentais calculei o acoplamento dos canais inelásticos juntamente com a transferência. O resultado pode ser visto a seguir, na figura 4.4. Veja que, neste caso, a concordância é excelente e apenas o estado 2^+ é relevante no cálculo.

Há que se ressaltar que o ajuste é muito sensível e uma variação de 5% em F_t destrói completamente o ajuste.

4.2.2 Sistema $^{16}O +^{60} Ni$

O desenvolvimento para a análise deste sistema foi análogo ao do $^{16}O +^{58} Ni$. Ou seja, iniciei procurando estabelecer o melhor potencial óptico, usando o método da proximidade, e cheguei aos seguintes valores: $V_0 = 53,0$ MeV, $r_0 = 1,23$ fm e $a_0 = 0,50$ fm. O cálculo da distribuição de barreiras sem nenhum acoplamento (*bare*) pode ser visto na figura 4.5, onde há um deslocamento do pico principal em relação aos dados. No entanto, este é o potencial exigido pelos acoplamentos que faremos a seguir para fornecer um bom ajuste. A energia da barreira coulombiana extraída pela curva *bare* foi $V_B = 31,8(1)$ MeV, o que corresponde, no sistema de referência do laboratório, a $V_B = 40,2(1)$ MeV.

Testei o acoplamento de vários estados inelásticos, com diferentes números de fônons do ^{60}Ni, mas aqueles que se mostraram relevantes foram o 2^+ e o 3^-. O estado 2^+ possui uma energia de $E = 1,3325$ MeV e coeficiente de deformação $\beta_2 = 0,2070(17)$, com probabilidade de transição $B(E2) \uparrow = 0,0933(15)e^2b^2$ [42]. O

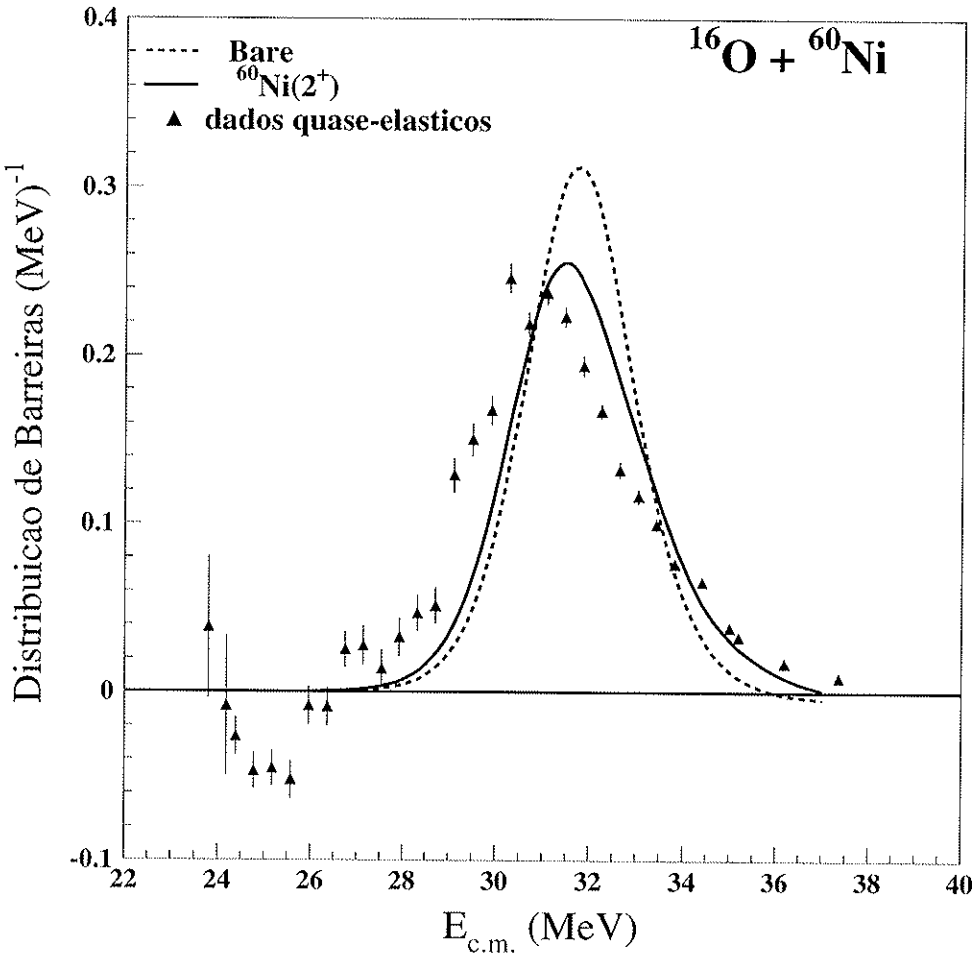

Figura 4.5: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão de 2 fônons do $^{60}Ni(2^+)$, calculadas com o CCFULL.

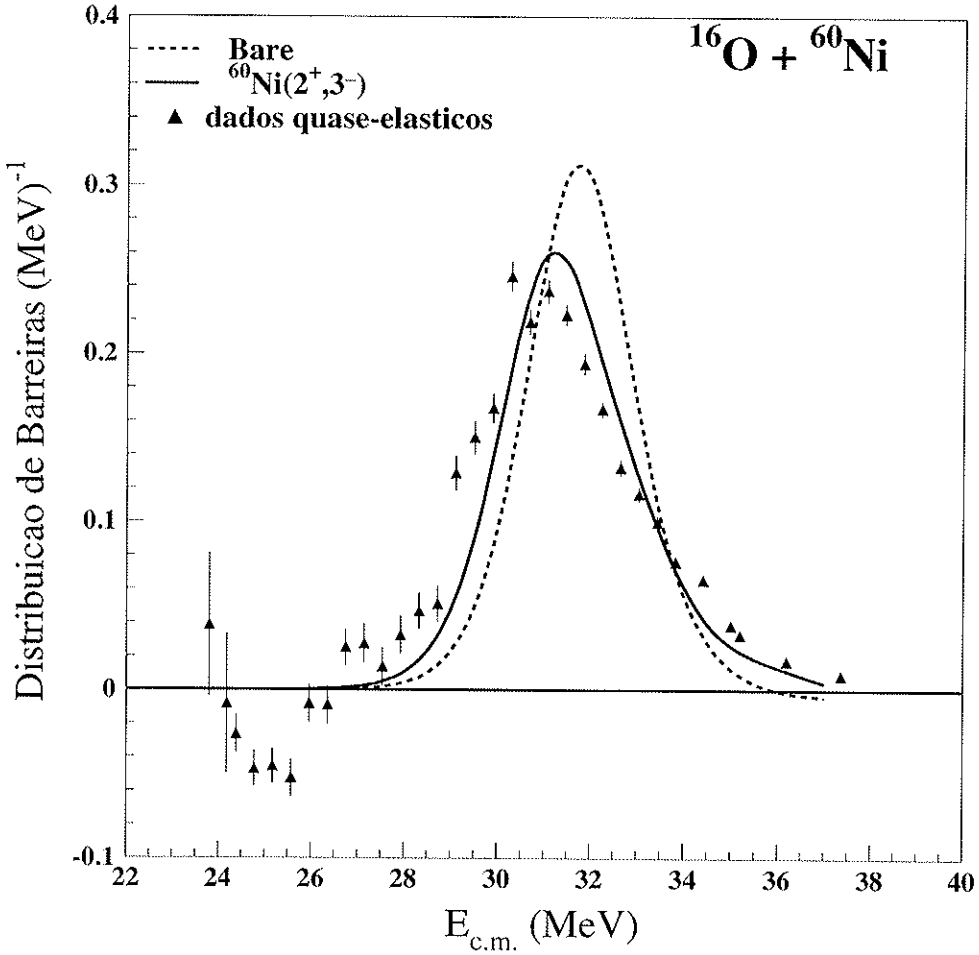

Figura 4.6: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão de 2 fônons do estado 2^+ e 1 fônon do estado 3^- do ^{60}Ni, calculadas com o CCFULL.

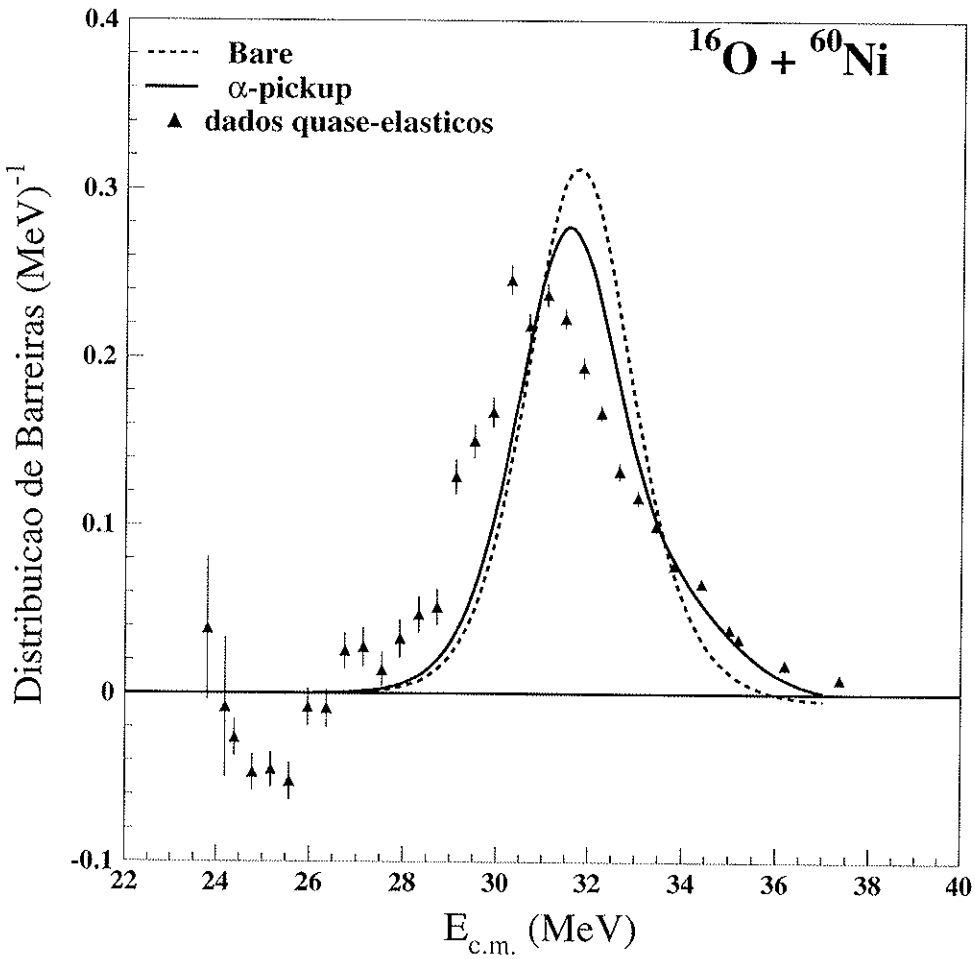

Figura 4.7: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão do *pickup* de α, calculadas com o CCFULL.

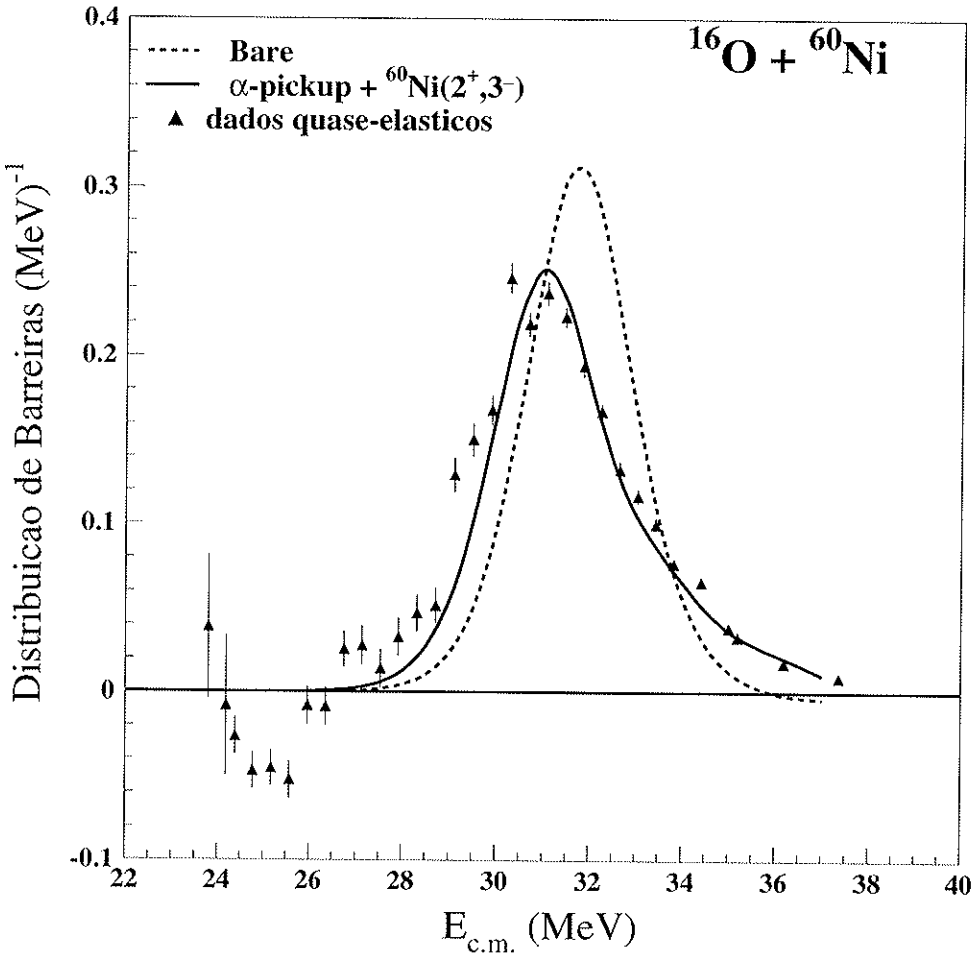

Figura 4.8: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O+^{60}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão dos estados 2^+ e 3^- do ^{60}Ni e *pickup* de α, como canal de transferência, calculadas com o CCFULL.

resultado do acoplamento deste estado pode ser visto na figura 4.5, calculado para 2 fônons. Note-se que com a inclusão do inelástico a curva teórica se ajustou melhor aos dados. Este resultado motivou a inclusão do estado 3^-, que possui uma energia de $E = 4,0$ MeV e coeficiente de deformação de $\beta_3 = 0,17$. O resultado pode ser visto na figura 4.6. Apesar da forma da curva ser idêntica àquela obtida pelo cálculo do estado 2^+, ela aparece deslocada em cerca de 1 MeV para a esquerda, aproximando-se dos pontos experimentais.

Terminado o estudo dos canais inelásticos, iniciei a análise dos canais de transferência no acoplamento. Novamente testei todos os canais apresentados na tabela 4.1, sendo que o melhor resultado foi obtido com "*pickup*" de α, apresentado isoladamente na figura 4.7. O valor do fator de forma usado foi de $F_t = 0,23$. Note que existe um melhor ajuste da curva com o resultado experimental acima de 33 MeV.

Em seguida calculei o acoplamento dos estados 2^+ e 3^- do ^{60}Ni juntamente com o canal de transferência de alfa. A figura 4.8 mostra o resultado, onde podemos notar um excelente ajuste aos dados experimentais acima de 31 MeV. No entanto, apesar de inúmeras tentativas não consegui um bom ajuste na região abaixo desta energia.

4.2.3 Sistema $^{18}O +^{58} Ni$

Para o sistema $^{18}O +^{58} Ni$ foi realizado inicialmente o estudo do melhor potencial, seguindo a mesma análise desenvolvida para os dois sistemas anteriores. O

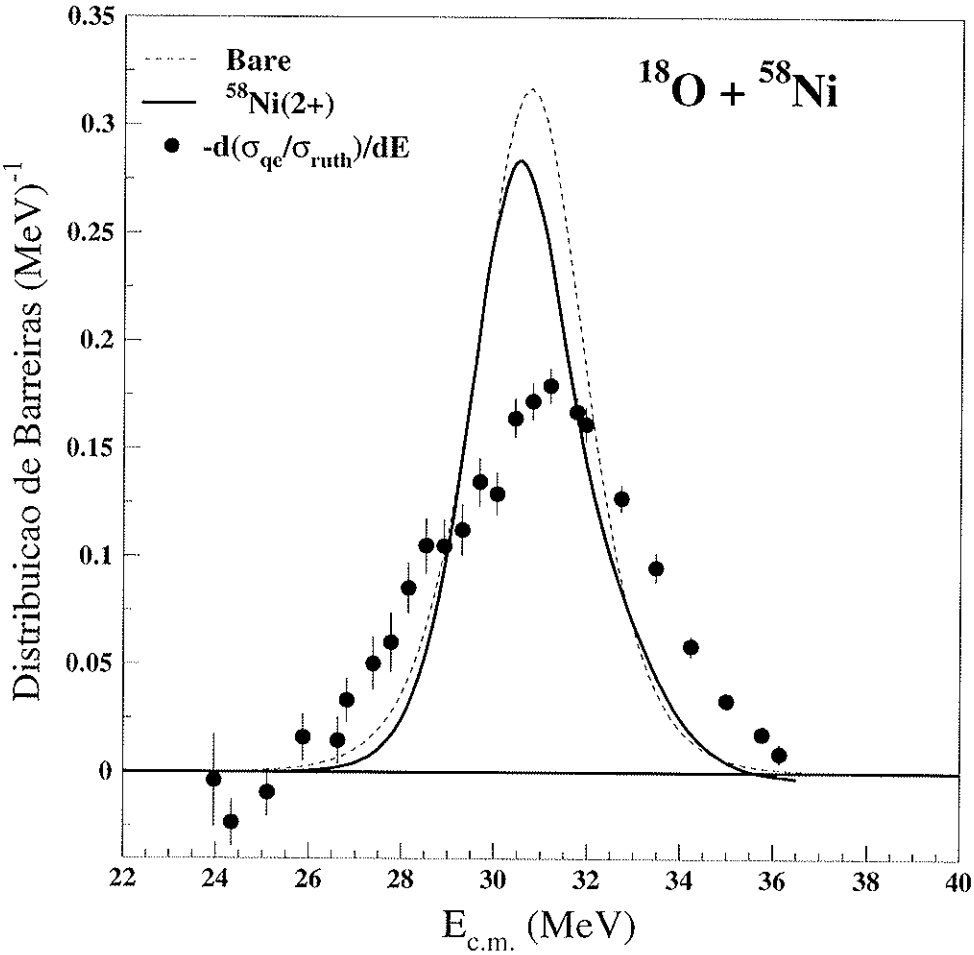

Figura 4.9: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão de 1 fônons do $^{58}Ni(2^+)$, calculadas com o CCFULL.

potencial encontrado foi: $V_0 = 53,0$ MeV, $r_0 = 1,265$ fm e $a_0 = 0,50$ fm. Do cálculo sem acoplamento, mostrada como a curva tracejada da figura 4.9, extraí a energia da barreira coulombiana como $V_B = 30,6(1)$ MeV, o que corresponde, no sistema de referência do laboratório, a $V_B = 40,1(1)$ MeV.

A diferença existente entre a distribuição experimental e a curva sem acoplamento (*bare*) é bem maior do que nos sistemas anteriores, de forma que os acoplamentos existentes neste sistema devem ser bem fortes. Os canais inelásticos são incapazes de explicar sozinhos esta diferença. Para o ajuste destes inelásticos incluí para o ^{58}Ni o estado 2^+ com vários fônons, sem sucesso; em seguida acrescentei o estado 3^- e, como ainda não estava chegando a um resultado satisfatório, acrescentei os estados do ^{18}O; contudo em todas estas tentativas o ajuste ficou muito aquém dos dados experimentais. As curvas obtidas por estes testes não apresentam variações muito diferentes da mostrada na figura 4.9, motivo pelo qual só mostro o resultado fornecido pelo estado 2^+ do ^{58}Ni. Em outras palavras, posso entender como que o estado mais provável é o 2^+ do alvo, enquanto que os outros podem ser omitidos por serem pouco prováveis, não afetanto de forma significativa a distribuição de barreiras de fusão.

O que estes cálculos sugerem é que devemos lançar mão dos canais de transferência para ajustar estes dados, os quais devem ter acoplamento mais forte do que nos sistemas anteriores.

De todos os canais de transferências apresentadas na tabela 4.1, o que forneceu

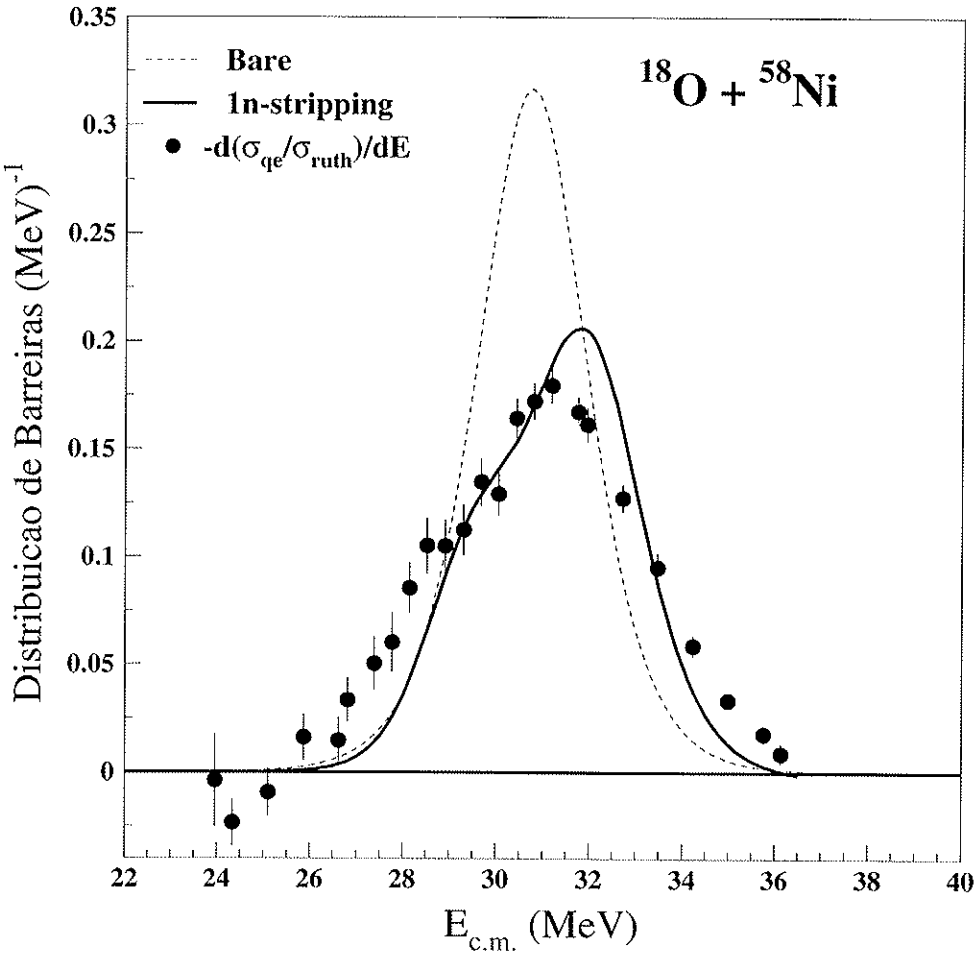

Figura 4.10: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão do *stripping* de um nêutron, calculadas com o CCFULL.

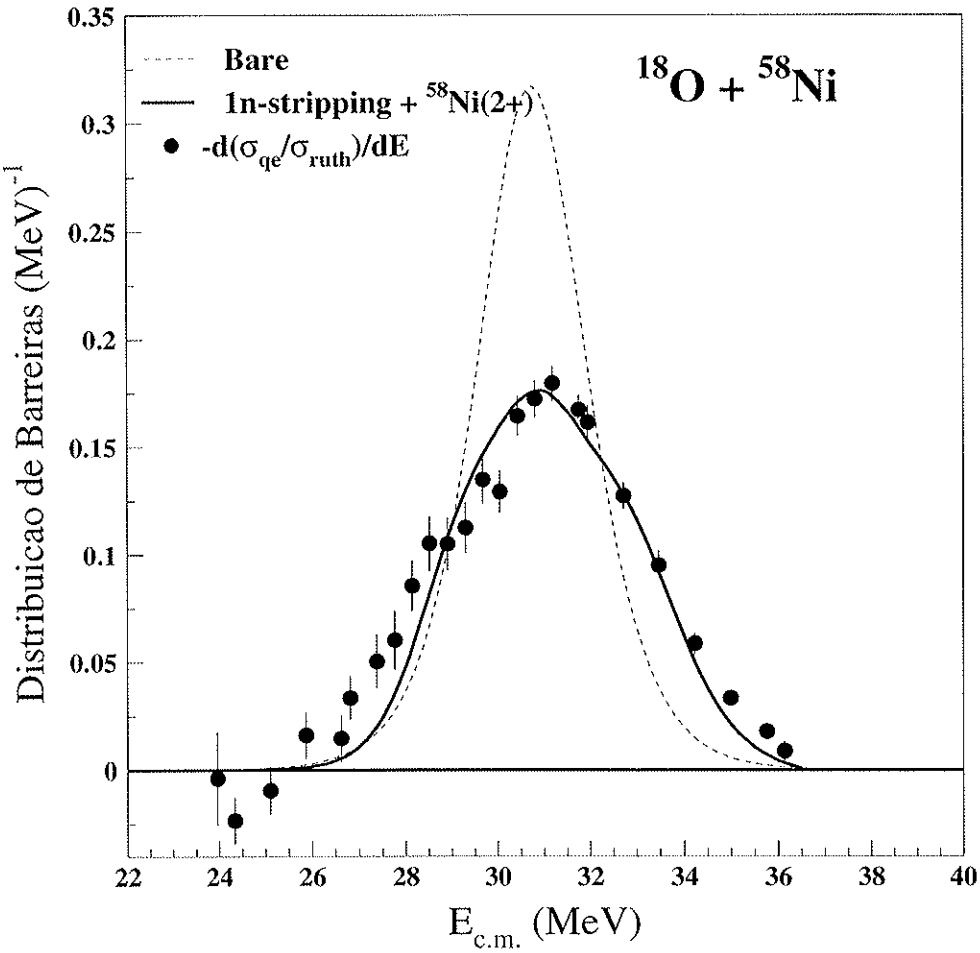

Figura 4.11: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão do *stripping* de um nêutron e de 1 fônon do estado 2^+ do ^{58}Ni, calculadas com o CCFULL.

melhor resultado foi o "*stripping*"de nêutron. De uma forma qualitativa, e até ingênua, poderíamos imaginar que seria mais fácil transferir o par de nêutrons, ao invés de um único. No entanto, a energia de ligação para 2 nêutrons é de $E_{Bind} = 12,19$ MeV, enquanto para 1 nêutron a energia de ligação é $E_{Bind} = 8,045$ MeV, ou seja, é muito mais econômico, extrair um nêutron do ^{18}O do que o par. E não é só isso. O Q de reação para a transferência de 2 nêutrons vale $Q_{2n} = 8,200(2)$ MeV, enquanto que no caso da transferência de 1 nêutron vale $Q_{1n} = 0,956(2)$ MeV, sendo portanto, avaliando tudo que foi exposto, o segundo caso bem mais plausível.

O ajuste obtido acoplando-se apenas a transferência de 1 nêutron está na figura 4.10. Como se pode notar, este acoplamento sozinho consegue baixar a curva de forma que apresente comportamento semelhante aos dados. Este ajuste já poderia ser considerado como um excelente resultado. Isto demonstra a importância deste canal de transferência na reação de fusão deste sistema. O fator usado neste caso foi de $F_t = 0,33$, que está de acordo com as previsões teóricas da referência [38].

O passo seguinte foi o acoplamento da excitação inelástica do alvo com o canal de transferência. O resultado foi o excelente ajuste mostrado na figura 4.11. Diferentemente dos sistemas anteriores, é impressionante a diferença existente entre o cálculo acoplado e o *bare*.

Devo ressaltar que a diferença apresentada por este sistema, se comparado aos dois anteriores, é a mudança do projétil; nos dois anteriores temos o ^{16}O como projétil, e agora o ^{18}O. A comparação entre os sistemas $^{16,18}O+^{58}Ni$ já foi publicada

na *Physics Letter B* [40].

4.2.4 Sistema $^{18}O +^{60} Ni$

Finalmente chegamos ao último sistema analisado com o CCFULL. De forma semelhante ao realizado para os sistemas anteriores, determinei o potencial que melhor se ajusta aos dados, chegando aos seguintes valores: $V_0 = 53,0$ MeV, $r_0 = 1,22$ fm e $a_0 = 0,60$ fm. A energia da barreira coulombiana com este potencial foi de $V_B = 30,4(1)$ MeV, o que corresponde, no sistema de referência do laboratório, a $V_B = 39,6(1)$ MeV. Esta barreira pode ser vista representada como *bare* na figura 4.12. O que se percebe, da mesma forma que o sistema anterior, é que a distribuição experimental é bem mais baixa e larga que o *bare* simples, necessitando portanto, de canais de forte acoplamento.

Começando com o acoplamento dos inelásticos, testei várias combinações. O resultado mais representativo foi obtido com o 2 fônons do estado 2^+ do ^{60}Ni, visto também na figura 4.12. Note que, da mesma forma que a figura 4.9, o inelástico nem se aproxima dos pontos experimentais; isto me levou a investigar os canais de transferências.

Entre todos os canais apresentados na tabela 4.1, como no sistema anterior, o *stripping* de nêutron, de $Q_{1n} = -0,224(2)$ MeV, mostrou o melhor resultado. Calculando apenas este canal, podemos notar que este acoplamento, com fator $F_t = 0,29$, é suficiente para aproximar a curva teórica da distribuição experimental, conforme

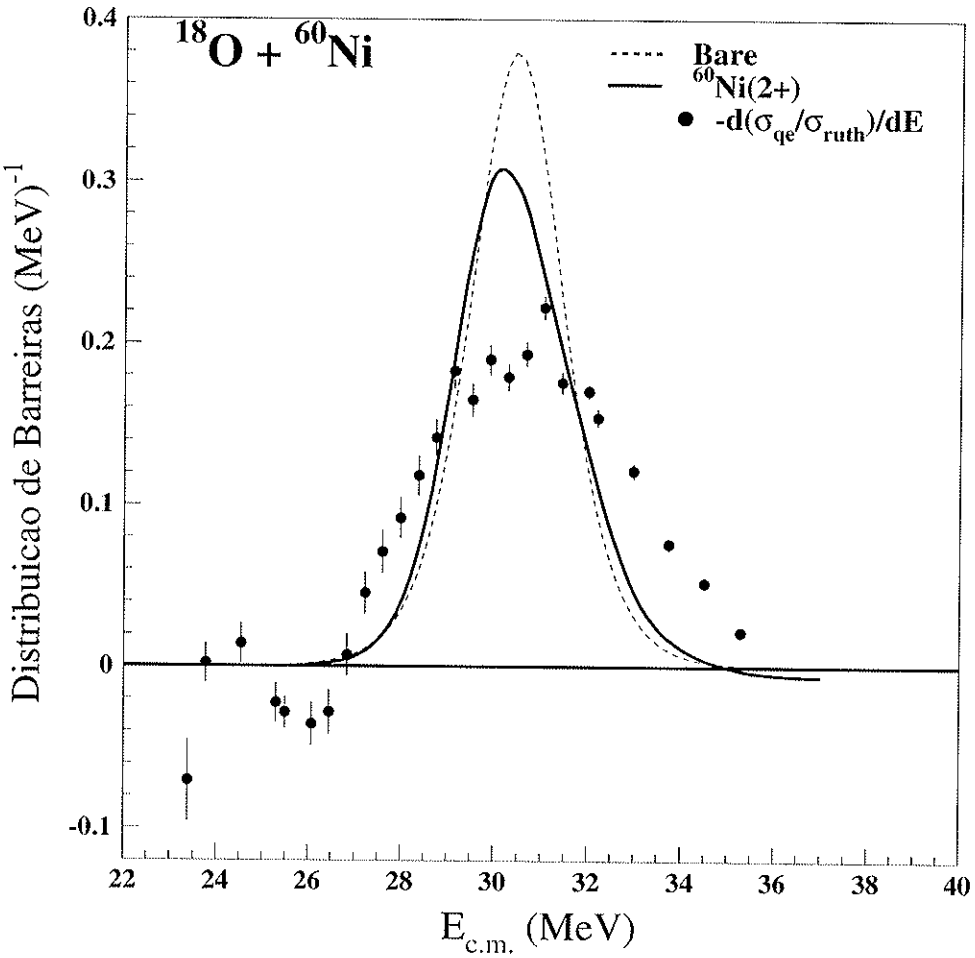

Figura 4.12: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{60}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado da inclusão de 2 fônons do estado 2^+ do ^{60}Ni, calculadas com o CCFULL.

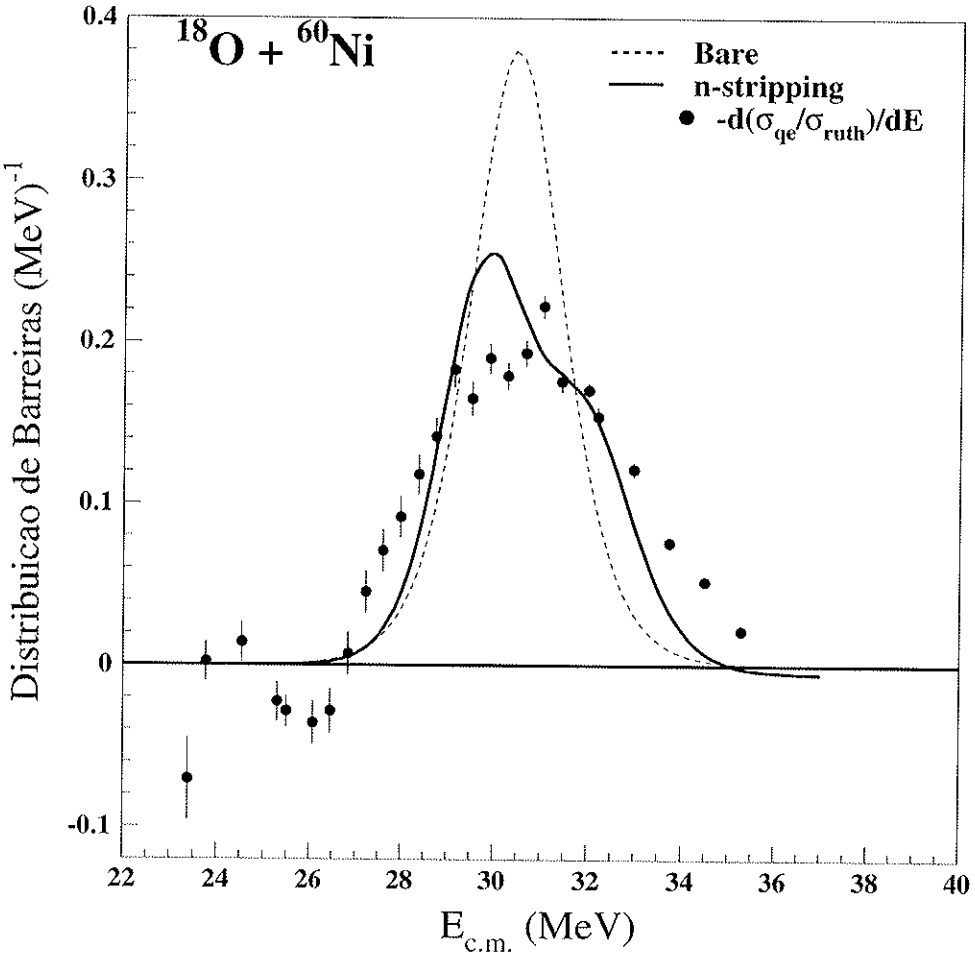

Figura 4.13: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia o resultado com *stripping* de um nêutron, calculadas com o CCFULL.

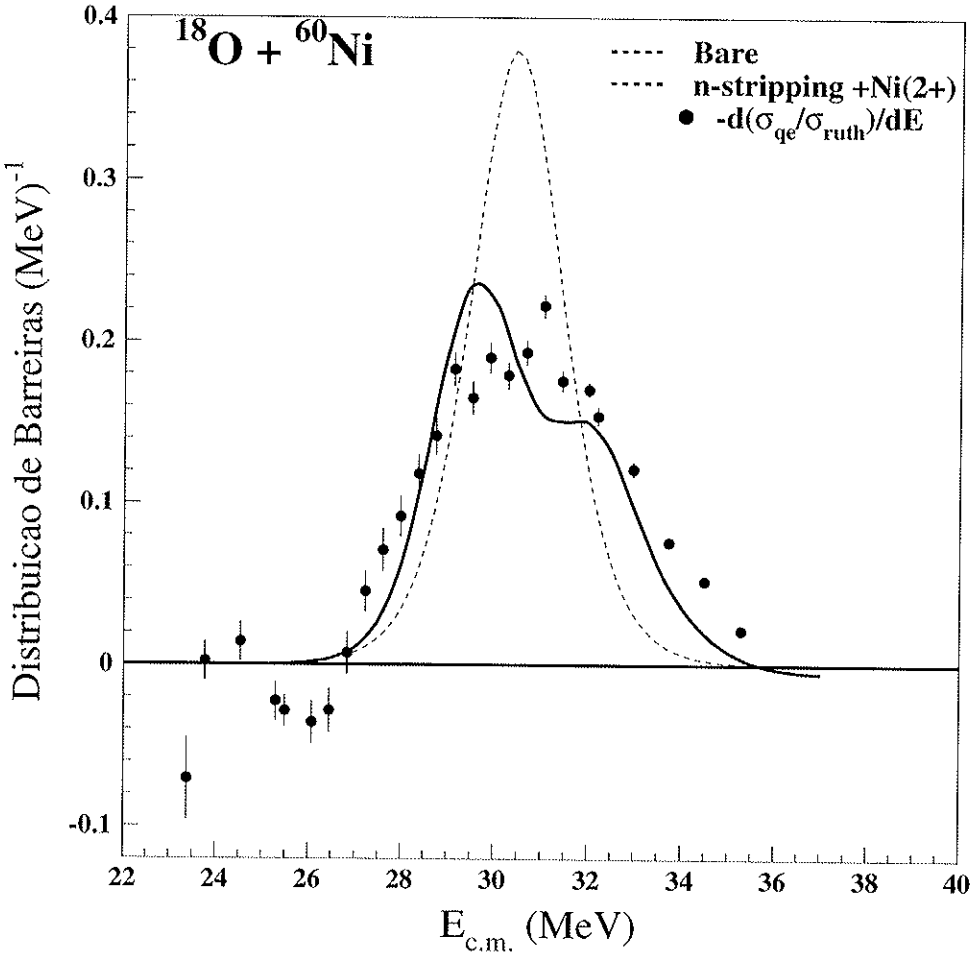

Figura 4.14: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{60}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha tracejada vemos o *bare* e na linha cheia a inclusão de 2 fônons do estado 2^+ do ^{60}Ni juntamente com o *stripping* de um nêutron, calculadas com o CCFULL.

mostrado na figura 4.13.

O acoplamento de ambos processos, ou seja, inelástico e transferência, pode ser visto na figura 4.14. Aqui podemos observar que a inclusão do inelástico melhora o ajuste com relação à transferência sozinha (figura 4.13), a curva teórica se ajusta melhor à distribuição experimental, apesar da região entre 31 MeV e 33 MeV não apresentar um comportamento muito parecido com a tendência dos pontos experimentais.

Comparando este ajuste com aqueles obtidos para os demais sistemas, concluo que este último é mais desfavorável. Contudo, este resultado é o melhor que o programa CCFULL pôde fornecer.

4.3 Análise teórica com o programa FRESCO

A simplicidade com que o CCFULL trata o acoplamento do canal de transferência, em certas situações em que canais de transferência de $Q's$ de reações muito próximos, pode gerar uma ambigüidade nos resultados, ou seja, o programa não nos fornece informações suficientes para se decidir qual dos canais é realmente importante para um determinado processo de fusão.

Esta incerteza me levou a utilizar outro código para realizar estes cálculos, o FRESCO [37]. A forma mais rigorosa como o FRESCO trata as transferências, levando em consideração detalhes da estrutura nuclear dos canais de entrada e saída,

pode nos fornecer informações mais verossímeis quanto à importância destes canais.

Os dados de entrada do FRESCO são arquivos extensos e a possibilidade de inserir centenas de parâmetros exige do usuário atenção, um longo estudo e treinamento. Por causa destas dificuldades o CCFULL, mais simples, tornou-se mais popular, uma vez que o arquivo de entrada é mais simples.

No arquivo de entrada do FRESCO definem-se os vários canais de reações importantes, chamados de partições. As partições são definidas pelas massas e números atômicos dos núcleos envolvidos, o Q da reação, referente à primeira partição e, os vários níveis de energia desta partição, com seus respectivos *spins*, paridade, energia e potencial óptico.

A entrada dos potenciais também é bem mais completa que a do CCFULL, isto porque o programa permite a entrada de vários tipos de potenciais, como coulombiano, nuclear de volume, superfície, spin-órbita, além das deformações (projétil ou alvo) elétrica ou nuclear.

Para as deformações, por exemplo, se for uma deformação nuclear os dados referentes a ela deve ser informados como o comprimento de deformação, onde $\delta_k = R\beta_k$. E se a deformação for coulombiana ela é dada por

$$M_n(Ek) = \frac{3Z\beta_k R^k}{4\pi}$$

A transferência (calculada com alcance finito) é tratada como um *cluster*, ou

seja, a matéria transferida é entendida como uma partícula. Por isso devo informar ao programa a partição inicial e final, os *spins*, momentos angulares do caroço e do *cluster* transferido, as energias de excitação das duas partições e seus fatores de forma e amplitudes espectroscópicas. Nem sempre temos os fatores de forma e, em alguns casos, as amplitudes espectroscópicas são dependentes da energia, necessitando muita prudência ao transferir alfas, por exemplo, sendo esta última a maior dificuldade, pois nem sempre temos os fatores de forma corretos, determinados experimentalmente. Nesses casos, o fator de forma é variado até encontrarmos aquele que melhor ajusta a curva experimental.

O FRESCO possui uma extensa teia de detalhes e minúcias, algumas muito específicas, que são difíceis de serem citadas.

Ao contrário do CCFULL, que só nos fornece a secção de choque de fusão, o arquivo de saída do FRESCO exibe as secções de choque de cada partição separadamente, além da própria secção de choque de fusão. Assim, podemos calcular a secção de choque quase-elástica, somando a contribuição de cada partição, e passarmos a analisar somente os cálculos quase-elásticos.

Existe um artigo no qual os autores usam ambos os programas (CCFULL e FRESCO) [44] para a análise de um sistema bem mais pesado ($^{16}O +^{208} Pb$). O objetivo deles não era comparar os dois cálculos, mas apenas verificar particularidades deste sistema, como o processo de fissão, tanto que eles medem a função de excitação de fissão. Entretanto, se compararmos apenas os resultados fornecidos

pelos dois programas veremos que são praticamente equivalentes.

Descreverei, a partir da seção seguinte, os cálculos que realizei usando o FRESCO. Para efeito de comparação, em todas as figuras a curva ajustada pelo FRESCO será apresentada juntamente com o resultado final obtido pelo CCFULL. Dessa forma, creio ser possível estabelecer uma melhor relação de comparação entre eles.

Tabela 4.2 - Energia de excitação e multipolaridades para os diferentes núcleos usados nos cálculos com o FRESCO

Núcleo	J^π	E(MeV)
^{58}Ni	2^+	1.4544
	2^+	3.0383
	2^+	3.8989
	2^+	4.1080
^{60}Ni	2^+	1.3325
	2^+	2.1588

Na tabela 4.2 estão os níveis de energia dos alvos que se revelaram relevantes nos cálculos com o FRESCO. As excitações dos projéteis foram desprezadas depois de constatadas pequena influência no ajuste das distribuições de barreiras. Em [12] vemos que a inclusão do $^{16}O(3_1^-)$ não modifica a distribuição de barreiras principal e sua influência se faz sentir em torno de 41 MeV de uma forma sutil, motivo pelo qual não chego a usá-lo nos cálculos finais.

4.3.1 Sistema $^{16}O +^{58} Ni$

O procedimento usado para a análise com o CCFULL também será usado para o FRESCO. Portanto, iniciarei com a escolha dos potenciais, lembrando que o FRESCO utiliza a parte imaginária do potencial. Há na literatura vários estudos de reações diretas com este sistema [45-48]. Portanto, não tivemos dificuldades em encontrar potenciais ópticos que ajustam simultaneamente dados de espalhamento elástico e inelástico. Optamos pelo potencial utilizado por Thompson por razões que discutiremos a seguir. A tabela 4.3 traz os valores usados pelo CCFULL e pelo FRESCO, sendo que o primeiro usa apenas potencial real.

Tabela 4.3 — Parâmetros do potencial óptico usado pelo CCFULL e FRESCO para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$.

	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_i (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)
CCFULL	52,0	1,295	0,41	—	—	—
FRESCO	58,0	1,205	0,56	9,0	0,90	0,50

O que notamos por esta tabela é que os potenciais são bem coerentes entre si, apesar da difusividade daquele usado pelo CCFULL ser menor do que costuma-se usar na maioria dos cálculos. Os valores usados para o FRESCO, em particular, foram ligeiramente modificados do potencial usado num arquivo de dados fornecido por Thompson, para o mesmo sistema.

O valor da barreira coulobiana, fornecida pelos potenciais da tabela 4.3 também é bem razoável, se comparada com a sistemática de *Christensen and Winther* [49]:

$$V_B = \frac{Z_P Z_T e^2}{r_0(A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) + 2,72} \tag{4.8}$$

Por esta sistemática, iremos obter $V_B = 29,3$ MeV com o potencial do CCFULL e $V_B = 31,0$ MeV com o do FRESCO, valores bem razoáveis se comparadas aos $V_B = 31,6(1)$ MeV obtido pelo ajuste da curva *bare* da figura 4.2. A título de comparação, a barreira coulombiana encontrada por *C. P. Silva et al* [45], para este sistema, foi de $V_B = 33,6$ MeV, enquanto que no artigo do *Keeley et al* [12] a barreira encontra-se em $V_B = 32,1$ MeV, bem mais próximo ao valor encontrado por mim. Uma possível explicação para esta diferença seria o fato de que *Keeley et al* usaram, para as medidas de fusão, um sistema composto de TOF, filtro de velocidades e detector proporcional de grande área, que possui eficiência de 100%, enquanto *C. P. Silva et al* realizaram as medidas de fusão usando um defletor eletrostático e um detector PSD (que possui pequena área sensível). Portanto, uma eficiência geométrica inferior a 100% poderia ser responsável pelas baixas secções de choque se comparadas aos valores de *Keeley et al.* Segundo a equação 2.9, a secção de choque inferior encontrada por *C. P. Silva et al* exige uma barreira coulombiana ligeiramente maior que o encontrado por *Keeley et al.* Então, em termos de comparação, achamos

mais prudente usarmos os dados do *Keeley et al*, o que venho fazendo ao comparar as duas distribuições de barreiras apresentadas na figura 4.1.

Na figura 4.15 pode ser visto o cálculo sem acoplamento (linha cheia), utilizando o programa FRESCO, comparado com o ajuste final calculado com o CCFULL (linha tracejada).

O passo seguinte foi acoplar vários estados inelásticos do projétil e do alvo. Depois de vários testes, revelaram-se mais importantes os estados do ^{58}Ni, apresentados na tabela 4.2. O contrário aconteceu com os estados excitados do ^{16}O. Isto porque o primeiro estado do projétil já possui $E = 6,04$ MeV, muito elevado se comparado com os primeiros estados do alvo. Usei um comprimento de deformação de $\delta = 0,855$ fm, muito similar ao usado por *Keeley et al* [12], que foi de $\delta = 0,85$ fm. Esse comprimento nos forneceu um coeficiente de deformação em concordância com o tabelado em [42]. A figura 4.16 traz o melhor resultado obtido apenas com os canais inelásticos. Pode ser visto que, neste caso, a distribuição teórica reproduz a estrutura da distribuição experimental de forma impressionante, ao contrário do resultado fornecido pelo CCFULL, o qual exige a inclusão do canal de transferência. O estado $^{58}Ni(3^-)$ também foi testado e descartado depois de verificar que seu efeito é desprezível para a distribuição, conclusão idêntica à encontrada por *Keeley et al* [12].

Mesmo com o excelente ajuste obtido somente com os inelásticos, continuei a análise para verificar se a inclusão de algum canal de transferência poderia aprimorar

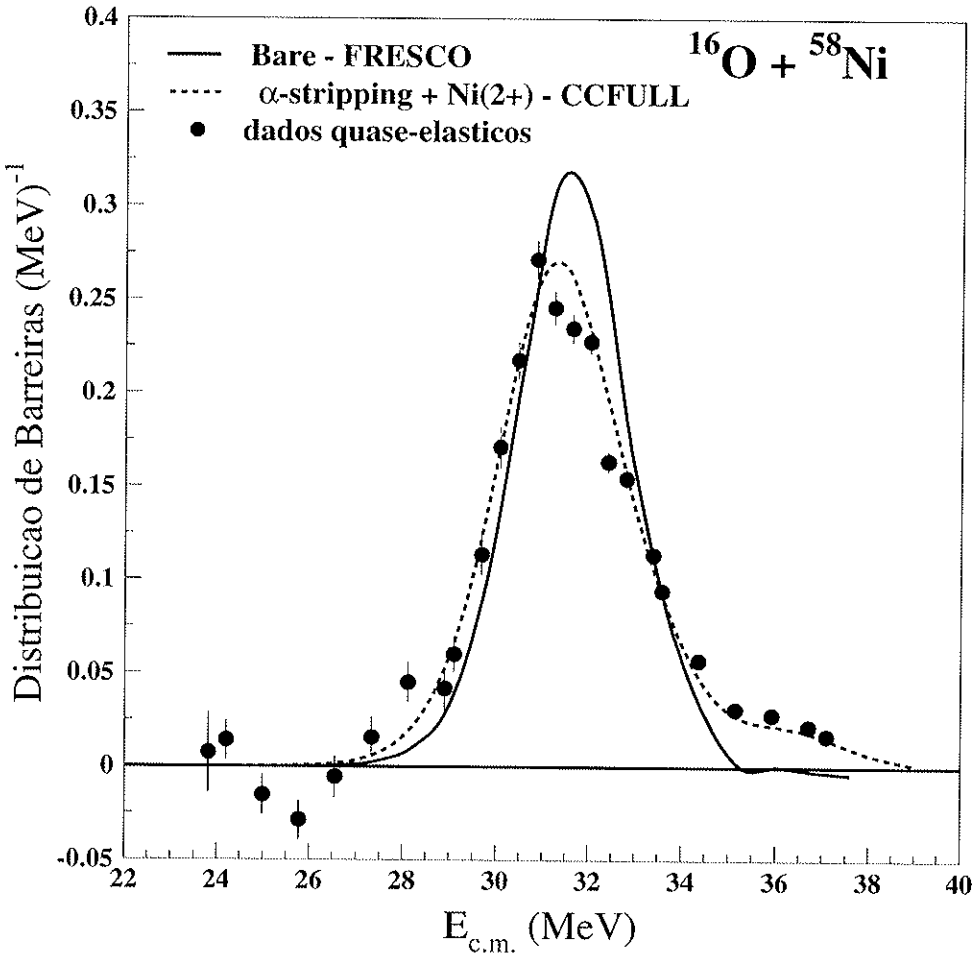

Figura 4.15: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha cheia vemos o cálculo realizado com o FRESCO sem nenhum acoplamento (*bare*) e na tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de α e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

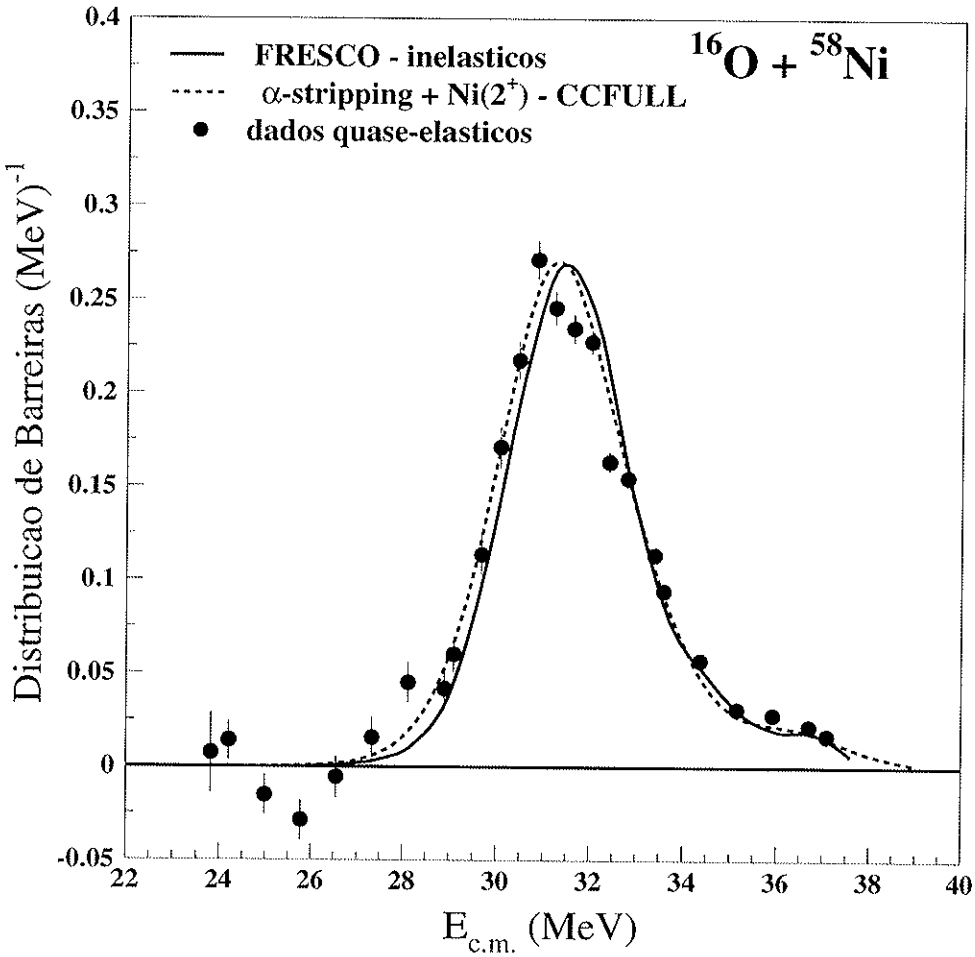

Figura 4.16: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo os estados excitados (listados na tabela 4.2) e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de α e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

ainda mais nosso ajuste. Além disso, seria muito importante verificar a confiabilidade do CCFULL neste caso. A Tabela 4.4 traz tanto os valores de $Q's$, para reações de transferências neste sistema, quanto a energia de ligação do *cluster* (transferido) ao caroço, parâmetro relevante usado pelo FRESCO para cálculos de transferência. Esta energia de ligação também pode nos revelar informações importantes em relação ao tipo de transferência mais provável do ponto de vista energético. Por exemplo, a energia de ligação da alfa no ^{16}O, ou seja, a energia necessária para extraírmos uma alfa do ^{16}O é de $7,162$ MeV, menor valor entre todas as demais reações de *stripping*. Acoplamos todos os canais apresentados na Tabela 4.4, e o que melhor se ajustou foi exatamente o *stripping* de alfa. A figura 4.17 traz este resultado, mostrando que a sua influência é pequena, criando uma pequena estrutura em cerca de $36,0$ MeV. Isto parece ser bem animador porque se olharmos melhor a figura 4.16, exatamente nesta energia, o ajuste passa ligeiramente abaixo do ponto experimental. Ou seja, ao calcularmos os inelásticos juntamente com o canal de transferência é possível que o ajuste fique melhor nesta região.

Tabela 4.4 — Valores dos Q de reação e E_{BIND} para o $^{16}O +^{58} Ni$. A primeira parte, superior, são para *stripping* e a segunda, inferior, para *pickup*

	$Q \pm (0,002)$ (MeV)	E_{BIND} (MeV)
1n	-6,664	15,664
2n	-8,498	28,888
1p	-8,711	12,128
d	-9,482	20,736
t	-8,326	25,032
2p	-13,797	22,335
^3He	-11,744	22,793
α	-3,792	7,162
1n	-8,075	12,197
2n	-10,278	22,465
α	-1,665	6,398

A figura 4.18 apresenta o cálculo completo, incluindo os canais inelásticos e o *stripping* de α. O que notamos é que tínhamos razão: o ajuste melhorou a região em torno de $36,0$ MeV, fazendo com que a curva teórica passe sobre os pontos experimentais próximo à esta energia. Contudo, parece ter piorado nos dois últimos pontos. Os dois resultados parecem tão bons que ainda é muito difícil tecer qualquer afirmação conclusiva sobre a importância do *stripping* de alfa neste sistema. Qual-

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo: 3738
ex. 1

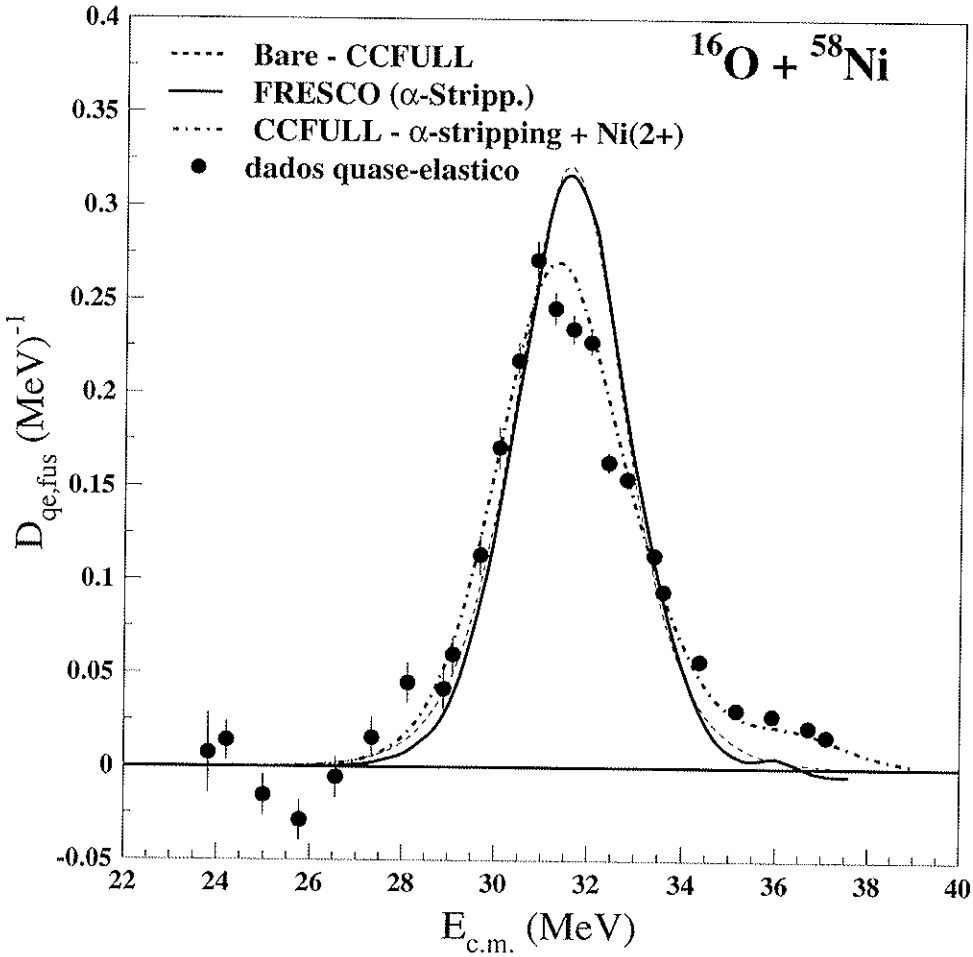

Figura 4.17: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo apenas o *stripping* de α e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de α e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

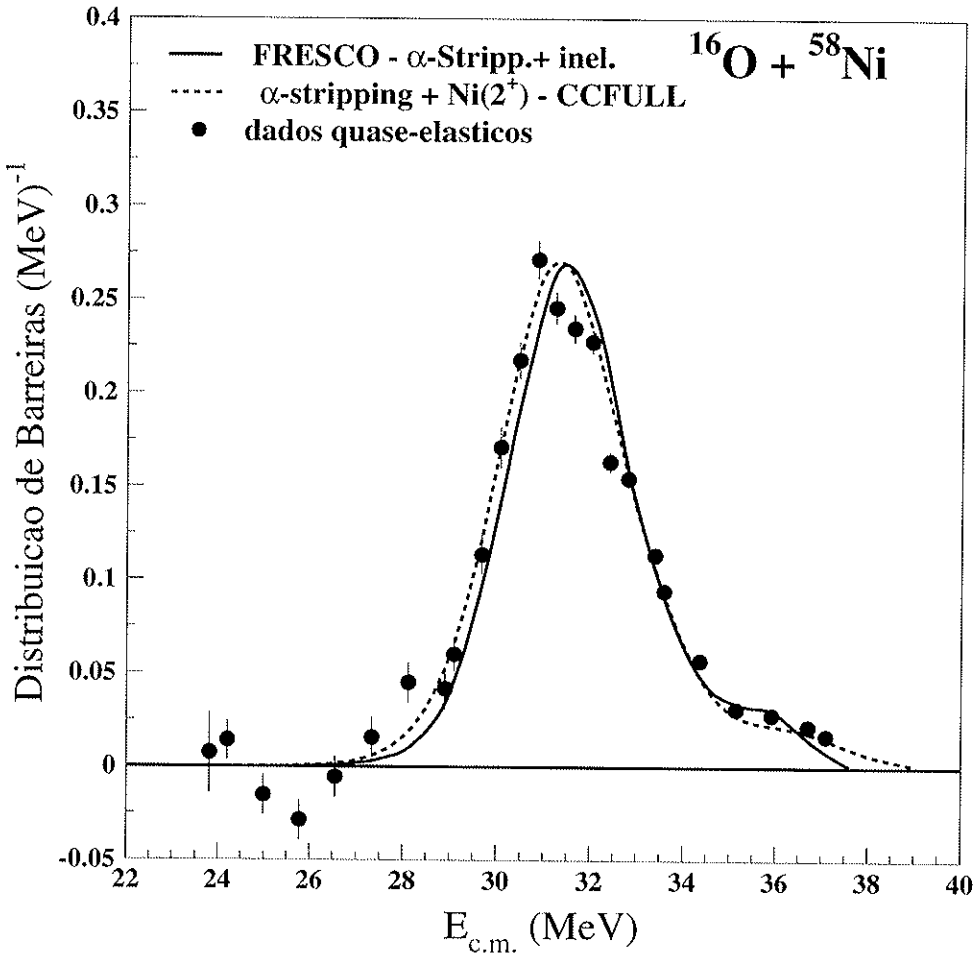

Figura 4.18: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo tanto os inelásticos quanto o *stripping* de α e a curva tracejada o resultado do CCFULL, que inclui o *stripping* de α e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

quer conclusão deve vir de outras análises. Entretanto, medidas diretas realizadas por *Keeley et al* [46, 50] mostraram que, para o mesmo sistema, o *stripping* de alfa é importante, sendo sua secção de choque bem maior que para outros isótopos de níquel, maior inclusive que *pickup* de dois nêutrons.

Uma vez que dispomos da função de excitação de fusão medida por *Keeley at al* para este sistema, pudemos compará-la com os cálculos dos dois programas, conforme mostrada na figura 4.19. Observamos que o resultado fornecido pelo FRESCO está em melhor concordância com os dados experimentais se comparado ao resultado fornecido pelo CCFULL. O cálculo sem acoplamento também foi colocado, a título de comparação. Com ou sem a inclusão da transferência de alfa o resultado do FRESCO é muito similar, não nos permitindo, por meio desta figura, decidir se o *stripping* de α deve ser incluído.

Nos espectros biparamétricos, fornecidos pelo detector proporcional, é visível a presença de carbono ($Z = 6$), decorrente da transferência de $Z = 2$, possivelmente *stripping* de alfas. Medi a contribuição desta transferência para cada energia, conforme a função de excitação apresentada na figura 4.20, e, supondo que todos aqueles eventos sejam *stripping* de alfa, comparei com a função de excitação fornecida pelo FRESCO, uma vez que ele calcula a secção de choque de cada partição individualmente. Representei este cálculo na mesma figura em linha tracejada. O que se nota é que a secção de choque calculada é dez vezes menor que os dados, como mostra a figura 4.20. Apesar disso, o cálculo reproduz bem a dependência da função de ex-

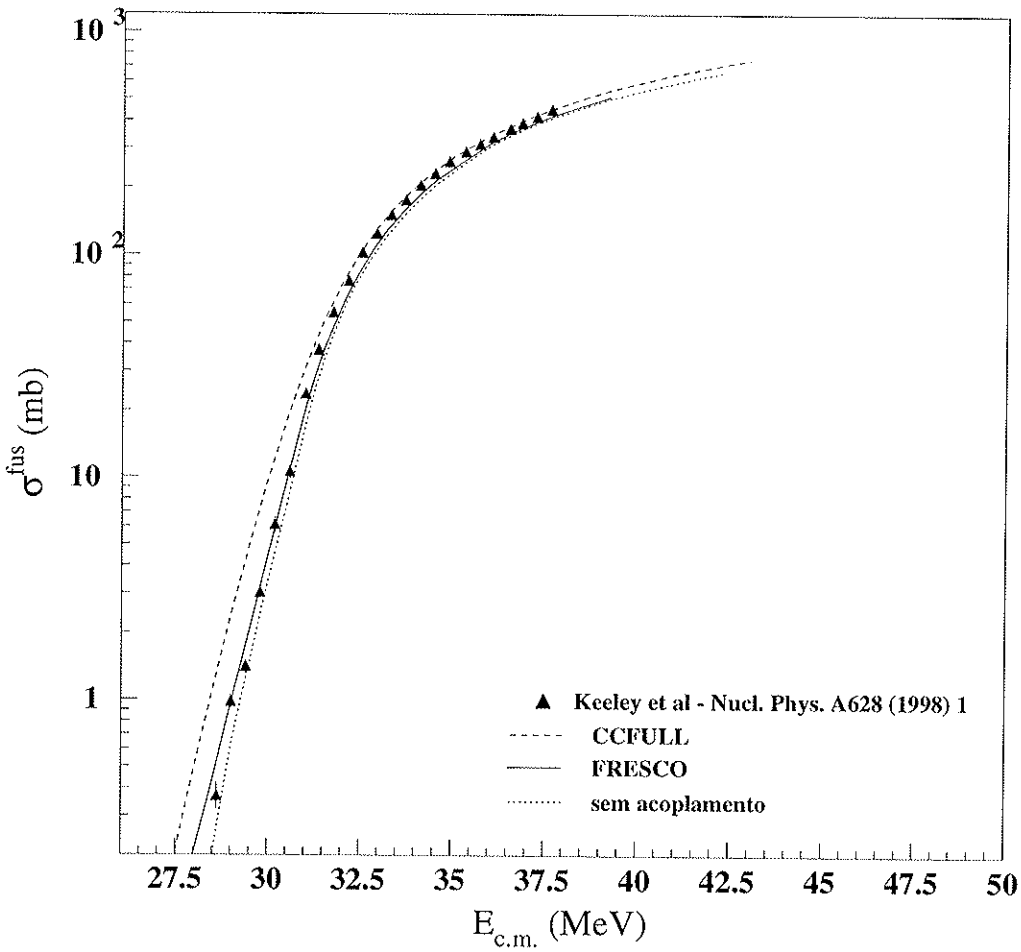

Figura 4.19: Secção de choque de fusão para o sistema $^{16}O + ^{58}Ni$ medido por *Keeley et al* [12], juntamente com os cálculos sem acoplamento (curva pontilhada), com o FRESCO (linha cheia) e com o CCFULL (linha tracejada). Nas duas últimas estão incluídos os inelásticos do ^{58}Ni e a transferência de α.

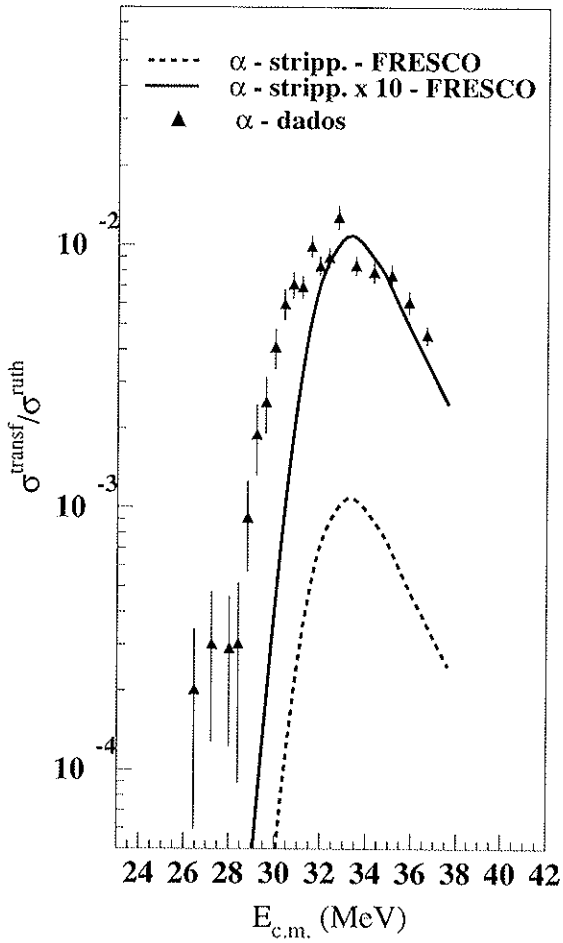

Figura 4.20: Secção de choque para o *stripping* de α dividido por σ_{Ruth} para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$ e o cálculo fornecido pelo FRESCO para esta mesma transferência (curva tracejada). A curva cheia é o mesmo cálculo multiplicado por um fator 10 mostrando que o comportamento do cálculo é o mesmo dos dados experimentais.

citação com a energia, pois reproduz razoavelmente a forma da função experimental.

O que se observa desta figura é que, apesar do comportamento da curva ser muito semelhante aos pontos experimentais, os cálculos estão com um fator dez vezes inferior aos dados. Isto deve ser visto com ressalva, em [46] os autores alertam para o fato das amplitudes espectroscópicas das transferências de alfas serem dependentes da energia, trazendo uma dificuldade ainda maior para os cálculos. Considerei, por simplificação, amplitudes espectroscópicas independentes da energia, o que poderia justificar parte desta diferença apresentada na figura 4.20.

Esta aproximação de amplitudes espectroscópicas constantes apresenta uma limitação nos cálculos desenvolvidos pelo FRESCO para transferências de alfas, pois elas são consideradas como um *cluster* de $l = 0$, ou seja, ela é tratada como uma transferência de uma partícula simples. Tanto que o método adotado para determinar a intensidade da transição e o fator espectroscópico foi o mesmo adotado por [12].

Até agora, para efeito de comparação com o CCFULL, estamos usando a função de excitação de barreiras de fusão obtida com o FRESCO para deduzir a distribuição de barreiras de fusão. No entento, o FRESCO fornece a secção de choque de cada canal incluído no cálculo. Portanto, podemos obter a função de excitação quase-elástica teórica diretamente e compará-la com os nossos dados. Este é um teste muito importante para validar nosso procedimento.

Na figura 4.21 trazemos a função de excitação calculada com o FRESCO, incluíndo apenas os estados excitados do alvo, comparada com os dados experimentais.

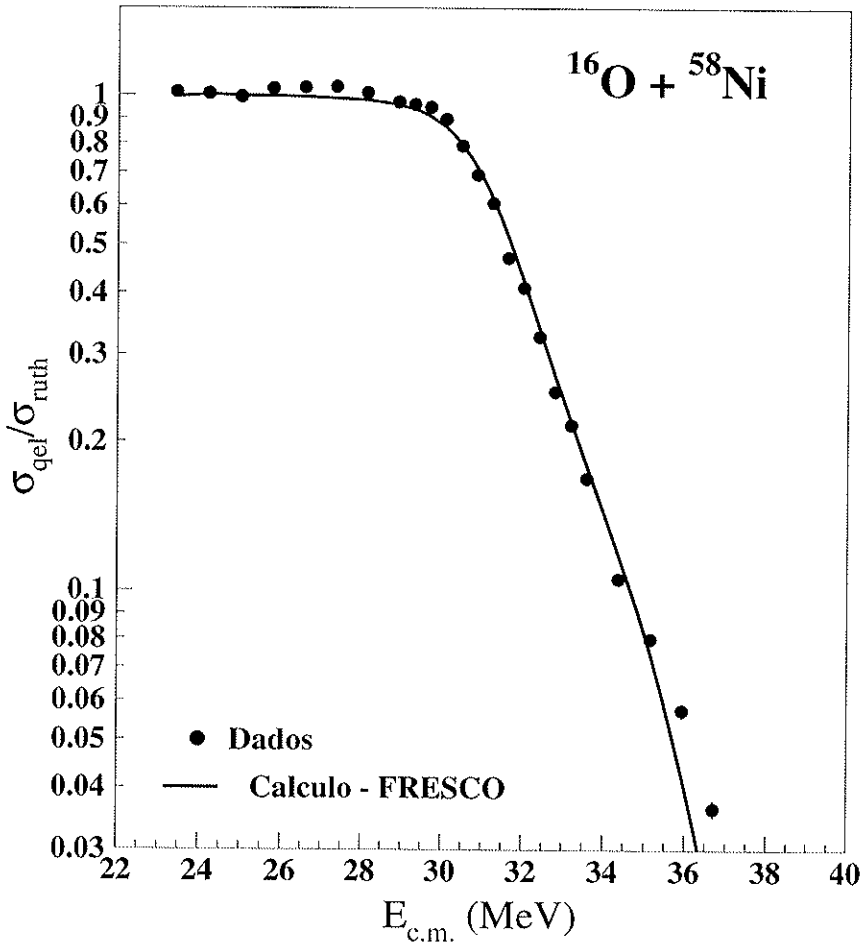

Figura 4.21: Função de excitação quase-elástica para o sistema $^{16}O+^{58}Ni$. A linha sólida foi extraída dos cálculos fornecidos com o FRESCO, que inclui os estados excitados da Tabela 4.2.

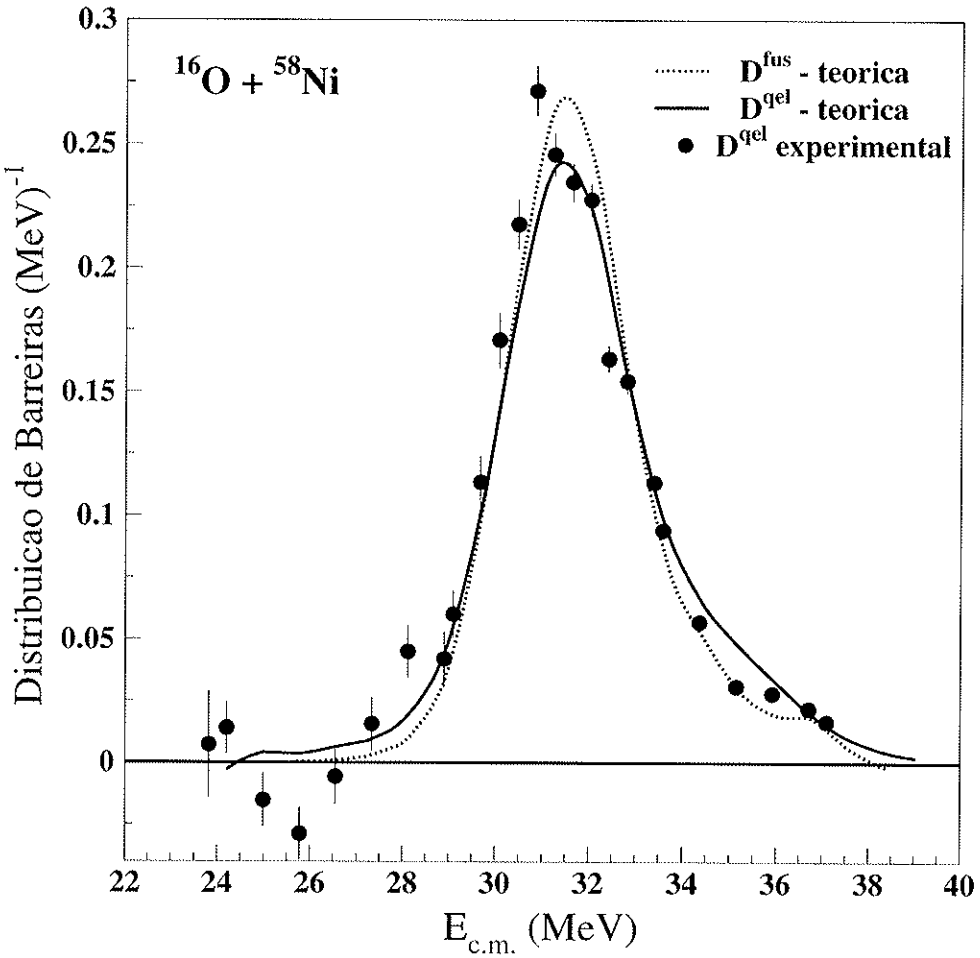

Figura 4.22: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica e calculada com o programa FRESCO (incluindo os estados excitados do alvo). A linha cheia representa a distribuição de barreiras extraída a partir da função de excitação quase-elástica e a curva tracejada a distribuição de barreiras correspondente à função de excitação de fusão.

A distribuição de barreiras quase-elástica teórica, juntamente com a correspondente da fusão, são apresentadas na figura 4.22. Percebe-se uma excelente concordância entre as duas distribuições.

O que podemos concluir para este sistema é que, segundos os cálculos do FRESCO, a transferência de alfa não é um acoplamento muito importante para a fusão, se comparado ao acoplamento dos inelásticos do alvo. Ao contrário, o CCFULL exigiu a inclusão de um canal de transferência porque os canais inelásticos sozinhos não conseguem explicar a distribuição de barreiras.

4.3.2 Sistema $^{16}O +^{60} Ni$

Para ajustar o potencial óptico deste sistema, tomei o potencial do sistema anterior como referência e realizei alterações mínimas sobre ele afim de ajustar o pico principal da curva *bare* sobre os pontos experimentais na distribuição de barreiras. A Tabela 4.5 traz os parâmetros do potencial óptico usado, juntamente com aqueles do CCFULL para o mesmo sistema.

As posições das barreiras coulombianas, extraídas dos potenciais acima e calculadas pela equação 4.8 foram: $V_B = 30,33$ MeV para o potencial usado pelo CCFULL e $V_B = 30,89$ MeV pelo FRESCO, valores bem razoáveis se comparadas a $V_B = 31,8(1)$ MeV obtida pela curva *bare* da figura 4.5. Se compararmos estes valores com o $V_B = 33,7$ MeV apresentado em [45], temos cerca de dois MeV acima dos valores encontrados por nós, da mesma forma que no sistema anterior.

Tabela 4.5 — Parâmetros do potencial óptico usado pelo CCFULL e FRESCO para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$.

	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_i (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)
CCFULL	53,0	1,230	0,50	—	—	—
FRESCO	58,0	1,20	0,55	9,0	1,0	0,60

A figura 4.23 traz o resultado do cálculo sem nenhum acoplamento, realizado com o FRESCO (linha cheia), comparado ao melhor resultado obtido com o CCFULL (linha tracejada). O deslocamento para a direita entre a curva *bare* e os dados experimentais é exigido pelo acoplamento, ou seja, ao incluí-lo a distribuição será deslocada para a esquerda, como veremos nas figuras seguintes.

Os cálculos com os canais inelásticos foram desenvolvidos para várias combinações de estados do alvo e números de fônons, sendo que o melhor resultado foi obtido com apenas dois estados excitados, o 2^+ com $E = 1,3325$ MeV e o 2^+ com $E = 2,1588$ MeV, fornecidos pela tabela 4.2. Notei que uma ligeira modificação no comprimento de deformação nuclear do alvo resultou num ajuste relativamente melhor. O comprimento usado foi de $\delta_1 = 0,9645$ fm e $M_n(E2) = 28,40\ efm^2$. Esta alteração corresponde a um coeficiente de deformação de $\beta_2 = 0,2060$, que está dentro da incerteza publicada em [42], que considera $\beta_2 = 0,2070(17)$. A distribuição, apresentada na figura 4.24, já mostra um resultado muito expressivo, onde podemos ver que, a menos da estrutura existente em torno de 34,0 MeV, o cálculo ajusta

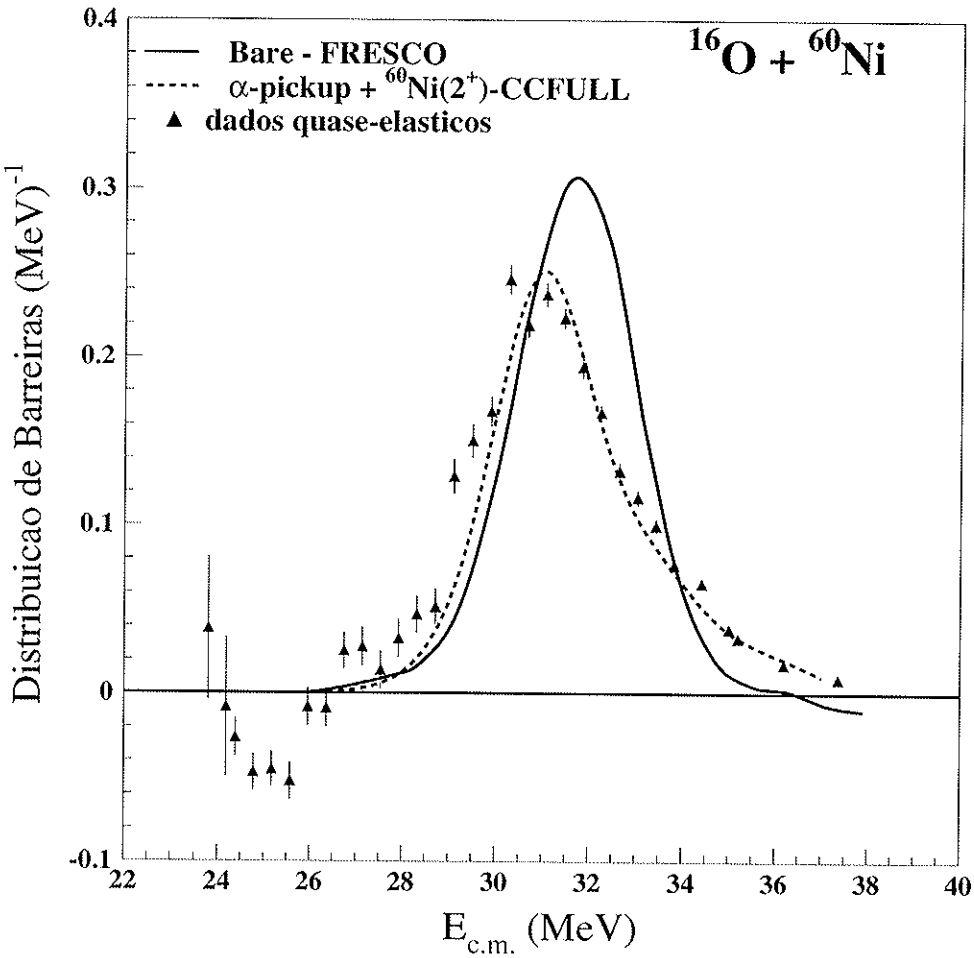

Figura 4.23: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo sem acoplamento realizado com o FRESCO e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *pickup* de α e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

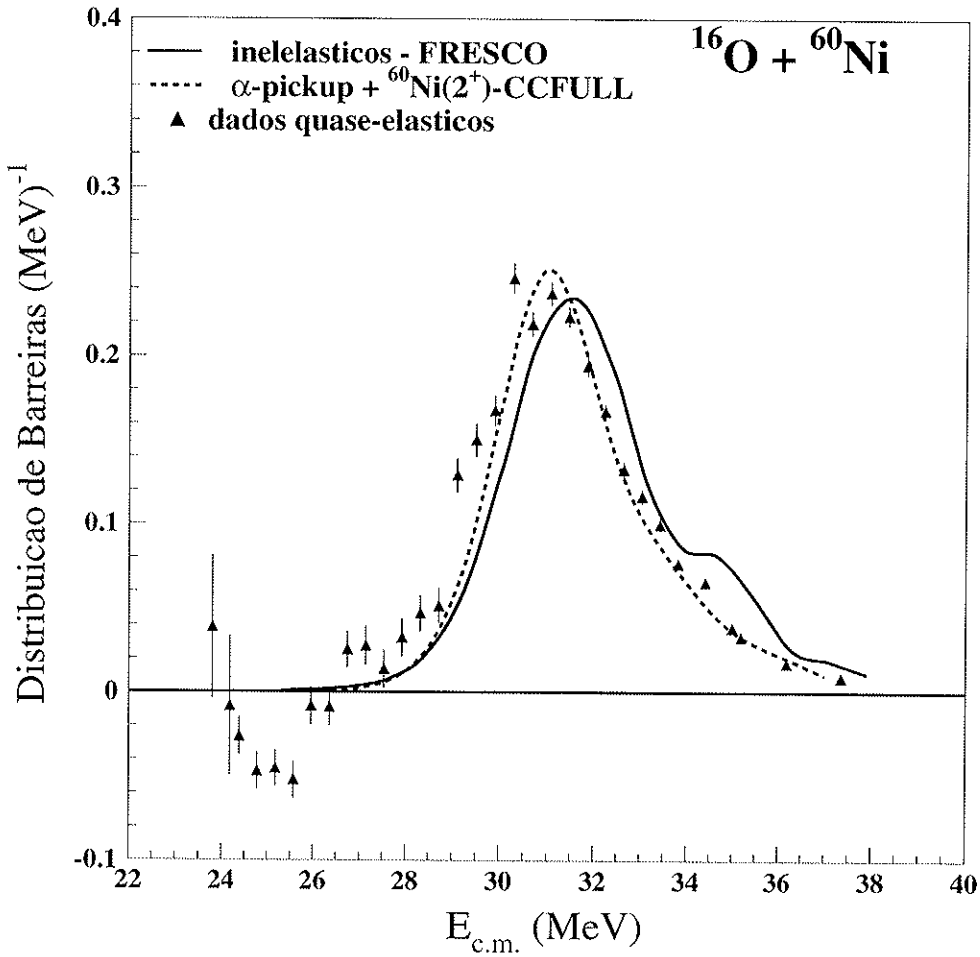

Figura 4.24: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha cheia vemos o cálculo realizado com o FRESCO incluindo os canais inelásticos e na curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *pickup* de α e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

muito bem os dados experimentais.

De modo semelhante ao desenvolvido no sistema anterior, montei uma tabela que traz cálculos de $Q's$ de reação e de energia de ligação E_{BIND} para os principais canais de transferência, visto na Tabela 4.6.

Tabela 4.6 — Valores dos Q de reação e E_{BIND} para o $^{16}O +^{60} Ni$. A primeira parte, superior, são para *stripping* e a segunda, inferior, para *pickup*

	$Q \pm (0,002)$ (MeV)	E_{BIND} (MeV)
1n	-7,844	15,664
2n	-10,469	28,888
1p	-7,328	12,128
d	-9,874	20,736
t	-8,975	25,032
2p	-11,058	22,335
^3He	-10,121	22,793
α	-3,206	7,162
1n	-7,225	11,389
2n	-8,200	20,389
α	-1,557	6,291

Testei os canais de transferências apresentados na Tabela 4.6, sendo que o canal que melhor ajustou os dados experimentais foi, como no CCFULL, o *pickup* de α.

É interessante notar que a energia necessária para extrair uma alfa de um ^{60}Ni é $E_{bind} = 6,291$ MeV, a menor entre todos os possíveis canais. A figura 4.25 mostra o resultado do acoplamento do *pickup* de α, onde podemos ver que na região de 34 MeV surge uma pequena estrutura.

Com o cálculo completo, ou seja, incluindo tanto os inelásticos quanto a transferência, podemos notar na figura 4.26 a concordância entre a curva teórica e a distribuição experimental. Apesar dessa excepcional concordânica percebe-se que os cálculos realizados pelo FRESCO apresentam maior número de detalhes, se comparada com a curva do CCFULL. Isto acontece por causa dos cálculos mais completos realizados pelo FRESCO, tanto para os canais inelásticos quanto para as transferências, já que posso transferir a partir de uma partição excitada para outra, também excitada. O CCFULL, por sua vez, não permite esta última facilidade, ou seja, as transferências acontecem sempre do estado fundamental do canal inicial para o estado fundamental do canal final, além de todas as outras limitações inerentes ao CCFULL.

Novamente, vamos comparar nossos dados diretamente com o resultado teórico quase-elástico. A função de excitação quase-elástica fornecida pelo FRESCO para o acoplamento completo, ou seja, incluindo os inelásticos do alvo juntamente com o *pickup* de alfa, pode ser vista na figura 4.27, comparada com a função de excitação quase-elástica experimental. Nota-se que o ajuste entre elas é muito bom, apesar da curva teórica ter valores ligeiramente superiores aos dados acima de 32 MeV. As

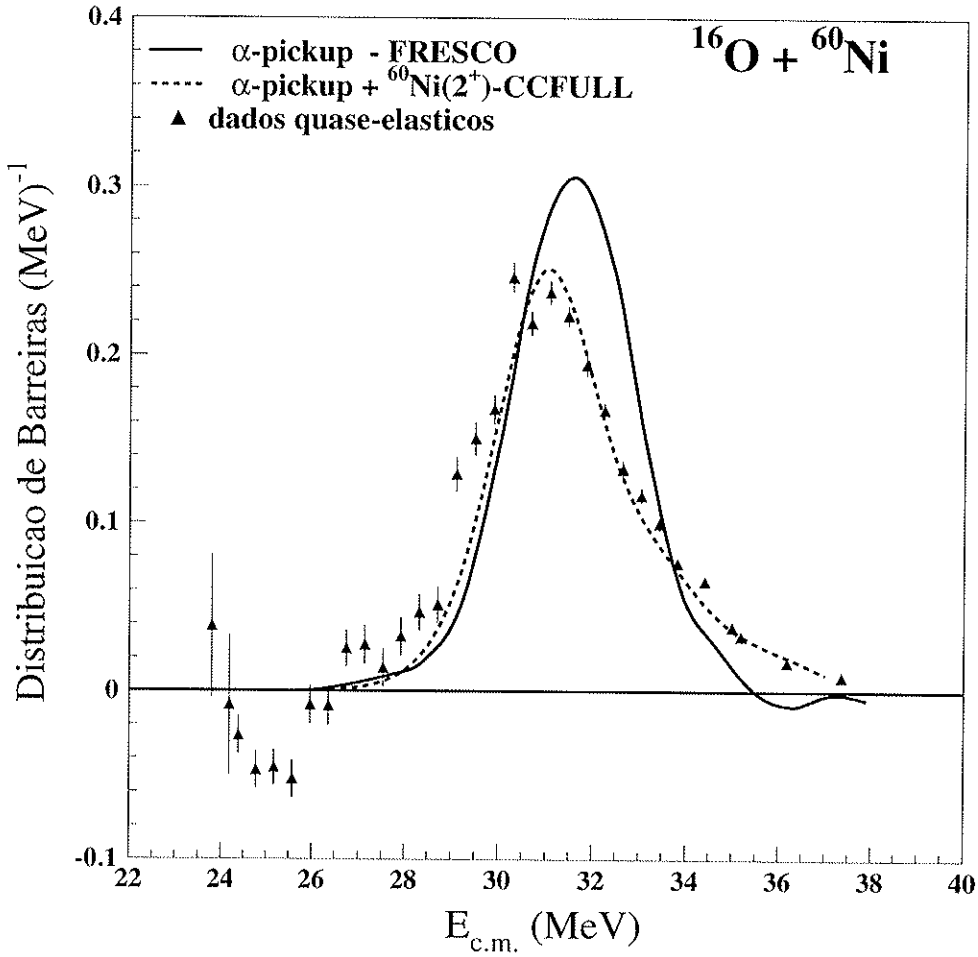

Figura 4.25: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo os apenas o *pickup* de α e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *pickup* de α e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

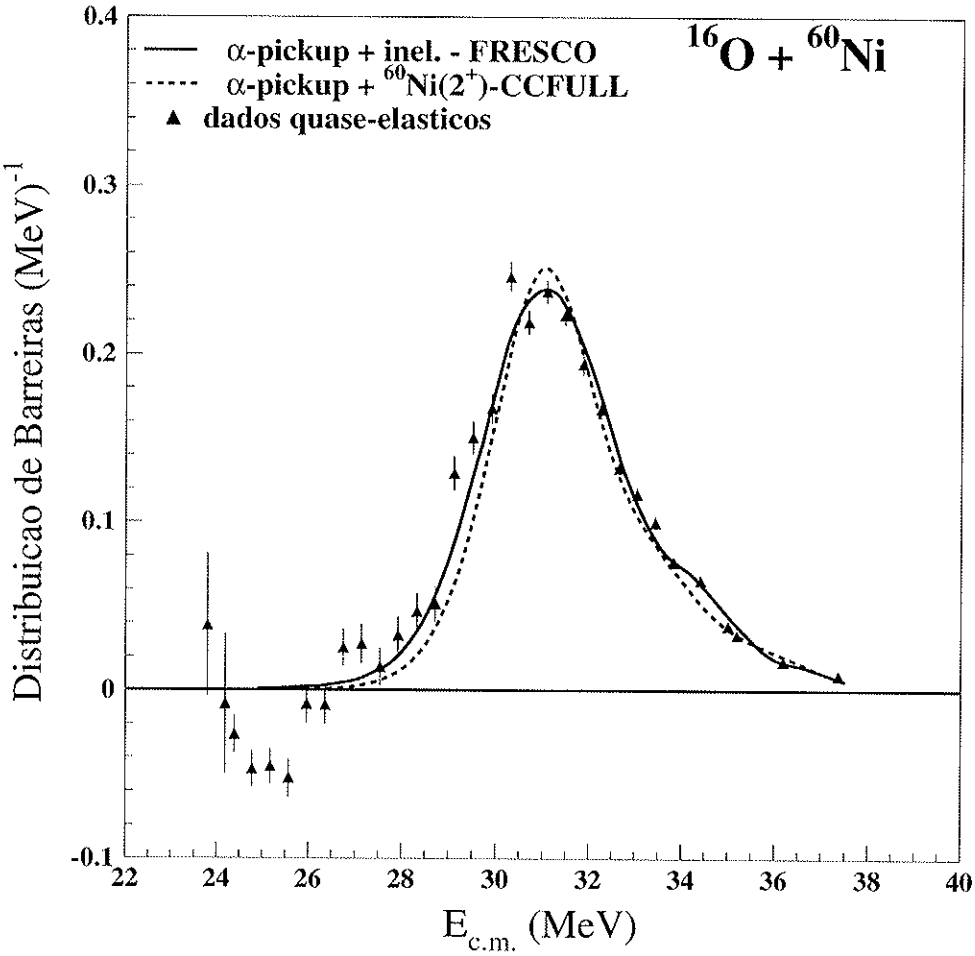

Figura 4.26: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O + ^{60}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo tanto os inelásticos quanto o *pickup* de α e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *pickup* de α e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

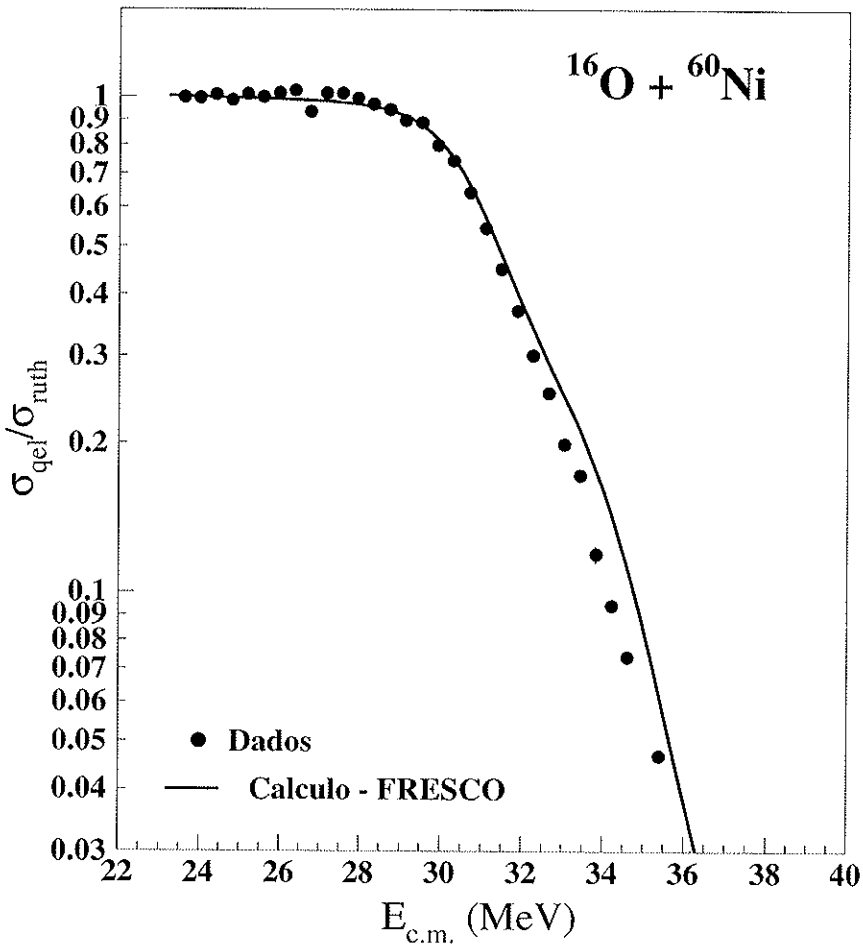

Figura 4.27: Função de excitação quase-elástica para o sistema $^{16}O+^{60}Ni$. A linha sólida foi extraída dos cálculos fornecidos com o FRESCO, que inclui os estados excitados do alvo e *pickup* de α.

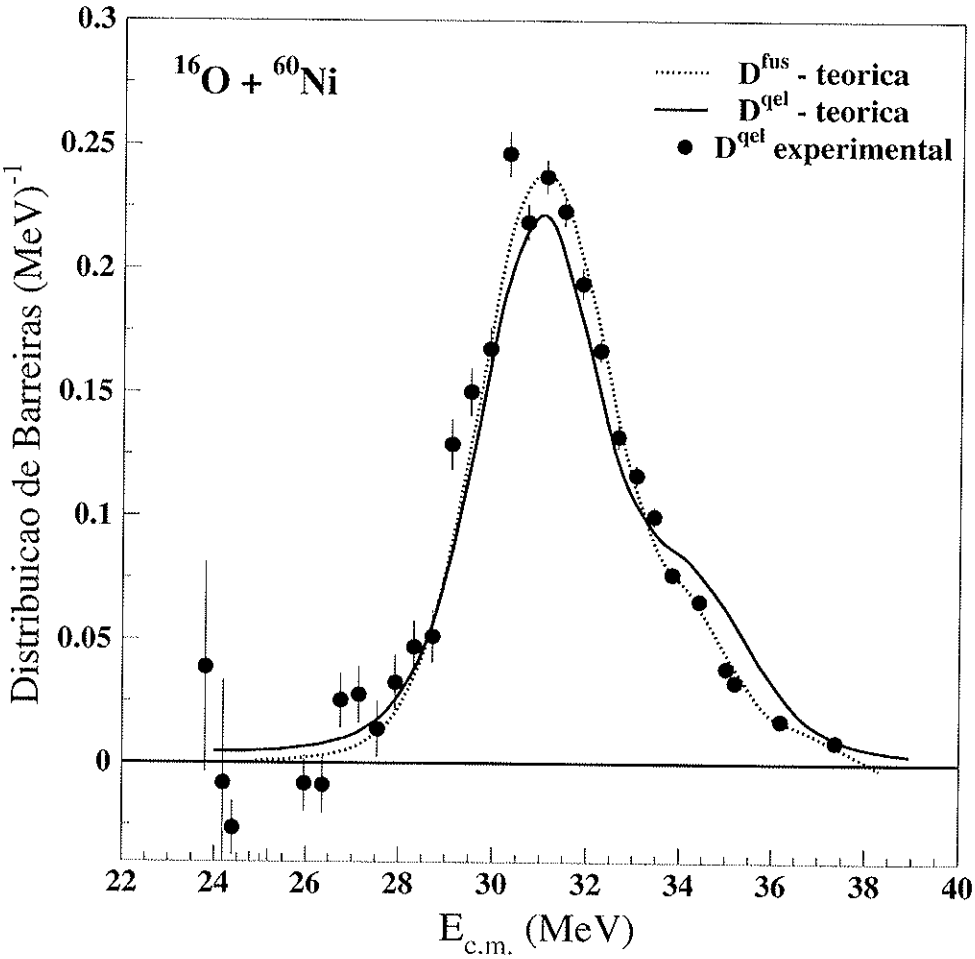

Figura 4.28: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{16}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica e calculada com o programa FRESCO (incluindo os estados excitados do alvo e e *pickup* de α). A linha cheia representa a distribuição de barreiras extraídas a partir dos valores das secções de choque quase-elástica e a curva tracejada a distribuição de barreiras correspondente aos valores das secções de choque de fusão.

curvas das distribuições D^{qe} teórica e D^{fus} teórica podem ser vistas juntas na figura 4.28, além da própria distribuição experimental. Percebe-se a boa concordância entre as duas curvas teóricas mostrando que poderíamos usar para análise qualquer uma delas.

Neste sistema percebemos que tanto o acoplamento dos estados excitados do alvo são importantes, como já discutida em [47, 51], quanto o *pickup* de alfa. A excelente concordância dos ajustes apresentados nas figura 4.26 e 4.28 não deixam dúvidas de que todos estes canais são necessários para ajustar a distribuição de barreiras.

4.3.3 Sistema $^{18}O +^{58} Ni$

Este sistema apresenta características que o fazem ser bem mais interessante que os anteriores, a começar pela distribuição experimental que é bem mais baixa e larga do que as outras duas, sugerindo acoplamentos mais fortes que nos casos anteriores.

O potencial óptico adotado foi obtido por meio de pequenas variações no potencial usado pelo sistema $^{16}O +^{58} Ni$, semelhante ao que foi feito para o sistema anterior. A Tabela 4.7 apresenta o potencial usado com o FRESCO comparado com aquele usado com o CCFULL para este sistema, note que este sistema é o que apresenta a maior diferença entre os valores de V_0.

A posição da barreira coulombiana, extraídas pelos potenciais acima e calculada pela equação 4.8 foram: $V_B = 29,51$ MeV para o potencial usado pelo CC-

FULL e $V_B = 30,50$ MeV pelo FRESCO, valores bem razoáveis se comparadas a $V_B = 30,6(1)$ MeV obtida pela curva *bare* da figura 4.9. A barreira coulombiana encontrada por *C. P. Silva et al* [45] foi de 32,9 MeV, ou seja, cerca de 2 MeV acima do nosso valor, diferença esta já discutida nos sistemas anteriores.

Tabela 4.7 — Parâmetros do potencial óptico usado pelo CCFULL e FRESCO para o sistema $^{18}O +^{58} Ni$.

	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_i (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)
CCFULL	53,0	1,265	0,50	—	—	—
FRESCO	63,0	1,21	0,56	12,0	1,17	0,45

A figura 4.29 traz o resultado do cálculo sem nenhum acoplamento, realizado com o FRESCO (linha cheia), comparado ao melhor resultado obtido com o CCFULL (linha tracejada). Observe a diferença entre a curva sem acoplamento e os dados experimentais. Isto sugere que este sistema é mais fortemente influenciado pelo acoplamento do que os sistemas anteriores, que apresentam uma diferença menor entre a curva sem acoplamento e os dados experimentais.

Várias combinações de estados excitados foram incluídas no cálculo com o FRESCO. No entanto, apesar de utilizarmos os coeficientes de deformação experimentalmente tabelados, com comprimento de deformação para o alvo de $\delta_2 = 0,8562$ fm e o $M_n(E2) = 28,6077\ efm^2$, o que corresponde a um coeficiente de deformação $\beta_2 = 0,1828$, não conseguimos ajustar convenientemente os dados experimentais.

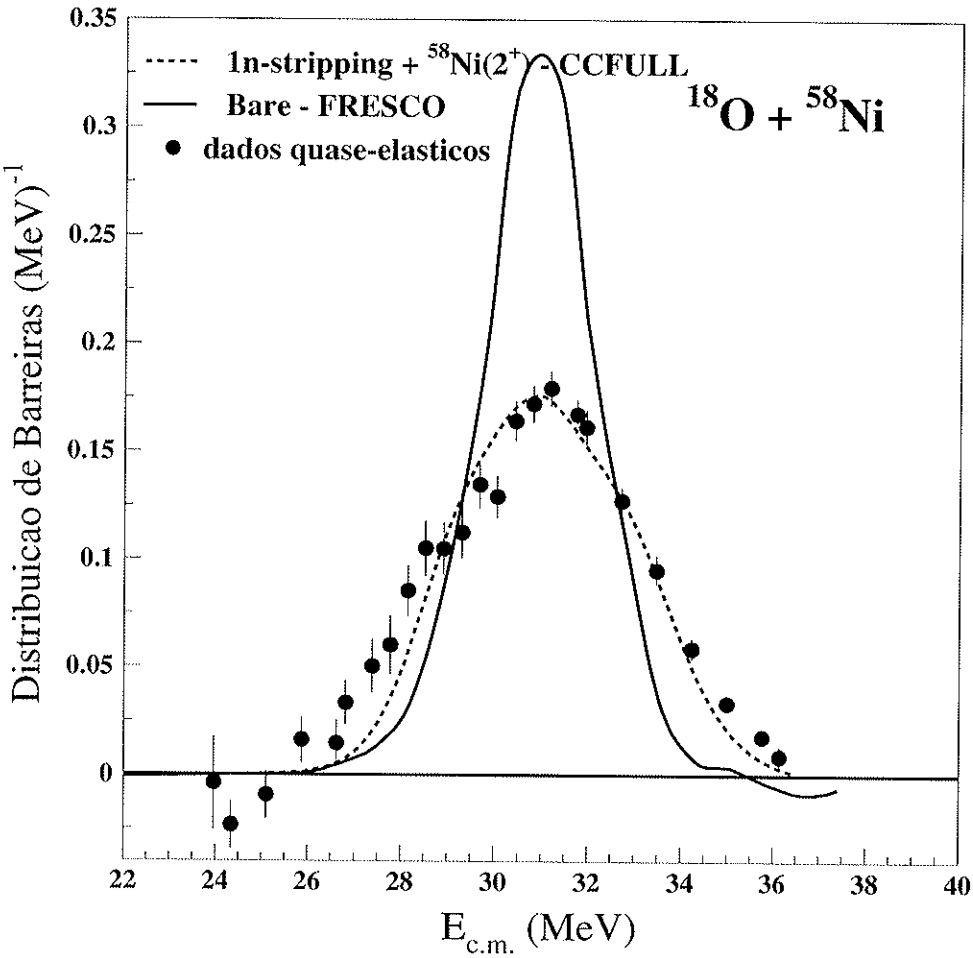

Figura 4.29: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo sem acoplamento realizado com o FRESCO e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de nêutron e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

A figura 4.30 mostra o melhor resultado incluindo apenas as excitações inelásticas do alvo. Os cálculos realizados com o CCFULL, mostrados na figura 4.9, também não conseguiram um bom ajuste. Isto sugere a necessidade de acoplar canais de transferência.

Tabela 4.8 — Valores dos Q de reação e E_{BIND} para o $^{18}O +^{58} Ni$. A primeira parte, superior, são para *stripping* e a segunda, inferior, para *pickup*

	$Q \pm (0,002)$ (MeV)	E_{BIND} (MeV)
1n	0,956	8,045
2n	8,200	12,189
1p	-12,525	15,942
d	-8,346	19,000
t	0,872	15,833
2p	-20,516	29,047
^3He	-14,538	25,587
α	-2,857	6,228
1n	-8,262	12,197
2n	-10,902	22,465
α	3,270	6,398

Passando para os testes com os acoplamentos dos canais de transferências, construí a Tabela 4.8 que traz os valores dos $Q's$ de reação e a E_{BIND} dos principais

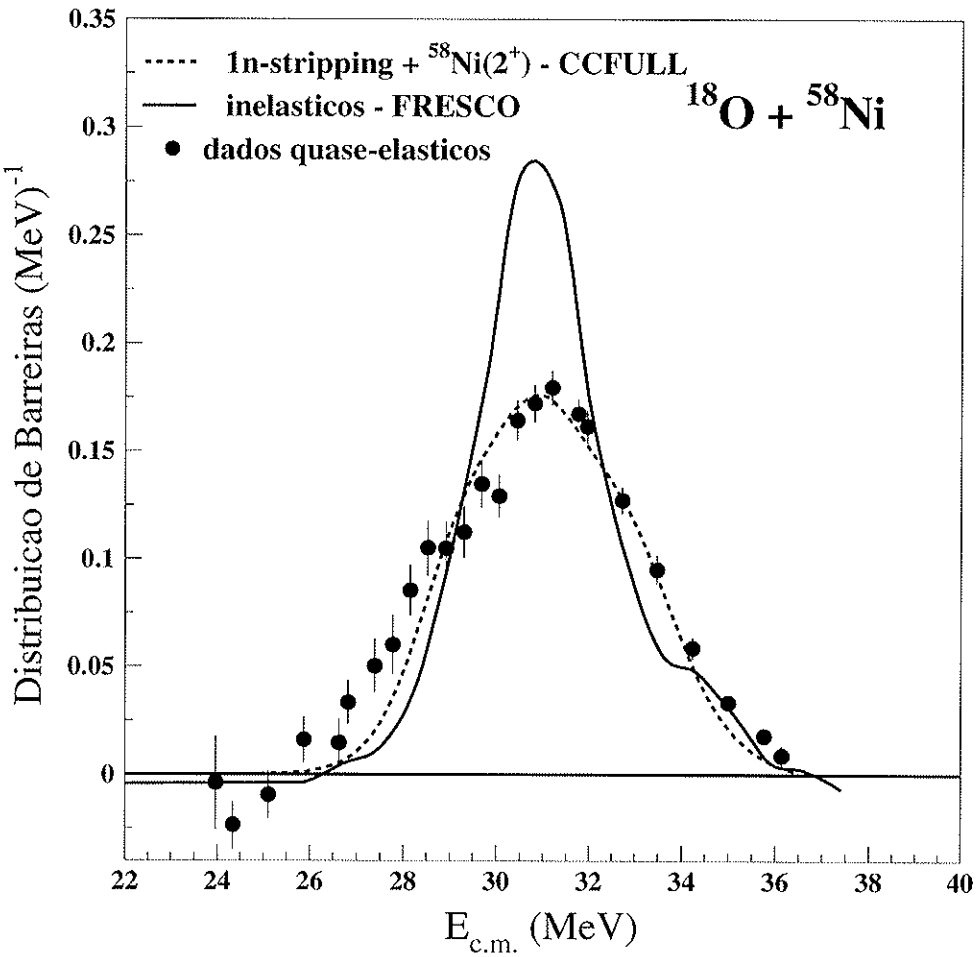

Figura 4.30: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha cheia vemos o cálculo realizado com o FRESCO incluindo os canais inelástico e na curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de nêutron e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

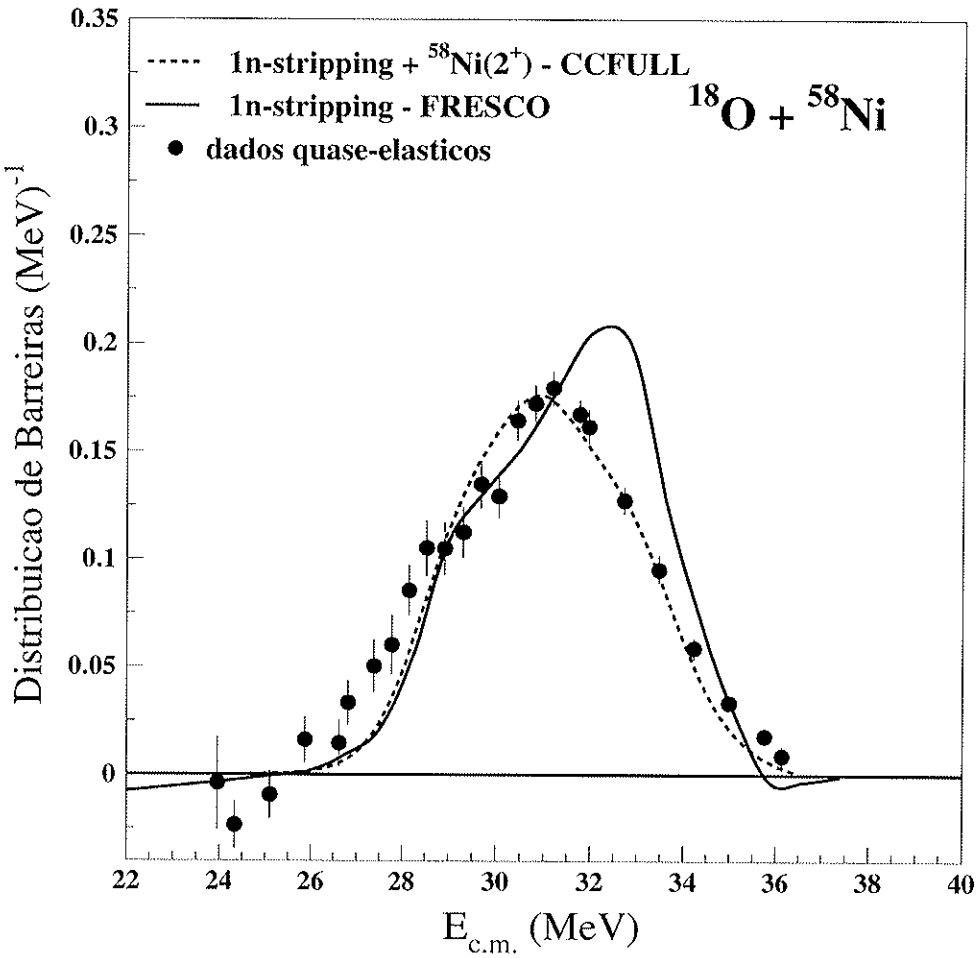

Figura 4.31: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo o *stripping* de um nêutron e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de um nêutrons e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

canais de transferências. A partir desta tabela testei exclusivamente a influência do acoplamento de cada canal de transferência chegando ao melhor resultado com o *stripping* de 1 nêutron, como apresentado na figura 4.31. Nos cálculos anteriores usando o CCFULL cheguei à mesma conclusão. O *stripping* de 1 nêutron apresenta um valor bem baixo de Q de reação ($Q_{1n} = 0,956$ MeV), além de E_{BIND} também baixo ($E_{BIND} = 8,045$ MeV). Analisando ainda a Tabela 4.8, vemos que, apesar do *stripping* de alfa apresentar o menor energia de ligação, o menor valor de Q, em módulo, corresponde ao *stripping* de trítio. Entretanto, apesar do Q do *stripping* de trítio ser baixo, a energia necessária para extraí-lo do caroço é muito alta ($E_{BIND} = 15,833$ MeV), se comparada com o *stripping* de nêutron, por exemplo. Este último, além de não possuir carga elétrica, tem tanto energia de ligação quanto Q compatíveis com as energias cinéticas envolvidas, tanto que os resultados fornecidos pelo código FRESCO para este canal de transferência apresentaram o melhor resultado. Além disso tudo, o ajuste apresentado na figura 4.31, calculado pelo FRESCO, é muito parecido com aquele obtido com os cálculos realizados com o CCFULL, mostrado na figura 4.10.

Apesar do bom resultado apresentado apenas com a transferência, a inclusão das excitações inelásticas do alvo produz o excepcional ajuste mostrado na figura 4.32 (em linha cheia). O notável nesta figura é o excelente ajuste proporcionado por um programa mais completo como o FRESCO, se comparado ao CCFULL (linha tracejada), que apresenta uma figura aproximadamente simétrica, sem estruturas

marcantes.

O cálculo de canais acoplados do programa FRESCO nos fornece também a função de excitação quase-elástica, incluindo os inelásticos do alvo e o *stripping* de um nêutron para este sistema, o que nos permitiu compará-lo diretamente com os nossos dados experimentais, como pode ser visto na figura 4.33. As distribuições teóricas D^{qe} e D^{fus} são comparadas com a distribuição experimental na figura 4.34. Nela podemos observar que a curva D^{qe} teórica e a D^{fus} correspondente são muito próximas. O que deve ser resaltado é que, embora o ajuste da função de excitação não seja bom para os últimos três pontos experimentais, o ajuste da distribuição de bareiras é muito bom.

Apesar do excelente ajuste obtido, nos preocupamos com a possível influência da transferência do par de nêutrons. É interessante notar que no trabalho de *E. S. Rossi et al* [52], para o mesmo sistema, observa-se que, para energia de 38 MeV no laboratório (cerca de 29 MeV no centro de massa), a secção de choque para o *stripping* de um nêutron é cerca de $5,2$ mb, enquanto que a secção de choque para o *stripping* de dois nêutrons é aproximadamente $1,9$ mb, ou seja, quase três vezes menor que o primeiro. Estas medidas reforçam o resultado de nossos cálculos, os quais indicam que o *stripping* de um nêutron tem papel determinante na estrutura da distribuição de barreiras, enquanto que o *stripping* de dois nêutrons tem influência muito pequena.

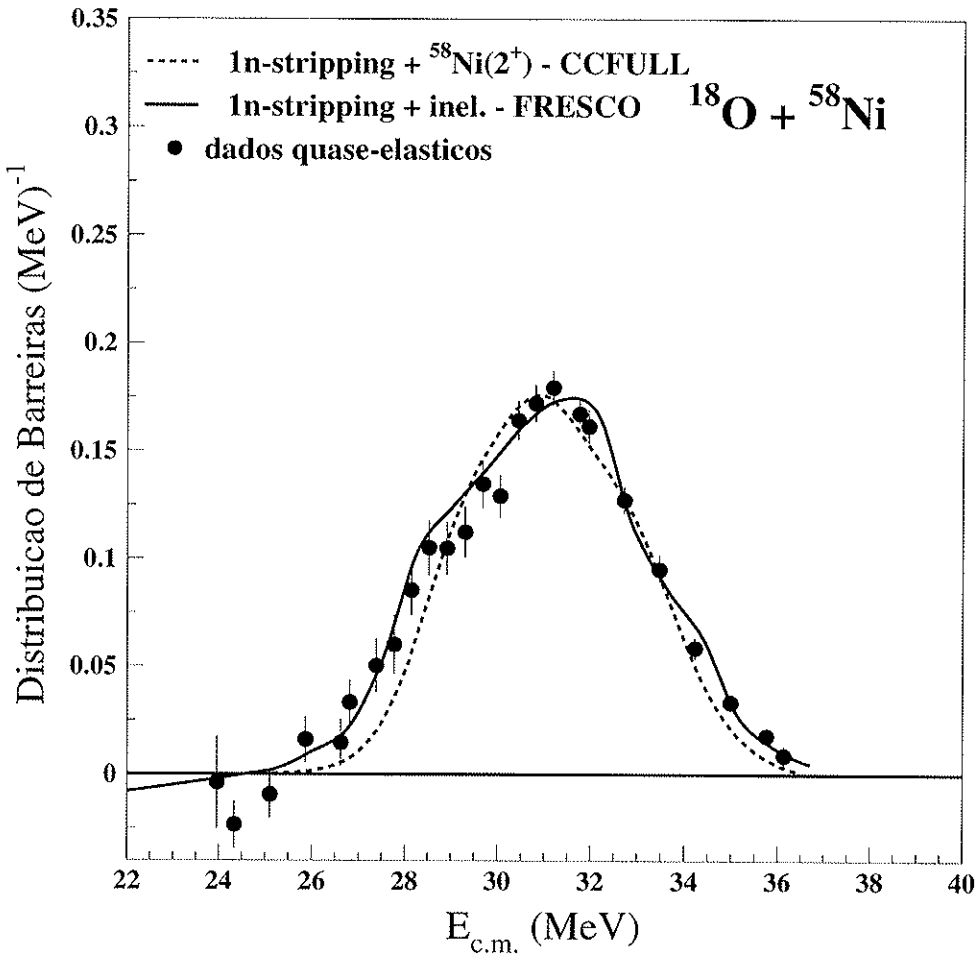

Figura 4.32: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{58}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. Na linha cheia o cálculo realizado com o FRESCO incluindo tanto os inelásticos quanto o *stripping* de um nêutron e na curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de um nêutron e o estado 2^+ do ^{58}Ni.

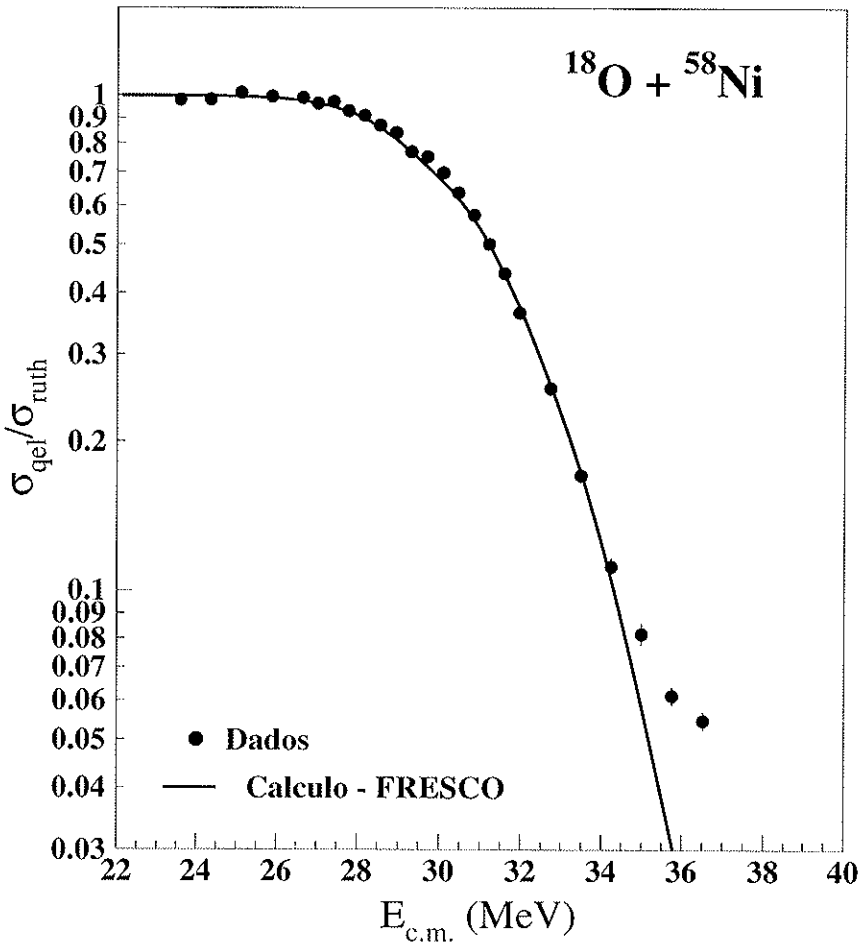

Figura 4.33: Função de excitação quase-elástica para o sistema $^{18}O+^{58}Ni$. A linha sólida foi extraída dos cálculos fornecidos com o FRESCO, que inclui os estados excitados do alvo e *stripping* de um nêutron.

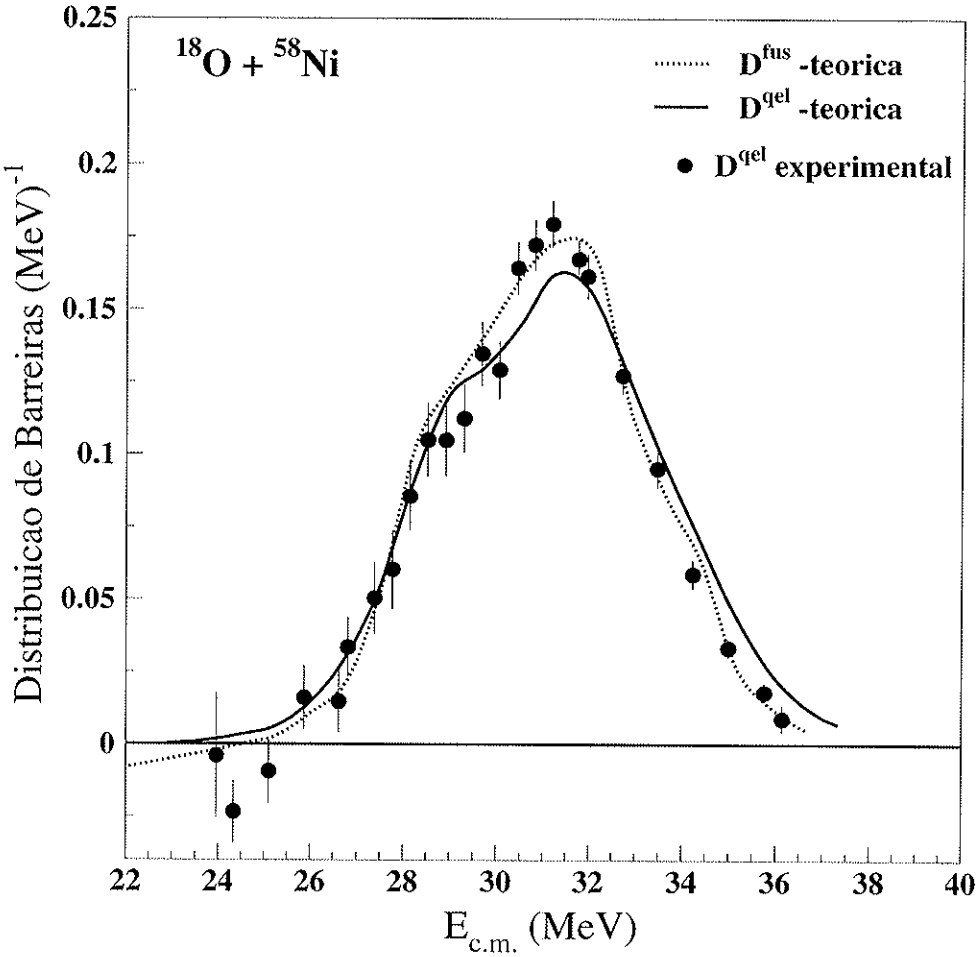

Figura 4.34: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{58} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica e calculada com o programa FRESCO (incluindo os estados excitados do alvo e e *stripping* de um nêutron). A linha cheia representa a distribuição de barreiras extraídas a partir dos valores das secções de choque quase-elástica e a curva tracejada a distribuição de barreiras correspondente aos valores das secções de choque de fusão.

4.3.4 Sistema $^{18}O +^{60} Ni$

Para obter o potencial óptico para este sistema, usei como referência o potencial do sistema anterior e fiz pequenas alterações nos parâmetros afim de ajustar o pico principal da curva *bare* sobre os pontos experimentais da distribuição de barreiras. A Tabela 4.9 apresenta estes parâmetros bem como aqueles usado pelo programa CCFULL para o mesmo sistema.

Tabela 4.9 — Parâmetros do potencial óptico usado pelo CCFULL e FRESCO para o sistema $^{18}O +^{60} Ni$.

	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_i (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)
CCFULL	53,0	1,22	0,53	—	—	—
FRESCO	63,0	1,205	0,60	12,0	1,16	0,44

A barreira coulombiana obtida usando a sistemática de de *Christensen and Winther* [49] foi: $V_B = 30,16$ MeV para o potencial usado pelo CCFULL e $V_B = 30,44$ MeV para o potencial usado pelo FRESCO. Estes valores são bem razoáveis se comparados aos $V_B = 30,4(1)$ MeV obtido através da curva *bare* da figura 4.12. Novamente, se compararmos com a barreira fornecida por *C. P. Silva et al* [45] com a nossa, veremos que a barreira que eles obtiveram para este sistema foi de $V_B = 32,8$ MeV, cerca de quase dois MeV acima que a barreira encontrada por mim. Esta diferença é observada para os quatro sistemas, todos possuindo uma diferença de cerca de dois MeV acima dos nossos.

A figura 4.35 mostra o cálculo da distribuição de barreiras sem acoplamento, e usando o programa FRESCO (em linha cheia), juntamente com o melhor ajuste obtido pelo CCFULL (em linha tracejada), para efeito de comparação. Como pode ser visto na figura, a curva sem acoplamento está muito distante dos dados experimentais e, por causa disso, incluí o acoplamento dos canais inelásticos do alvo, visto na figura 4.36. O cálculo reflete um acoplamento muito forte, tanto que a forma da distribuição é bastante afetada por ele, ao contrário do cálculo equivalente realizado com o CCFULL (figura 4.12). Entretanto, o ajuste está longe de explicar sozinho o comportamento da distribuição. O comprimento de deformação do alvo usado foi $\delta_2 = 0,9765$ fm e $M_n(E2) = 31,56\ efm^2$.

Pelo motivo exposto acima, calculei o acoplamento das transferências. Para analisar melhor os canais de transferência desse sistema, construí a Tabela 4.10, que traz tanto os valores de $Q's$ de reação quanto a energia de ligação dos *clusters* ao caroço. O que se observa, semelhante ao que foi discutido para o sistema anterior, é que, fazendo uma análise apenas dos $Q's$ do sistema, os candidatos mais convenientes são os *stripping* de 1 nêutron e de trítio. Contudo, apesar de seus valores de $Q's$ serem próximos e baixos ($|Q| = 0,224$ MeV), a energia para extrair o trítio do ^{18}O é 15,833 MeV, enquanto que a energia para extrair o nêutron é de apenas $8,045$ MeV, sendo portanto, de acordo com a análise que viemos fazendo, o canal de transferência de 1 nêutron mais plausível.

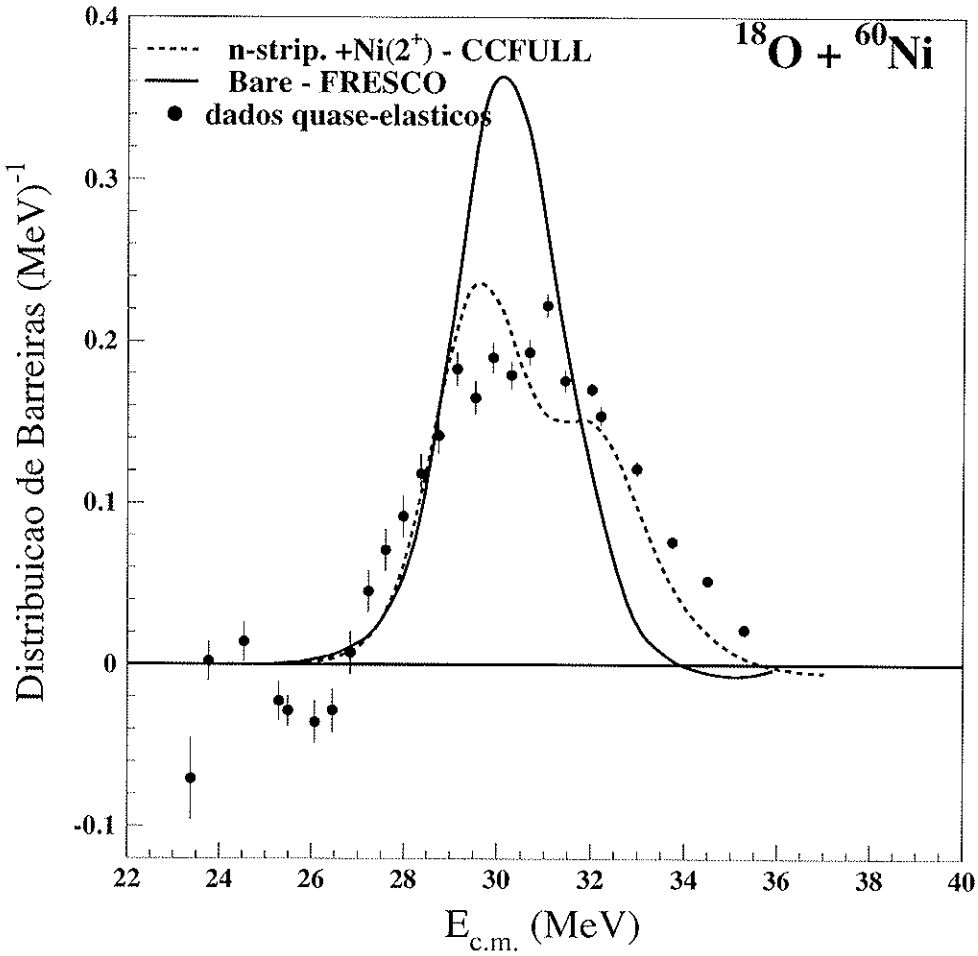

Figura 4.35: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo sem acoplamento realizado com o FRESCO e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de um nêutron e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

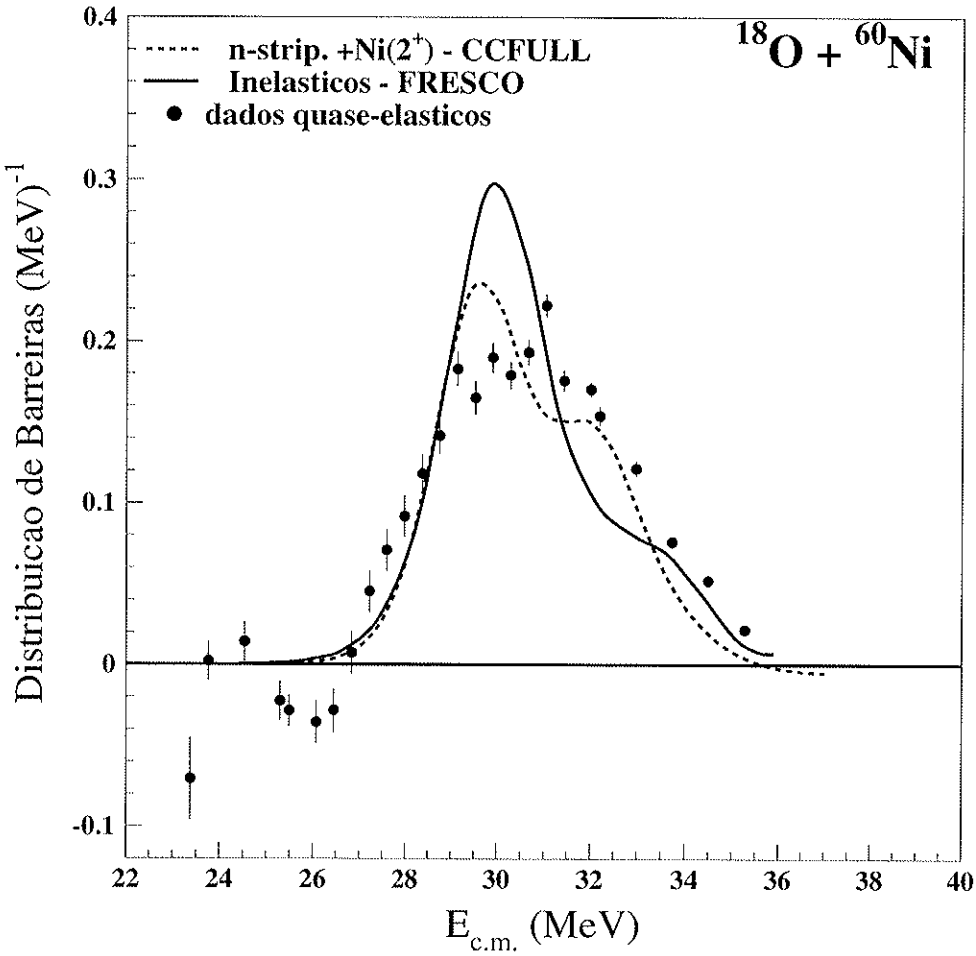

Figura 4.36: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O + ^{60}Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo os canais excitados do alvo e a curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de um nêutron e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

Tabela 4.10 — Valores dos Q de reação e E_{BIND} para o $^{18}O +^{60} Ni$. A primeira parte, superior, são para *stripping* e a segunda, inferior, para *pickup*

	$Q \pm (0,002)$ (MeV)	E_{BIND} (MeV)
1n	-0,224	8,045
2n	6,230	12,189
1p	-11,143	15,942
d	-8,138	19,600
t	0,224	15,833
2p	-17,777	29,047
^3He	-12,914	25,587
α	-2,271	6,228
1n	-7,432	11,389
2n	-8,824	20,389
α	3,378	6,291

Os cálculos usando o programa FRESCO confirmaram esta afirmação, concordando também com o resultado obtido pelo CCFULL para este mesmo sistema. A figura 4.37 mostra o resultado do cálculo, que por si só já é um excelente ajuste, reforçando a hipótese desse canal ser fundamental para justificar a distribuição de barreiras.

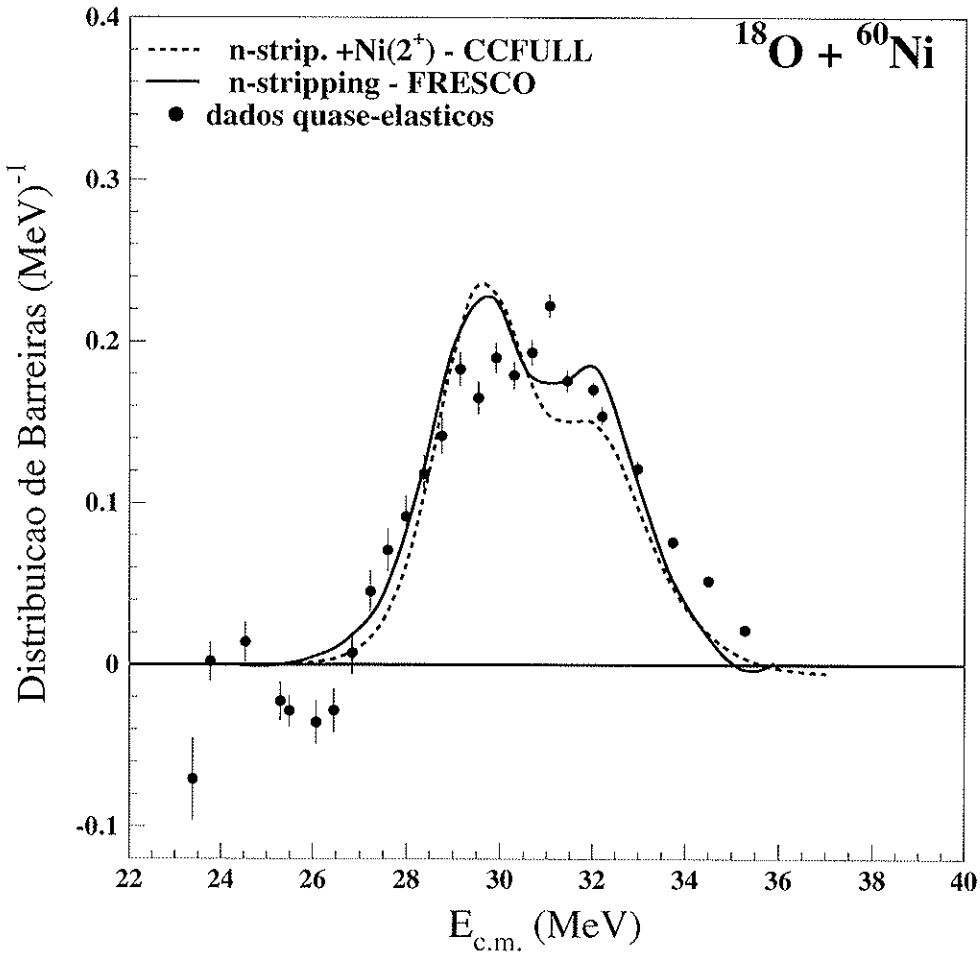

Figura 4.37: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo o *stripping* de um nêutron e na curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de um nêutron e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

Com o objetivo de aprimorar ainda mais os ajustes acrescentei, juntamente com a transferência mencionada acima, os canais inelásticos, cujo resultado pode ser visto na figura 4.38. O que observamos deste resultado é que, além de ser muito similar ao obtido pelo CCFULL, existe uma excelente concordância da curva com os dados em baixa energia, até $29,0$ MeV, e acima de $32,0$ MeV.

Comparando as duas figuras 4.37 e 4.38, o que observamos é que na primeira houve um melhor ajuste na região central da distribuição, apesar que a região acima de $33,0$ MeV não se ajustar tão bem. No segundo ajuste a coerência com os dados experimentais parece ser melhor. Apesar dos cálculos se aproximarem bastante entre os dois códigos, o FRESCO apresenta sempre um detalhe maior em certas regiões que não foi possível alcançar com o CCFULL, como, por exemplo, o detalhe em torno de $34,0$ MeV da figura 4.14 comparada com a 4.38.

Essa discussão nos leva novamente ao trabalho de *E. S. Rossi Jr. et al* [52], onde eles medem como sendo $0,63$ mb a secção de choque do *stripping* de dois nêutrons em energia de 38 MeV no laboratório (cerca de 29 MeV no centro de massa), para o mesmo sistema. Este valor é ainda inferior aos $1,9$ mb encontrado para o mesmo processo para o sistema anterior. Embora eles não tenham medido a secção de choque para *stripping* de um nêutron, a nossa indicação de que o *stripping* de um nêutron é um processo determinante na estrutura da distribuição de barreiras para este sistema pode indicar que a secção de choque desse processo seja maior que $0,63$ mb.

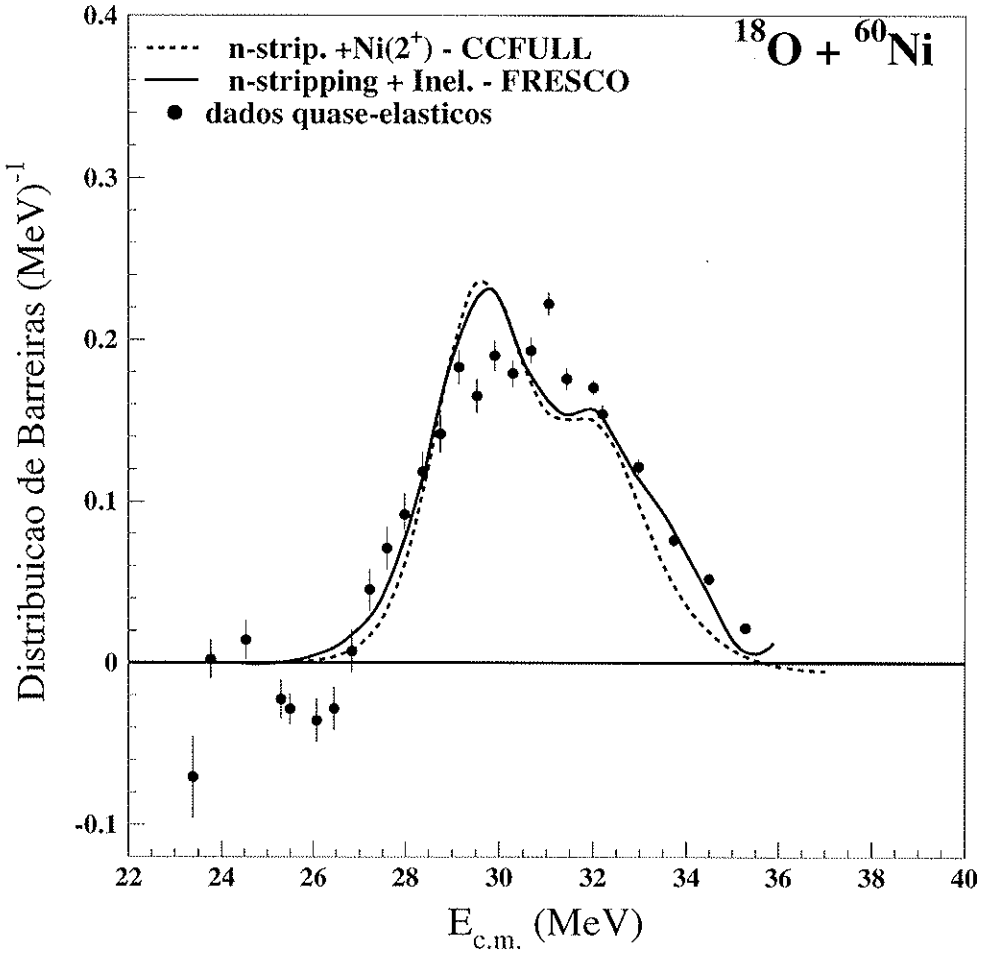

Figura 4.38: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica. A linha cheia representa o cálculo realizado com o FRESCO incluindo tanto os inelásticos quanto o *stripping* de um nêutrons e na curva tracejada o resultado fornecido pelo CCFULL, que inclui o *stripping* de um nêutrons e o estado 2^+ do ^{60}Ni.

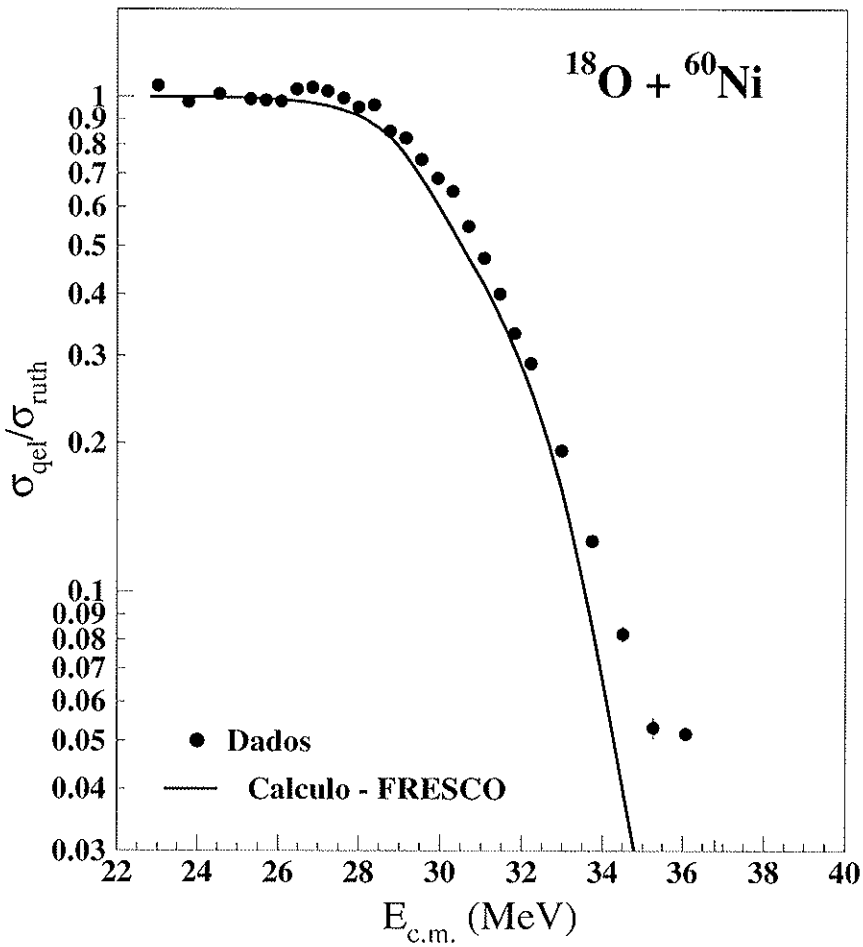

Figura 4.39: Função de excitação quase-elástica para o sistema $^{18}O+^{60}Ni$. A linha sólida foi extraída dos cálculos fornecidos com o FRESCO, que inclui os estados excitados do alvo e *stripping* de um nêutron.

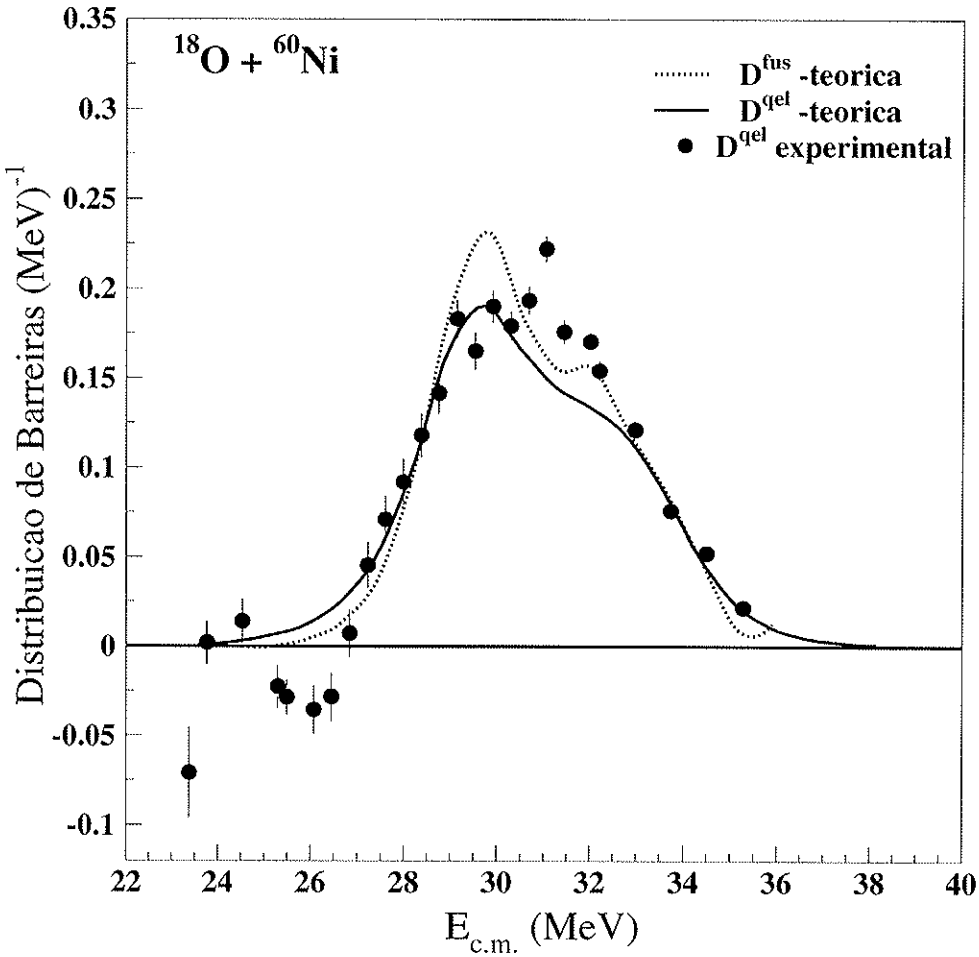

Figura 4.40: Distribuição de barreiras experimental para o sistema $^{18}O +^{60} Ni$ deduzida da função de excitação quase-elástica e calculada com o programa FRESCO (incluindo os estados excitados do alvo e e *stripping* de um nêutron). A linha cheia representa a distribuição de barreiras extraídas a partir dos valores das secções de choque quase-elástica e a curva tracejada a distribuição de barreiras correspondente aos valores das secções de choque de fusão.

Finalmente, vamos comparar a função de excitação quase-elástica teórica fornecida pelo FRESCO com os dados experimentais. O cálculo com o FRESCO para o acoplamento completo, ou seja, incluindo os inelásticos do alvo e o *stripping* de um nêutron, pode ser visto na figura 4.39, juntamente com a função de excitação quase-elástica. Nota-se que o ajuste é apenas razoável. Devemos ressaltar que em nossos cálculos tentamos ajustar a distribuição de barreiras e não a função de excitação.

As curvas das distribuições D^{qe} teórica e D^{fus} teórica podem ser vistas juntas na figura 4.40, além da própria distribuição experimental. Percebe-se a boa concordância entre as duas curvas teóricas, mas o ajuste dos dados experimentais não é perfeito. A largura total da distribuição experimental, apesar de incomum, é muito bem reproduzida, assim como a primeira estrutura em torno de 30 MeV.

Capítulo 5

Conclusões e perspectivas.

"O que é, exatamente por ser tal como é,

não vai ficar tal como está."

Berthold Brecht

A utilização das distribuições de barreiras para o estudo dos mecanismos de reação responsáveis pelo favorecimento da fusão já vem sendo feita há cerca de 10 anos, mostrando-se uma ferramenta muito poderosa, pois evidencia qualquer pequena variação na secção de choque de fusão, a qual pode ser comparada com os resultados fornecidos por cálculos de canais acoplados. Esta vem sendo a prática adotada por muitos grupos que trabalham com reações em muitos laboratórios pelo mundo.

A decisão de medirmos a função de excitação quase-elástica ao invés das medidas

diretas de fusão se revelou muito boa, além de ser reforçada pelo resultado apresentado na figura 4.1, onde comparo os dados de fusão medidos por *Keeley et al* [12] e os obtidos pelo quase-elástico medidos por mim. Nesta comparação fica evidente que os métodos são equivalentes, a despeito de pequenas diferenças nas incertezas, inerentes ao método usado.

Outras comparações deste tipo já foram realizadas em alguns trabalhos da literatura, para sistemas mais pesados, chegando a conclusões semelhantes [31-33]. Naqueles casos, as distribuições quase-elásticas apresentaram perda de resolução em energias muito acima da barreira coulombiana, ou seja, algumas estruturas reveladas pelas distribuições obtidas pelo quase-elástico são menos marcantes do que as extraídas da fusão [32]. Na figura 4.1 vemos uma estrutura em cerca de $36,0$ MeV que, ignorando as incertezas, notamos que é mais acentuada para a distribuição de fusão que para a distribuição quase-elástica. Quando consideramos as incertezas podemos verificar que há uma pequena perda de resolução. No entanto, devido à pequena largura em energia daquela estrutura na D^{fus}, é questionável a sua real existência.

Se por um lado parece haver uma pequena perda de resolução na distribuição quase-elástica nesta região, por outro lado isto só confirma a existência desta estrutura que pode ser explicada corretamente por meio de cálculos de canais acoplados.

Nos últimos anos, o número de trabalhos que usam espalhamento quasi-elástico para extrair a distribuição de barreiras de fusão tem crescido muito, superando até

aqueles que usam a própria fusão, demonstrando que essa é uma tendência mundial e já bem aceita na comunidade científica.

Os sistemas estudados neste trabalho já foram medidos diversas vezes [45-47,50,52], inclusive para extrair as distribuições de barreiras, para os sistemas $^{16,18}O +^{58} Ni$. No entanto, esta é a primeira vez que é investigada a importância das transferências na formação do núcleo composto usando a distribuição de barreiras.

Em muitos cálculos semelhantes, observamos o uso de potenciais tipo *double-folding* e normalizações dos potenciais pelo método de anomalia de limiar (*threshold anomaly*) [47, 51]. Contudo, usamos potenciais simples do tipo *proximity*, e a justificativa é bastante simples: estes potenciais ajustaram muito bem os dados experimentais. Além do mais, havia na literatura várias medidas de distribuições angulares que nos forneceram parâmetros para estabelecer estes potenciais.

Os estados 3^- do ^{16}O e dos alvos foram ignorados por por causa de sua pequena contribuição. Isto está em concordância com as referências [53, 54].

Apesar das suposições de que sistemas que possuem $Z_P Z_T \leq 250$ não apresentariam estruturas muito bem definidas, as distribuições obtidas por mim mostraram surpreendentes estruturas e pudemos extrair informações importantes sobre os mecanismos de reação.

Como pudemos observar, os cálculos realizados pelos dois programas possuem limitações, principalmente no que se refere às transferências. O CCFULL foi desenvolvido para transferência de um par de nêutrons, mas usamos tanto para transferir

um nêutron quanto para alfas. O FRESCO possui limitações por tratar a matéria transferida como um *cluster*. No caso de transferências de alfa, por exemplo, os fatores espectroscópicos dependem da energia e não poderíamos, rigorosamente falando, tratar as alfas como partículas com $l = 0$.

Conscientes destas limitações, fomos prudentes tanto nas escolhas dos parâmetros quanto nas nossas interpretações. A própria decisão de usar dois programas diferentes é um reflexo desta preocupação. O que podemos concluir é que, apesar de todos estes problemas, podemos verificar a consistência, por meio dos resultados, entre eles.

No caso do $^{16}O +^{58} Ni$, posso dizer que os acoplamentos mais importantes são os inelásticos do níquel. A transferência de alfa foi exigida pelo CCFULL, porém não confirmado pelo FRESCO, que conseguiu ajustar bem os dados sem a necessidade do *stripping* de alfa.

O sistema $^{16}O +^{60} Ni$ mostrou que, além da importância dos inelásticos do alvo, o *pickup* de alfa é o canal de transferência mais importante.

Para $^{18}O +^{58} Ni$, observei que o *stripping* de nêutron é fundamental para explicar a distribuição de barreiras, e não foi observada influência significativa das outras transferências, principalmente a de dois nêutrons. O mesmo aconteceu com o $^{18}O +^{60} Ni$, onde o *stripping* de um nêutron também é mais importante que outras transferências.

Em [52] são medidos, para o sistema $^{18}O +^{58} Ni$, as secções de choque para os

stripping's de dois e um nêutrons. O que se observou é que a secção de choque para a transferência de um nêutron é quase três vezes maior que a de dois nêutrons. Isto foi confirmado nos nossos cálculos que apontaram para esta direção. Algo parecido acontece com o sistema $^{18}O +^{60} Ni$, a medida da secção de choque para *stripping* de dois nêutrons é ainda menor que no caso anterior e, os nossos cálculos indicaram a predominância do *stripping* de um nêutron.

Um outro aspecto que reforça em muito os nossos cálculos e o próprio método é a concordância existente entre as distribuições de barreiras quase-elásticas teóricas (D^{qe}) e as distribuições de barreiras de fusão teóricas (D^{fus}), todas obtidas com o programa FRESCO. Esta concordância, mostra que $D^{fus}(E) \approx D^{qe}(E)$ é um artifício extremamente útil que pode fornecer importantes informações sobre a dinâmica de reação entre íons pesados.

Uma parte deste trabalho já foi publicada recentemente na *Physics Letters B* [40], onde apresento, basicamente, os cálculos realizados com o CCFULL para os sistemas $^{16,18}O +^{58} Ni$.

Finalizando, devo acrescentar que, como continuidade deste trabalho, pretendo medir a fusão dos sistemas $^{18}O +^{58,60} Ni$ e em sistemas vizinhos a estes, os quais constituem o trabalho do grupo. O doutorado do Sr. Julian M. B. Shorto visa estudar a influência do próton desemparelhado na fusão dos sistemas $^{16,18}O+^{63,65}Cu$. O estudo dos isótopos mais pesados do molibidênio, trabalho de doutorado do Sr. Davi S. Monteiro, visa quantificar a influência da transferência de vários nêutrons

na fusão.

Bibliografia

[1] G. Gamow - *Z. Phys.* - **51** (1928) 204; **52** (1929) 510

[2] L. C. Vaz, J. M. Alexander and G. R. Satchler - *Phys. Rep.* - **5** (1981) 373

[3] M. Beckerman - *Rep. Prog. Phys.* - **51** (1988) 1047

[4] H. Esbensen - *Nucl. Phys. A* - **352** (1981) 147

[5] R. G. Stokstad and E. E. Gross - *Phys. Rev. C* - **23** (1981) 281

[6] C. H. Dasso et al - *Nucl. Phys. A* - **407** (1983) 221

[7] C. H. Dasso et al - *Nucl. Phys. A* - **405** (1983) 381

[8] C. E. Aguiar et al - *Phys. Lett. B* - **201** (1988) 22

[9] Stelson st al. - *Phys. Lett. B* - **205** (1988) 190

[10] H. Timmers et al - *Nucl. Phys. A* - **584** (1995) 190

[11] N. Rowley, G. R. Satcher and P. H. Stelson - *Phys. Lett. B* - **254** (1991) 25

[12] N. Keeley et al - *Nucl. Phys. A* - **628** (1998) 1

[13] J. M. B. Shorto - *Estudo dos mecanismos de reação nos sistemas* $^{16,18}O +^{63} Cu$ - Dissertação de Mestrado - *IFUSP* - São Paulo (2002)

[14] D. S. Monteiro - *Determinação dos mecanismos de reação dos sistemas* $^{16,18}O +^{92} Mo$ *através do método de distribuição de barreiras* - Dissertação de Mestrado - *IFUSP* - São Paulo (2001)

[15] C. Y. Wong - *Phys. Rev.* - **31** (1973) 766

[16] D. H. Hill and J. A Wheeler - *Phys. Rev.* - **89** (1953) 1102

[17] J. R. Leigh et al *Phys. Rev. C* - **52** (1995) 3151

[18] G. R. Satchler, M. A. Nagarajan, J. S. Lilley and I. J. Thompson - *Ann. Phys. (NY)* - **178** (1987) 110

[19] A B. Balantekin, S. E. Koonin and J. W. Negele - *Phys. Rev. C* - **28** (1983) 1565

[20] R.Lindsay,N.Rowley - *J. Phys. G* - **10** (1984) 805

[21] J. X. Wei et al - *Nucl. Instrum. and Meth. Phys. Res. A* - **306** (1991) 557

[22] R. F. Simões - Dissertação de Mestrado - *Construção de um Filtro de Velocidades para o Estudo de Reações Nucleares* - **USP**(1997).

[23] J. R. Leigh et al - *Phys. Rev. C* - **47** (1993) 437

[24] R. F. Simões et al - *Desenvolvimento de um Detector Proporcional Multifilar para Medir Resíduos de Evaporação* - XXII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil - São Lourenço (1999)

[25] O Sala. and G. Sparlek - *Nucl. Instrum. and Meth.* - **122** (1974) 213.

[26] U. Nobuko and W.G.P. Engel - *Confecção de Alvos Nucleares* - **IFUSP** (1996).

[27] D. Pereira, J. C. Acquadro Q., O Sala and N. D. Vieira Junior - *Revista Brasileira de Física.* - **8** (1978) 165-172.

[28] R. H. Spear et all - *Nucl. Instrum. Meth.* - **147** (1977) 455.

[29] R. V. Ribas - *Manual do sistema SPM-CAMAC para Aquisição de Dados* - **IFUSP** (1989)

[30] W.T. Milner - *VAXPAK programs notes* - private comunications - USA - ORNL (1986).

[31] H. Timmers et al - *Nucl. Phys. A* - **633** (1998) 421

[32] O A. Capurro et al - *Phys. Rev. C* - **61** (2000) 037603-2

[33] O A. Capurro et al - *Phys. Rev. C* - **62** (2000) 014613-1

[34] C. H. Dasso et al - *Comp. Phys. Commun.* - **46** (1987) 187

[35] J. Fernández-Niello et al - *Comput. Phys. Commun.* - **54** (1989) 409

[36] K. Hagino et al - *Comp. Phys. Commun.* - **123** (1999) 143

[37] I. J. Thompson - *Comp. Phys. Rep.* - **7** (1988) 167

[38] C. H. Dasso and G. Pollarolo - *Phys. Lett. B* - **155** (1985) 223

[39] A. Mukherjee et al - *Phys. Rev. C* - **66** (2002) 034607.

[40] R. F. Simões et al - *Phys. Lett. B* - **527** (2002) 187

[41] M. H. Macfarlane and S. C. Pieper - *PTOLEMY - A Program for Heavy-ions Direct-reaction Calculation* - Argone Laboratory, Illinois - (1978)

[42] S. Raman et al - *Atomic Data and Nuclear Data Tables* - **36** (1987) 19

[43] R. H. Spear - *Atomic Data and Nuclear Data Tables* - **42** (1989) 55-104

[44] C. R. Morton et al - *Phys. Rev. C* - **60** (1999) 044608-1

[45] C. P Silva et al - *Phys. Rev. C* - **55** (1997) 3155

[46] N. Keeley et al - *Nucl. Phys. A* - **603** (1996) 97

[47] L. C. Chamon et al - *Nucl. Phys. A* - **597** (1996) 253

[48] K. E. Rhem et al - *Phys. Rev. C* - **12** (1975) 1945.

[49] P.R. Christensen and A. Winther - *Phys. Lett. B* - **65** (1976) 19

[50] N. Keeley et al - *Nucl. Phys A* - **582** (1995) 314

[51] L. C. Chamon et al - *Nucl. Phys. A* - **582** (1995) 305

[52] E. S. Rossi et al - *Nucl. Phys. A* - **707** (2002) 325

[53] A. Gómez-Camacho et al - *Nucl. Phys. A* - **635** (1998) 346.

[54] K. Hagino et al - *Phys. Rev. Lett.* - **79** (1997) 2014