



AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

**DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO POTENCIAL  
NÚCLEO-NÚCLEO E DA DENSIDADE DO  
PROJÉTIL  $^{18}\text{O}$ , POR MEIO DO ESPALHAMENTO  
QUASE-ELÁSTICO EM NÚCLEOS-ALVOS NA CAMADA f-p**

**ERNESTO SÍLVIO ROSSI JÚNIOR**

**Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do Grau de  
Doutor em Ciências na Área de  
Tecnologia Nuclear - Aplicações.**

**Orientador:  
Dr. Dirceu Pereira**

**São Paulo  
2001**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
Autarquia associada à Universidade de São Paulo

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO POTENCIAL NÚCLEO-NÚCLEO E  
DA DENSIDADE DO PROJÉTIL  $^{18}\text{O}$ , POR MEIO DO ESPALHAMENTO  
QUASE-ELÁSTICO EM NÚCLEOS-ALVOS NA CAMADA f - p

ERNESTO SÍLVIO ROSSI JÚNIOR

Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do grau de  
Doutor em Ciências na Área de  
Tecnologia Nuclear.

Orientador:  
Dr. Dirceu Pereira



SÃO PAULO  
2001

*“Ao grande Mestre,  
Prof. Oscar Sala, indelével  
referência”*

Tudo se move!

*Ernesto Sílvio Rossi Jr.*

## AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus Pai, Todo Poderoso, por amar-me tanto e dar-me forças e perseverança para concluir mais este trabalho.

Agradeço ao meu MESTRE, Prof. Dr. Dirceu Pereira, que além de orientador em todos esses anos, untou-me com sua simplicidade e humildade, verdadeiros VALORES que estão além do que a física pode nos mostrar, ou nos ensinar.

Agradeço ao meu GRANDE amigo, Prof. Dr. Luiz Carlos Chamon, amigo de todas as horas, sempre ao meu lado, ajudando-me, ensinando-me e fazendo-me acreditar, com sua dedicação e confiança, que, além de podermos alcançar nossos objetivos, podemos fazê-lo melhor do que poderíamos imaginar.

Agradeço a querida amiga, Prof<sup>a</sup> Dra. Cely Paula da Silva, sempre otimista, sempre ajudando-me e aconselhando-me para o sucesso de meu trabalho. Companheira de grandes “discussões” e esclarecimentos que vieram a enriquecer, dia a dia, este trabalho.

Agradeço aos amigos Marcos (Espanha) e Leandro, companheiros de grupo, dedicados e curiosos, perfis daqueles que se tornaram grandes Físicos.

Agradeço ao IPEN, por tornar este trabalho possível de realização, dando-me condições para tanto.

Agradeço à Comissão de Pós-Graduação do IPEN que, sem a sensatez destes pesquisadores, provavelmente muitas contribuições importantes à sociedade científica deixariam de existir.

Agradeço ao Laboratório Aberto – Pelletron (IFUSP), minha “segunda casa”, que sempre me acolheu como se fosse um filho. Agradeço, também, a todos os profissionais e técnicos que aqui trabalham e que muito se dedicam para o ideal funcionamento do acelerador, possibilitando-me, assim, desenvolver minhas pesquisas.

Agradeço aos meus amigos, Sr. Edmundo, Sr. Antenor (“o Senhor Sim”) e Sr. Benedito (“Dito”), responsáveis pela portaria do Laboratório, companheiros das infindáveis madrugadas.

Agradeço a todos que, por atitudes ou pensamentos, sempre estiveram ao meu lado, ajudando-me, de uma forma ou de outra, a vir a concluir, finalmente, este trabalho de doutoramento.

Agradeço à CAPES pelo auxílio financeiro.

Agradeço ao UNIFIEO – Centro Universitário FIEO, por acolher-me como docente, já há mais de dez anos, lugar de respeito e seriedade.

DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO POTENCIAL NÚCLEO-NÚCLEO E  
DA DENSIDADE DO PROJÉTIL  $^{18}\text{O}$ , POR MEIO DO ESPALHAMENTO  
QUASE-ELÁSTICO EM NÚCLEOS-ALVOS NA CAMADA f - p

Ernesto Sílvio Rossi Júnior

RESUMO

Foram obtidos dados experimentais de espalhamentos elástico, inelástico ( $2_1^+$ ) e de transferência de um e de dois nêutrons, em energias subcoulombianas ( $34,5 \text{ MeV} \leq E_{\text{LAB}}(^{18}\text{O}) \leq 38,0 \text{ MeV}$ ) para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . Os dados foram analisados via modelo ótico, e foram obtidos os respectivos potenciais nucleares na região superficial de interação. Foram realizadas comparações entre os potenciais determinados experimentalmente com aqueles provenientes de cálculos teóricos tipo *Double-Folding* e também com potenciais determinados previamente para sistemas que têm o núcleo  $^{16}\text{O}$  como projétil. Os potenciais nucleares obtidos experimentalmente descrevem de maneira razoável o processo de transferência de um nêutron para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . Também foram obtidos dados inéditos da densidade do núcleo  $^{18}\text{O}$  na região superficial e através da comparação com o núcleo  $^{16}\text{O}$  se determinou experimentalmente a densidade dos dois nêutrons extras do núcleo  $^{18}\text{O}$ .

EXPERIMENTAL DETERMINATION OF THE NUCLEUS-NUCLEUS  
POTENTIAL AND THE DENSITY OF  $^{18}\text{O}$ , FROM QUASE-ELASTIC CROSS  
SECTIONS OF TARGETS IN THE f - p SHELL

Ernesto Sílvia Rossi Júnior

ABSTRACT

Experimental data for elastic and inelastic ( $2_1^+$ ) scattering and one or two neutron transfer processes for the systems  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  at the sub barrier bombarding energies ( $34,5\text{MeV} \leq E_{\text{LAB}}(^{18}\text{O}) \leq 38,0\text{ MeV}$ ) are presented in this work. With an optical model data analysis, the corresponding nuclear potentials were obtained in the surface interaction region. These experimental potentials were compared with those from Double Folding theoretical calculations, and with the potentials for systems with  $^{16}\text{O}$  as the projectile. The experimental potentials describe the one neutron transfer process for the same systems reasonably well. The  $^{18}\text{O}$  ground state density in the surface region was obtained experimentally for the first time. A comparison with the  $^{16}\text{O}$  nuclear density has made possible the determination of the density of the two extra neutrons in the  $^{18}\text{O}$  nucleus.

# SUMÁRIO

|   | Página    |
|---|-----------|
| Agradecimentos  | iii       |
| Resumo  | v         |
| Abstract  | vi        |
| <b>1 – INTRODUÇÃO</b>   | <b>1</b>  |
| <b>2 – PARTE TEÓRICA</b>  | <b>6</b>  |
| 2.1 – O Modelo Ótico  | 6         |
| 2.2 – O Cálculo da Seção de Choque Diferencial Teórica                                | 7         |
| 2.3 – Cálculo de Canais Acoplados   | 11        |
| 2.3.1 – As Equações Acopladas   | 11        |
| 2.3.2 – O Potencial de Polarização  | 14        |
| 2.3.3 – A Aproximação DWBA  | 14        |
| 2.4 – O Potencial Ótico   | 16        |
| 2.4.1 – O Potencial Nuclear   | 16        |
| 2.4.2 – Potencial <i>Double-Folding</i>   | 18        |
| 2.4.3 – O Potencial NLM3Y   | 19        |
| 2.5 – Densidades Nucleares e Espalhamento de Elétrons                                 | 21        |
| 2.5.1 – Densidades Nucleares  | 21        |
| 2.5.2 – Espalhamento de Elétrons  | 24        |
| <b>3 – PARTE EXPERIMENTAL</b>   | <b>25</b> |
| 3.1 – A Fonte de Íons e a obtenção do Feixe   | 25        |
| 3.2 – O Acelerador Pelletron  | 27        |
| 3.3 – Medidas de Espalhamento Elástico, Inelástico e de Transferência de Núcleons     | 29        |
| 3.3.1 – Técnicas Experimentais utilizadas para as Medidas de Reações de Transferência | 29        |
| 3.3.1.1. – Sistema de Tempo de Vôo  | 29        |
| 3.3.1.1.1 – Espectros obtidos através do Sistema de Tempo de Vôo                      | 31        |
| 3.3.1.2 – Coincidência Cinemática   | 33        |
| 3.3.1.2.1 – Defletor Eletrostático  | 35        |
| 3.3.1.2.2 – O Cálculo da Massa nas Medidas de Coincidência Cinemática                 | 35        |
| 3.3.1.3 – Espectros em Energia no Modo Multicanal – “ <i>Single</i> ”                 | 43        |
| 3.3.1.3.1 – Redução dos Dados Experimentais   | 44        |
| 3.3.1.4 – Cálculo da Seção de Choque Diferencial Experimental                         | 46        |
| 3.3.2 – A Câmara de Espalhamento  | 50        |
| 3.3.3 – Sistema de Detecção e Eletrônica de Aquisição                                 | 51        |
| 3.3.3.1 – Sistema de Detecção   | 51        |

|  |     |
|--|-----|
| 3.3.3.2 – Eletrônica de Aquisição  | 52  |
| 3.3.4 – Aquisição dos Dados Experimentais  | 53  |
| 3.3.5 – Os Alvos   | 53  |
| 3.4 – Instrumentação   | 54  |
| 3.4.1 – O Defletor Eletrostático   | 54  |
| 3.4.1.1 – Construção do Defletor Eletrostático   | 55  |
| 3.4.2 – Suporte do Detector Anular   | 60  |
| 3.5 – Dados Obtidos  | 62  |
| 3.6 – Espalhamento Quase-Elástico  | 65  |
| <br>   |     |
| 4 – ANÁLISE DOS DADOS E DETERMINAÇÃO DOS<br>POTENCIAIS NUCLEARES   | 67  |
| 4.1 – Determinação dos Parâmetros do Potencial Nuclear   | 67  |
| 4.2 – Ajuste dos Dados Experimentais de Espalhamento<br>Quase-Elástico   | 76  |
| 4.3 – Distribuições Angulares de Espalhamento Inelástico   | 80  |
| 4.4 – Determinação do Fator Espectroscópico de<br>Transferência de Um Nêutron para o Sistema<br>$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 85  |
| 4.5 – Distribuições Angulares do Processo de<br>Transferência de Dois Nêutrons   | 88  |
| 4.6 – Comparação entre Análises de Canais Acoplados<br>com Quase-Elástico  | 90  |
| 4.7 – Comparação entre os Sistemas $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ e<br>Discussão dos Resultados do Potencial Nuclear     | 91  |
| 4.7.1 – Discussão dos resultados do Potencial Nuclear  | 91  |
| <br>   |     |
| 5 – DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DE MATÉRIA<br>NUCLEAR  | 95  |
| 5.1 – Introdução   | 95  |
| 5.2 – Determinação da Densidade de Matéria do Núcleo<br>$^{18}\text{O}$ , por meio do Estudo de Espalhamento Quase-<br>Elástico  | 96  |
| 5.3 – Comparação entre as Densidades dos Núcleos $^{16}\text{O}$<br>e $^{18}\text{O}$  | 99  |
| <br>   |     |
| 6 – CONCLUSÕES   | 106 |
| <br>   |     |
| 7 – REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS   | 108 |

# 1 - INTRODUÇÃO

O estudo de reações entre íons pesados visa compreender a dinâmica de interação dos núcleos envolvidos nestes processos. A solução exata de uma colisão entre íons pesados envolve a resolução de um problema de muitos corpos (núcleons) e é extremamente complexa. Assim, na descrição destes processos se utiliza um potencial médio de interação entre os íons (em geral, dependente da energia), juntamente com algum modelo que reproduzam os canais de reação. A justificativa para o uso deste método (utilizar um potencial médio de interação), está no ajuste de um imenso número de dados experimentais durante décadas. No entanto, como será discutido adiante, tal método tem o único inconveniente de dificultar a obtenção do potencial médio íon-íon do ponto de vista experimental, devido a ambigüidades que têm origem nos modelos para os diversos canais de reação. Os canais de reação mais importantes medidos por nosso grupo de pesquisa são: espalhamento elástico, espalhamento inelástico com excitação do alvo ou do projétil, fusão nuclear e reações com transferência de alguns núcleons (ROSSI *et. al.*, 1997).

Um dos modelos mais antigos para a análise de dados experimentais de espalhamento elástico é o Modelo Ótico. Neste modelo, os graus de liberdade internos dos íons são considerados “congelados” e o potencial de interação, denominado potencial ótico, é complexo, sendo que a parte real representa o potencial médio íon-íon e a parte imaginária simula a absorção de fluxo pelos diversos canais de reação. É amplamente conhecido que, com o ajuste de dados experimentais de espalhamento elástico, só se consegue determinar o potencial íon-íon num único ponto, conhecido como raio de absorção forte, cujas intensidades das partes real e imaginária do potencial neste ponto, variam com a energia segundo uma relação de dispersão (SATCHLER, 1991).

Em geral, dados de espalhamento inelástico e de reações com transferência de núcleons são analisados através de cálculos tipo

DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*), com a utilização de potenciais ópticos. Portanto, resultam também ambigüidades com relação à determinação do potencial íon-íon através da análise deste tipo de dados experimentais.

No caso da fusão nuclear é possível mostrar (WONG, 1973) que, para energias superiores à da barreira, a seção de choque de fusão depende apenas de dois parâmetros: o raio da barreira e o valor do potencial no raio da barreira. Assim os dados experimentais de fusão somente determinam o potencial em uma região de distâncias de interação bastante limitada, de maneira análoga ao que acontece com o espalhamento elástico. Para energias inferiores à da barreira existem importantes contribuições para a fusão, devido ao acoplamento com outros canais de reação (BECKERMAN, 1985), tornando novamente difícil a obtenção do potencial íon-íon.

Alguns autores, destacam a necessidade de uma análise conjunta e consistente entre os diversos canais de reação. Alguns trabalhos apresentam a análise simultânea do espalhamento elástico e da fusão com potenciais ópticos (UDAGAWA *et. al.*, 1989; HONG *et. al.*, 1989; CHAMON *et. al.*, 1992). Em princípio, cálculos mais elaborados do tipo canais acoplados (TAMURA, 1965) poderiam levar em conta todos os canais de reação simultaneamente. Na prática, a solução completa do conjunto de todos os canais de reação acoplados é de dificuldade equivalente à resolução exata para um problema de muitos corpos. Assim, na maioria das aplicações tais cálculos são realizados com apenas alguns canais acoplados, sendo que ainda mantêm uma parte imaginária do potencial para simular acoplamentos associados a outros canais de reação. Quando um número muito grande de canais acoplados é considerado, os cálculos tornam-se muito complexos, deixando a desejar no que diz respeito ao ajuste de dados experimentais (THOMPSON *et. al.*, 1985).

Em resumo, a obtenção do potencial médio de interação entre íons pesados, a partir de dados experimentais de espalhamento em energias superiores à da barreira de fusão, é sujeita a muitas ambigüidades devido à grande complexidade dos muitos canais de

reação abertos. Foram realizados cálculos sistemáticos com o potencial no raio de absorção forte do espalhamento elástico (CHRISTENSEN *et. al.*, 1976) e na barreira de fusão (VAZ *et. al.*, 1981). Atualmente, entretanto, ao se analisar dados experimentais de reações entre íons pesados, em geral o potencial é parametrizado, sendo que os valores ajustados dos parâmetros variam fortemente com a energia e são bastante diferentes mesmo entre sistemas semelhantes. Paradoxalmente, alguns trabalhos teóricos (BLOCKI *et. al.*, 1977; NGÔ *et. al.*, 1975; SKYRME, 1959) mostram que o potencial nuclear entre íons pesados deveria ter uma forma universal, com parâmetros dependentes apenas do caráter geométrico do sistema.

Nosso grupo de pesquisa desenvolveu um método (CHAMON *et. al.* 1995, 1996) que possibilita obter o potencial íon-íon de forma mais precisa do que vinha sendo feito até então. O método consiste em obter dados experimentais de espalhamento elástico e de poucos canais de reação abertos em regiões de energia bem abaixo da barreira coulombiana. Nesta região de energia, é possível realizar um cálculo de canais acoplados simples e seguro, sem que haja necessidade da utilização de uma parte imaginária superficial do potencial para simular a absorção de fluxo para os canais de reação. Assim, a ausência de parâmetros ajustáveis da parte imaginária permite obter, com precisão e sem ambigüidade, os parâmetros da parte real do potencial ótico (potencial íon-íon).

Nestas baixas energias o potencial nuclear é uma pequena perturbação do potencial coulombiano e, portanto, os dados experimentais de espalhamento elástico e dos poucos canais de reação devem ser obtidos com muita precisão, de forma a permitir a obtenção do potencial com boa definição.

Tal método foi aplicado com sucesso (CHAMON *et. al.* 1995, 1996) para os sistemas  $^{16}\text{O} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$ . Para estes sistemas, em energias subcoulombianas, além do canal elástico encontra-se aberto um único canal de reação, que corresponde ao espalhamento inelástico para o primeiro estado excitado do níquel. A análise conjunta e

consistente dos dados de espalhamento elástico e inelástico permitiu obter os potenciais íon-íon de forma bem determinada (SILVA *et. al.*, 2001). Foi possível realizar um estudo da dependência isotópica do potencial nessa região de massa, bem como da relação entre as várias intensidades de acoplamento (nuclear e *coulomb phonon* amplitudes dos núcleos de níquel). Foi verificado que o potencial íon-íon pode realmente ter uma forma universal como previsto em diversos trabalhos teóricos (BLOCKI *et. al.*, 1977; NGÔ *et. al.*, 1975; SKYRME, 1959). Este método também foi utilizado para os sistemas  $^{16}\text{O} + ^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90,92}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  (ALVAREZ *et. al.*, 1999), para os quais foi obtida a dependência isotônica e isotópica do potencial nuclear. Os resultados experimentais para os potenciais encontram-se em razoável concordância com predições do potencial teórico *Double-Folding*.

Utilizamos tal método na execução deste trabalho, realizando nossos experimentos numa região de energia abaixo da barreira coulombiana. Obtivemos os potenciais experimentais para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  pelo ajuste dos dados de espalhamento quase-elástico (integral dos canais elástico, inelástico ( $\text{Ni}^*$  e  $\text{O}^*$ ) e transferência de nêutrons). Com isso, pudemos estudar amplamente os potenciais nucleares para esses sistemas, realizando comparações com os potenciais dos sistemas com projétil  $^{16}\text{O}$ . Observamos significativas diferenças entre os potenciais experimentais e teóricos (*Folding*) para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . Verificamos uma elevada difusividade experimental dos sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  quando comparada com as dos sistemas com projétil  $^{16}\text{O}$ . Claramente, sistemas com projétil  $^{18}\text{O}$  apresentam comportamento diferenciado em relação àqueles com  $^{16}\text{O}$  como projétil.

Outra questão de elevada importância considerada neste trabalho, é a determinação da densidade de matéria nuclear por meio de reações entre íons pesados. Data de muito tempo o interesse na densidade de matéria nuclear, que tem sido determinada com menor precisão, em comparação com a densidade de prótons obtida para

muitos núcleos, via espalhamento de elétrons (SICK *et. al.*, 1970). Vários projéteis têm sido utilizados como instrumento para determinação de densidade nuclear (como,  $p$ ,  $\bar{p}$ ,  $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , ...), mas a falta de conhecimento da interação de projétil com núcleo, torna medidas integráveis, como o raio quadrático médio, como mais confiáveis de serem determinadas experimentalmente. Vale salientar a importância de se determinar a densidade de matéria nuclear para distinguir diferentes modelos teóricos sobre a estrutura dos núcleos. A possibilidade de extrair informações precisas sobre a densidade da matéria nuclear a partir de dados de espalhamento elástico de íons pesados, é uma questão de usar o método *Folding* para a parte real da interação, incluindo todos os efeitos importantes a partir de primeiros princípios, e minimizando tanto quanto possível o uso de parâmetros ajustáveis.

Nós desenvolvemos um método para a obtenção experimental da densidade de matéria nuclear, a partir de dados experimentais de espalhamento elástico de íons pesados a baixas energias ( $E < V_B$ ). Neste trabalho, determinamos, a densidade do núcleo  $^{18}\text{O}$ , segundo o método acima comentado e fizemos comparações com a densidade do núcleo  $^{16}\text{O}$ . A partir de tais comparações extraímos a densidade dos dois nêutrons extras do núcleo  $^{18}\text{O}$ . Os resultados obtidos foram estudados através da comparação com previsões de diversos modelos teóricos.

## 2 - PARTE TEÓRICA

Nesse capítulo, faremos uma descrição da teoria que utilizamos para análise dos dados experimentais. Inicialmente, abordaremos o Modelo Ótico incluindo o cálculo da seção de choque de espalhamento elástico. Em seguida, veremos brevemente o cálculo de canais acoplados e o potencial de polarização que emerge desses cálculos, e também, a aproximação DWBA. Apresentaremos, então, alguns modelos para o potencial nuclear, incluindo sua conexão com a densidade dos núcleos envolvidos na colisão. Por fim, faremos uma breve apresentação do espalhamento de elétrons em núcleos e, novamente, a conexão desse processo com a densidade nuclear.

### 2.1 - O MODELO ÓTICO

Como já citamos, a solução exata para uma colisão entre íons pesados envolve a resolução quântica de um sistema de muitos corpos, pois deve levar em consideração as interações entre todos os núcleons do projétil e cada um dos núcleons do alvo, o que torna qualquer tipo de cálculo, neste sentido, extremamente complicado. O Modelo Ótico surge neste contexto, com duas características fundamentais capazes de minimizar o problema:

- (i) Nesse modelo supõe-se que a interação entre o projétil e o alvo pode ser definida através de um potencial médio, resultante de uma média das interações núcleon-núcleon dos respectivos núcleos.
- (ii) Baseado no espalhamento e absorção de luz por um meio ótico, onde a absorção é simulada por um índice de refração complexo, o modelo ótico representa a absorção de fluxo do canal elástico para os demais canais de reação (como, por exemplo, espalhamento inelástico, transferência de núcleons e fusão) com uma parte imaginária no potencial.

Esse potencial nuclear médio, denominado Potencial Ótico, é representado em função da distância entre os centros dos núcleos, por:

$$V_N(R) = V(R) + iW(R) \quad 2.1$$

sendo  $V(R)$  e  $W(R)$  as partes real e imaginária do potencial ótico, respectivamente.

Feshback (FESHBACK, 1958; FESHBACK, 1962) mostrou que a parte real e a parte imaginária do potencial ótico podem variar com a energia. No entanto, devem obedecer a uma relação, conhecida como relação de dispersão:

$$V(R, E) = V(R, E_S) - \frac{P}{\pi} \int \frac{W(R, E')}{E - E'} dE' \quad 2.2$$

Na expressão 2.2,  $E_S$  é uma energia de referência e  $P$  significa o valor principal da integral (SATCHLER, 1991). A relação é válida para qualquer valor de  $R$ .

## 2.2 - CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE DIFERENCIAL TEÓRICA

O espalhamento elástico é o processo mais simples na colisão entre dois núcleos, e conseqüentemente, o que envolve o menor rearranjo, sendo mantidos tanto a identidade dos núcleos participantes como a energia cinética total. A distribuição de probabilidade das partículas espalhadas por um núcleo alvo pode ser convenientemente descrita por cálculos da seção de choque diferencial desse processo, em função de seu ângulo de espalhamento.

Como a seção de choque diferencial de espalhamento elástico depende da amplitude de espalhamento, e esta depende da resolução da

equação de Schrödinger com o potencial de interação, vamos detalhar essas grandezas e o formalismo utilizado.

Consideremos a colisão entre dois núcleos que têm números de carga e massa  $Z_1, A_1$  e  $Z_2, A_2$ , respectivamente, na energia de centro de massa  $E$ . A equação de Schrödinger é dada por:

$$\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi(\vec{R}) + V_{N,C}(R) \Psi(\vec{R}) = E \Psi(\vec{R}) \quad 2.3$$

O potencial de interação entre dois núcleos, alvo e projétil, consiste na soma dos termos do potencial ótico,  $V_N(R)$ , com o coulombiano,  $V_C(R)$ , ou seja,

$$V_{N,C}(R) = V_N(R) + V_C(R) \quad 2.4$$

onde  $V_C(R)$ , é a interação coulombiana, dada por (distribuição homogênea numa carga esférica):

$$V_C(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \quad R > R_C \quad 2.5$$

$$V_C(R) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_C} \left( 3 - \frac{R^2}{R_C^2} \right) \quad R \leq R_C$$

onde  $R_C = r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ .

A solução, quando consideramos  $V_N(R) = 0$ , é uma onda distorcida que, devido à simetria esférica do potencial, pode ser expressa como uma soma de ondas parciais de momento angular  $\ell \hbar$ .

$$\Psi_C(\vec{R}) = \frac{1}{2kR} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^{\ell+1} (h_{\ell}^{-}(\eta, kR) - e^{2i\sigma_{\ell}} h_{\ell}^{+}(\eta, kR)) P_{\ell}(\cos \theta) \quad 2.6$$

onde:

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}} \quad ; \quad \mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2} m_0 \quad ;$$

$$m_0 = \text{massa do nucleon } 931 \text{ MeV}/c^2$$

$$\sigma_\ell = \text{deslocamentos de fase de Coulomb}$$

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{\hbar^2 k}, \text{ parâmetro de Sommerfeld}$$

$$h^-, h^+ = \text{funções incidente e emergente de Coulomb}$$

Quando incluímos um potencial nuclear central de curto alcance, temos que, na região assintótica ( $R \rightarrow \infty$ ), só a fase da parte emergente da onda é modificada.

$$\Psi(R \rightarrow \infty) \cong \Psi_C(\vec{R}) + \frac{\sqrt{\pi}}{kR} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^{\ell+1} e^{2i\sigma_\ell} (1 - S_\ell) h_\ell^+(\eta, kR) P_\ell(\cos \theta) \quad 2.7$$

Na expressão 2.7,  $S_\ell$  são os elementos da matriz dos deslocamentos de fase nuclear. A amplitude de espalhamento, descrita em termos da matriz S diagonal, pode ser escrita como:

$$f(\theta) = f_0(\theta) + \frac{i}{2k} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) e^{2i\sigma_\ell} (1 - S_\ell) P_\ell(\cos \theta) \quad 2.8$$

$$\text{onde } f_c(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2 \frac{1}{2} \theta} e^{[i\eta \ln(\sin^2 \frac{1}{2} \theta) + 2i\sigma_0]} \quad \text{e} \quad \eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$$

Os elementos de matriz da matriz S estão associados com a probabilidade de transição do sistema a partir do seu estado inicial ao estado final. A seção de choque diferencial total de espalhamento elástico é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad 2.9$$

Podemos encontrar a seção de choque de reação através da seguinte expressão:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1)(1 - |S_{\ell}|^2) = \sigma_n = \frac{2\mu}{\hbar^2 k} |\langle \Psi | W | \Psi \rangle|^2 \quad 2.10$$

No caso em que  $V_N(R) = 0$ , obtemos a seção de choque de Rutherford:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = |f_C(\theta)|^2 = \frac{\eta^2}{4k^2 \sin^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \quad 2.11$$

Devido ao caráter central da interação, a função de onda também pode ser expandida em ondas parciais:

$$\Psi(R) = \frac{1}{kR} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^{\ell} \frac{\chi_{\ell}(R)}{kR} P_{\ell}(\cos \theta) \quad 2.12$$

onde as funções  $\chi_{\ell}$  são soluções das equações radiais,

$$\left[ -\frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{d^2}{dR^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{R^2} \right) - V_{N,C}(R) + E \right] \chi_{\ell}(R) = 0 \quad 2.13$$

Dado o potencial de interação, a solução numérica dessa equação fornece as funções de onda  $\chi_{\ell}$ . A comparação entre as funções 2.12 e 2.7 fornece a matriz S. E das expressões 2.8 e 2.9 é obtida a seção de choque diferencial.

## 2.3 – CÁLCULO DE CANAIS ACOPLADOS

Nesse item, faremos uma descrição sucinta do problema de cálculos de canais acoplados.

### 2.3.1 - As Equações Acopladas

De acordo com Buck, Stamp e Hodgson (BUCK, 1963), que tratam do acoplamento de um estado excitado ( $2^+$ ) com um estado fundamental spin total nulo ( $0^+$ ), ao realizar a usual expansão de função de onda em ondas parciais obtém-se um conjunto de quatro equações diferenciais acopladas, como segue:

$$[T_J - V_{N,C}(R) + E]f_{0J}^J = V_{0J;2J}(R)f_{2J}^J + V_{0J;2J-2}(R)f_{2J-2}^J + V_{0J;2J+2}(R)f_{2J+2}^J \quad 2.14$$

$$[T_J - V_{N,C}(R) - V_{2J;2J} + E']f_{2J}^J = V_{0J;2J}(R)f_{0J}^J + V_{2J;2J-2}(R)f_{2J-2}^J + V_{2J;2J+2}(R)f_{2J+2}^J \quad 2.15$$

$$[T_{J-2} - V_{N,C}(R) - V_{2J-2;2J-2} + E']f_{2J-2}^J = V_{0J;2J-2}(R)f_{0J}^J + V_{2J;2J-2}(R)f_{2J}^J \quad 2.16$$

$$[T_{J+2} - V_{N,C}(R) - V_{2J+2;2J+2} + E']f_{2J+2}^J = V_{0J;2J+2}(R)f_{0J}^J + V_{2J;2J+2}(R)f_{2J}^J \quad 2.17$$

$$\text{onde: } T_J = \frac{\hbar^2}{2\mu} \left( \frac{d^2}{dR^2} - \frac{J(J+1)}{R^2} \right)$$

$f_{0J}^J$  = funções de onda, referentes ao estado fundamental;

$f_{2J}^J, f_{2J-2}^J, f_{2J+2}^J$  = funções de onda, referentes ao estado excitado;

$E$  = energia incidente no sistema de centro de massa;

$E' = E - \varepsilon$ ,  $\varepsilon$  = energia de excitação do estado  $2^+$ .

As condições de contorno apropriadas são:

$$\text{para } R = 0 \rightarrow f_{0J}^J = f_{2J}^J = f_{2J-2}^J = f_{2J+2}^J = 0,$$

$$\text{para } R = R_M \rightarrow f_{C'}^J = \frac{i}{2} \left( h_{C'}^- \delta_{CC'} - h_{C'}^+ S_{C'}^J \right),$$

com:

$$h^+ = G + iF$$

$$h^- = G - iF$$

$G, F$  = funções de onda irregular e regular de Coulomb (MESSIAH, 1965),

$c$  = canal incidente,

$c'$  = canal de saída,

$S_c^J$  = matriz S,

$R_M$  = distância para a qual o potencial nuclear é desprezível comparado ao coulombiano.

$$\delta_{c,c'} = \begin{cases} 1 & \text{se } c = c' \\ 0 & \text{se } c \neq c' \end{cases}$$

Nessas condições, o potencial  $V_{N,C}$  é o potencial ótico da equação 2.4. Os potenciais de acoplamento são obtidos a partir de um modelo que descreva o núcleo. Os modelos mais utilizados são o rotacional e o vibracional. Em ambos podemos fazer:

$$U(R, \theta, \phi) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\frac{R - R(\theta, \phi)}{a}\right]} \quad 2.18$$

No modelo rotacional:  $R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \beta Y_2^0(\theta)\right]$ .

Nesse modelo, o potencial de acoplamento é obtido através da seguinte expressão:

$$V_{\text{acopl.}} = -\sqrt{\pi} \beta R_0 \int_0^\pi Y_2^0(\theta) U(r, \theta, \phi) \sin \theta d\theta \quad 2.19$$

Para valores pequenos de  $\beta$  obtemos:

$$V_{\text{acopl.}} \cong -\frac{\beta R_0}{\sqrt{4\pi}} \frac{dV_N(R)}{dR} \quad 2.20$$

$$\text{Modelo vibracional: } R(\theta, \phi) = R_0 \left[ 1 + \sum_q \beta_q Y_2^q(\theta, \phi) \right] \quad 2.21$$

Novamente para valores pequenos de  $\beta$  o potencial de acoplamento pode ser obtido através da expressão 2.20.

A conexão entre  $V_{\text{acopl.}}$  e termos similares a  $V_{0J;2J}$  pode ser encontrada no artigo original de Buck, Stamp e Hodgson (BUCK, 1963).

As equações 2.14 até 2.17 podem ser integradas numericamente (com passo de integração  $h$ ), usando-se a relação de diferença entre dois pontos: para

$$\frac{d^2 f(R)}{dR^2} + K(R)f(R) = H(R), \quad 2.22$$

temos

$$f(R_{n+1}) = [2 - h^2 K(R_n)]f(R_n) - f(R_{n-1}) + h^2 H(R_n), \text{ onde } R_n = nh, n = 0, 1, 2, \dots \quad 2.23$$

Para integrarmos as quatro equações devemos conhecer as funções de onda em dois pontos do espaço. Sabemos que as funções de onda se anulam em  $R = 0$ . A técnica padrão, então, resolve as equações quatro vezes (em cada uma delas, no ponto  $n=1$  três funções de onda são supostas nulas e a outra tem um valor arbitrário) e as quatro soluções são objeto de uma combinação linear, de forma a garantir a condição de contorno em  $R = R_M$ .

Uma discussão bem mais detalhada desse caso, incluindo o cálculo das seções de choque, pode ser obtida no artigo original de Buck, Stamp e Hodgson (BUCK, 1963). O método pode ser generalizado para incluir o caso do acoplamento coulombiano e para diferentes spins para o estado fundamental e o estado excitado e, também, para reações com transferência de núcleons (THOMPSON, 1988).

### 2.3.2 - O Potencial de Polarização

Tendo em vista as equações 2.14 até 2.17, definimos o potencial de polarização através da expressão:

$$V_{\text{pol}}(R) = \frac{V_{0J:2J}f_{2J}^J + V_{0J:2J-2}f_{2J-2}^J + V_{0J:2J+2}f_{2J+2}^J}{f_{0J}^J} \quad 2.24$$

O potencial de polarização “simula” no canal elástico os efeitos do acoplamento devido ao canal inelástico. Na realidade, para obter o potencial de polarização é necessário conhecer as soluções das equações 2.14 até 2.17. A equação 2.14, para o canal elástico, pode ser reescrita como:

$$\left[ T_J - V_N(R) + V_C(R) - V_{\text{pol}}(R) + E \right] f_{0J} = 0 \quad 2.25$$

Compare essa última equação, com a eq. 2.13 e verifique como o potencial de polarização se agrega ao potencial ótico. Deve-se observar que  $V_{\text{pol}}(R)$  é complexo (envolve funções de onda), o que é de se esperar tendo em vista a absorção de fluxo do canal elástico pelo canal  $2^+$ .

### 2.3.3 – A Aproximação DWBA

Muitas vezes um canal é muito mais intenso que os demais. Quando isso acontece, é possível realizar aproximações desacoplando as equações diferenciais e resolvendo-as de maneira simples. Esse tipo de cálculo é conhecido como DWBA. Por exemplo, consideremos o caso do acoplamento do canal elástico com um canal inelástico, como abordado no item 2.3.1. Se o canal elástico é muito mais intenso que o inelástico, podemos desprezar as funções de onda do inelástico na

equação 2.14, e resolver essa equação, que agora se encontra desacoplada, obtendo assim a função de onda do canal elástico. Na resolução das equações para o canal inelástico (eqs. 2.15, 2.16 e 2.17), colocamos a função de onda do canal elástico (já calculada) e desprezamos as funções de onda do inelástico que se encontram do lado direito da igualdade. Assim sendo, obtemos novamente três equações desacopladas para o inelástico e podemos obter as respectivas funções de onda facilmente. Dessa forma, aquele conjunto de quatro equações diferenciais acopladas é resolvido de maneira “quase” desacoplada, com um cálculo numérico muito mais simples do que aquele que seria necessário para resolver as equações acopladas. Esse tipo de aproximação pode ser generalizado para qualquer tipo de acoplamento, inclusive para reações com transferência de núcleons.

## 2.4 - O POTENCIAL ÓTICO

### 2.4.1 - O Potencial Nuclear

O modelo ótico tem como princípio fundamental admitir que a interação entre os íons seja definida através de um potencial médio, resultante das interações individuais núcleon-núcleon. O fato de que a força nuclear é de curto alcance, requer que a dependência radial de um potencial  $V_N(R)$  obedeça aproximadamente à distribuição dos núcleons no núcleo. Uma forma desse tipo foi proposta por Woods e Saxon (WOODS *et. al.*, 1954) e é muito utilizada em cálculos com o modelo ótico,

$$V_N(R) = -(V_0 f_R(R) + iW_0 f_i(R)) \quad 2.26$$

onde:

$$f_{R,i}(R) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{R - R_{R,i}}{a_{R,i}}\right)} \quad 2.27$$

Os parâmetros do potencial ótico passam a ser:

$R_{R,i}$  = os raios das partes real e imaginária do potencial

$a_{R,i}$  = as difusividades das partes real e imaginária do potencial

$V_0$  e  $W_0$  = as profundidades das partes real e imaginária do potencial.

Os raios do potencial ótico são dados por  $R_{R,i} = r_{R,i}(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$ , onde  $r_{R,i}$  são os valores dos raios reduzidos. A forma deste potencial está ilustrada na Figura 2.1.

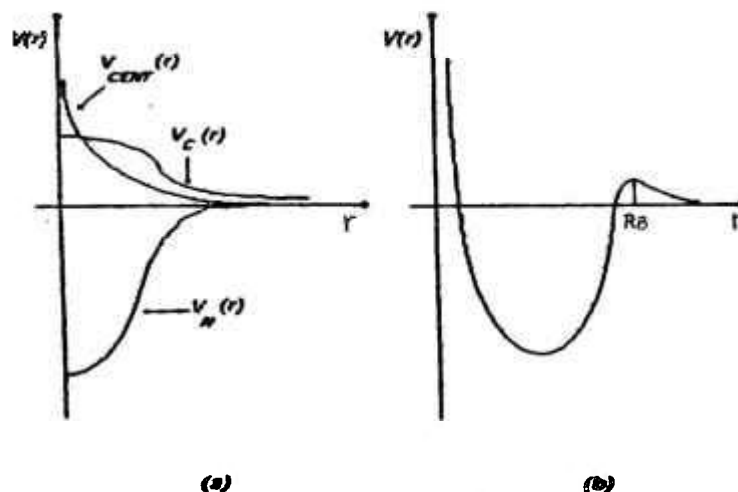


Figura 2.1 - (a) Ilustração da forma dos potenciais de Woods Saxon, coulombiano e (b) do potencial efetivo, com indicação do raio e da barreira coulombiana.

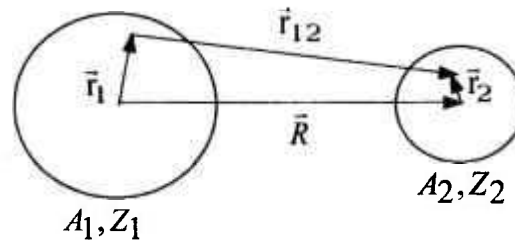
Em grande parte das aplicações, os parâmetros  $V_0$ ,  $W_0$ ,  $R_R$ ,  $R_I$ ,  $a_R$  e  $a_I$  são determinados a partir do ajuste das seções de choque experimentais. O espalhamento elástico para íons pesados, em energias próximas à barreira coulombiana, é determinado pela forma do potencial na região da superfície. Portanto, o espalhamento elástico é pouco sensível ao potencial no interior da região de interação. Deste modo, alterações significativas do valor da parte real e imaginária do potencial ótico para raios pequenos, resultam em variações muito pequenas na seção de choque, desde que o potencial na região do raio da barreira tenha a sua forma preservada. Isto explica as ambigüidades existentes nos parâmetros do potencial ótico, ou seja, existem várias famílias de parâmetros que produzem o mesmo ajuste dos dados experimentais e, por conseguinte, torna-se difícil obter maiores informações a respeito da região central do potencial, a partir dos dados de espalhamento elástico a baixas energias.

### 2.4.2 - Potencial *Double-Folding*

Um potencial de caráter mais fundamental é derivado da interação núcleon-núcleon: o Potencial *Double-Folding*. Esse potencial (SATCHLER *et. al.*, 1979) consiste numa convolução entre as densidades totais dos núcleos interagentes com o potencial núcleon-núcleon M3Y (SATCHLER *et. al.*, 1979) dado por:

$$V_{\text{Fold}}(R, E) = \iint \rho_1(\vec{r}_1) \rho_2(\vec{r}_2) v(r_{12}) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \quad 2.28$$

onde:  $R$  é a separação dos centros de massa dos núcleos 1 e 2;  $\rho_1$  e  $\rho_2$  são as distribuições de densidade de matéria dos núcleos e  $v$  é a interação efetiva núcleon-núcleon.



$$\text{A interação M3Y: } v_{M3Y}(\vec{r}_{12}) = v_{00}(r_{12}) + J \left( \frac{E_{\text{Lab}}}{A_{\text{proj}}} \right) \delta(\vec{r}_{12}) \quad 2.29$$

onde  $v_{00}(r_{12})$  é o potencial de interação núcleon-núcleon.

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{parte direta : } v_{00}(r) = \left[ 7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2,5r}}{2,5r} \right] \text{ MeV} \\ \text{termo de troca : } J(E_n) = \begin{cases} -262 \text{ MeV para } E_n \approx 10 \text{ MeV} \\ -276(1 - 0,005E_n) \text{ MeV para } E_n > 10 \text{ MeV} \end{cases} \end{array} \right.$$

### 2.4.3 – O Potencial NLM3Y

Recentemente, foi demonstrado que as ambigüidades relativas à determinação experimental do potencial íon-íon podem ser removidas através da análise de dados de espalhamento elástico a altas energias. Foi observado (BRANDAN *et. al.*, 1997) que o potencial nuclear que ajusta tais dados tem uma forte dependência com a energia.

Nós mostramos que esta dependência com a energia pode ser explicada com a introdução de uma interação nuclear não-local. A não-localidade do potencial tem origem no caráter fermiônico da matéria nuclear (CHAMON *et. al.* 1997, 1998; RIBEIRO *et. al.*, 1997; GALETTI *et. al.*, 1998), através de possível troca entre núcleons do projétil com os do alvo.

Ao tratar o espalhamento elástico entre íons pesados com interações não-locais, deve-se resolver a seguinte equação integro-diferencial (CHAMON *et. al.*, 1997):

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \bar{\nabla}^2 \Psi(\bar{R}) + \int U(\bar{R}, \bar{R}') \Psi(\bar{R}') d\bar{R}' = E \Psi(\bar{R}), \quad 2.30$$

onde  $\Psi(\bar{R})$  é a função de onda que descreve o espalhamento elástico do sistema núcleo-núcleo. Por considerações físicas (PEIERLS *et. al.*, 1980), a interação efetiva entre os núcleos deve ser simétrica,  $U(\bar{R}, \bar{R}') = U(\bar{R}', \bar{R})$ . Essa interação pode ser escrita, em uma forma esquemática, como:

$$U(\bar{R}, \bar{R}') = V(\bar{R}, \bar{R}') + \sum_i V_i(\bar{R}) G_i^+(\bar{R}, \bar{R}'; E) V_i(\bar{R}'). \quad 2.31$$

O primeiro termo,  $V(\bar{R}, \bar{R}')$ , que denominamos interação íon-íon, representa o valor esperado do operador de interação, que contém, basicamente, a força efetiva média núcleon-núcleon. A não-localidade neste termo, como dissemos, é devida à natureza fermiônica dos núcleons que constituem a matéria nuclear. No que segue,

denominamos este tipo de não-localidade como não-localidade “de Pauli”. O segundo termo, chamado termo de Feshbach, contém as contribuições oriundas dos canais de reação e de excitações virtuais para estados intermediários (canais inelásticos, de transferência de núcleons, etc). A correspondente não-localidade, denominada “de Feshbach”, provém de polarizações devido à propagação nos canais intermediários. Isto fica estabelecido pela função de Green, que contém uma explícita dependência em energia. O termo de Feshbach está associado ao potencial de polarização, já discutido anteriormente.

Em nosso modelo (CHAMON *et. al.*, 1997; RIBEIRO *et. al.*, 1997), a interação íon-íon é independente da energia e dada por:

$$V(R, R') = V_{NL} \left( \frac{R + R'}{2} \right) \frac{1}{\pi^{3/2} b^3} \exp \left[ - \left( \frac{|\bar{R} - \bar{R}'|}{b} \right)^2 \right] \quad 2.32$$

onde  $b = b_0 \frac{m_0}{\mu}$  é o alcance da não-localidade de Pauli,  $b_0 = 0,85 \text{ fm}$ ,  $m_0$  e  $\mu$  são, respectivamente, a massa do núcleon e a massa reduzida do sistema de íons pesados. A interação não-local está ligada ao potencial *folding* usual, através de:

$$V_{NL}(R) = V_{Folding}(R) \quad 2.33$$

Em aplicações práticas, é interessante obter um potencial local equivalente ao potencial não-local. Em nosso modelo (CHAMON *et. al.*, 1997), o potencial local-equivalente torna-se dependente da energia e é dado por:

$$V_{LE}(R, E) = \frac{1 - \sqrt{1 - 4\gamma V_{fold}(R) \exp\{-\gamma[E - V_C(R) - V_{fold}(R)]\}}}{2\gamma} \quad 2.34$$

onde  $\gamma = \frac{\mu b^2}{2\hbar^2}$ . É interessante observar que o valor de  $\gamma$  é bastante pequeno para sistemas entre íons pesados, assim sendo, para energias próximas da barreira coulombiana,  $E \approx V_B \approx V_C(R_B)$ , o potencial local-equivalente torna-se praticamente igual ao potencial *folding*:  $V_{LE}(R, E \approx V_B) \approx V_{folding}(R)$ . Já em energias intermediárias o efeito da não-localidade de Pauli é muito grande e o potencial local-equivalente é muito menos intenso que o potencial *folding*. A dependência em energia do potencial nuclear (local-equivalente) representada pela equação 2.34 descreve corretamente observações experimentais realizadas para diversos sistemas de íons pesados (CHAMON *et. al.*, 1997; RIBEIRO *et. al.*, 1997).

## 2.5 – DENSIDADES NUCLEARES E ESPALHAMENTO DE ELÉTRONS

### 2.5.1 – Densidades Nucleares

As densidades de núcleos pesados podem ser obtidas através de cálculos teóricos, como no Modelo de Camadas ou cálculos autoconsistentes do tipo Hartree-Fock. Na Figura 2.2, mostramos densidades teóricas para os núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{208}\text{Pb}$ . Como para o núcleo  $^{16}\text{O}$  o número de nêutrons é igual ao número de prótons, as respectivas densidades são muito semelhantes, o que já não acontece para o  $^{208}\text{Pb}$ . Como usual, as densidades estão normalizadas por:

$$4\pi \int_0^{\infty} \rho(r) r^2 dr = X \quad 2.35$$

onde  $X$  é o número de nêutrons (N) ou de prótons (Z) ou de massa ( $A = N + Z$ ).

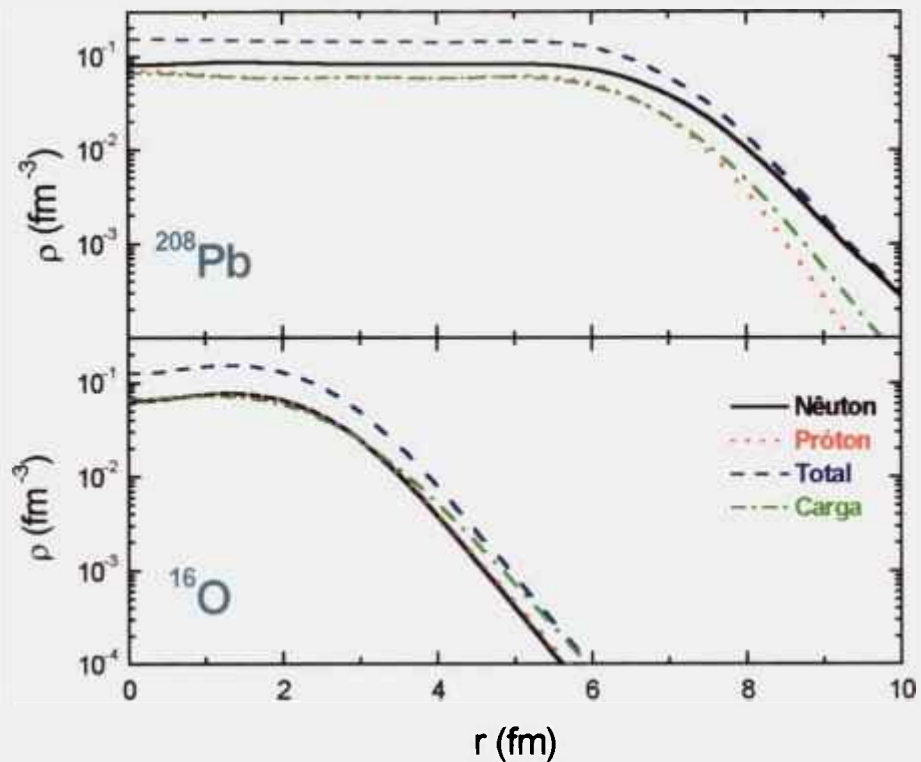


Figura 2.2 - Densidades teóricas (cálculos tipo Dirac-Hartree-Bogoliubov - CARLSON *et. al.*, 2000) de nêutrons, prótons, total (nêutrons + prótons) e de carga para os núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{208}\text{Pb}$ .

São também mostradas na figura as densidades de carga (normalizadas à  $X = Z$ ) para os mesmos núcleos. As densidades de carga ( $\rho_C$ ) foram obtidas através da convolução da densidade de prótons do núcleo ( $\rho_P$ ) com a intrínseca densidade de carga do próton ( $\rho_{CP}$ ):

$$\rho_C(r) = \int \rho_P(\vec{r}') \rho_{CP}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad 2.36$$

A densidade intrínseca de carga do próton é dada por (HÜBERALL, 1971):

$$\rho_{CP}(r) = \rho_0 e^{-\frac{r}{a}} \quad 2.37$$

com  $\rho_0 = 3,066 \text{ fm}^{-3}$  e  $a = 0,235 \text{ fm}$ .

Algumas vezes é conveniente expressar as densidades dos núcleos através de alguma forma analítica que reproduza as principais características dessas densidades. Na prática, as funções mais utilizadas são as distribuições de Fermi (2.38) e de Oscilador Harmônico (2.39). Exemplos dessas funções são encontrados na Figura 2.3.

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{\frac{r-R_0}{a}}} \quad 2.38$$

$$\rho(r) = \rho_0 \left[ 1 + \alpha \left( \frac{r}{a} \right)^2 \right] e^{-\left( \frac{r}{a} \right)^2} \quad 2.39$$

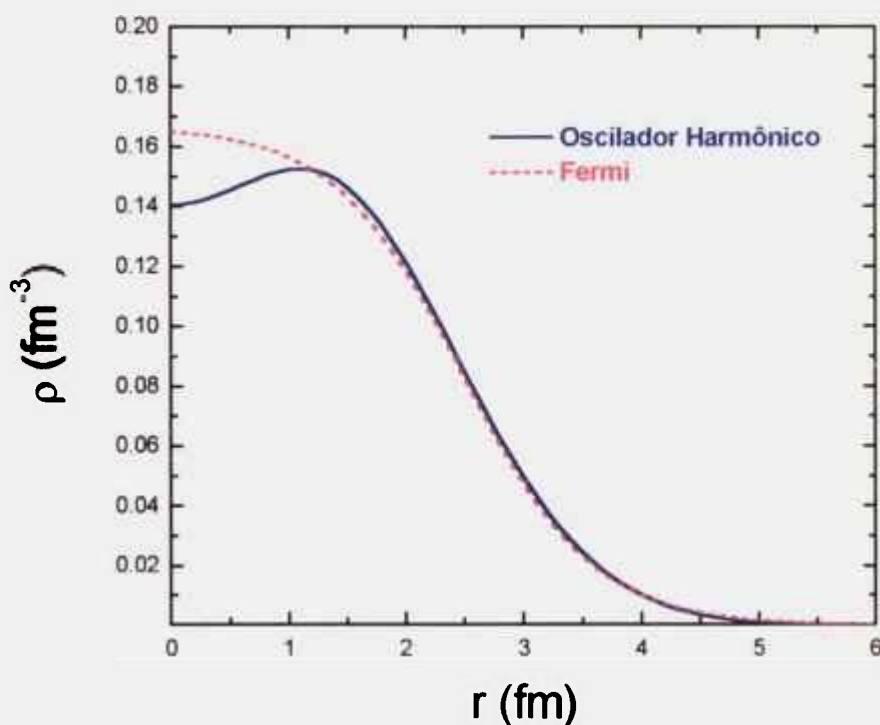


Figura 2.3 – Exemplos de distribuições de Fermi e de Oscilador Harmônico que poderiam representar a densidade de matéria para o núcleo  $^{16}\text{O}$ .

### 2.5.2 – Espalhamento de Elétrons

O espalhamento elástico de elétrons em núcleos pesados tem sido largamente utilizado para determinação das respectivas densidades de carga (DE VRIES *et. al.*, 1987). Normalmente, as densidades são obtidas na Aproximação de Born de Ondas Planas, em que a densidade e o fator de forma estão relacionados por transformadas de Fourier.

$$\frac{\sigma_{Elast.}}{\sigma_{Mott}} = F^2(q) \quad 2.40$$

$$F(q) = \frac{4\pi}{Zq} \int_0^\infty \rho_C(r) r \text{sen}(qr) dr \quad 2.41$$

$$\rho_C(r) = \frac{Z}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q) q \text{sen}(qr) dq \quad 2.42$$

onde  $q$  é o momento transferido. A seção de choque de Mott é obtida (HÜBERALL, 1971) de:

$$\sigma_{Mott} = \left( \frac{Ze^2}{2E} \right)^2 \frac{\cos^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta}{2}\right)} \left[ 1 + \frac{1}{Mc^2} \text{sen}^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \right] \quad 2.43$$

### 3 - PARTE EXPERIMENTAL

As experiências foram realizadas no Acelerador Pelletron, do tipo "tandem" 8UD, do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Foram obtidas medidas de espalhamento elástico, inelástico e transferência de nêutrons para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ , nas energias de laboratório entre  $34,5 \leq E_{\text{LAB}} \leq 38,0$  MeV.

Neste capítulo são apresentados, resumidamente: a fonte de íons (seção 3.1), o acelerador Pelletron (seção 3.2), as técnicas experimentais utilizadas para as medidas dos espalhamentos elástico e inelástico e das reações de transferência (seção 3.3.1), os cálculos do número de massa (seção 3.3.1.2.2) e da seção de choque diferencial experimental (seção 3.3.1.4). São descritos ainda, a câmara de espalhamento (seção 3.3.2), o sistema de detecção, a eletrônica de aquisição (seção 3.3.3), a aquisição dos dados experimentais (seção 3.3.4) e os alvos (seção 3.3.5). Por último, é feito um breve relato sobre o desenvolvimento e a construção de um defletor eletrostático, utilizado nas medidas de coincidência cinemática (seção 3.4), os dados obtidos (seção 3.5), e o espalhamento quase-elástico (seção 3.6).

#### 3.1 - A FONTE DE ÍONS E A OBTENÇÃO DO FEIXE

O feixe de íons negativos de  $^{18}\text{O}$  a ser injetado no acelerador Pelletron foi gerado por uma fonte de íons do tipo "SNICS" (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*). Essa fonte utiliza o processo de "sputtering" (com feixe primário de césio) para produzir o feixe do elemento desejado. Nesse processo, o vapor de césio neutro é introduzido numa região onde se processa uma descarga elétrica entre um filamento helicoidal de tungstênio e o césio, ionizado-o (Figura 3.1). Os íons positivos de césio ( $\text{Cs}^+$ ), formados na região em torno do filamento, são focalizados por uma lente eletrostática no catodo. O

catodo tem a forma de um pequeno cadinho de cobre, sobre o qual é depositado o elemento (ou composto químico do elemento) que se deseja como feixe. O choque dos íons de  $\text{Cs}^+$  com o catodo é suficiente para arrancar íons negativos desse material (*Cesium Sputtering*).

Os íons de  $^{16,18}\text{O}$ , assim produzidos, são dirigidos à abertura da fonte por uma diferença de potencial entre o anodo e o catodo, que varia de 1KV a 3KV, e a seguir são extraídos por meio de um potencial de 20 KV.

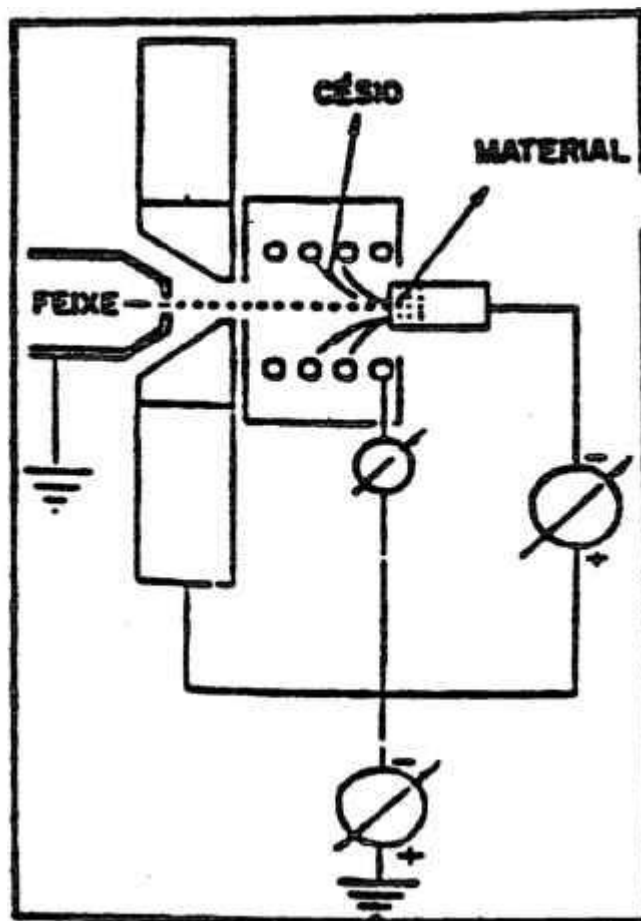


Figura 3.1 - Esquema da fonte de íons "SNICS" (região de ionização do césio).

## 3.2 - O ACELERADOR PELLETRON

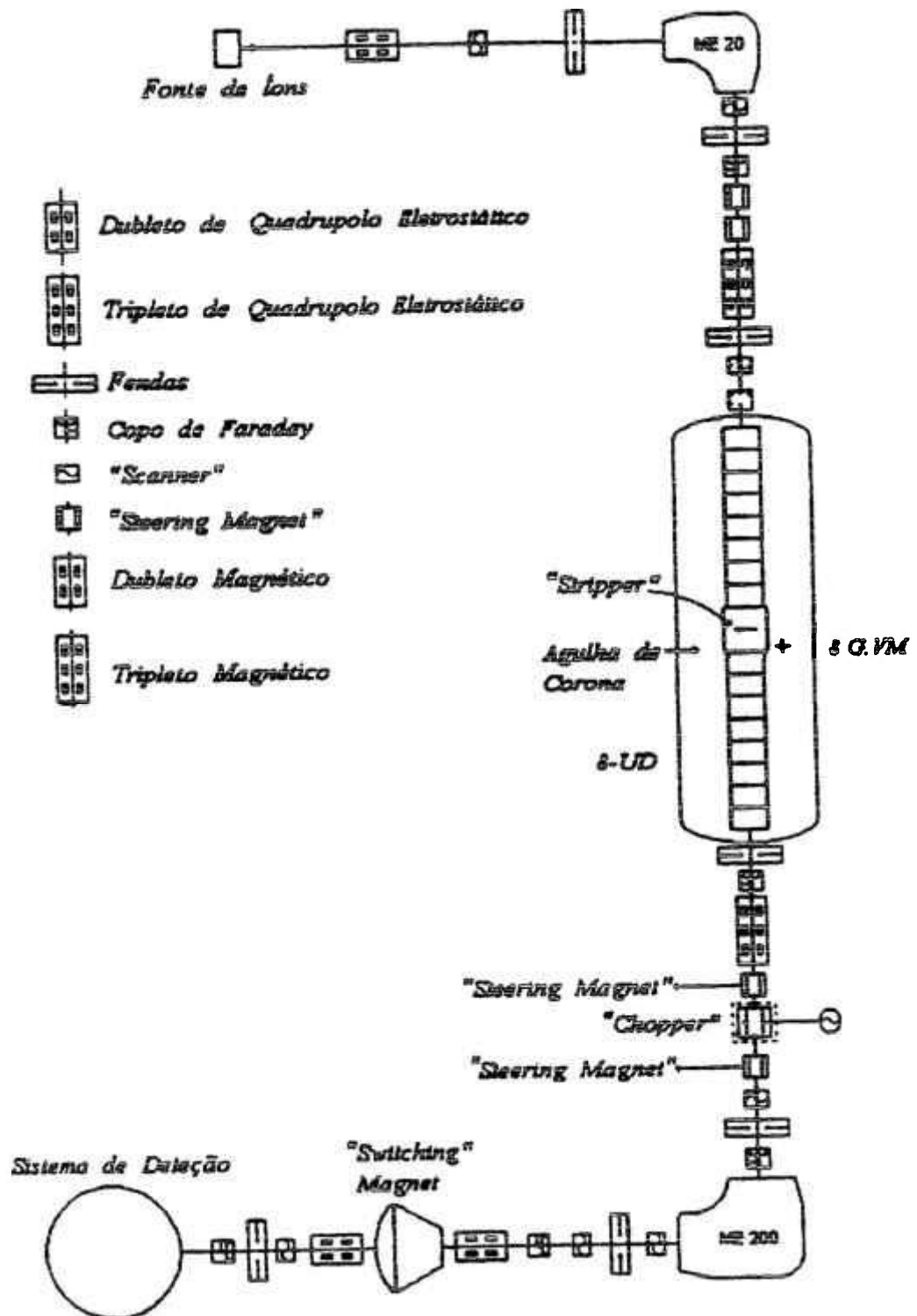


Figura 3.2 - Representação esquemática do acelerador Pelletron 8UD da Universidade de São Paulo.

O feixe é acelerado em dois estágios. Após ser extraído da fonte de íons (Figura 3.2) o feixe é pré-acelerado e focalizado por uma tensão  $V_i = -80$  KV.

As condições óticas para o transporte do feixe até a entrada do acelerador são garantidas por um eletroímã analisador de focalização simples, com valor máximo de poder de deflexão  $ME / Z^2 = 20$  (ME-20), e por um quadrupolo eletrostático.

Após a deflexão de  $90^\circ$ , o feixe negativo é acelerado em direção ao terminal de carga do tubo acelerador, até atingir uma fina folha de carbono (*stripper*, 5 a  $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), onde se inicia o segundo estágio de aceleração. Ao atravessar essa folha, as partículas do feixe perdem vários elétrons, adquirindo carga positiva e, conseqüentemente, formando agora um feixe de íons positivos.

Os íons agora com carga "+qe" são novamente acelerados em direção à saída do tubo acelerador por um potencial do terminal ( $V_t$ ). Nestas condições, o feixe acelerado tem uma energia total ( $E_T$ ) igual a:

$$E_T = eV_i + (q+1)eV_t$$

onde:

$V_i$  é o potencial de extração do feixe no interior da fonte de íons somado ao potencial aplicado no tubo pré-acelerador;

$e$  é a carga eletrônica;

$eV_i$ , a energia de entrada do feixe no acelerador;

$q$ , o estado de carga do íon após atravessar o *Stripper*, e

$V_t$ , a tensão no terminal.

Na saída do acelerador o feixe passa, ainda, por um segundo eletroímã analisador de dupla focalização, denominado ME-200, que além de defletir o feixe de  $90^\circ$ , seleciona sua energia (E).

O controle de energia é feito automaticamente, por um sinal elétrico gerado pela diferença de corrente em um conjunto de fendas situado na saída do ME-200 e conectado por um triodo a uma agulha de corona no terminal de carga do acelerador. Assim, qualquer desvio do feixe, resultante da variação de sua energia, logo é detectado pelas

fendas, fazendo com que haja variação de corrente na agulha de corona, que irá atuar diretamente no ajuste do potencial no terminal de carga do acelerador, corrigindo o valor da energia.

Finalmente, o feixe de íons emergentes, selecionado, é defletido por um terceiro eletroímã (*Switching Magnet*) que o desvia para uma das canalizações existentes.

Os dados experimentais deste trabalho foram obtidos nas câmaras de espalhamento situadas nas canalizações 45A do laboratório Pelletron (a 45° em relação ao feixe precedente ao *Switching Magnet*, na sala experimental A), para medidas de tempo de voo (seção 3.3.1.1), e 30B (a 30° em relação ao feixe precedente ao *Switching Magnet*, na sala experimental B). Esta última, utilizada para obtenção de espectros em energia – “single” e de coincidência cinemática (seção 3.3.1.2).

### 3.3 – MEDIDAS DE ESPALHAMENTO ELÁSTICO, INELÁSTICO E DE TRANSFERÊNCIA DE NÚCLEONS

#### 3.3.1 – Técnicas Experimentais Utilizadas para as Medidas de Reações de Transferência

##### 3.3.1.1 – Sistema de Tempo de Voo

O sistema de tempo de voo (BACK e col., 1977; VIEIRA, 1979) permite identificar o número de Massa A dos produtos de reação. Essa identificação é feita através de uma medida simultânea da energia E desses produtos e do tempo T que eles demoram para percorrer uma determinada distância d, utilizando-se a relação:

$$A = 2E \frac{T^2}{d^2} \quad 3.1$$

onde,  $A$  = massa atômica do produto de reação

$E$  = energia cinética dos íons

$d$  = distância de vôo fixa ( $d = 74$  ou  $125$  cm)

$T_T = (T_o - T)$

sendo  $T_o$  o tempo de atraso devido aos tempos internos de conversão de sinais eletrônicos mais o atraso introduzido pela linha de atraso e  $T_T$  o tempo de vôo real das partículas, onde todas estas grandezas são expressas em canais. Substituindo  $T_T$  na equação 3.1 e já que  $2/d^2 = \text{cte.}$ , temos portanto que:

$$A = E \cdot (T_o - T)^2 \cdot \text{cte.} \quad 3.2$$

A Figura 3.3 mostra, de maneira simplificada, o sistema de medida do tempo de vôo dos produtos de reação.

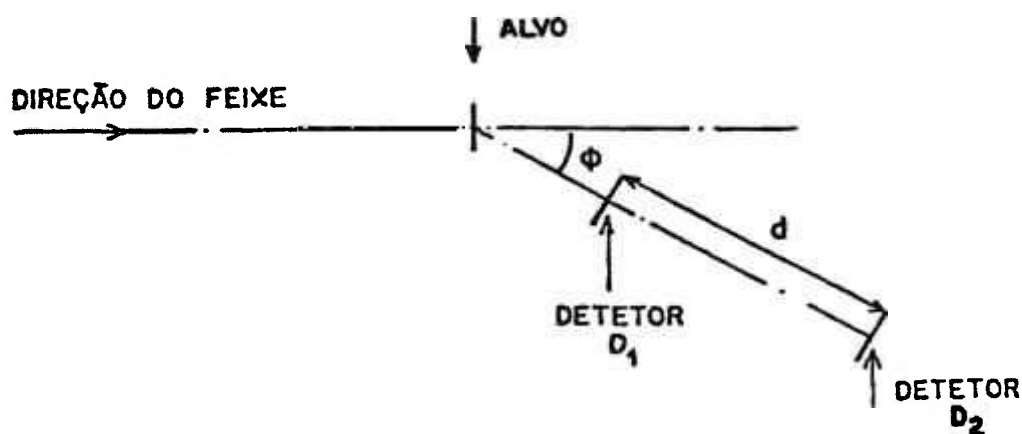


Figura 3.3 - Esquema simplificado do sistema de medida de Tempo de Vôo dos produtos de reação, onde  $D_1$  é o detector do início do vôo,  $d$  é a distância de vôo,  $D_2$  o detector do término do vôo e  $\phi$  o ângulo de medida no laboratório.

O primeiro detector  $D_1$  produz um sinal que marca o início da medida de tempo de vôo do produto de reação. O segundo detector  $D_2$ , que está separado de  $D_1$  pela distância de vôo  $d$ , é de barreira de

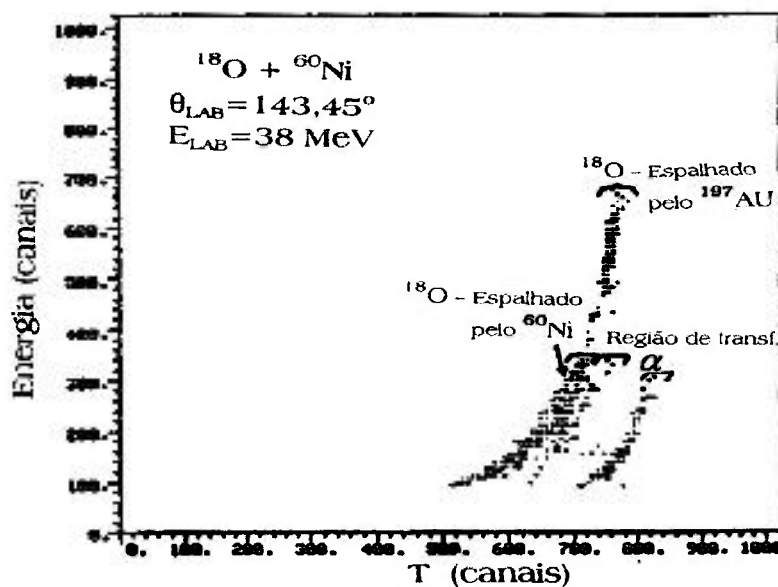
superfície e fornece simultaneamente o sinal de tempo que marca o fim de percurso e a energia das partículas detectadas.

O detector  $D_1$  é uma folha de plástico cintilador (NE-110), suficientemente fina ( $\mu \approx 70$  a  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) para permitir a passagem de íons pesados provenientes da colisão, acoplada a uma fotomultiplicadora.

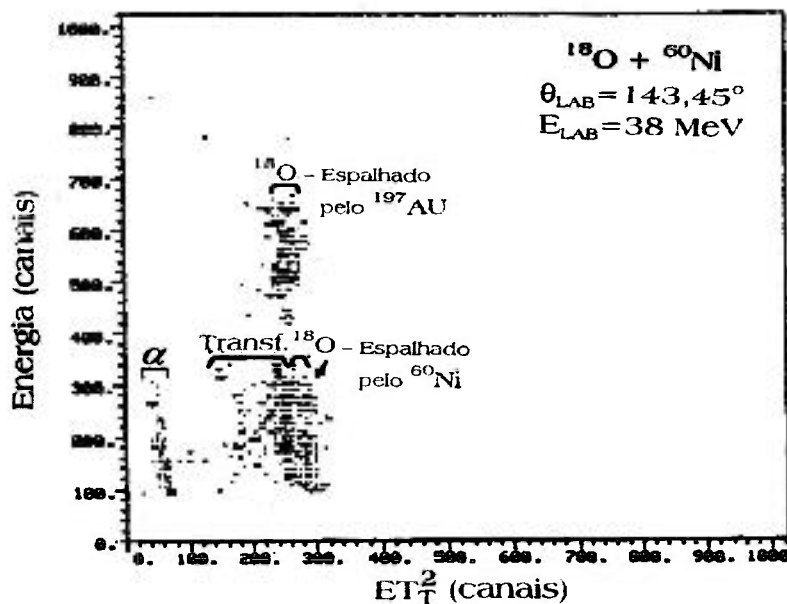
### 3.3.1.1.1 – Espectros Obtidos Através do Sistema de Tempo de Vôo

Usando a equação 3.2 obtém-se um espectro biparamétrico de energia pela massa (Figura 3.4). Com o rebatimento sem vínculos dos eventos contidos no espectro, sobre o eixo das massas, pode-se observar os picos referentes a eventos correspondentes aos vários produtos de reação em u.m.a. (unidade de massa atômica). A identificação das massas se faz de maneira direta, utilizando como referência de calibração o pico referente a partículas elasticamente espalhadas.

A Figura 3.4 mostra os espectros biparamétricos  $E \times T_T$  e  $E \times ET_T^2$ , para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ , na energia de bombardeio  $E_{\text{LAB}} = 38$  MeV, no ângulo de laboratório  $\theta_{\text{LAB}} = 143,45^\circ$ . Como pode ser visto na figura, os espectros apresentam regiões bem definidas, permitindo observar as contagens relativas ao canal de transferência com bastante clareza, facilitando assim o isolamento dessa região para as respectivas análises.



(a)



(b)

Figura 3.4 - Espectros biparamétricos (a)  $E \times T_T$  e (b)  $E \times ET_T^2$ , para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ , na energia de bombardeio  $E_{\text{LAB}} = 38 \text{ MeV}$ , no ângulo de laboratório  $\theta_{\text{LAB}} = 143,45^\circ$ .

A Figura 3.5 mostra o rebatimento das contagens da Figura 3.4b sobre o eixo  $ET_T^2$  (proporcional à massa). As projeções feitas permitem uma visualização mais clara das regiões relativas aos canais de transferência de núcleons e de espalhamento elástico, ajudando significativamente a análise dos dados.

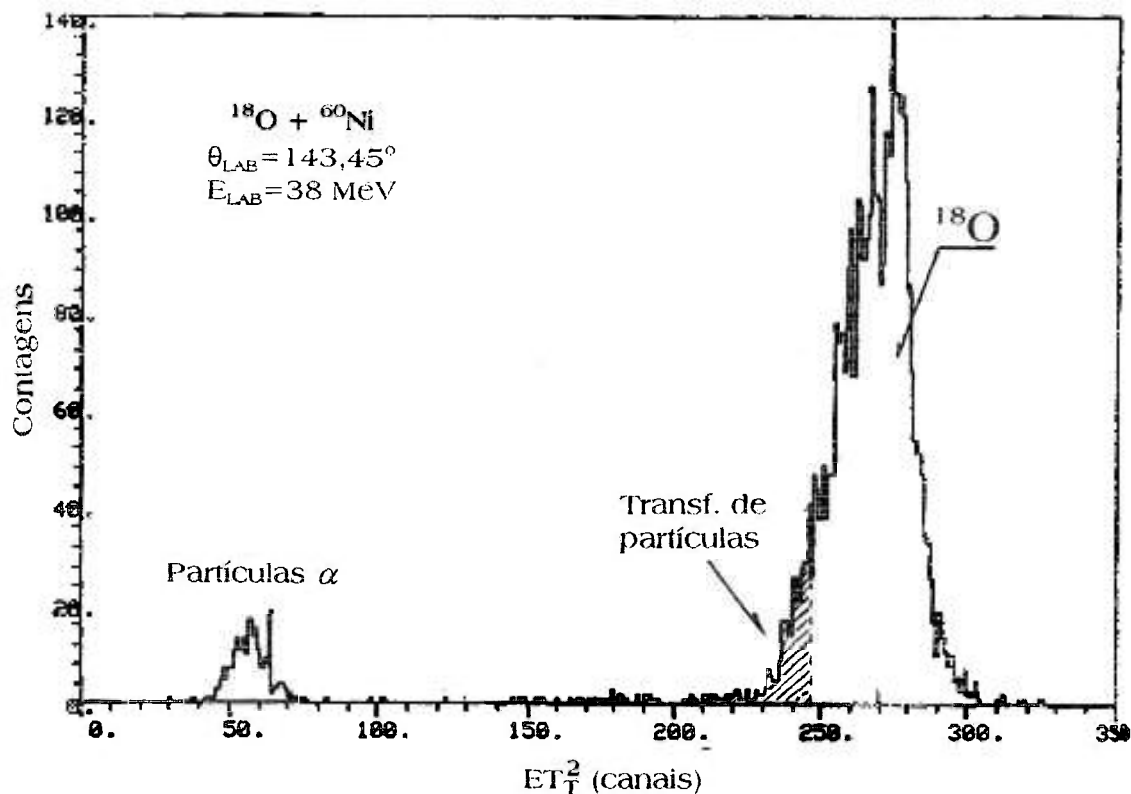


Figura 3.5 - Rebatimento das contagens da Figura 3.4b sobre o eixo  $ET_T^2$ . Pelo espectro podemos observar as regiões correspondentes às massas  $^{18}\text{O}$ , de transferências de poucos núcleons e de partículas “alpha”.

### 3.3.1.2 - Coincidência Cinemática

As medidas realizadas através da técnica de Coincidência Cinemática (FACHINI, 1995; ROTBERG, 1978), assim como a técnica de tempo de voo, permitem identificar o número de massa atômica dos elementos envolvidos na reação.

A Figura 3.6 mostra o arranjo experimental utilizado nas experiências, para obter os dados referentes às medidas em coincidência cinemática e os espectros em energia no modo multicanal – “single”. O arranjo é constituído por dois conjuntos: um com nove detectores de barreira de superfície (DET1 a DET9), mais um detector anular (posicionado em  $180^\circ$  em relação ao feixe) para a obtenção dos espectros em energia “single”, e outro com três detectores sensíveis à

posição (PSD), acoplados a uma placa de deflexão eletrostática, que tem a função de diminuir a quantidade de partículas do feixe, espalhadas elasticamente (denominadas “partículas leves”), que chegam aos detectores PSD’s. Esse segundo conjunto é utilizado para a obtenção de medidas de transferência de núcleons, uma vez que os três Detectores Sensíveis à Posição, PSD1, PSD2 e PSD3, estão em coincidência cinemática com os detectores de barreira de superfície DET9, DET5 e DET1, e estes últimos, juntamente com os outros seis detectores, medem simultaneamente todo o espectro de energia de produtos de reação (por exemplo, espalhamento elástico e inelástico, reações de transferência, etc.).

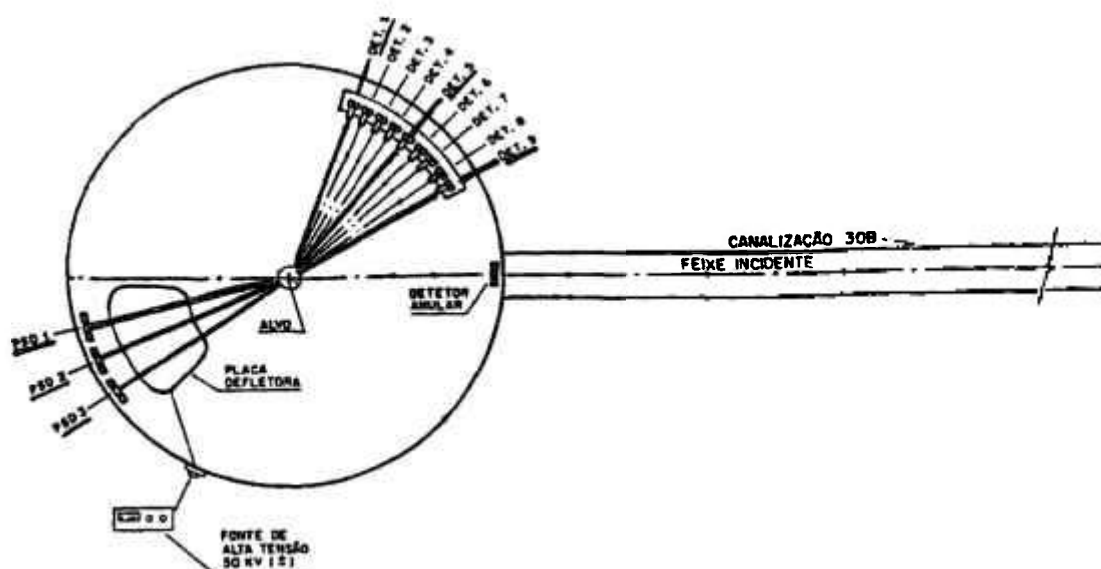


Figura 3.6 - Esquema do aparato experimental na câmara de espalhamento 30B do Laboratório Pelletron, onde se utiliza a técnica de coincidência cinemática para medidas de transferências de núcleons e simultaneamente de espectros em energia no modo multicanal - “single”.

### 3.3.1.2.1 - Defletor Eletrostático

Um Defletor Eletrostático foi projetado, construído e testado especialmente para este trabalho (placa defletora - Figura 3.6), que tem por finalidade diminuir o fluxo das partículas espalhadas elasticamente (desviando-as por meio do campo elétrico) nos detectores PSD's, deixando apenas as partículas pesadas (recuos - do alvo), e uma pequena fração de partículas leves incidirem nos detectores. Isto evita que estes sejam danificados, uma vez que são posicionados em ângulos bastante dianteiros (devido à coincidência cinemática), e nesses ângulos a intensidade de partículas leves nos detectores é muito grande. Com o Defletor Eletrostático, essa intensidade cai significativamente, permitindo assim a realização do experimento.

Na subseção 3.4 (instrumentação), o defletor eletrostático e o suporte do detector anular são descritos em detalhes.

### 3.3.1.2.2 - O Cálculo da Massa nas Medidas de Coincidência Cinemática.

Pela cinemática de reação, podemos obter as expressões 3.3 e 3.4, para as massas leves (partículas incidentes nos detectores de barreira de superfície) e para as massas pesadas (partículas incidentes nos detectores PSD's - Figura 3.6), provenientes da colisão.

$$\text{Massa Leve} = \frac{E_B \cdot M_p \cdot \text{sen}^2 \theta_R}{E_D \cdot \text{sen}^2 (\theta_R + \theta_D)} \quad 3.3$$

$$\text{Massa Pesada} = \frac{E_B \cdot M_p \cdot \text{sen}^2 \theta_D}{E_R \cdot \text{sen}^2 (\theta_R + \theta_D)} \quad 3.4$$

onde:

$E_B$  = energia de bombardeio

$E_D$  = energia da partícula leve (emergente) que chega no detector de barreira de superfície

$E_R$  = energia da partícula pesada (recoo do alvo) que chega no detector PSD

$\theta_R$  = ângulo da partícula de recoo

$\theta_D$  = ângulo da partícula leve

$M_p$  = massa do projétil

Para se obter espectros de massa mais expandidos ou com mais precisão, é definida a seguinte quantidade:

$$M_T = \text{Massa Leve} + \text{Massa Pesada} \quad 3.5$$

Fazendo uma “manipulação” das fórmulas de cinemática, obtém-se:

$$\sin^2(\theta_R + \theta_D) - \frac{\varepsilon \cdot \sin^2 \theta_R}{E_D} - \frac{\varepsilon \cdot \sin^2 \theta_D}{(E_T - E_D)} = 0 \quad 3.6$$

onde:

$$\varepsilon = \frac{E_p \cdot M_p}{M_T} \quad 3.7$$

$$E_T = E_D + E_R \quad 3.8$$

A equação 3.6 é uma equação transcendental utilizada para determinar  $\theta_D$ . Obtém-se  $\theta_D$  desta forma porque experimentalmente  $\theta_D$  não é bem determinado, devido ao grande ângulo sólido definido pelos colimadores nos detectores de barreira de superfície. Esta abertura angular dos colimadores ( $\pm 0,5^\circ$ ) acarreta uma perda na resolução, afetando diretamente as separações das massas. Utilizando a equação 3.6, corrigimos este efeito (substituindo  $\theta_D$  na equação de massa 3.3), melhorando significativamente a resolução, o que pode ser observado pelas Figuras 3.7, 3.8 e 3.11. Os demais termos contidos nas equações 3.6, 3.3 e 3.4 dispensam maior atenção, uma vez que são bem determinados experimentalmente.

Na Figura 3.7 temos um espectro biparamétrico (massa vs energia) para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ , na energia de laboratório de 38 MeV, no ângulo de centro de massa de  $150^\circ$ . Nesta figura, podemos observar as regiões referentes ao espalhamento elástico e inelástico, e de transferência de um e de dois nêutrons. As linhas verticais indicam a localização das massas 16, 17 e 18 (espalhamento elástico  $^{18}\text{O}$ , e transferência de um e de dois nêutrons  $^{16}\text{O}$  e  $^{17}\text{O}$ , respectivamente). Por meio de espectros biparamétricos, podemos fazer projeções das partículas envolvidas na reação em um dos eixos do espectro (no caso da Figuras 3.7 no eixo de massa ou de energia). Podemos também, antes de fazer tais projeções, “marcar” as regiões de interesse (através de “bananas”, áreas retangulares da Figura 3.7), de modo a separar a região que se deseja estudar das demais regiões, conforme Figuras 3.8, 3.9 e 3.10.

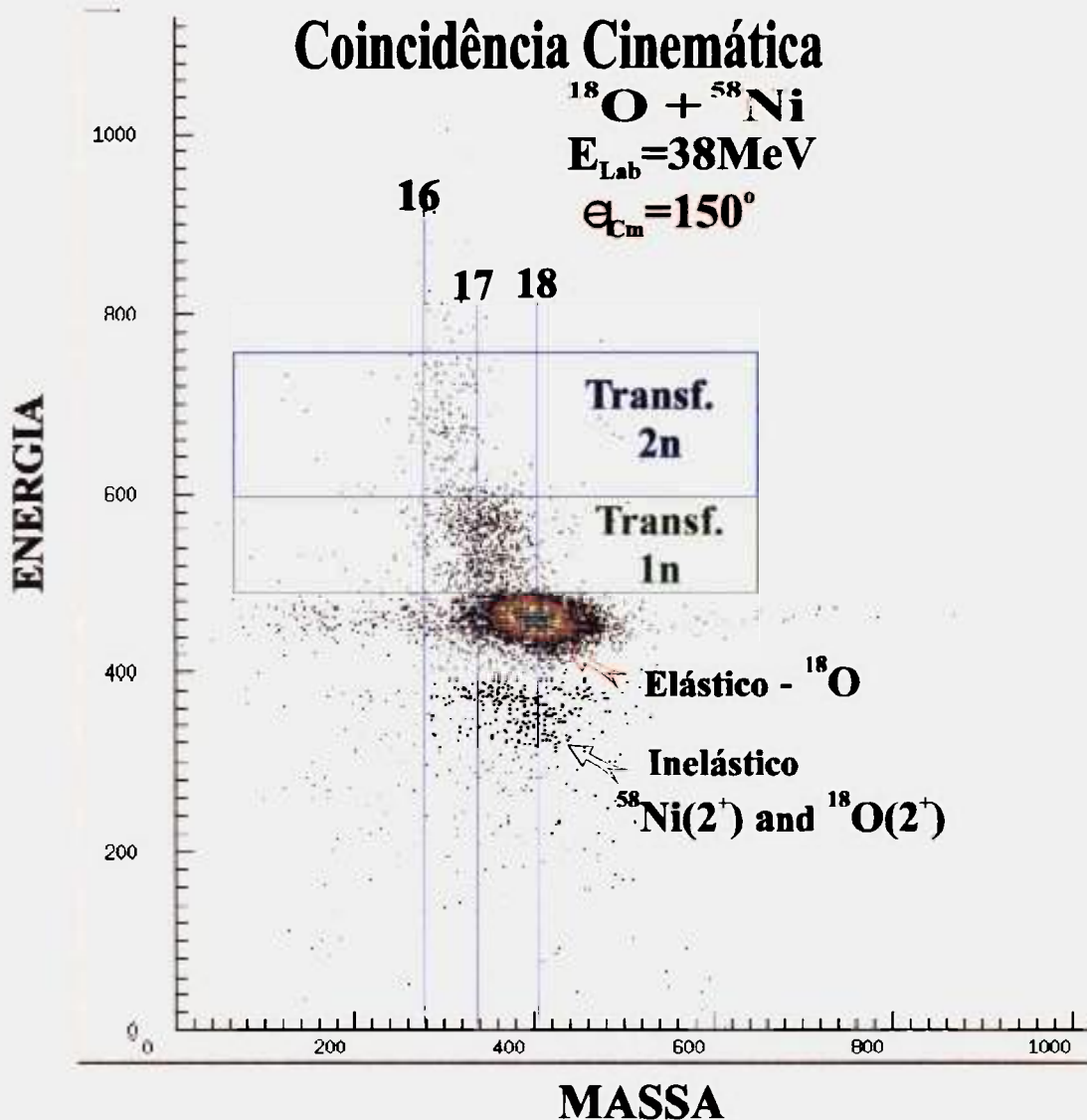


Figura 3.7 – Espectro biparamétrico, massa em função da energia, para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ , na energia de laboratório de 38 MeV, no ângulo de centro de massa de  $150^\circ$ . Nesta figura podemos observar as regiões referentes ao espalhamento elástico e inelástico, e de transferência de um e de dois nêutrons. As linhas verticais, indicam a localização das massas 16, 17 e 18.

Na Figura 3.8 é mostrado um espectro em energia, obtido pelas projeções (rebatimentos) de quatro “bananas” no eixo de energia do espectro biparamétrico.

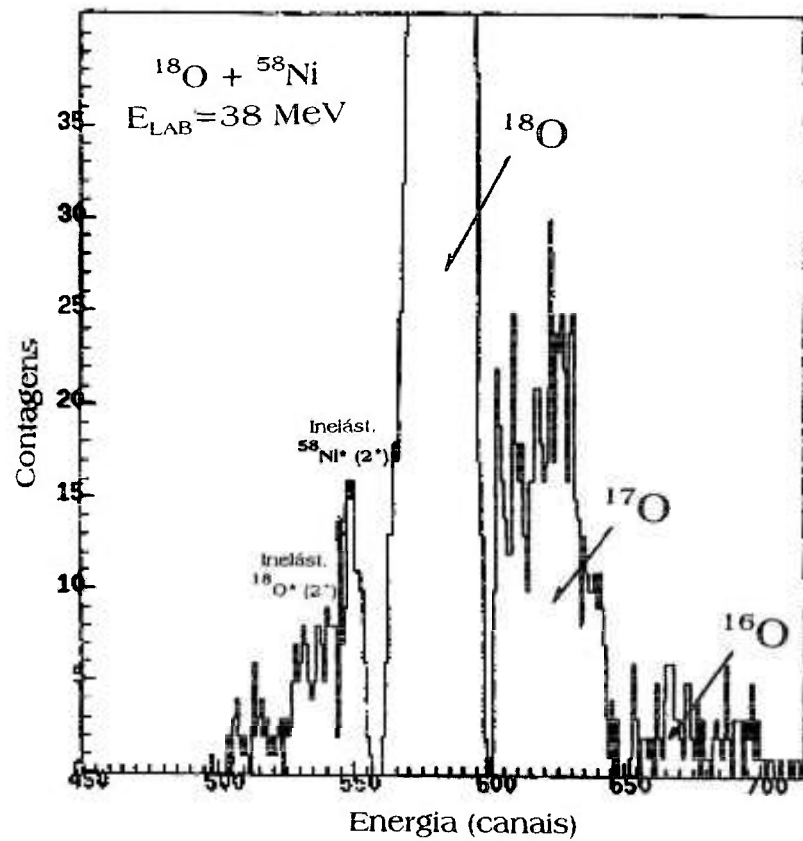


Figura 3.8 - Espectro em energia, obtido pelas projeções (rebatimentos) de quatro "bananas" no eixo de energia do espectro biparamétrico (Figura 3.7).

Na Figura 3.9 temos um espectro de massa (leve), obtido pelas projeções de "bananas", no eixo de massa do espectro biparamétrico, Figura 3.7, referente à massa 18, tanto pelo espalhamento elástico como pelo inelástico.

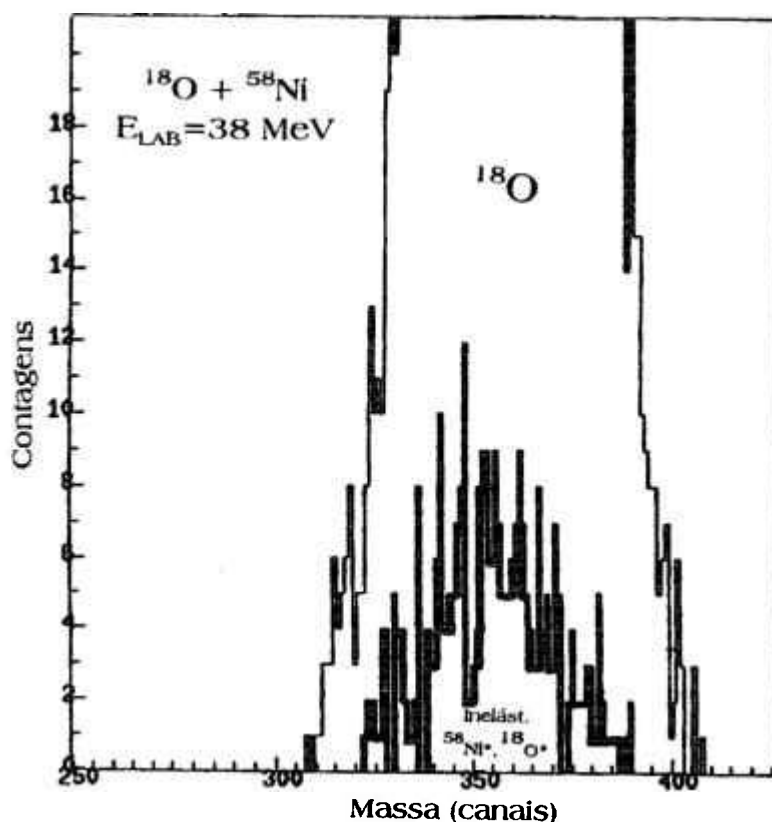


Figura 3.9 - Espectro de massa (leve), obtido pelas projeções (rebatimentos) de “bananas”, no eixo de massa do espectro biparamétrico, Figura 3.7, referente à massa 18 (devido ao espalhamento elástico  $^{18}\text{O}$ ), ao primeiro estado excitado  $2^+$  do  $^{58}\text{Ni}^*$  e a excitação do projétil  $^{18}\text{O}^*$  (espalhamento inelástico).

Na Figura 3.10 é mostrado um espectro de massa (leve), obtido pelas projeções (rebatimentos) de “bananas”, no eixo de massa do espectro biparamétrico (Figura 3.7), referente ao espalhamento elástico ( $^{18}\text{O}$ ), transferência de um nêutron ( $^{17}\text{O}$ ) e transferência de dois nêutrons ( $^{16}\text{O}$ ), respectivamente.

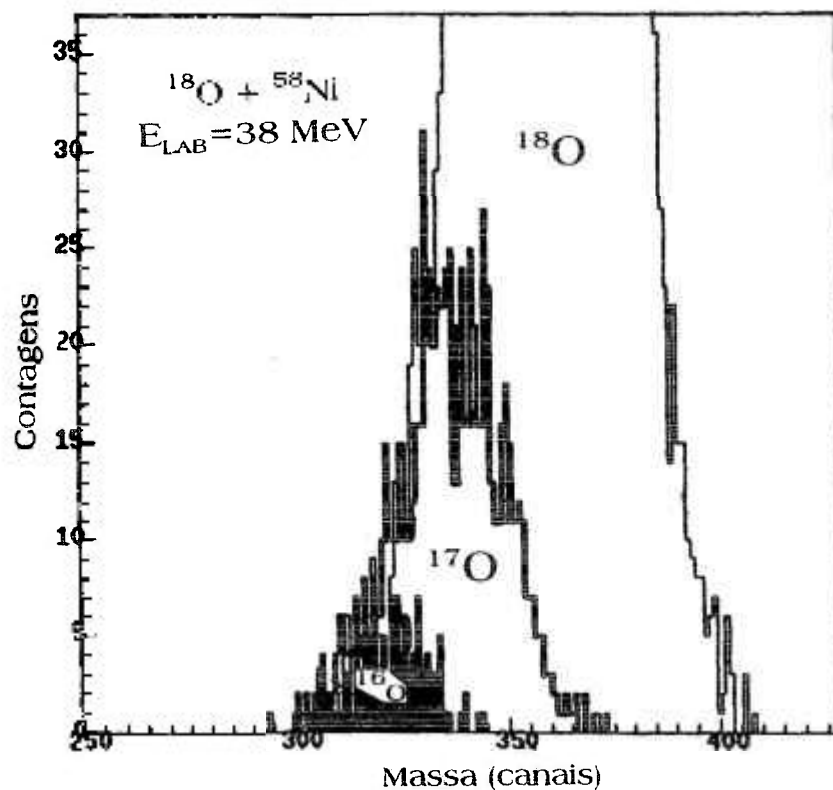


Figura 3.10 - Espectro de massa (leve), obtido pelas projeções (rebatimentos) de “bananas” no eixo de massa do espectro biparamétrico, Figura 3.7, referentes às massas 16, 17 e 18, respectivamente.

Os dados mostram que para os sistemas  $^{16}\text{O} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$  (CHAMON e col. 1995, 1996, 1997; ALVAREZ e col., 1999) o estado excitado do alvo  $2^+$  é o único canal de reação com relevante seção de choque nas correspondentes energias subcoulombianas  $32,5 \leq E_{\text{LAB}} \leq 38,0$  MeV, enquanto que para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  foram detectadas seções de choque importantes para os processos de transferência de um e de dois nêutrons, quando comparadas às excitações dos estados  $2^+$  do alvo e do projétil. A Figura 3.11 mostra um espectro em energia no modo multicanal para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ , na energia de bombardeio de 35,0 MeV, no ângulo de laboratório  $165^\circ$  e um espectro biparamétrico Massa por Energia, para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ , na energia de bombardeio de 38,0 MeV, no ângulo de centro de massa de  $150^\circ$ . Podemos observar pela Figura 3.11 que, para o  $^{16}\text{O}$ , as contagens referentes aos canais de transferência de um e de dois

nêutrons são insignificantes comparadas com as contagens dos mesmos canais de reação para o  $^{18}\text{O}$ .

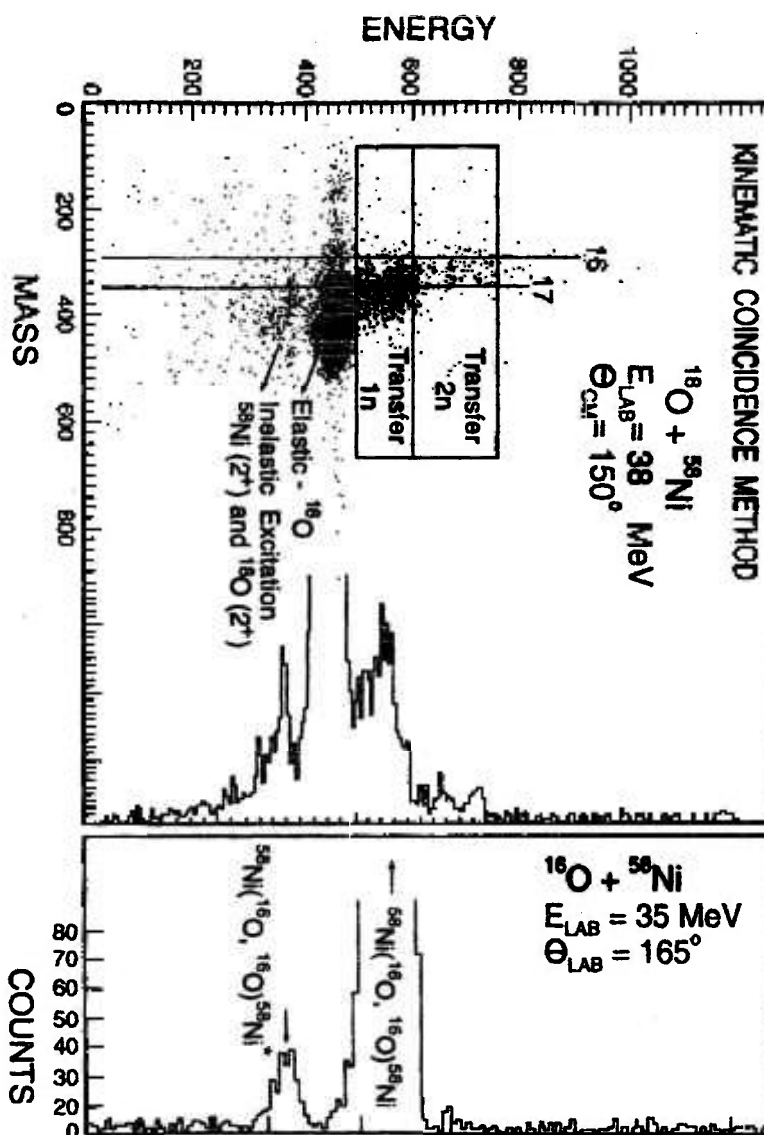


Figura 3.11 - Espectro em energia no modo multicanal para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ , na energia de bombardeio de 35,0 MeV, no ângulo de laboratório  $165^\circ$ . Espectro biparamétrico Massa por Energia, para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ , na energia de bombardeio de 38,0 MeV, no ângulo de centro de massa de  $150^\circ$ .

### 3.3.1.3 – Espectros em Energia no modo Multicanal – “SINGLE”

Como terceira técnica para obtenção dos dados experimentais, foi utilizada a técnica de obtenção de espectros de energia via aquisição de dados em modo multicanal. Nestes espectros, além do canal referente ao espalhamento elástico, dependendo da energia e da região angular medida, ocorrem também os processos inelástico e de transferência.

A Figura 3.12, mostra um espectro de energia em modo multicanal para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ , no ângulo de espalhamento  $\theta_{\text{LAB}} = 160^\circ$  e na energia de bombardeio de 38 MeV. Pela figura, se verifica a existência de vários canais de reação em um único espectro adquirido, como: espalhamento elástico  $^{60}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{18}\text{O})^{60}\text{Ni}$ , inelástico com excitação do alvo  $^{60}\text{Ni}(2^+, E^* = 1,33 \text{ MeV})$ , inelástico com excitação do projétil  $^{18}\text{O}(2^+, E^* = 1,98 \text{ MeV})$ , transferência de um nêutron  $^{60}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{61}\text{Ni}$  e de dois nêutrons  $^{60}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{16}\text{O})^{62}\text{Ni}$ .

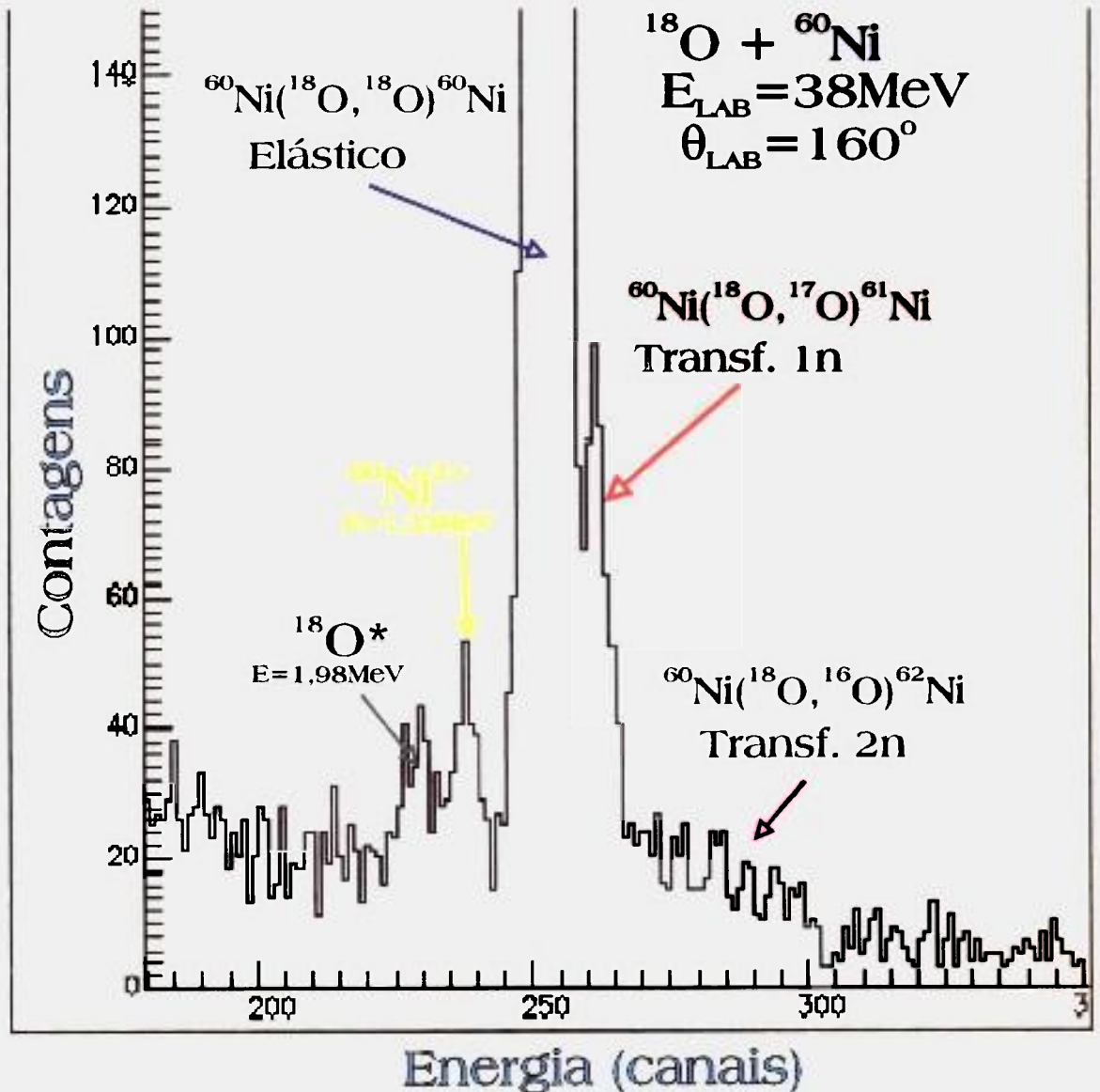


Figura 3.12 - Espectro de energia, tipo multicanal, para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ , no ângulo de laboratório de  $\theta_{\text{LAB}}=160^\circ$  e na energia de bombardeio de 38 MeV.

### 3.3.1.3.1 - Redução dos dados Experimentais

A redução dos dados experimentais dos espectros em energia é feita utilizando-se o programa computacional DAMM (MILNER, 1986).

Considerando o espectro típico mostrado na Figura 3.10, verifica-se que: a ordenada fornece o número de eventos registrados

para um determinado canal, enquanto a abcissa fornece o canal, que nesse caso é proporcional à energia da partícula detectada.

Com o programa computacional DAMM, determina-se o canal central (centróide) de cada pico de interesse para análise e, com a utilização de um outro código computacional, o KINEQ (MILNER, 1986), calculamos a energia de cada pico. O programa KINEQ fornece toda cinemática de reação e, portanto, o valor da energia de cada pico a partir dos valores de energia de bombardeio no laboratório, das massas de cada elemento constituinte do sistema e dos ângulos nos quais estão posicionados os detectores.

De posse dos valores de energia referentes ao pico de espalhamento elástico do  $^{18}\text{O}$  em  $^{60}\text{Ni}$  (ou  $^{58}\text{Ni}$ ), e sabendo o centróide desse pico, construímos um gráfico de energia em função do canal central para cada um dos detectores do sistema. Desta forma, obtemos uma reta de calibração que nos fornece uma constante de calibração, a qual irá quantificar a relação MeV/Canal de cada detetor e, conseqüentemente, de cada espectro. Com isso, se identifica cada um dos outros pico presentes em cada espectro, através da relação:

$$C_i = C_{60} + B(E_{60} - E_i)$$

sendo  $C_i$  = o canal em que deve se apresentar o pico de energia  $E_i$ ;

$i$  = canal de reação que estamos interessados (por exemplo, espalhamento inelástico devido ao primeiro estado excitado do  $^{60}\text{Ni}$ ,  $E^* = 1,33\text{MeV}$ , ou espalhamento elástico ou de transferência);

$C_{60}$  = o canal relativo ao pico do espalhamento elástico devido ao  $^{60}\text{Ni}$ ;

$E_{60}$  = a energia relativa ao pico do espalhamento elástico devido ao  $^{60}\text{Ni}$ ;

$E_i$  = a energia do canal de reação de interesse;

$B$  = constante de calibração de cada detetor.

Identificados e confirmados os picos de interesse, em cada espectro, o objetivo passa a ser o cálculo da seção de choque experimental diferencial de espalhamento elástico, quase-elástico,

inelástico e de transferência de núcleons (no caso, 1 e 2 nêutrons). Este cálculo é realizado a partir da integração dos picos envolvidos, de onde se obtém as contagens (número de eventos) de cada pico, quantidade fundamental no cálculo.

Utilizando o programa DAMM é selecionada a região de canais que abrange cada pico, obtendo-se o número de contagens (eventos) ocorridos no processo correspondente. Esses valores de contagens permitem o cálculo das respectivas seções de choque como é apresentado a seguir.

### 3.3.1.4 - Cálculo da Seção de Choque Diferencial Experimental

Com a finalidade de normalização e calibração dos dados experimentais, os alvos utilizados foram recobertos por uma fina camada de ouro ( $\approx 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ).

A escolha do ouro vem do fato de que as energias medidas para este trabalho, foram muito inferiores à barreira coulombiana do sistema  $^{18}\text{O} + ^{197}\text{Au}$ , possibilitando assumir, com excelente aproximação, que a seção de choque de espalhamento elástico no ouro  $\sigma_{Au}$  é igual à seção de choque de Rutherford  $\sigma_{Au}^R$ , sendo este resultado de grande utilidade no cálculo da seção de choque diferencial experimental de espalhamento elástico no níquel, como é explicado a seguir:

A seção de choque diferencial de espalhamento elástico é definida na equação:

$$Y_x = \sigma_x N_x I \Delta\Omega f_x \quad 3.9$$

onde Y= contagens do pico de espalhamento elástico;

x= elemento alvo em cada sistema;

$\sigma$  = seção de choque de espalhamento elástico no sistema de centro de massa;

$N$  = número de centros espalhadores por unidade de área do alvo;  
 $I$  = número de partículas (projéteis) incidentes;  
 $\Delta\Omega$  = ângulo sólido proporcionado pelo sistema de detecção (sistema de laboratório);  
 $f$  = fator de transformação do ângulo sólido no sistema de laboratório para o sistema de centro de massa.

Na expressão 3.9, X pode representar qualquer um dos elementos alvo com os quais trabalhamos ( $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ). Quando se refere ao elemento ouro, nos cálculos que seguem, é utilizado o índice Au no lugar do X. Nestas condições:

$$Y_{Au} = \sigma_{Au} N_{Au} I \Delta\Omega f_{Au} \quad 3.10$$

Tendo em vista a normalização dos dados, é feita a razão das expressões 3.9 e 3.10,

$$\frac{Y_X}{Y_{Au}} = \frac{\sigma_X N_X f_X}{\sigma_{Au} N_{Au} f_{Au}} \quad 3.11$$

ou

$$\sigma_X = \frac{Y_X N_{Au} f_{Au}}{Y_{Au} N_X f_X} \sigma_{Au} \quad 3.12$$

Considerando, então,  $\sigma_{Au} = \sigma_{Au}^R$  como uma boa aproximação, pode-se reescrever 3.12 na forma:

$$\sigma_X = \frac{Y_X N_{Au} f_{Au}}{Y_{Au} N_X f_X} \sigma_{Au}^R \quad 3.13$$

Dividindo a expressão 3.13 pela seção de choque de Rutherford do alvo em questão,

$$\frac{\sigma_X}{\sigma_X^R} = \frac{Y_X N_{Au} f_{Au} \sigma_{Au}^R}{Y_{Au} N_X f_X \sigma_X^R} \quad 3.14$$

A seção de choque de Rutherford é dada por:

$$\sigma_X^R = \left( \frac{Z_X Z_p e^2}{4E_{cm_X}} \right) \frac{1}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm_X}}{2}\right)} \quad 3.15$$

onde:  $Z_X$  = número atômico do alvo ( $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ );

$Z_p$  = número atômico do projétil ( $^{18}\text{O}$ );

$e^2$  = carga eletrônica quadrática (1,44 MeV.fm<sup>2</sup>);

$E_{cm}$  = energia no referencial de centro de massa ;

$\theta_{cm}$  = ângulo de espalhamento, também no referencial de centro de massa.

“Tomando” o ouro separadamente dos demais alvos, uma vez que utilizaremos o ouro na normalização dos quatro sistemas, temos:

$$\sigma_{Au}^R = \left( \frac{Z_{Au} Z_p e^2}{4E_{cm_{Au}}} \right) \frac{1}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm_{Au}}}{2}\right)} \quad 3.16$$

Substituindo 3.15 e 3.16 em 3.14, resulta que a seção de choque diferencial experimental de cada sistema é dada por:

$$\frac{\sigma_X^R}{\sigma_X} = \frac{Y_X}{Y_{Au}} KF(\theta) \quad 3.17$$

onde

$$F(\theta) = \frac{f_{Au} \text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm_X}}{2}\right)}{f_X \text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm_{Au}}}{2}\right)} \quad 3.18$$

é o fator dependente do ângulo e do sistema analisado. Para o espalhamento elástico, pode-se mostrar que  $f_X$  e  $f_{Au}$  podem ser calculados diretamente para cada valor de  $\theta$  pela expressão:

$$f_x = \frac{(\Lambda_x + \Lambda_p)^2}{\Lambda_x \Lambda_p \left[ \left( \frac{\Lambda_x}{\Lambda_p} \right)^2 + \sin^2 \theta_{LAB} \right]^{1/2}} \left[ 1 - \frac{2\Lambda_x \Lambda_p}{(\Lambda_x + \Lambda_p)^2} (1 - \cos \theta_{cm}) \right] \quad 3.19$$

$\Lambda_x$  e  $\Lambda_p$  são as massas atômicas do alvo e do projétil, respectivamente.

$\theta_{LAB}$  é o ângulo de detecção no referencial de laboratório, enquanto  $\theta_{cm}$  é o ângulo no referencial de centro de massa.

A constante K é determinada por:

$$K = \frac{N_{Au} Z_{Au} E_{cm}}{N_X Z_X E_{cm_{Au}}} = \frac{N_{Au} Z_{Au} A_{Au} (\Lambda_x + \Lambda_p)}{N_X Z_X A_X (\Lambda_{Au} + \Lambda_p)} \quad 3.20$$

e depende da relação entre as espessuras do ouro e do elemento X (alvo). Essa constante, que independe da energia e também do ângulo, é obtida utilizando medidas em ângulos bem dianteiros ( $\theta_{LAB} \approx 40^\circ$ ) e energias baixas, onde podemos assumir  $\sigma_x = \sigma_x^R$  (seção de choque de Rutherford para o elemento X).

A Teoria de erros fornece a base para o cálculo da incerteza da seção de choque, que é dada por:

$$\frac{\Delta \sigma_x}{\sigma_x^R} = \frac{\sigma_x^R}{\sigma_x^R} \left( \frac{1}{Y_{Au}} + \frac{1}{Y_X} \right)^{1/2}. \quad 3.21$$

A seção de choque para o espalhamento inelástico e reações com transferência de núcleons pode ser obtida de forma similar.

### 3.3.2 - A Câmara de Espalhamento

A câmara de espalhamento (canalização 30B) onde são realizadas as medidas de espalhamento, tem uma forma cilíndrica com 1 m de diâmetro e 30 cm de altura (Figura 3.14).

A câmara possui um prato giratório, com uma escala graduada de precisão de leitura de 1', sobre o qual é montado o sistema de detectores. A medida angular é efetuada por uma luneta instalada externamente na parte superior da câmara. Na parte central do interior da câmara, está colocada a torre de alvos, com a capacidade de comportar quatro alvos simultaneamente, permitindo que o alvo possa ser trocado sem que haja perda de vácuo no interior da câmara. Durante as medidas, a pressão no interior da câmara é mantida em torno de 1  $\mu$  Torr (alto-vácuo), pressão esta obtida utilizando-se uma bomba do tipo turbo-molecular e uma tipo criogênica.

Uma escala graduada está acoplada à parte superior da torre de alvos e tem a função de determinar o ângulo em que o alvo fica posicionado com relação à direção do feixe.

A definição da direção do feixe é feita por dois conjuntos de colimadores na entrada da câmara, obtendo-se, no alvo, uma imagem do feixe aproximadamente circular com 2 mm de diâmetro.

Na mesma direção do feixe incidente (0°) e a 2 m da entrada da câmara, existe um copo de *Faraday* ligado a um integrador (*current integrator* B.I.C. model 1000) que fornece a intensidade de carga integrada durante as experiências.

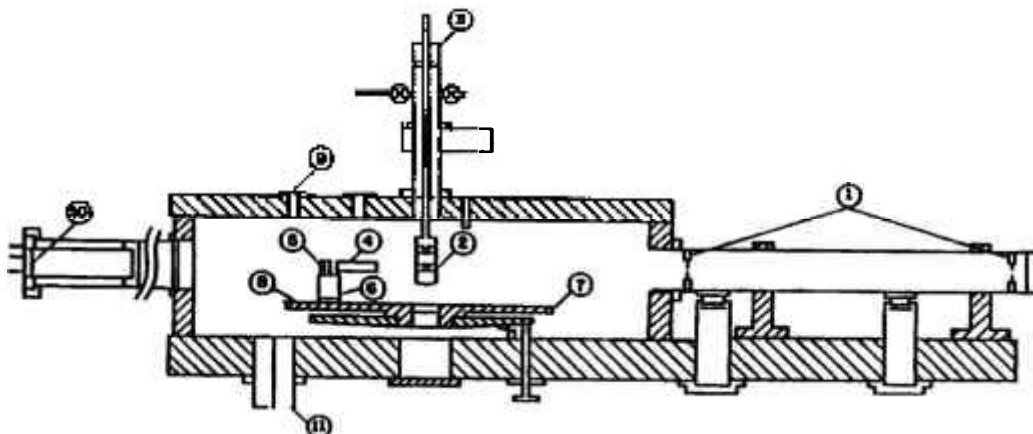


Figura 3.14 - Corte longitudinal da câmara de espalhamento. Na figura os números designam: 1) fendas para definição do feixe; 2) torre de alvos e porta-alvos; 3) escala graduada para a leitura do ângulo definido pela direção do feixe e do alvo; 4) suporte dos colimadores; 5) detectores de barreira de superfície e seus respectivos suportes; 6) suporte do sistema de detecção; 7) "prato" giratório; 8) escala graduada para a leitura do ângulo de observação dos detectores ( $\theta_{LAB}$ ); 9) fixação da luneta; 10) copo de Faraday e 11) saída para o sistema de vácuo.

### 3.3.3 - Sistema de Detecção e Eletrônica de Aquisição

#### 3.3.3.1 - Sistema de Detecção

O sistema de detecção é montado sobre um prato giratório e é composto por 9 detectores de barreira de superfície, devidamente instalados em seus respectivos suportes Figura 3.6, estando os nove suportes acoplados à mesma base de sustentação, de modo que, ao girarmos o prato, movemos todo o conjunto. Existe um décimo detector, também de barreira de superfície (chamado de monitor), utilizado para uma eventual monitoração dos dados obtidos. Este é colocado em uma

torre fixa separada dos demais, a 35° da direção do feixe. Nas medidas realizadas para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  foi utilizado um detector denominado anular (subseção 3.4), com o objetivo de realizarmos medidas a 179,5° no referencial de laboratório. Este detector tem como principal característica permitir a passagem do feixe pelo seu interior antes da colisão com o alvo, podendo desta forma ser colocado na linha do feixe.

### 3.3.3.2 - Eletrônica de Aquisição

Diretamente associada ao sistema de detecção, está a eletrônica de aquisição de dados, que fornece um tratamento apropriado às informações transmitidas pelos detectores de barreira de superfície, com a finalidade de torná-las adequadas ao processo de digitalização, que garantirá o armazenamento e conseqüente tratamento dessas informações.

Cada detector está ligado a um pré-amplificador, de tal forma que os pulsos produzidos pelos detectores são inicialmente pré-amplificados na saída da câmara de espalhamento. Esses sinais são transmitidos via cabo até à sala de controle do Laboratório Pelletron, onde são amplificados. Cada sinal relativo a um evento é então direcionado a um conversor analógico digital (ADC), onde é convertido em um endereço e armazenado na memória de um microcomputador.

Neste ponto começa a utilização do sistema CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*) instalado na sala de controle do Laboratório Pelletron, onde temos à disposição 16 ADC's.

No sistema CAMAC é necessário trabalhar com uma eletrônica de coincidência simples. Deve-se produzir, portanto, uma coincidência do pulso de energia com ele próprio. Por essa razão, paralelamente à amplificação de cada pulso extraímos, do mesmo amplificador, um sinal atrasado por um analisador tipo monocanal T.S.C.A. (*Timing Single Channel Analyzer*), sendo que os dois devem

chegar ao CAMAC simultaneamente, confirmando a ocorrência de um evento.

### 3.3.4 - Aquisição dos Dados Experimentais

Cada evento registrado pelo sistema CAMAC, em seu respectivo canal de energia, é somado de tal forma que, após um determinado número de horas de experiência tenhamos registrado um grande número de eventos relativos a cada canal de reação, em forma de picos de energia. Estes picos são exibidos num terminal gráfico, num processo em linha, gerando assim um espectro de contagens por canal.

Os espectros adquiridos em cada tomada de dados possuem um tamanho de 1024 canais, e esse processo de aquisição de dados é chamado de "modo multicanal". Os espectros podem ser construídos em escala linear ou logarítmica, podendo estes ser armazenados em disquetes, permitindo que a redução dos dados possa ser realizada num processo fora de linha.

O fato dos espectros poderem ser exibidos simultaneamente à ocorrência da experiência, nos possibilita observar a existência de eventuais problemas com a eletrônica de aquisição ou a própria experiência.

### 3.3.5 – Os Alvos

Utilizamos alvos de  $^{58,60}\text{Ni}$  com espessura aproximada de  $50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ , os quais foram obtidos no laboratório de alvos do acelerador Pelletron, utilizando uma técnica de evaporação controlada do pó do isótopo correspondente. Sobre esses alvos foi evaporada, também, uma pequena quantidade de  $^{197}\text{Au}$  ( $\approx 10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ), que serve para calibração do espectro de energia e normalização dos dados, conforme comentado na seção 3.3.1.4.

### 3.4 – INSTRUMENTAÇÃO

#### 3.4.1 – O Defletor Eletrostático

As medidas de transferência de núcleons, utilizando o método de coincidência cinemática, requerem alguns cuidados especiais na montagem experimental, principalmente no posicionamento dos detectores na câmara de espalhamento como mostra a Figura 3.15. Nesta figura, podemos observar a correlação angular existente entre os detectores de barreira de superfície (DET9, DET5 e DET1) e os detectores Sensíveis à Posição (PSD1, PSD2 e PSD3) garantindo assim a detecção em coincidência da partícula leve (oxigênio), chamada emergente, que sai em ângulo traseiro, com a partícula pesada (níquel), chamada de recuo, que sai em ângulo dianteiro.

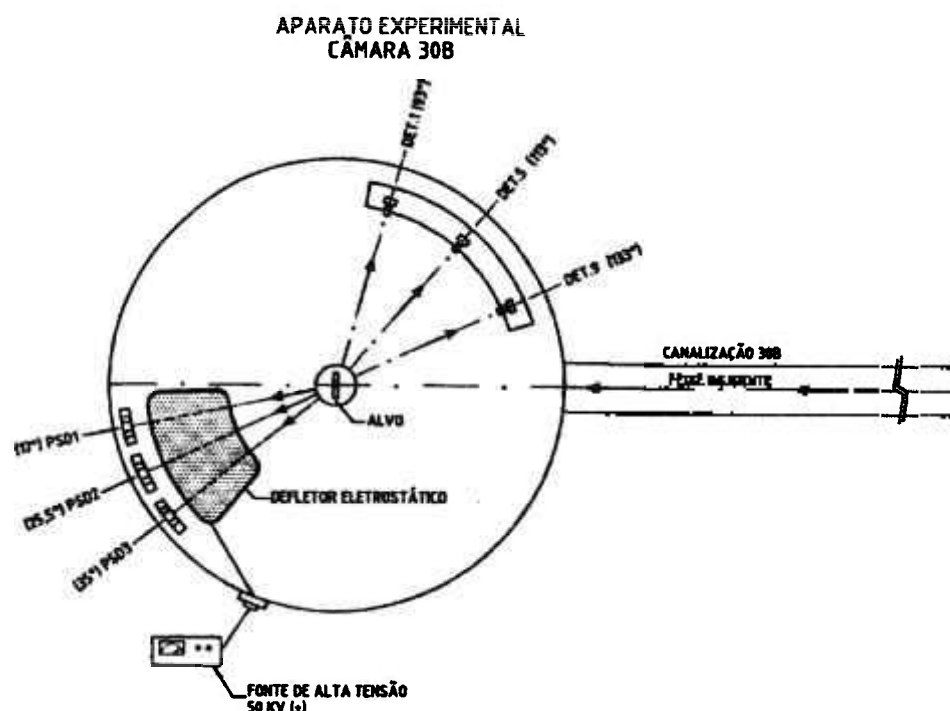


Figura 3.15 - Montagem experimental na câmara de espalhamento 30B do Laboratório Pelletron - SP, utilizando o método de coincidência cinemática para medidas de transferência de poucos núcleons para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ .

Os ângulos ( $\theta_{LAB}$ ) em coincidência cinemática dos detectores de barreira de superfície com os detectores PSD's para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ , na energia de laboratório  $E_{LAB}=38$  MeV são:  $133^\circ$  (DET9),  $113^\circ$  (DET5) e  $93^\circ$  (DET1) e  $17^\circ$  (PSD1),  $25,5^\circ$  (PSD2) e  $35^\circ$  (PSD3), respectivamente. Como podemos observar, para garantir esta coincidência angular é necessário o posicionamento dos detectores PSD's em ângulos bem dianteiros, principalmente o PSD1 ( $17^\circ$ , Figura 3.15). Aqui nos deparamos com um problema muito sério: como fixar os detectores PSD's em ângulos tão dianteiros sem que eles se danifiquem devido a alta intensidade do feixe incidente nesses ângulos? Uma vez que, nesses ângulos, somente as partículas pesadas (recois) nos interessam, podemos "eliminar" as partículas leves provenientes do feixe incidente.

Portanto, para este trabalho, desenvolvemos um defletor eletrostático – "corujão" (Figura 3.16), que tem por finalidade desviar, por meio de um campo elétrico, as partículas leves (oxigênio) incidentes nos detectores PSD's, deixando apenas as partículas pesadas (níquel) e uma pequena fração remanescente de partículas leves incidirem nesses detectores, possibilitando a realização do experimento sem danificar ou alterar a resolução e a eficiência desses detectores.

A Figura 3.16 mostra o defletor eletrostático, (vista superior), com o posicionamento dos três suportes dos detectores PSD's, com um detector fixado, as laterais *anti-scattering*, as placas e o colimador dianteiro.

#### 3.4.1.1 – Construção do Defletor Eletrostático

Elaboramos o projeto do defletor eletrostático para ser utilizado na câmara 30B em experiências de coincidência cinemática. Estudando o espaço interno da câmara de espalhamento, o tamanho e o posicionamento angular dos detectores PSD's, os sistemas que seriam medidos, as energias envolvidas, as distâncias: alvo-detector, placas-

detector, colimador-placas, as alturas do colimador, dos detectores, das placas, foi desenvolvido um programa computacional que simula uma reação nuclear dos sistemas a serem medidos, levando-se em consideração as variáveis (acima descritas) envolvidas. Por meio dessas simulações, pudemos estimar a ordem de grandeza dessas variáveis, o tamanho e a distância entre as placas defletoras, as alturas dos detectores, colimador, placas, e a tensão necessária para separar os estados de cargas  $Z=8$  u.m.a. e  $Z=28$  u.m.a., referentes ao oxigênio e ao níquel, podendo assim separá-los, antes de incidirem nos detectores PSD's, possibilitando-nos a realização do experimento.

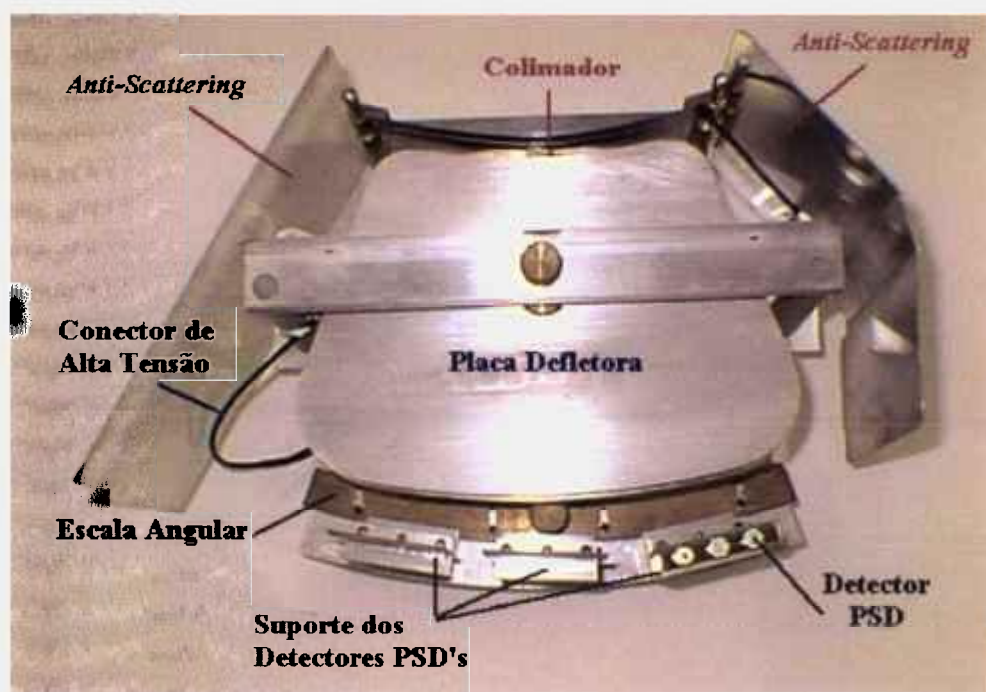


Figura - 3.16 – Defletor Eletrostático (vista superior). Detalhes do posicionamento dos três detectores PSD's (com um fixado); das laterais *anti-scattering*, das placas defletoras e do colimador dianteiro.

Após todos estes estudos e simulações teóricas, fizemos o projeto do Defletor Eletrostático, e o mesmo foi encaminhado à oficina do Laboratório Pelletron para sua construção. Acompanhamos todas as fases de construção do defletor eletrostático e sua montagem final. Logo após, realizamos os primeiros testes com o defletor eletrostático.

Hoje, este defletor comporta três detectores sensíveis à posição, que são fixados em sua base com auxílio de uma escala angular. Os suportes desses detectores, o colimador e toda a base do Defletor são ajustáveis em altura, permitindo um alinhamento quase perfeito desse conjunto com o feixe incidente.

Os resultados experimentais superaram nossas expectativas, ou seja, o Defletor Eletrostático cumpriu sua função perfeitamente, desviando com grande eficiência através de seu campo elétrico, as partículas leves (indesejadas) incidentes nos detectores PSD's, possibilitando-nos assim, realizar as medidas de coincidência cinemática. As Figuras 3.16, 3.17 e 3.18, mostram em detalhes o defletor eletrostático em vários planos de visualização e as Figuras 3.20 e 3.21, mostram o suporte com o detector PSD.

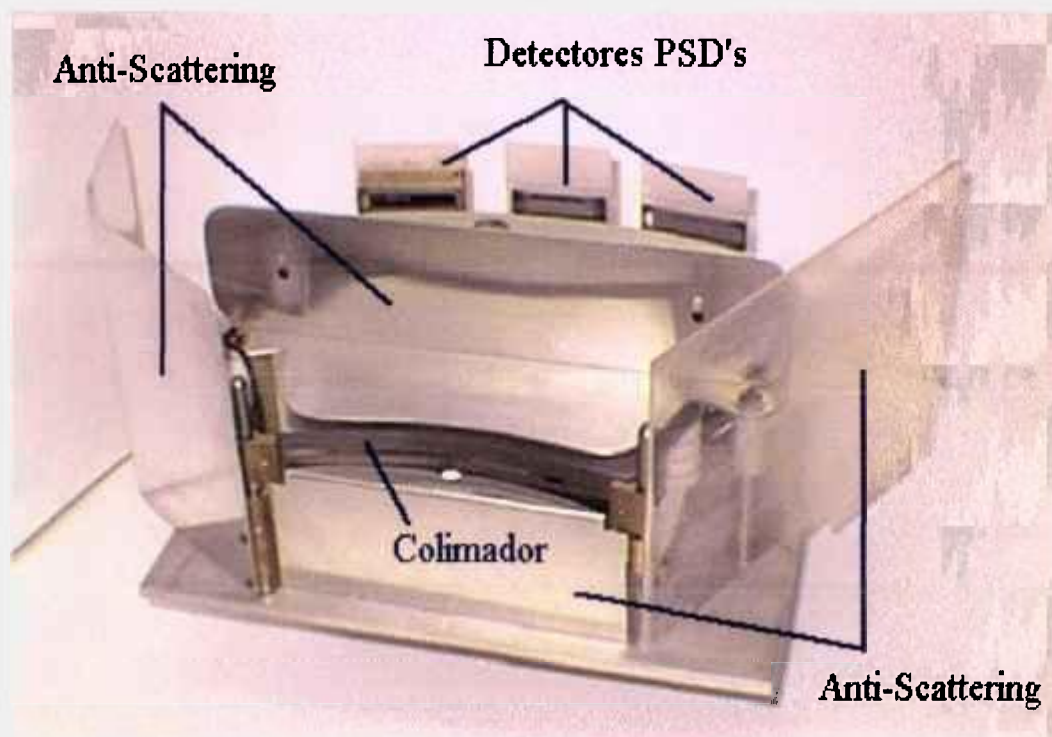


Figura 3.17 - Defletor Eletrostático (vista frontal-superior). Detalhes do colimador, das placas *anti-scattering* e da localização dos detectores PSD's.

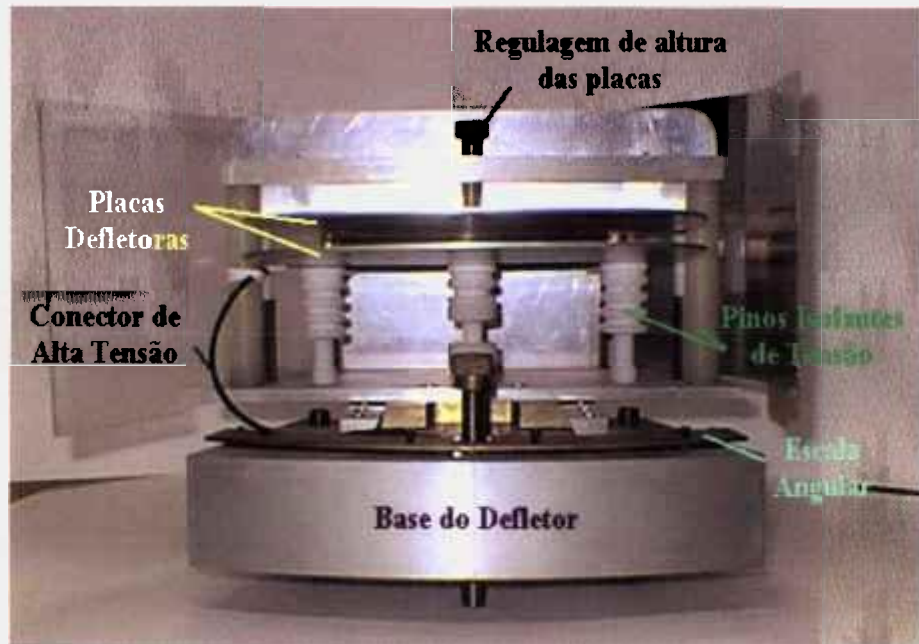


Figura 3.18 - Defletor Eletrostático (vista traseira). Detalhes das placas defletoras, dos parafusos de isolamento de tensão e de ajuste de altura e a base para fixação dos suportes para os detectores PSD's.

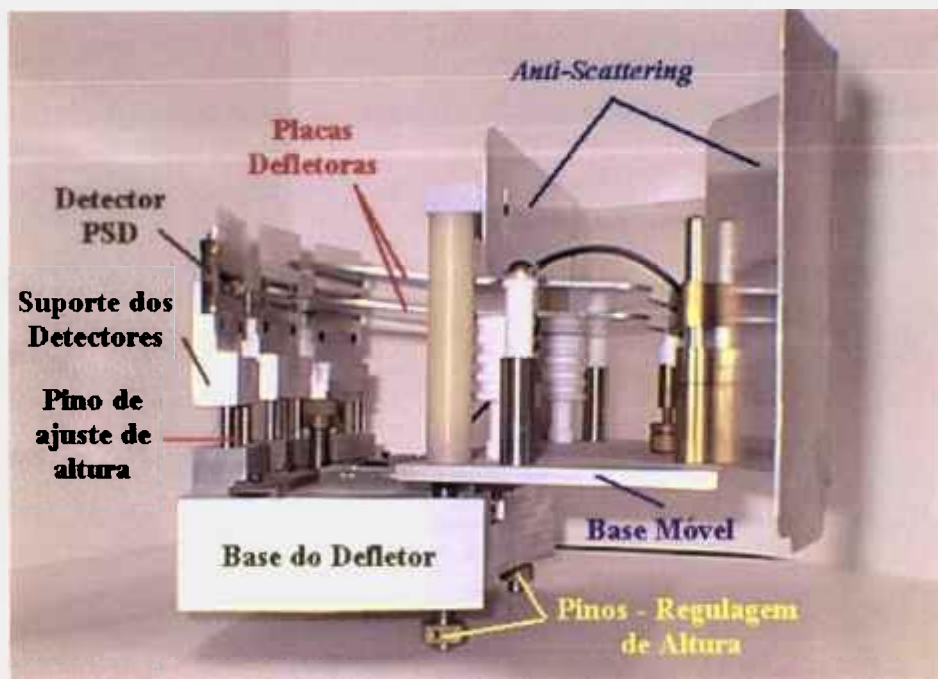


Figura 3.19 - Defletor Eletrostático, vista lateral. Detalhes das placas defletoras e sua base móvel, dos suportes para fixação dos detectores PSD's com um detector fixado, dos parafusos de ajuste de altura e de isolamento de tensão e da base do defletor.

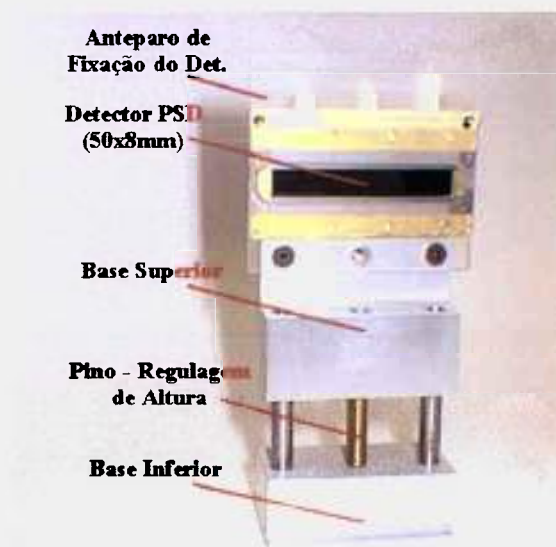


Figura 3.20 - Suporte para fixação de um detector PSD (vista frontal). Detalhes do detector, do pino de regulagem de altura e da base do suporte (inferior e superior).

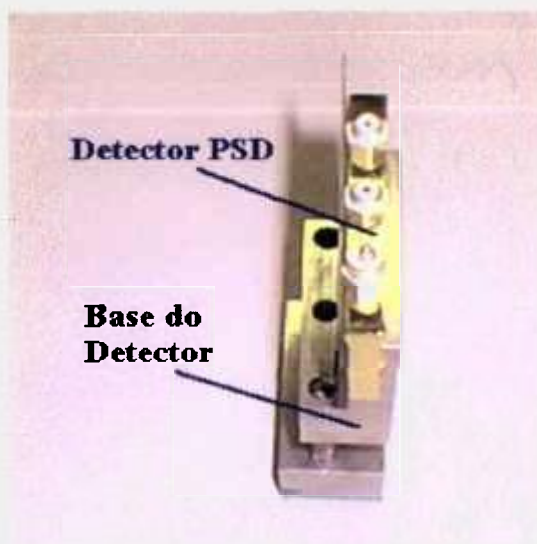


Figura 3.21 - Suporte para fixação de um detector PSD, vista superior lateral. Detalhes do detector PSD e da base de fixação do detector.

### 3.4.2 – Suporte do Detector Anular

Foi desenvolvido e construído também para este trabalho, um suporte para o detector anular, Figura 3.22. Este detector, Figura 3.23, fica posicionado em  $180^\circ$  no referencial de laboratório em relação ao feixe incidente (Figura 3.6), ou seja, o feixe atravessa o detector pelo seu orifício central (de aproximadamente 5mm) antes das partículas serem detectadas. Isto exige, para a obtenção dos espectros, um suporte com um complexo sistema de colimadores, Figura 3.24. Esse detector tem uma função “complementar” (mas não necessária) nas medidas, devido ao seu posicionamento angular, uma vez que o cálculo da seção de choque em ângulos traseiros é extremamente importante para as análises dos dados (espalhamento elástico, inelástico e transferência de núcleons).



Figura 3.22 - Detector Anular e Suporte do Detector

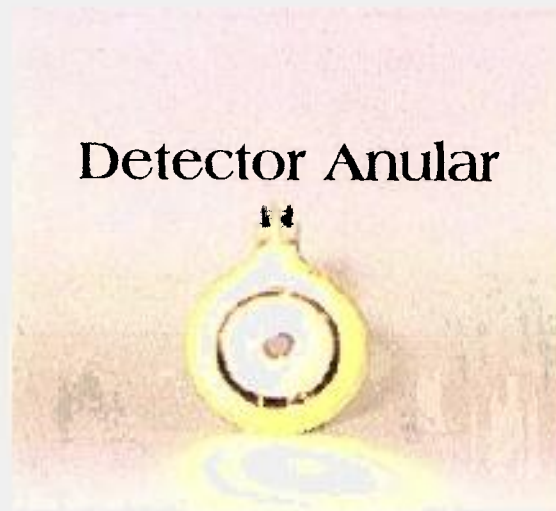


Figura 3.23 - Detector Anular – orifício central  $\approx$  5mm.



Figura 3.24 - Suporte do Detector Anular- Sistema de colimadores

### 3.5 - Dados Obtidos

No presente trabalho realizamos medidas de espalhamento elástico, inelástico ( $\text{Ni}^*$  e  $\text{O}^*$ ) e de transferência de poucos núcleons (um e dois nêutrons) para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ .

A seguir são mostradas as medidas realizadas, sendo que no capítulo 4 (resultados experimentais e análise dos dados) são apresentados somente os dados referentes às energias de 34,5 a 38 MeV, uma vez que medidas acima desta energia inviabilizam o tipo de análise realizada no capítulo citado, pois em energias maiores a quantidade de canais de reação envolvidos na colisão aumenta muito conforme explicado na introdução da tese. As demais energias (acima de 38 MeV), que constam nas tabelas abaixo, foram utilizadas em vários testes iniciais, como por exemplo: teste do sistema de tempo de voo, teste do defletor eletrostático para as medidas em coincidência cinemática, obtenção de alguns espectros em energia no modo multicanal – “single” e biparamétricos (pré-análise), teste de eletrônica e de detectores, etc.

As Tabelas 3.1, 3.2 e 3.3 mostram os sistemas que foram medidos, as energias de laboratório e as respectivas técnicas utilizadas para tais medidas.

Tabela 3.1 – Sistemas medidos  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ , utilizando a técnica de Tempo de Vôo (seção 3.3.1.1). Câmara de espalhamento 45A.

• Tempo de Vôo

Sistemas - Energias (MeV)

$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  - 40

$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  - 38; 39; 40

$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  - 38; 40; 42,5; 56

$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  - 33,1; 35; 38; 40,1; 42,5

Tabela 3.2 – Sistemas medidos  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ , utilizando a técnica de Coincidência Cinemática (seção 3.3.1.2). Câmara de espalhamento 30B.

• Coincidência Cinemática

Sistemas - Energias (MeV)

$^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  - 32,5; 38; 41

$^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  - 40; 41; 42

$^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  - 38

$^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  - 30; 35; 35,5; 37

Tabela 3.3 – Sistemas medidos  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  - Espectros em Energia no modo multicanal - “Single” (seção 3.3.1.3). Câmara de espalhamento 30B.

• Espectros em Energia no modo multicanal - “Single”

| Sistemas                         | Energias (MeV)             |
|----------------------------------|----------------------------|
| $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 42                         |
| $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 35; 36; 37,1; 38           |
| $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 34,5; 35,5; 37,1; 38; 50,1 |

A Tabela 3.4 mostra as energias utilizadas para a obtenção das distribuições angulares de espalhamento elástico, inelástico e de transferência de poucos núcleons para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  estudadas de fato neste trabalho.

Tabela 3.4 – Medidas dos sistemas estudados e analisados, na região angular ( $40^\circ \leq \theta_{LAB} \leq 175^\circ$ ), e suas respectivas energias de laboratório.

| Sistemas                         | Energias de Laboratório (MeV) |
|----------------------------------|-------------------------------|
| $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 35,1; 36; 37,1; 38            |
| $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 34,5; 35,5; 37,1; 38          |

No capítulo seguinte, apresentaremos as análises dos dados experimentais e os resultados obtidos para os sistemas estudados, Tabela 3.4.

### 3.6 – ESPALHAMENTO QUASE-ELÁSTICO

Antes de entrarmos nas análises dos dados experimentais, que será mostrada no próximo capítulo, temos a necessidade de entender o que chamamos de “espalhamento quase-elástico”, uma vez que no citado capítulo, para definirmos bem o potencial nuclear, utilizamos uma grandeza chamada de espalhamento quase-elástico. Portanto, “espalhamento quase-elástico” neste trabalho, é toda a região que envolve o espalhamento elástico, os canais de reação de espalhamento inelástico (estado  $2^+$  do  $^{58,60}\text{Ni}^*$  e a excitação do projétil  $^{18}\text{O}^*$ ), e a transferência de um e de dois nêutrons, ou seja, quando falamos em seção de choque de espalhamento quase-elástico, estamos falando da seção de choque que envolve (integra) toda esta região, desde o canal de espalhamento inelástico (excitação do projétil  $^{18}\text{O}^*$ ) até o canal de transferência de dois nêutrons (vide Figura, 3.25).

Na Figura 3.25, temos um espectro em energia no modo multicanal - “single”, para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ , nas energias de laboratório de 38 e 35,5 MeV, e no ângulo de laboratório de  $160^\circ$ . As quatro linhas verticais da esquerda para a direita ( $E_{\text{LAB}}=38$  MeV), Figura 3.25, indicam os centróides dos picos de alguns canais de interesse, e as duas linhas verticais à direita (nos espectros de  $E_{\text{LAB}}=35,5$  e 38 MeV) mostram a região de energia de excitação referente à transferência de dois nêutrons, limitada pelo estado fundamental  $E^*=0$  MeV e a “energia de corte” em  $E^*=6,5$  MeV. O estabelecimento dessa região de energia foi necessário para manter sempre a mesma sistemática na obtenção da área referente à transferência de dois nêutrons, uma vez que para energias de excitação maiores que  $E^*=6,5$  MeV, as contagens deste processo coincidiriam com as regiões de transferência de um nêutron e de espalhamento elástico (vide Figura 3.25). Por este motivo, fomos obrigados a adotar esta sistemática (delimitando a região de transferência de dois nêutrons) nos espectros analisados, fazendo processo semelhante nas tomadas das áreas de transferência de um nêutron.

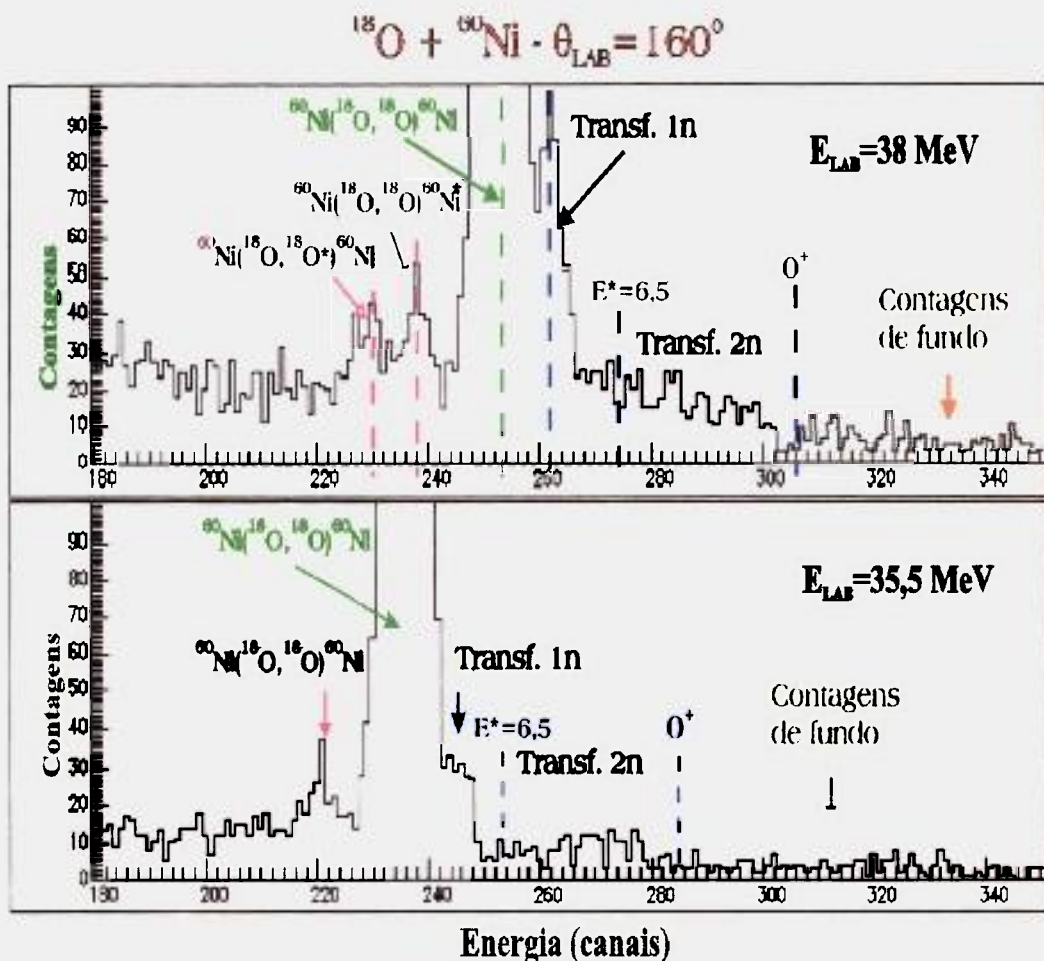


Figura 3.25 – Espectros em energia no modo multicanal – “single”, para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ , nas energias de laboratório de 38 e 35,5 MeV, e no ângulo de laboratório de  $160^\circ$ . As contagens referentes ao processo de transferência de dois nêutrons foram obtidas pela integração da região entre os limites indicados por  $E^* = 0^+$  MeV e  $E^* = 6,5$  MeV.

## 4 – ANÁLISE DOS DADOS E DETERMINAÇÃO DOS POTENCIAIS NUCLEARES

Neste capítulo, é apresentada uma série de comparações dos resultados das análises do processo de espalhamento quase-elástico, inelástico e de transferência para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ .

Os parâmetros do potencial óptico foram obtidos utilizando o código computacional PTOLEMY que ajusta os dados experimentais pelo método dos mínimos quadrados.

O potencial óptico utilizado neste trabalho é do tipo Woods – Saxon e o programa resolve por integração numérica a equação estacionária de Schrödinger.

### 4.1 - DETERMINAÇÃO DOS PARÂMETROS DO POTENCIAL NUCLEAR

Como já citamos no capítulo 1, o objetivo deste trabalho está centrado no estudo do potencial de interação nuclear entre íons pesados. Obtivemos o potencial nuclear que ajusta os dados experimentais a partir da utilização de um potencial do tipo Woods-Saxon (parametrizado), baseado no modelo conhecido como modelo óptico. Nosso trabalho foi, então, determinar o melhor conjunto de parâmetros que caracterizam tal potencial, para cada um dos sistemas objetos de estudo. No caso de alguns parâmetros, há a tentativa de obtermos um valor universal, como será descrito a seguir. O programa PTOLEMY possui subrotinas poderosas (em termos de processamento) para esse tipo de ajuste parametrizado, baseado no método dos mínimos quadrados.

O programa resolve a equação estacionária de Schrödinger, para o espalhamento quase-elástico (equação 2.3), de tal forma a obter uma seção de choque teórica para cada conjunto de parâmetros dados na caracterização do potencial óptico. Esta seção de choque teórica é

confrontada com a seção de choque experimental, de forma a ajustar os parâmetros do potencial ótico, no caso *Woods-Saxon*, a partir do menor valor de  $\chi_{red}^2$  na equação:

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left( \frac{\sigma_i - \sigma_T}{\Delta\sigma_i} \right)^2$$

$\sigma_i$  = seção de choque diferencial experimental de espalhamento quase-elástico;

$\sigma_T$  = seção de choque diferencial teórica calculada pelo código PTOLEMY;

$\Delta\sigma_i$  = incerteza da seção de choque diferencial experimental.

Nossos experimentos foram realizados para energias abaixo (alguns MeV) da barreira de fusão nuclear  $V_B$  ( $V_{B,LAB} \cong 43,7$  MeV para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ ). Como nessas energias a seção de choque total de reação é muito pequena, pode-se afirmar que, praticamente, não há absorção do fluxo do canal quase-elástico para outros canais da reação. Este canal quase-elástico é definido como a soma dos poucos canais abertos, como: espalhamento elástico (Ni), inelástico (Ni\* e O\*, primeiro estado excitado  $2^+$ ) e de transferência de um e de dois nêutrons (vide Figura 3.12). Assim sendo, em princípio, a parte imaginária do potencial ótico deveria ser nula. No entanto, de forma a evitar reflexões (e ressonâncias) das ondas parciais que penetram (por tunelamento) a barreira, é utilizado um potencial imaginário na região interna à barreira, garantindo assim a absorção da onda penetrante. Dessa forma, devido às condições físicas aqui expostas, foram fixados os parâmetros da parte imaginária do potencial, de modo a existir absorção na região interna à barreira e não existir na região em torno e fora da barreira. Foi utilizada a seguinte parametrização para o potencial imaginário:  $r_{i0} = 1,06\text{ fm}$ ;  $a_i = 0,2\text{ fm}$ ; e  $W_0 = 50\text{ MeV}$ . É importante ressaltar que os ajustes

que fizemos são muito pouco sensíveis a variações dos parâmetros  $r_{i0}$ ,  $a_i$  e  $W_0$  (mantida a condição de falta de absorção na região superficial).

Por outro lado, como será mostrado adiante, os dados experimentais de baixa energia somente são sensíveis ao potencial na região superficial, em distâncias de interação próximas ao raio da barreira  $R_B$ . Assim sendo, o parâmetro  $r_0$  do potencial foi fixado no valor de 1,06 fm, de forma a evitar ambigüidades já reportadas na literatura (SATCHLER, 1991; SILVA *et. al.*, 2001). Finalmente, o parâmetro  $r_{c0}$  (raio coulombiano) também foi fixado em 1,06 fm, sendo esse valor obtido de uma grande sistemática de densidades de carga obtidas pelo espalhamento de elétrons por diversos núcleos (JAGER *et. al.*, 1974).

Tendo como dados de entrada as distribuições angulares de espalhamento quase-elástico para o código PTOLEMY, foi utilizada uma grade em “a” (difusividade do potencial). Desta forma, para cada valor de difusividade “a” de nossa grade, obtivemos um valor respectivo de  $V_0$  que minimiza  $\chi_{red}^2$ . Isso permitiu a construção de um gráfico de  $V(r)$  para cada par de valores ( $V_0$ , a), assim como esquematizado na Figura 4.1. Essa figura mostra a amplitude da parte real do potencial ótico em função do raio de interação (correspondente ao ajuste de uma distribuição angular do sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ ) para vários valores da difusividade real (“a”). Observamos que todas as linhas relacionadas a estas difusividades reais cruzam num mesmo ponto ( $R_S$ ). Este ponto é conhecido como raio de sensibilidade e observamos que, neste ponto, a magnitude do potencial independe da difusividade. Assim sendo, o valor do potencial (parte real) no raio de sensibilidade é bem determinado pelo ajuste dos dados experimentais.

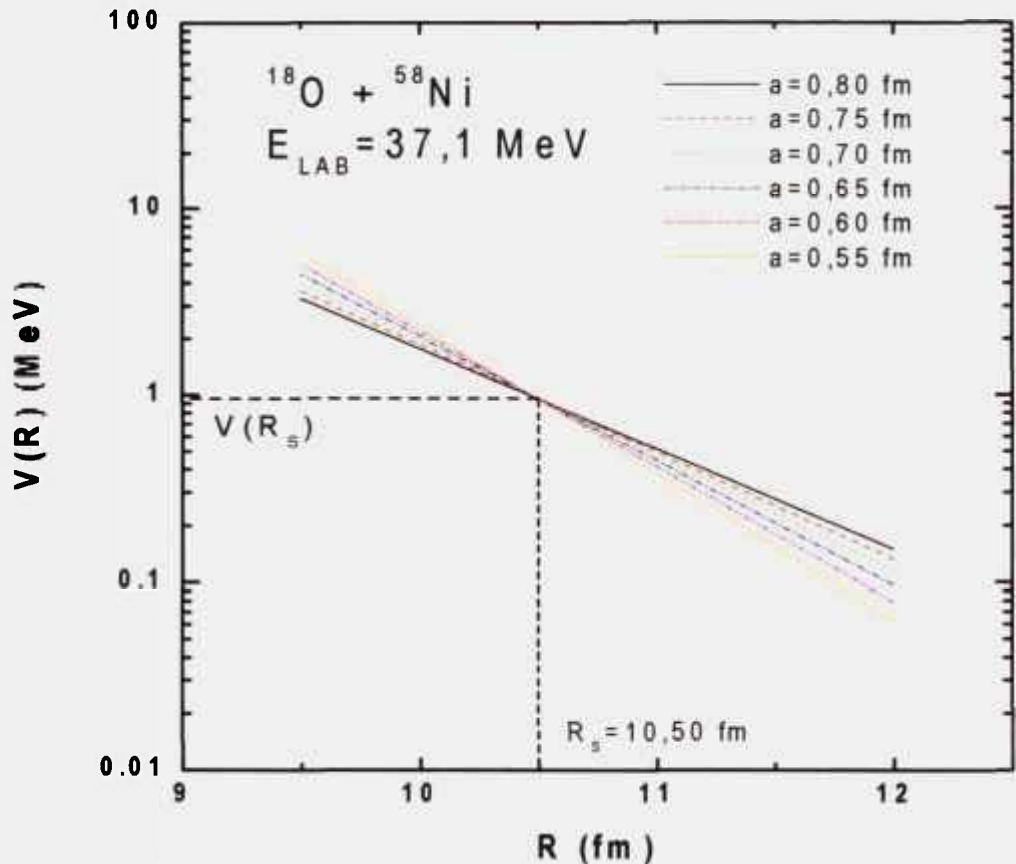


Figura 4.1 – Magnitude da parte real do potencial óptico em função do raio de interação para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  na energia de laboratório  $E_{\text{LAB}} = 37,1 \text{ MeV}$ . Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade real. Determinação do raio de sensibilidade ( $R_s$ ) e do respectivo valor do potencial.

Um fenômeno importante para a determinação da difusividade do potencial pode ser observado nas Figuras 4.2 e 4.3, onde é mostrada a variação do raio de sensibilidade como função da energia. Esse efeito não é observado em energias acima da barreira  $V_B$ . Em baixas energias o raio de sensibilidade tende a acompanhar o ponto de retorno clássico. Essa característica permite “mapear” o potencial como função do raio, simplesmente variando a energia de bombardeio da distribuição angular de espalhamento quase-elástico. As Tabelas 4.1 e 4.2 mostram os valores obtidos dos raios de sensibilidade e os respectivos valores do potencial.

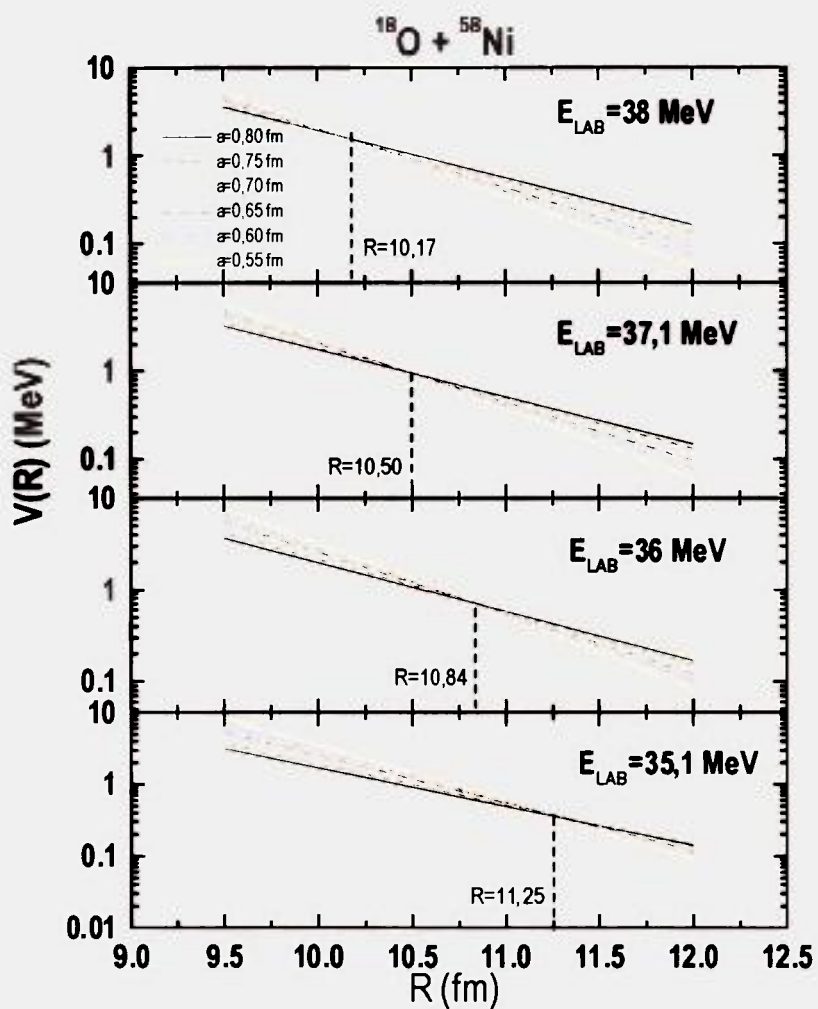


Figura 4.2 - Magnitude da parte real do potencial ótico em função do raio de interação para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ . Cada linha na figura corresponde a um diferente valor da difusividade real. Verificação da variação do raio de sensibilidade com a energia de bombardeio.

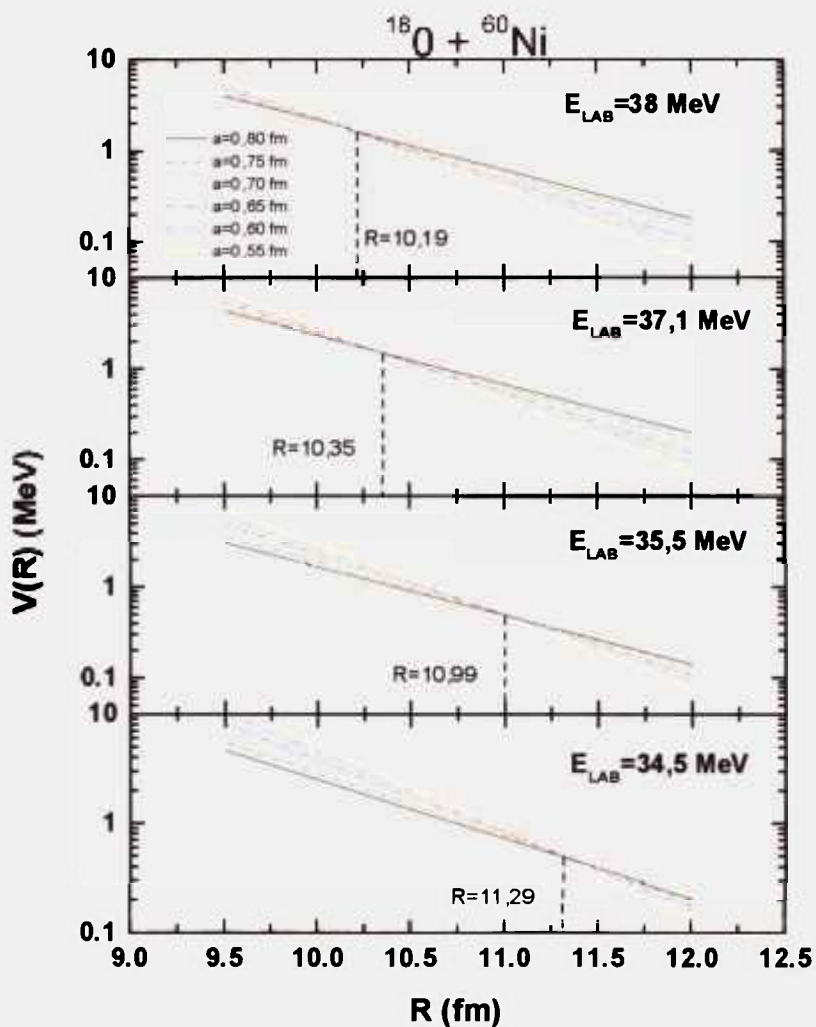


Figura 4.3 - Magnitude da parte real do potencial ótico em função do raio de interação para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ . Cada linha corresponde a um diferente valor da difusividade real. Verificação da variação do raio de sensibilidade com a energia de bombardeio.

Tabela 4.1 - Valor do potencial no raio de sensibilidade relativo a cada energia de laboratório do sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ .

| $E_{\text{LAB}}$ (MeV) | R (fm) | V(R) (MeV) |
|------------------------|--------|------------|
| 35,1                   | 11,25  | 0,37±0,03  |
| 36,0                   | 10,84  | 0,72±0,04  |
| 37,1                   | 10,50  | 0,96±0,07  |
| 38,0                   | 10,17  | 1,56±0,05  |

Tabela 4.2 - Valor do potencial no raio de sensibilidade relativo a cada energia de laboratório do sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ .

| $E_{\text{LAB}}$ (MeV) | R (fm) | V(R) (MeV) |
|------------------------|--------|------------|
| 34,5                   | 11,29  | 0,52±0,09  |
| 35,5                   | 10,99  | 0,51±0,04  |
| 37,1                   | 10,35  | 1,52±0,05  |
| 38,0                   | 10,19  | 1,70±0,04  |

De posse dos pontos  $[V(R_s), R_s]$ , obtidos para as diferentes energias de um mesmo sistema, nos foi permitida a construção de gráficos de  $\ln[V(R_s)]$  em função de  $R_s$ , como esquematizado na Figura 4.4. Por meio dos ajustes dos pontos experimentais (Figura 4.1), obtém-se uma reta cuja equação é dada por:

$$V(R) \approx v_0 e^{-\frac{R}{a}} \Rightarrow \ln(V[R]) = \ln(v_0) - \frac{1}{a}(R) \quad 4.1$$

Assim, é possível se determinar a difusividade do potencial para cada sistema, a partir da inclinação da respectiva reta. A Tabela 4.3 mostra os valores de difusividade obtidos:

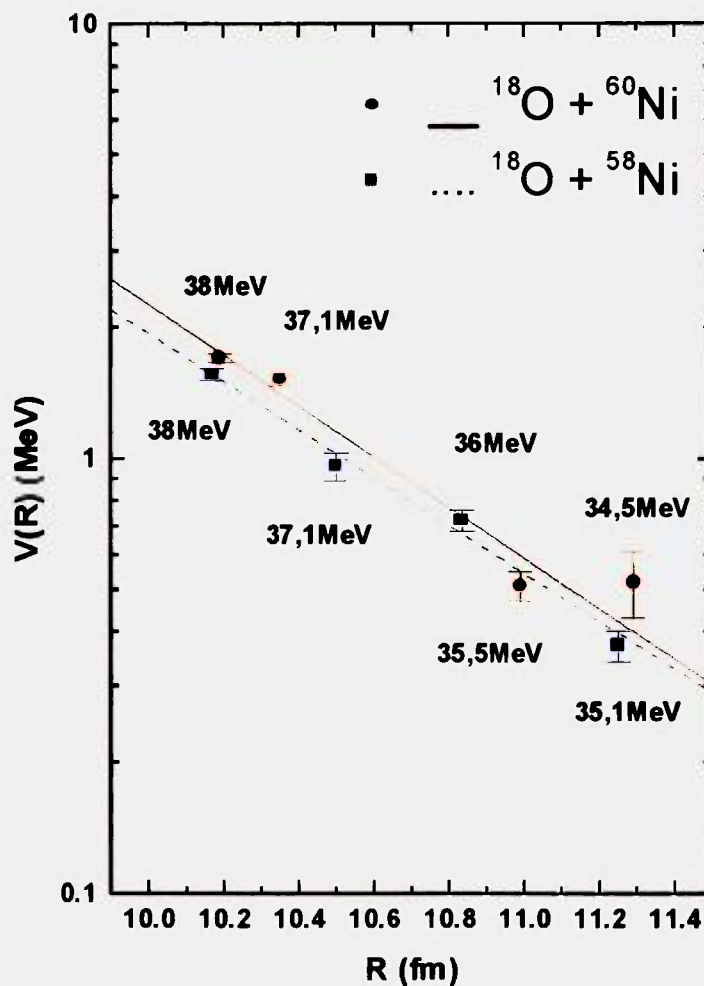


Figura 4.4- Potencial nuclear real na região da superfície para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . As linhas e os pontos experimentais foram obtidos dos ajustes de modelo ótico dos dados de espalhamento quase-elástico em energias subcoulombianas.

Tabela 4.3 - Melhores valores para a difusividade obtida para cada sistema.

| Sistemas                         | $a$ (fm)        |
|----------------------------------|-----------------|
| $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | $0,79 \pm 0,04$ |
| $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | $0,75 \pm 0,05$ |

Uma simples inspeção dos valores de difusividades experimentais de cada sistema fornece, via teoria de erros, a compatibilidade desses valores com um único valor médio para a difusividade. Além disso, teoricamente os cálculos de potencial do tipo *Double-Folding* indicam que essas difusividades deveriam ter valores muito próximos. Assim sendo, foi determinado um valor médio de difusividade, na tentativa de ajustar um potencial válido para os dois sistemas com um único valor para a difusividade. Esse valor médio é  $a = 0,77 \pm 0,03$  fm.

Obtido esse valor “universal” para a difusividade, realizamos um ajuste final de  $V_0$  para cada sistema, levando em consideração todas as energias simultaneamente. Para efeito de comparação das magnitudes do potencial na região superficial entre os diferentes sistemas, fixamos a distância ( $R \approx 10,5$ fm) e calculamos os valores de  $V(R) = 10,5$  fm. A Tabela 4.4 mostra os valores do potencial nesse ponto, calculado a partir do seu respectivo valor de  $V_0$  e difusividade  $a = 0,77$ fm.

Tabela 4.4 - Valores de  $V(R)$  para cada sistema em  $R = 10,5$  fm, utilizando uma difusividade  $a = 0,77$  fm. Na tabela encontra-se o valor de chi-quadrado reduzido considerando todos os pontos experimentais de cada sistema.

| Sistemas                         | $\chi_{red}^2$ | $V(R=10,5\text{fm})$ | $V_0$ (MeV) |
|----------------------------------|----------------|----------------------|-------------|
| $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 1,68           | $1,02 \pm 0,03$      | 112,6       |
| $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 6,05           | $1,17 \pm 0,04$      | 122,5       |

Desta forma, conseguimos parametrizar nosso potencial (tipo *Woods-Saxon*) através de parâmetros cuja consistência trataremos de demonstrar a seguir.

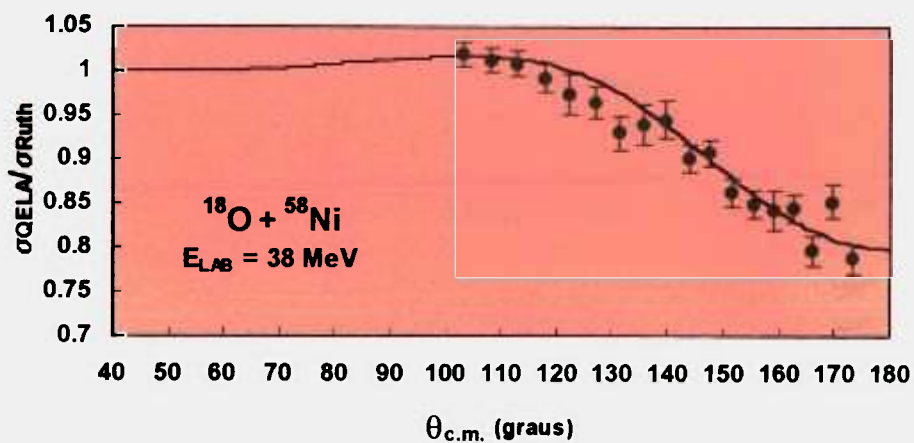
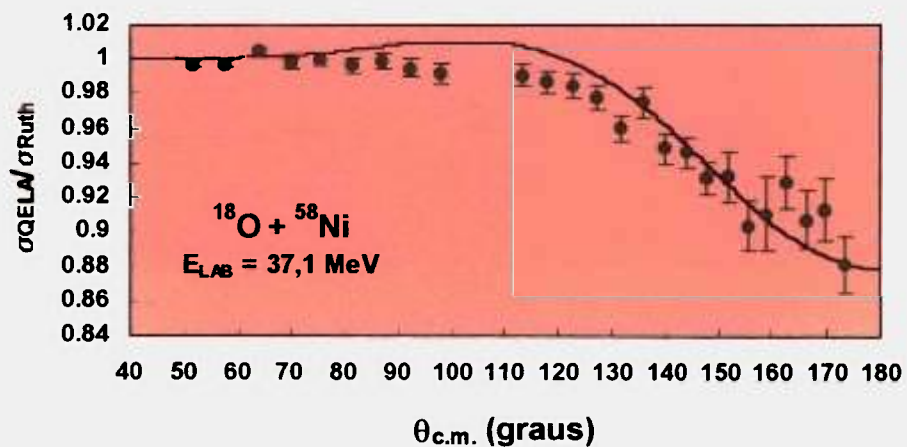


Figura 4.7 - Distribuições angulares de espalhamento quase-elástico e ajustes via modelo óptico para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  nas energias de laboratório  $E_{\text{LAB}}=37,1$  e  $38,0$  MeV, respectivamente.

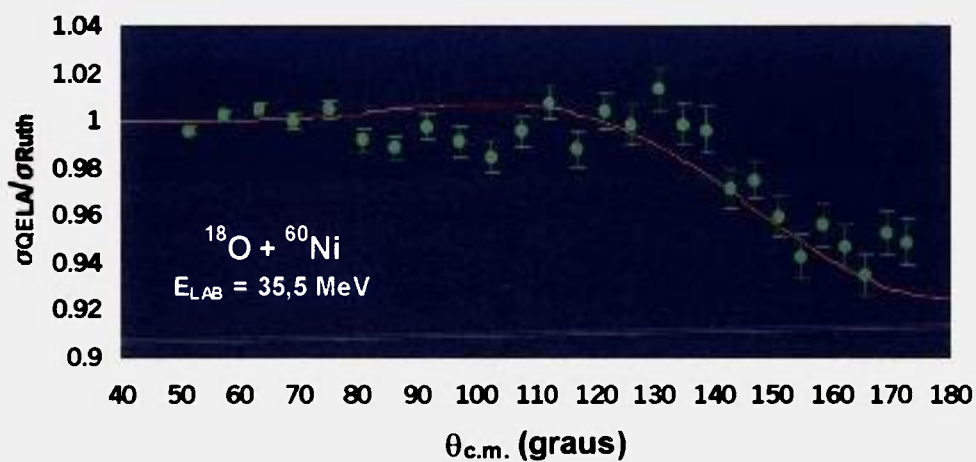
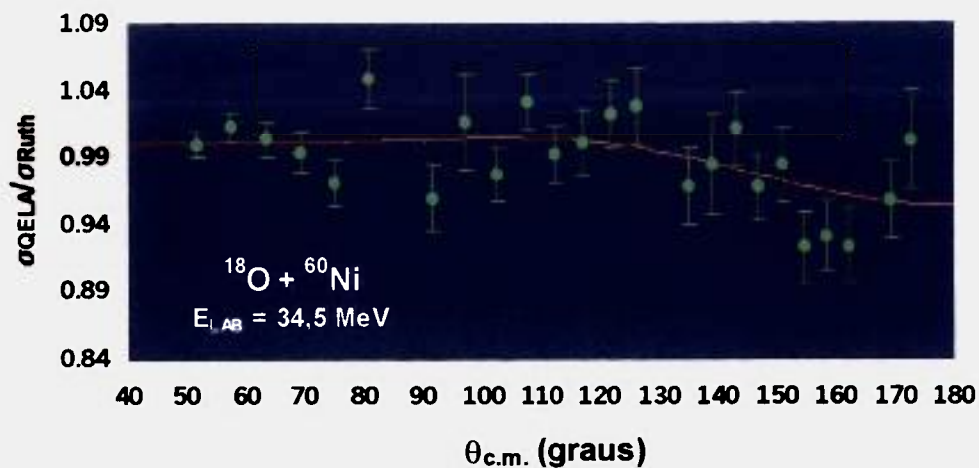


Figura 4.8 - Distribuições angulares de espalhamento quase-elástico e ajustes via modelo ótico para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  nas energias de laboratório  $E_{\text{LAB}}=34,5$  e  $35,5 \text{ MeV}$ , respectivamente.

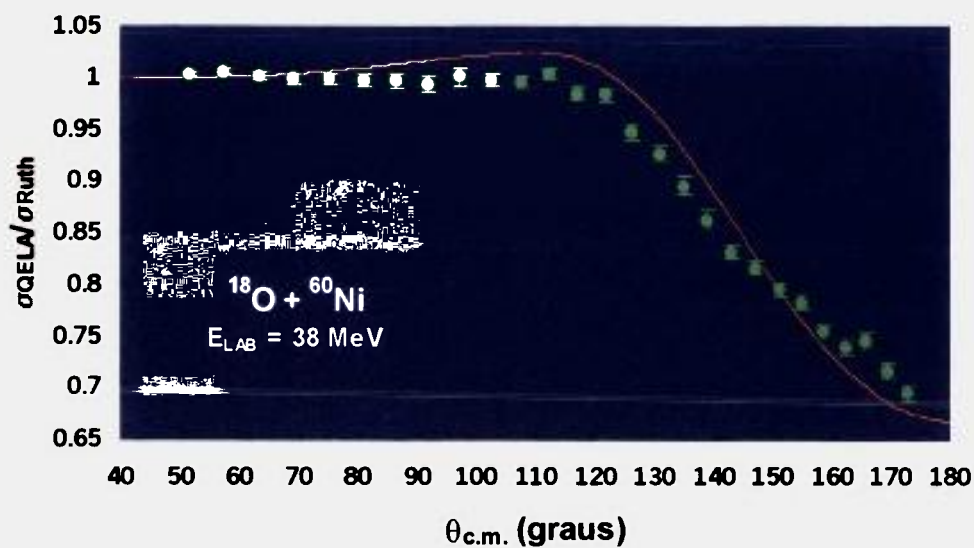
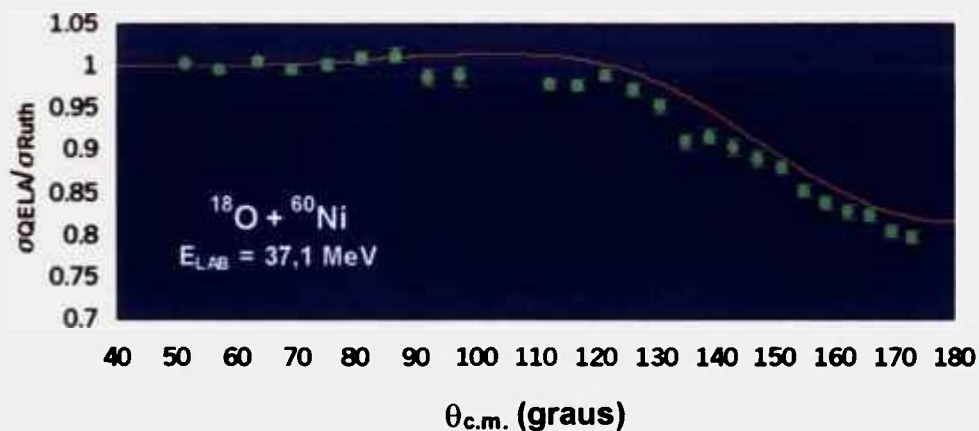


Figura 4.9 – Distribuições angulares de espalhamento quase-elástico e ajustes via modelo óptico para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  nas energias de laboratório  $E_{\text{LAB}}=37,1$  e  $38,0$  MeV, respectivamente.

### 4.3 - DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DE ESPALHAMENTO INELÁSTICO

Foram calculadas as seções de choque de espalhamento inelástico referentes à excitação do primeiro estado dos núcleos-alvo  $^{58,60}\text{Ni}$  para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . A Tabela 4.5 fornece a energia de excitação da primeira transição inelástica dos núcleos, os valores  $B(E2)$  e as deformações nucleares ( $\delta_n$ ).

Tabela 4.5 - Energia (em MeV) da primeira transição inelástica (estado excitado) dos núcleos estudados, os valores  $B(E2)$  e as deformações nucleares ( $\delta_n$ ). Os dados foram obtidos de :  $^{18}\text{O}$  - *Nuclear Data Table A1*, p. 1-4, 1965;  $^{58}\text{Ni}$  - *Nuclear Data Sheets B3*, p. 3-4, 1970;  $^{60}\text{Ni}$  - *Nuclear Data Sheets B2*, p. 5, 1968.

| Núcleos           | $^{58}\text{Ni}$ | $^{60}\text{Ni}$ |
|-------------------|------------------|------------------|
| 1º Estado         | 1,45             | 1,33             |
| $E^*(\text{MeV})$ |                  |                  |
| $B(E2)$           | $688 \pm 34$     | $931 \pm 70$     |
| $\delta_n$ (fm)   | $0,90 \pm 0,12$  | $1,08 \pm 0,12$  |

As Figuras 4.10 a 4.13 mostram distribuições angulares de espalhamento inelástico referentes à excitação dos isótopos do Níquel ( $^{58,60}\text{Ni}$ ) para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . As linhas cheias representam cálculos teóricos de canal acoplado (código ECIS, RAYNAL, 1972) da seção de choque utilizando o potencial obtido experimentalmente e os valores de  $B(E2)$  e  $\delta_n$  apresentados na Tabela 4.5.

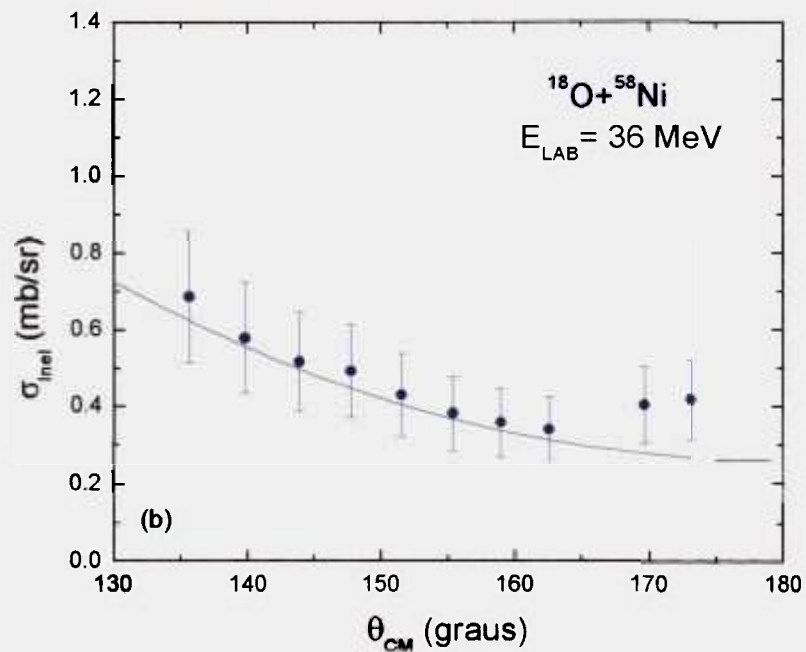
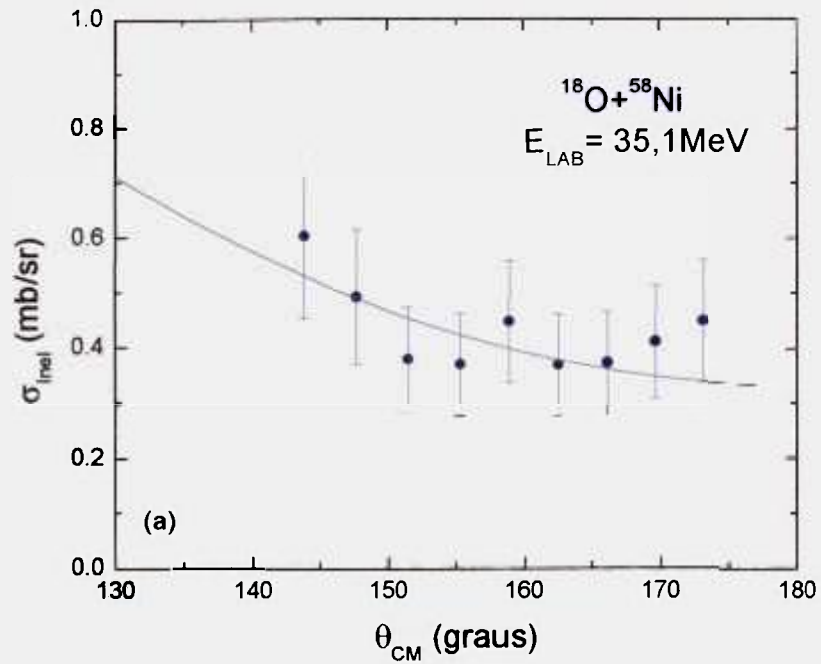


Figura 4.10 - Distribuições angulares de espalhamento inelástico referente ao primeiro estado excitado do  $^{58}\text{Ni}^{2+}$  ( $E^*=1,45$  MeV) nas energias de laboratório (a)  $E_{LAB}=35,1$  e (b)  $36,0$  MeV, respectivamente.

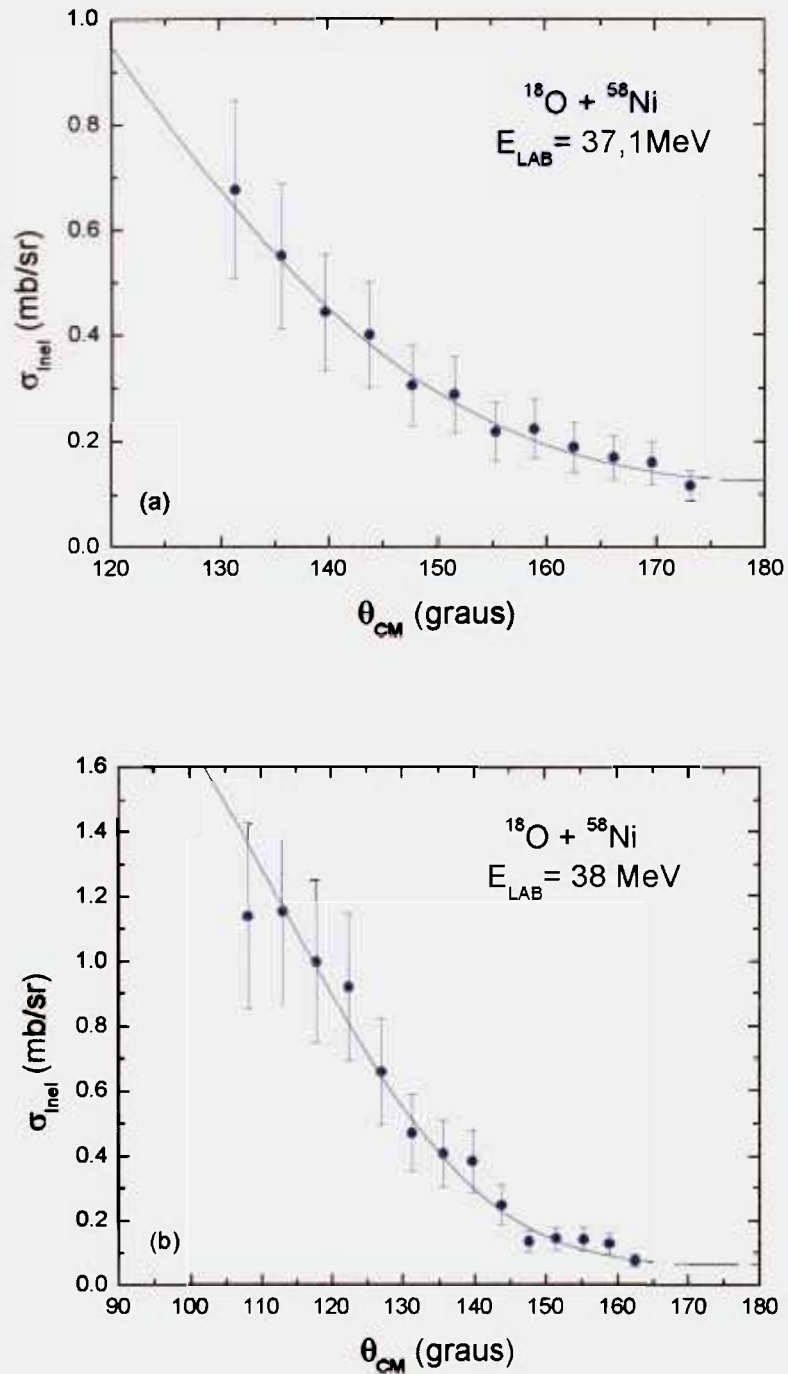


Figura 4.11 - Distribuições angulares de espalhamento inelástico referente ao primeiro estado excitado do  $^{58}\text{Ni}^{2+}$  ( $E^* = 1,45 \text{ MeV}$ ) nas energias de laboratório (a)  $E_{\text{LAB}} = 37,1$  e (b)  $38,0 \text{ MeV}$ , respectivamente.

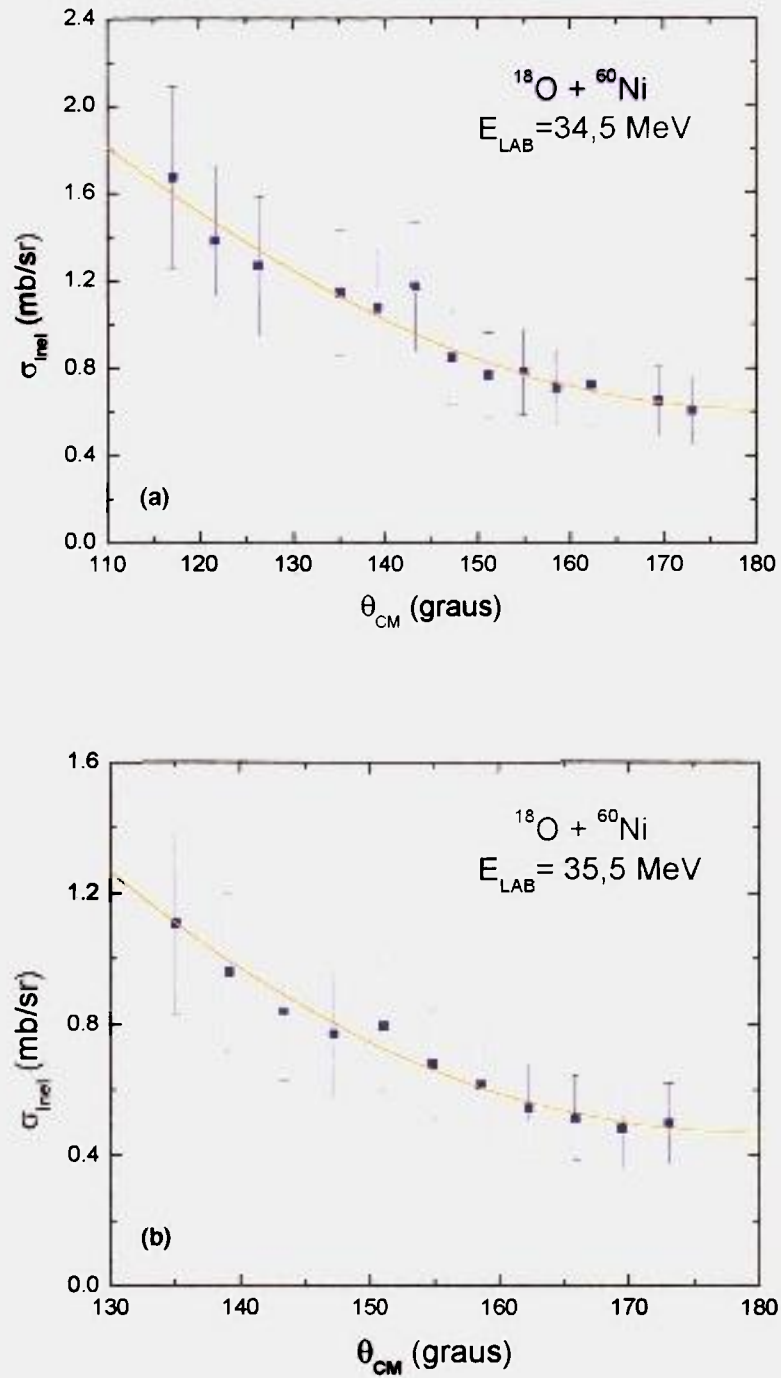


Figura 4.12 - Distribuições angulares de espalhamento inelástico referente ao primeiro estado excitado do  $^{60}\text{Ni}^{2+}$  ( $E^* = 1,33 \text{ MeV}$ ) nas energias de laboratório (a)  $E_{\text{LAB}} = 34,5$  e (b)  $35,5 \text{ MeV}$ , respectivamente.

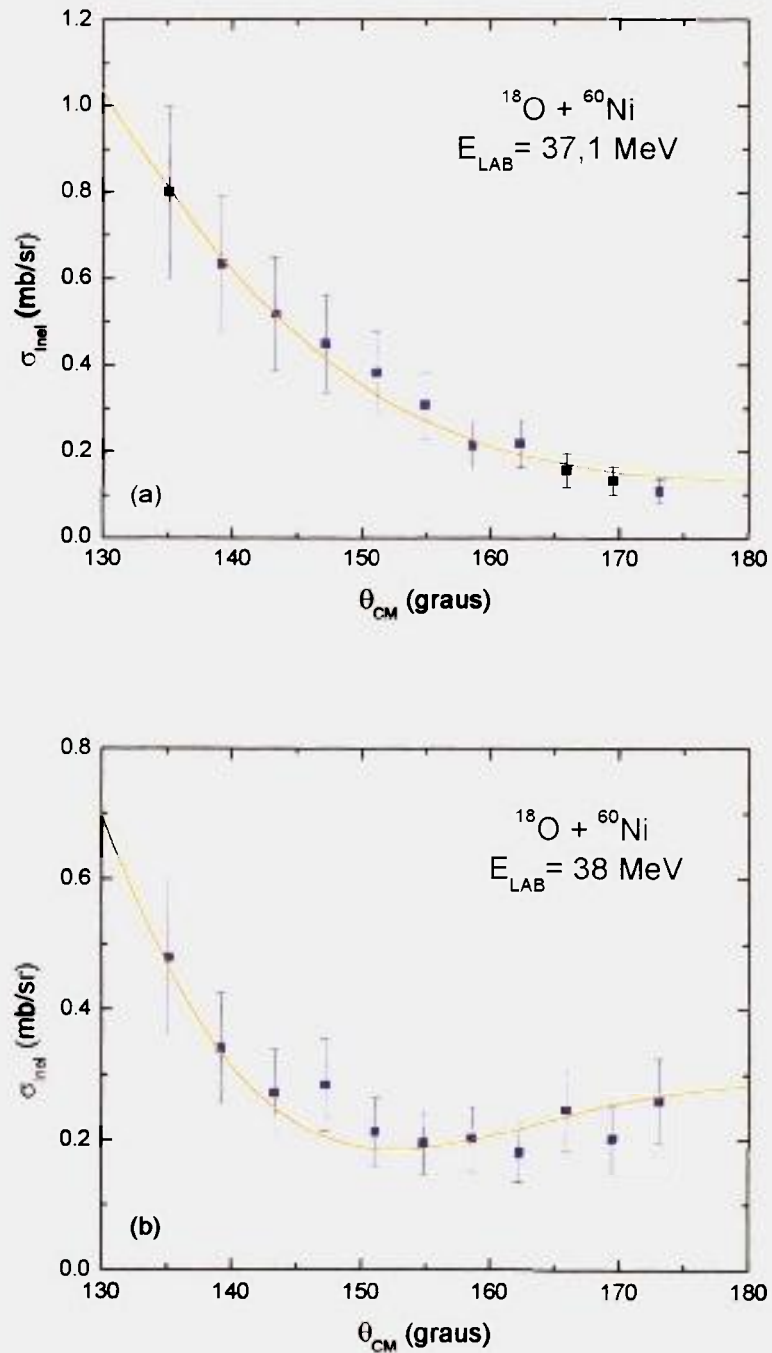


Figura 4.13 - Distribuições angulares de espalhamento inelástico referente ao primeiro estado excitado do  $^{60}\text{Ni}^{2+}$  ( $E^* = 1.33 \text{ MeV}$ ) nas energias de laboratório (a)  $E_{\text{LAB}} = 37.1$  e (b)  $38.0 \text{ MeV}$ , respectivamente.

#### 4.4 - DETERMINAÇÃO DO FATOR ESPECTROSCÓPICO DE TRANSFERÊNCIA DE UM NÊUTRON PARA O SISTEMA $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$

Foram medidas distribuições angulares de transferência de um nêutron,  $^{58}\text{Ni}(^{18}\text{O}, ^{17}\text{O})^{59}\text{Ni}$ , para as energias de 35,1 MeV, 36 MeV, 37,1 MeV e 38 MeV relativas aos sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ .

Utilizando o método DWBA, através do código computacional PTOLEMY, calculamos a seção de choque de transferência de um nêutron (Figuras 4.14 e 4.15) a partir do nosso potencial, de tal forma que:

$$\sigma_T = C \sigma_{DWBA}$$

onde  $\sigma_T$  = seção de choque teórica final de transferência.

$\sigma_{DWBA}$  = seção de choque teórica obtida do programa PTOLEMY.

C = fator espectroscópico

O ajuste teórico, com a utilização do nosso potencial parametrizado, foi feito a partir da soma das seções de choque dos estados fundamentais dos núcleos  $^{59}\text{Ni}$  e  $^{17}\text{O}$ , mais alguns estados excitados desses núcleos, respectivamente 0,3394 MeV; 0,4649 MeV; 0,8781 MeV e 1,1896 MeV para o  $^{59}\text{Ni}^*$  e o estado excitado 0,8708 MeV para o  $^{17}\text{O}^*$ . Estes estados correspondem à região de energias de excitação que foi objeto de medidas experimentais.

As Figuras 4.14 e 4.15, mostram as distribuições angulares do processo de transferência de um nêutron, com o ajuste teórico feito a partir das somas dos estados acima citados, para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ . O fator espectroscópico obtido nestes ajustes foi 2,2.

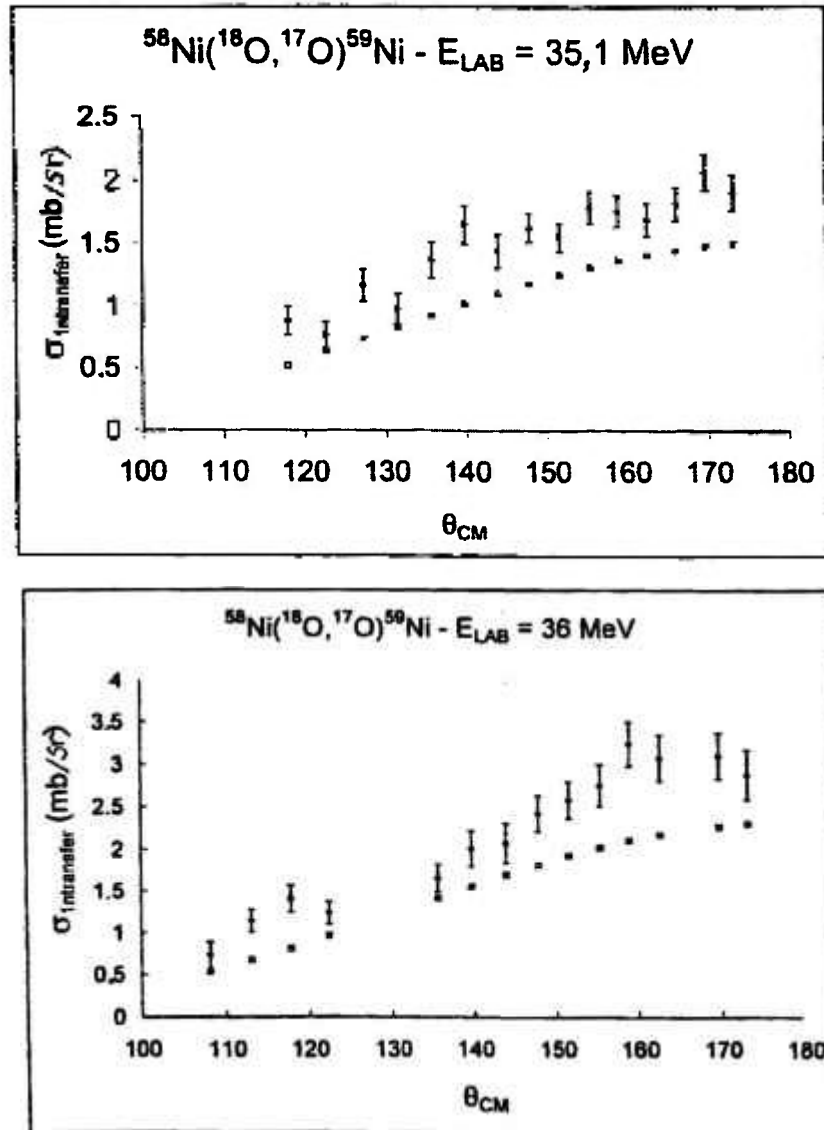


Figura 4.14 - Distribuições angulares do processo de transferência de um nêutron (pontos experimentais) com o ajuste teórico (soma dos estados) para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  nas energias de laboratório  $E_{\text{LAB}}=35,1$  e 36 MeV.

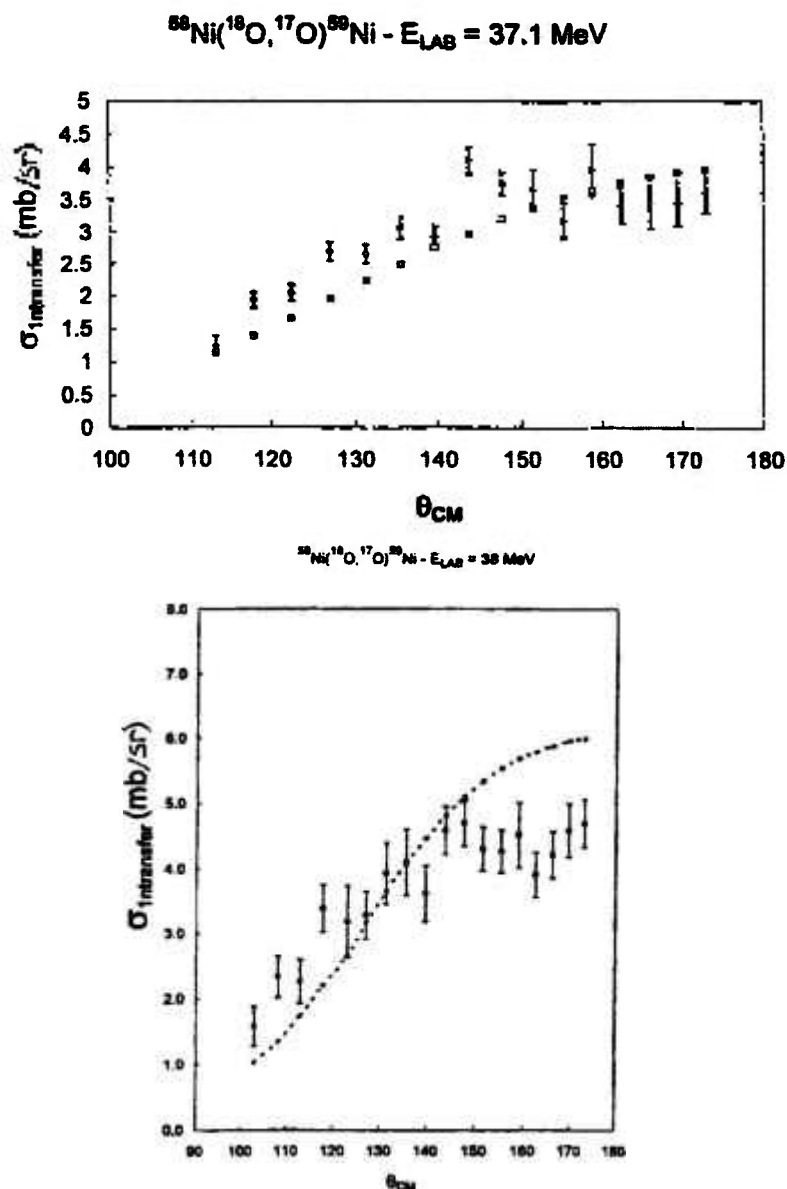


Figura 4.15 – Distribuições angulares do processo de transferência de um nêutron (pontos experimentais) com ajuste teórico (soma dos estados) para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  nas energias de laboratório  $E_{\text{LAB}} = 37,1$  e  $38 \text{ MeV}$ .

É importante ressaltar a concordância entre os dados experimentais e os cálculos teóricos. Nestes cálculos os parâmetros do potencial ótico foram mantidos fixos de acordo com os obtidos nas análises do espalhamento quase-elástico, com fator espectroscópico igual a 2,2. Isso demonstra uma consistência da análise do espalhamento quase-elástico, inelástico e dos processos de transferência.

#### 4.5 - DISTRIBUIÇÕES ANGULARES DO PROCESSO DE TRANSFERÊNCIA DE DOIS NÊUTRONS

Também foram medidas as distribuições angulares de transferência de dois nêutrons para as energias de 37,1 e 38,0 MeV para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ .

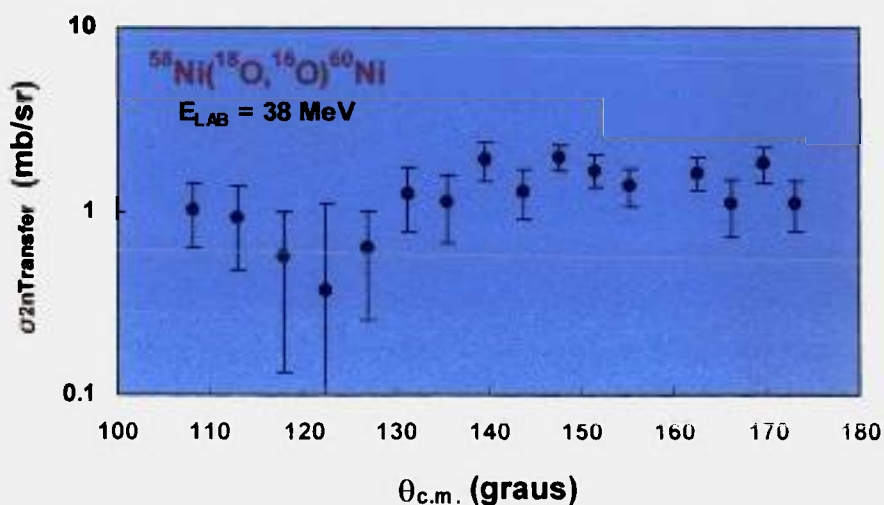
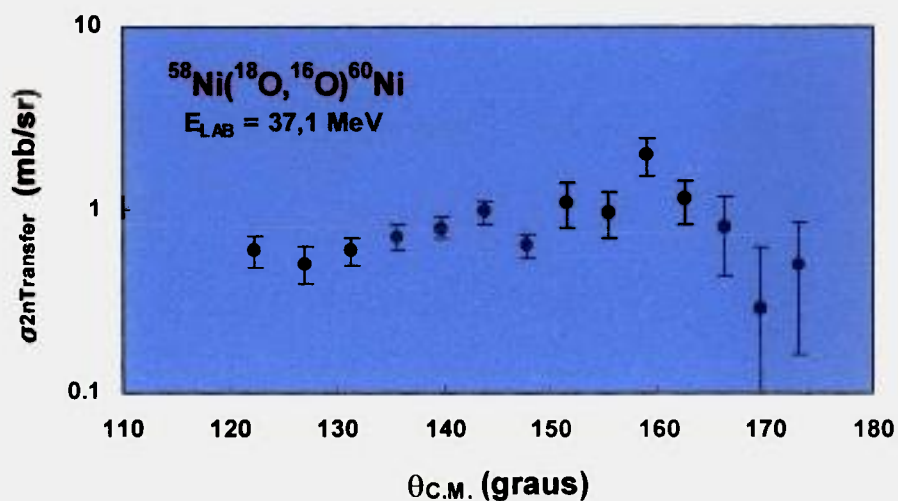


Figura 4.16 - Distribuição angular do processo de transferência de dois nêutrons para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  nas energias de laboratório  $E_{\text{LAB}}=37,1$  e  $38,0$  MeV, respectivamente.

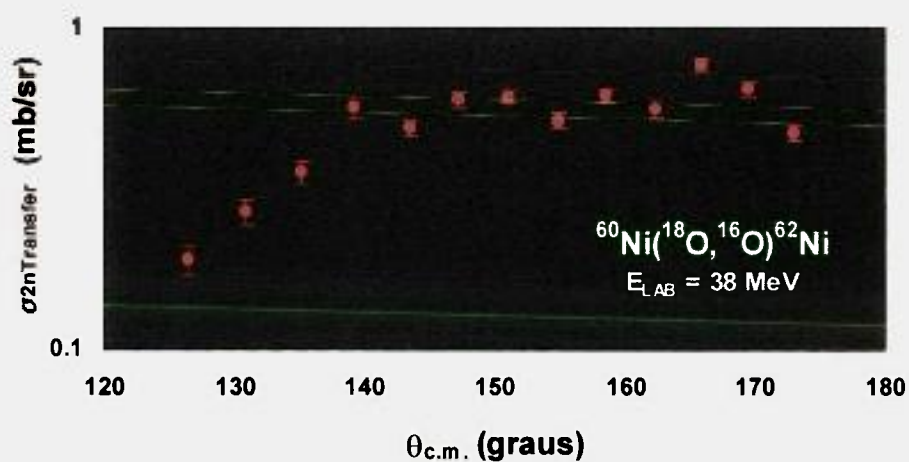
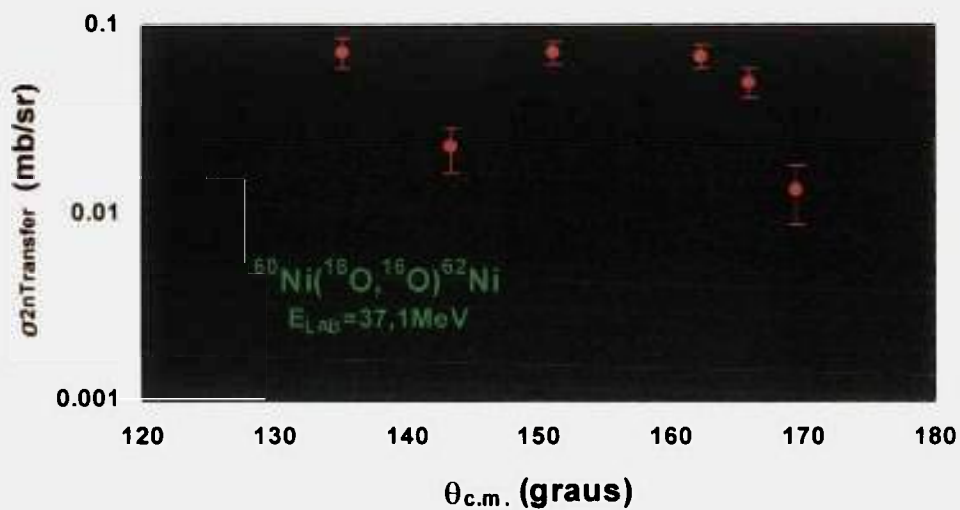


Figura 4.17 – Distribuição angular do processo de transferência de dois nêutrons para o sistema  $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  nas energias de laboratório  $E_{\text{LAB}} = 37,1$  e  $38,0$  MeV, respectivamente.

#### 4.6 - COMPARAÇÃO ENTRE CANAIS ACOPLADOS E QUASE-ELÁSTICO

Apenas a título de reforço da análise que apresentamos, vamos mostrar a consistência de uma análise completa com canais acoplados com outra em que se considera simplesmente o canal quase-elástico sem acoplamentos. Esse cálculo foi realizado para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  e os resultados podem se observados na Figura 4.18.

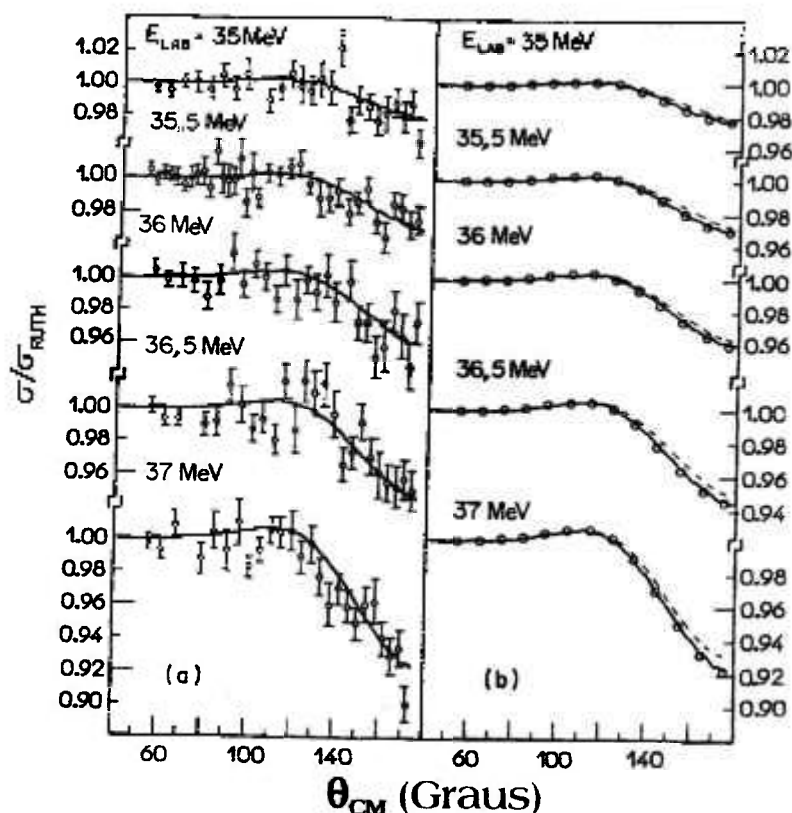


Figura 4.18 - Distribuições angulares para o sistema  $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ . (a) A linha sólida representa os ajustes feitos com os dados experimentais de espalhamento elástico, utilizando cálculo de canais acoplados onde, também, foi considerado o canal inelástico de excitação do alvo. (b) A linha sólida é a mesma de (a), a linha tracejada refere-se ao cálculo do canal quase-elástico (elástico + inelástico) utilizando o potencial ótico sem acoplamento, e os círculos correspondem à linha tracejada subtraída da seção de choque referente ao canal inelástico.

## 4.7 - COMPARAÇÃO ENTRE OS SISTEMAS $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS DO POTENCIAL NUCLEAR

Como já mencionado, um dos objetivos deste trabalho é estudar mais profundamente a interação entre os isótopos de oxigênio e os do níquel, a saber,  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . Aqui realizamos várias comparações entre os potenciais nucleares para os sistemas acima, enfatizando a importância de se determinar as densidades dos projéteis  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$  (este último tópico será abordado no próximo capítulo).

### 4.7.1 - Discussão dos Resultados do Potencial Nuclear

A Tabela 4.6 fornece os valores do raio de sensibilidade  $R_s$  e do potencial nuclear experimental  $V(R_s)$  para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ , nas correspondentes energias de laboratório, plotados na Figura 4.19a, com ajustes obtidos pela equação 2.27. Podemos determinar a difusividade relativa a cada sistema (Tabela 4.7), a partir das inclinações das retas, Figura 4.19a. A Figura 4.19b mostra os potenciais nucleares teóricos - *Double-Folding*. No cálculo desses potenciais, foram utilizadas as densidades obtidas com o modelo Dirac-Hartree-Bogoliubov (CARLSON e col., 2000). Para compararmos as intensidades dos potenciais (experimentais e teóricos) dos sistemas acima citados, fixamos um raio de sensibilidade “médio” ( $R_s$ ) em 10,5 fm, Tabela 4.7.

Tabela 4.6 - A tabela fornece os valores do raio de sensibilidade  $R_s$  e do potencial nuclear  $V(R_s)$  para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ , nas correspondentes energias de laboratório.

| Sistemas                         | $E_{LAB}$ (MeV) | $R_s$ (fm) | $V(R_s)$          |
|----------------------------------|-----------------|------------|-------------------|
| $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 35,0            | 10,95      | $0,249 \pm 0,035$ |
|                                  | 35,5            | 10,78      | $0,281 \pm 0,031$ |
|                                  | 36,0            | 10,53      | $0,455 \pm 0,050$ |
|                                  | 36,5            | 10,39      | $0,531 \pm 0,042$ |
|                                  | 37,0            | 10,16      | $0,882 \pm 0,036$ |
|                                  | 38,0            | 9,89       | $1,425 \pm 0,057$ |
| $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 35,0            | 10,70      | $0,537 \pm 0,059$ |
|                                  | 35,5            | 10,62      | $0,469 \pm 0,043$ |
|                                  | 36,0            | 10,37      | $0,812 \pm 0,092$ |
|                                  | 37,0            | 10,07      | $1,242 \pm 0,029$ |
|                                  | 38,0            | 9,97       | $1,638 \pm 0,041$ |
| $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 35,1            | 11,25      | $0,37 \pm 0,03$   |
|                                  | 36,0            | 10,84      | $0,72 \pm 0,04$   |
|                                  | 37,1            | 10,50      | $0,96 \pm 0,07$   |
|                                  | 38,0            | 10,17      | $1,56 \pm 0,05$   |
| $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 34,5            | 11,29      | $0,52 \pm 0,09$   |
|                                  | 35,5            | 10,99      | $0,51 \pm 0,04$   |
|                                  | 37,1            | 10,35      | $1,52 \pm 0,05$   |
|                                  | 38,0            | 10,19      | $1,70 \pm 0,04$   |

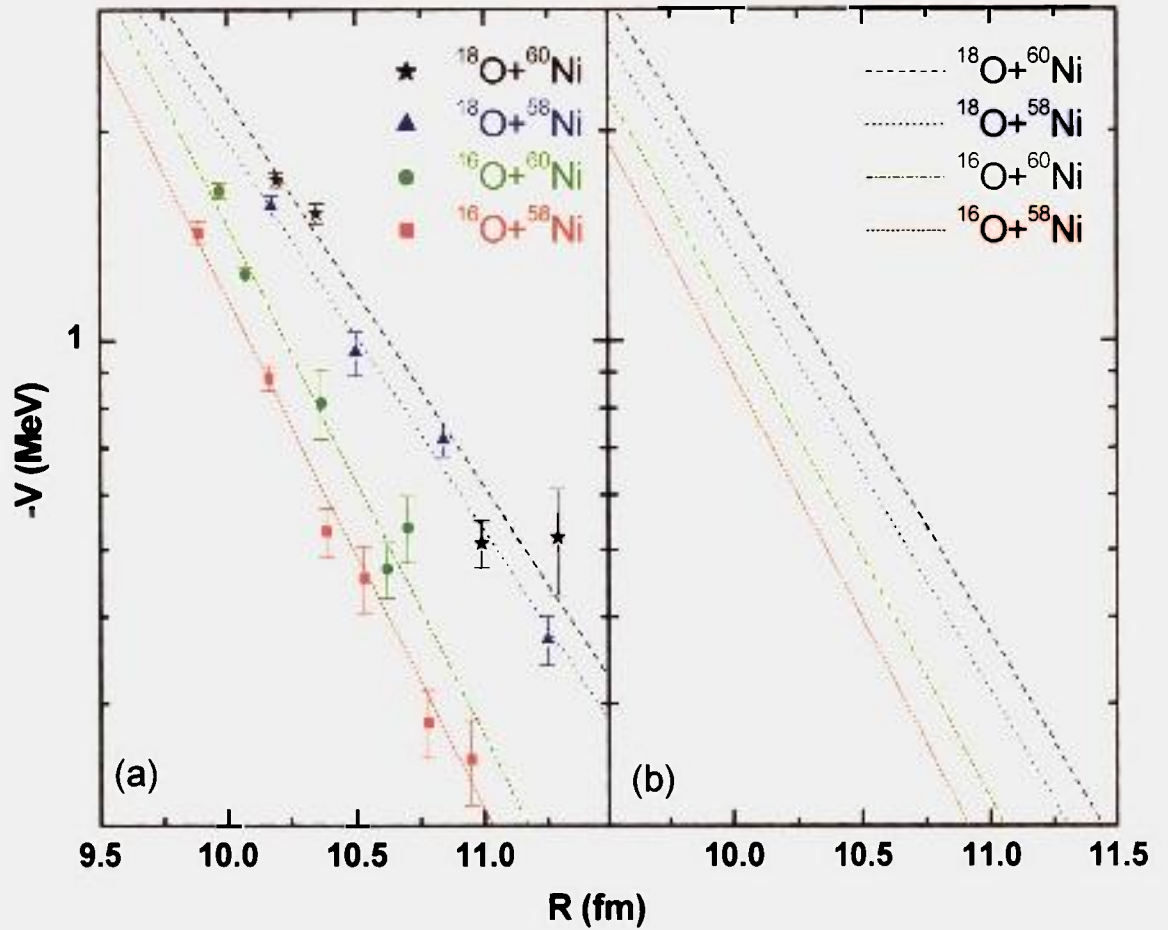


Figura 4.19 – Potencial Nuclear Experimental (Fig. 4.19a) e Teórico - *Double-Folding* (Fig. 4.19b) para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ .

Tabela 4.7 - - A tabela fornece os valores das difusividades e das intensidades dos potenciais nucleares teóricos e experimentais para os sistemas  $^{16,18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ .

| Sistemas                         | Difusividade "a" (fm) |          |         | Potencial Nuclear V(R=10,5 fm)<br>(MeV) |          |         |
|----------------------------------|-----------------------|----------|---------|---|----------|---------|
|                                  | Teórico               | Experim. | Exp/Teo | Teórico                                 | Experim. | Exp/Teo |
| $^{16}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 0,58                  | 0,59     | 1,02    | 0,40                                    | 0,49     | 1,23    |
| $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 0,60                  | 0,59     | 0,98    | 0,49                                    | 0,63     | 1,28    |
| $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 0,69                  | 0,77     | 1,12    | 0,65                                    | 1,01     | 1,56    |
| $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 0,70                  | 0,77     | 1,10    | 0,77                                    | 1,17     | 1,52    |

Analisando a Figura 4.19 e a Tabela 4.7, podemos observar:

(a) no que concerne às difusividades, os resultados teóricos estão muito próximos dos experimentais. As difusividades do  $^{18}\text{O}$  são significativamente maiores do que as do  $^{16}\text{O}$ . Esse fato está ligado aos dois nêutrons extras de valência do  $^{18}\text{O}$ , que aumentam a difusividade da densidade do  $^{18}\text{O}$  comparativamente ao  $^{16}\text{O}$ , que por sua vez se reflete nos respectivos potenciais.

(b) As intensidades experimentais do potencial nuclear são bem maiores que as teóricas. Para o  $^{18}\text{O}$  existe uma diferença (Exp/Teo) de aproximadamente 50%, enquanto para o  $^{16}\text{O}$  essa diferença é de 25%. Análises de potenciais dos sistemas  $^{16}\text{O} + ^{62,64}\text{Ni}$ ,  $^{88}\text{Sr}$ ,  $^{90,92}\text{Zr}$ ,  $^{120}\text{Sn}$ ,  $^{138}\text{Ba}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  (CHAMON e col. 1995, 1996; ALVAREZ e col., 1999), mostram um mesmo comportamento, ou seja, os potenciais experimentais para esses sistemas são aproximadamente 30% mais intensos que os respectivos potenciais *folding*. Como a diferença entre potenciais teóricos e experimentais é independente do alvo, temos indicação de que a densidade teórica do  $^{16}\text{O}$  (e provavelmente  $^{18}\text{O}$ ) utilizada no cálculo *folding* apresenta problemas. No próximo capítulo vamos mostrar um método para a obtenção experimental das densidades dos núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ .

## 5 - DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DE MATÉRIA NUCLEAR

### 5.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo, apresentamos uma série de resultados das análises do processo de espalhamento quase-elástico, na determinação da densidade do núcleo  $^{18}\text{O}$ .

Muitos trabalhos têm sido publicados envolvendo espalhamento de elétrons na determinação da densidade de carga dos núcleos (FICENEC e col., 1970; SICK e col., 1970; HÜBERALL, 1971). Existem limitações em se obter dados de seções de choques de espalhamento elástico de elétrons em muito altas energias, uma vez que a seção de choque desse processo é inversamente proporcional ao quadrado da energia. Sendo assim, dados de fator de forma de carga ficam limitados a um valor máximo de momento transferido, o que implica na restrição da sensibilidade do método à regiões de densidade próximas ao raio quadrático médio, e imprecisa na região de superfície. No entanto, essa região superficial da densidade é a que define, através de cálculos *Double-Folding*, o potencial nuclear na região superficial de interação (próximo ao raio da barreira). Assim sendo, os dados de espalhamento elástico entre íons pesados em energias subcoulombianas, que são sensíveis ao potencial na região de superfície, devem fornecer informações sobre as densidades dos núcleos na região superficial.

Neste trabalho, desenvolvemos um método para a obtenção experimental da densidade da matéria nuclear do núcleo  $^{18}\text{O}$ , a partir de dados experimentais de espalhamento quase-elástico de íons pesados em baixas energias ( $E < V_B$ ). O método deriva da comprovada existência de um raio de sensibilidade, que assim como no caso do potencial experimental, é um ponto onde a densidade da matéria, para um determinado núcleo, fica muito bem determinada.

## 5.2 - DETERMINAÇÃO DA DENSIDADE DE MATÉRIA DO NÚCLEO $^{18}\text{O}$ , POR MEIO DO ESTUDO DE ESPALHAMENTO QUASE-ELÁSTICO

Admitindo-se o modelo *folding* para o potencial de interação e a densidade do núcleo leve como parâmetro, através da minimização do valor do chi-quadrado em relação às medidas precisas de espalhamento elástico, se obtém de maneira unívoca o valor da densidade destes núcleos para raios nucleares superficiais.

Neste trabalho, por conveniência, impomos a densidade experimental do projétil na forma de uma Fermi-Dirac normalizada (eq. 2.38). Para cada distribuição angular de espalhamento quase-elástico, variamos o parâmetro “a” e ajustamos “ $R_0$ ”, de forma a reproduzir os dados experimentais de espalhamento quase-elástico (minimizando o  $\chi^2$ ). O valor de  $\rho_0$  fica determinado pela condição de normalização  $\int_0^\infty 4\pi r^2 \rho(r) dr = A$ . Nas densidades dos núcleos alvo, foi utilizado o modelo de densidades Dirac-Hartree-Bogoliubov (DHB) (CARLSON e col., 2000).

Ao graficar uma função densidade, na forma de uma Fermi-Dirac, com os melhores parâmetros, verificamos a existência de um raio de sensibilidade ( $r_s$ ), onde para qualquer valor de “a” o valor de  $\rho(r_s)$  é o mesmo, Figura 5a. Na Figura 5b está esquematizado um teste de *notch* onde, a partir de uma perturbação na forma de uma função Gaussiana incluída na função densidade do  $^{18}\text{O}$ , a variação da função  $\chi^2$  (chi-quadrado) é estudada como função da posição desta perturbação. O teste de *notch* garante que  $r_s$  está na região de sensibilidade, e não surge de cruzamentos espúrios, que ocorrem devido à forma particular e da condição de normalização da distribuição de densidade. Tomando como exemplo o caso da Figura 5.1, o cruzamento próximo a  $r = 6$  fm está na região de densidade que é importante (pelo teste de *notch*) para

o ajuste dos dados, enquanto este comportamento não é detectado para o cruzamento próximo a  $r = 2$  fm. Com isso, temos a densidade do  $^{18}\text{O}$  bem determinada experimentalmente em um ponto.

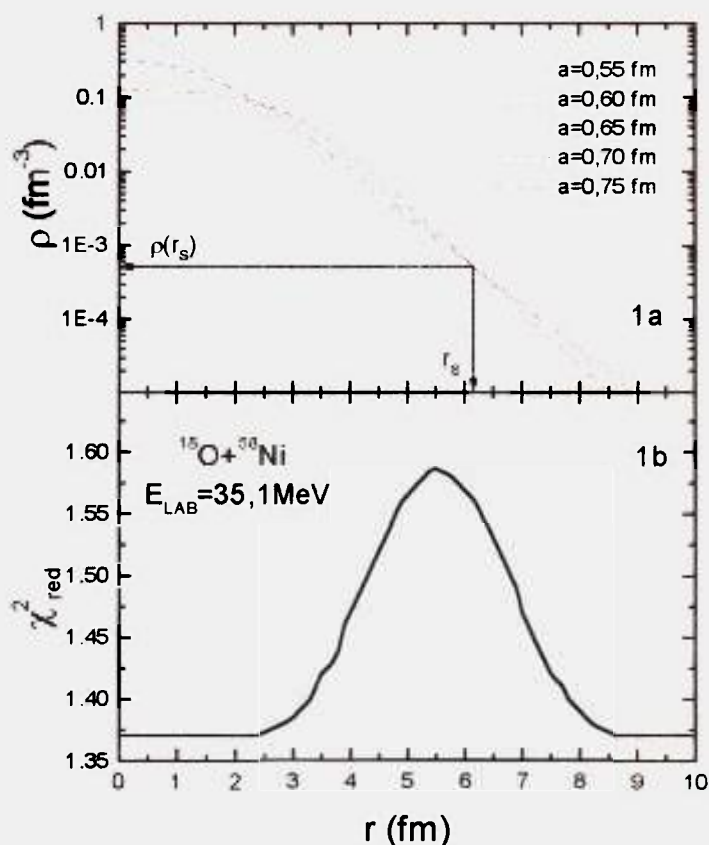


Figura 5.1 - (a) Gráfico de densidade do  $^{18}\text{O}$  para diferentes valores de difusividade, obtido com o ajuste de dados de espalhamento quase-elástico do sistema  $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$  na energia de laboratório de 35,1 MeV. (b) Teste de *notch* mostrando a região de densidade que afeta o ajuste dos dados.

Cabe mencionar que os resultados obtidos para as densidades no raio de sensibilidade não dependem do particular modelo adotado para descrever a densidade do projétil. Isso foi mostrado (ALVAREZ e col., 1999) para sistemas com projétil  $^{16}\text{O}$ , em que resultados obtidos com o modelo de Fermi são muito semelhantes aos obtidos com oscilador harmônico.

De maneira análoga ao que ocorre com o potencial, o raio de sensibilidade (da densidade) varia com a energia, permitindo mapear a

densidade na região superficial (Figura 5.2). Pode-se observar que a densidade obtida para o núcleo  $^{18}\text{O}$  independe do alvo utilizado, ou seja, os dados de espalhamento quase-elástico dos sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  fornecem resultados consistentes para a densidade do  $^{18}\text{O}$ .

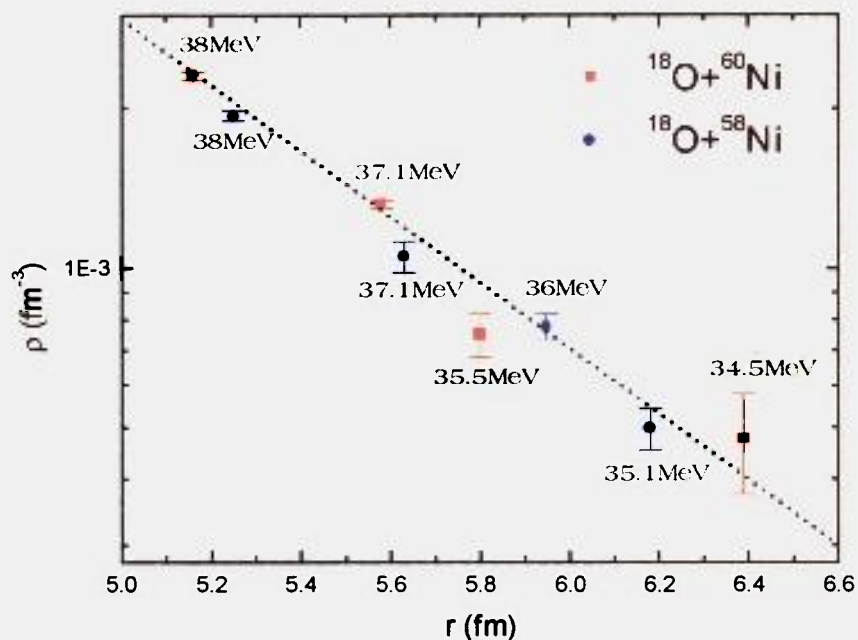


Figura 5.2 - Densidade do núcleo de  $^{18}\text{O}$  em função do raio de sensibilidade, obtida através da análise de dados de espalhamento quase-elástico em várias energias para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ .

A tabela 5.1 fornece os valores dos raios de sensibilidade e respectivas densidades obtidas para os sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  em diversas energias.

Tabela 5.1 - Valores obtidos para a densidade do núcleo  $^{18}\text{O}$ .

| Sistema                          | Energia (MeV) | $r_s$ (fm) | $\rho$ ( $10^{-4} \text{ fm}^{-3}$ ) |
|----------------------------------|---------------|------------|--------------------------------------|
| $^{18}\text{O} + ^{58}\text{Ni}$ | 35,1          | 6,18       | $4,97 \pm 0,45$                      |
|                                  | 36,0          | 5,95       | $7,76 \pm 0,44$                      |
|                                  | 37,1          | 5,63       | $10,50 \pm 0,70$                     |
|                                  | 38,0          | 5,25       | $19,40 \pm 0,40$                     |
| $^{18}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$ | 34,5          | 6,39       | $4,76 \pm 1,02$                      |
|                                  | 35,5          | 5,80       | $7,50 \pm 0,70$                      |
|                                  | 37,1          | 5,58       | $13,20 \pm 0,23$                     |
|                                  | 38,0          | 5,16       | $22,70 \pm 0,40$                     |

### 5.3 - COMPARAÇÃO ENTRE AS DENSIDADES DOS NÚCLEOS $^{16}\text{O}$ E $^{18}\text{O}$

Recentemente, nosso grupo de pesquisa já havia obtido experimentalmente a densidade do  $^{16}\text{O}$  (ALVAREZ e col., 2001). A Figura 5.3 mostra as densidades dos núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ , determinados a partir de dados de espalhamento elástico para vários sistemas e energias. Também são mostradas na figura, densidades teóricas calculadas no modelo Dirac-Hartree-Bogoliubov. Finalmente, também incluímos na figura ajustes empíricos dos dados “experimentais” de densidade.

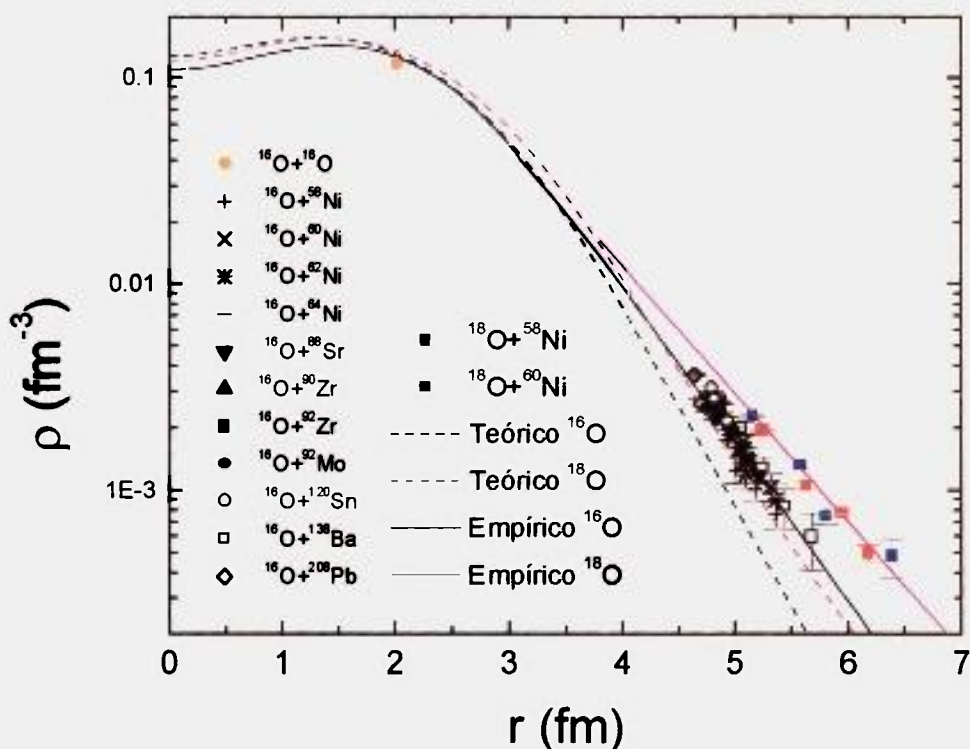


Figura 5.3 - Determinação experimental da densidade de matéria nuclear para os núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ .

Podemos observar pela Figura 5.3 que sistemas com mesmo projétil ( $^{16}\text{O}$  ou  $^{18}\text{O}$ ), apresentam resultados consistentes para todos os núcleos alvos utilizados. A difusividade do núcleo  $^{18}\text{O}$  é maior que a do  $^{16}\text{O}$ , tanto pelos resultados experimentais como pelos teóricos.

Esta diferença entre as difusividades também é observada para os respectivos potenciais nucleares. Quanto às intensidades (das densidades), podemos observar que as experimentais são maiores comparadas com as teóricas, resultado consistente com as análises realizadas para o potencial. Como os resultados experimentais são diferentes dos teóricos, está claro que necessitamos averiguar nosso método experimental, para que o mesmo seja reportado de confiabilidade e consistência quanto à obtenção da densidade de matéria nuclear.

Em nosso método, os valores experimentais da densidade têm sido extraídos baseado somente em fundamentos muito bem conhecidos (potencial *Double-Folding*). Os parâmetros ajustados pelo método ( $R_0$  e  $a$ ) estão conectados somente com a quantidade a ser determinada: a densidade nuclear do projétil, e os resultados obtidos são insensíveis à forma assumida para a distribuição. Assim, nós consideramos que as densidades teóricas para os núcleos alvos, assumidas em nosso método, são a única hipótese que necessita ser verificada. A boa concordância entre os resultados obtidos para as densidades do  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ , usando diferentes núcleos alvos, indica que qualquer possível desvio nesses cálculos teóricos seria sistemático. Assim, como um teste de consistência, nós comparamos os dados da seção de choque de espalhamento de elétrons (SICK e col., 1970; FICENEC e col., 1970) com as previsões teóricas, Figura 5.4.

Em nossos cálculos, utilizamos distribuições de carga ( $\rho_{ch}$ ) obtidas pela convolução da densidade de prótons do núcleo ( $\rho_p$ ) com a distribuição de carga intrínseca do próton ( $\rho_{ch_p}$ ):

$$\rho_{ch}(r) = \int \rho_p(\vec{r}') \rho_{ch_p}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}'.$$

Para o núcleo duplamente mágico  $^{16}\text{O}$ , a densidade de prótons é bastante próxima da metade da densidade total (nêutron + próton). A seção de choque de espalhamento de elétrons foi calculada utilizando a

aproximação de Born, a qual deve ser apropriada exceto para momentos transferidos próximos de mínimos de difração.

Considerando a distribuição empírica para o  $^{16}\text{O}$  mostrada na Figura 5.3, um bom ajuste de dados de espalhamento de elétrons é obtido (Figura 5.4). Nós reiteramos que a discordância entre dados e previsões teóricas na região próxima dos mínimos de difração ( $q \approx 1,5$  e  $3 \text{ fm}^{-1}$ ) se deve ao uso da aproximação de Born no cálculo da seção de choque. Assim, pela primeira vez foi possível descrever dados de espalhamento de elétrons utilizando uma densidade “experimental” para o núcleo  $^{16}\text{O}$ , a qual foi extraída da análise de dados de espalhamento elástico entre íons pesados. A distribuição de carga teórica (Dirac-Hartree-Bogoliubov) do núcleo  $^{16}\text{O}$  prevê seções de choque em discordância com os dados experimentais (Figura 5.4). Como mais uma demonstração da consistência de nossas análises, as distribuições teóricas utilizadas para os núcleos alvos fornecem boas previsões para o espalhamento de elétrons (vide exemplo para o núcleo  $^{58}\text{Ni}$  na Figura 5.4).

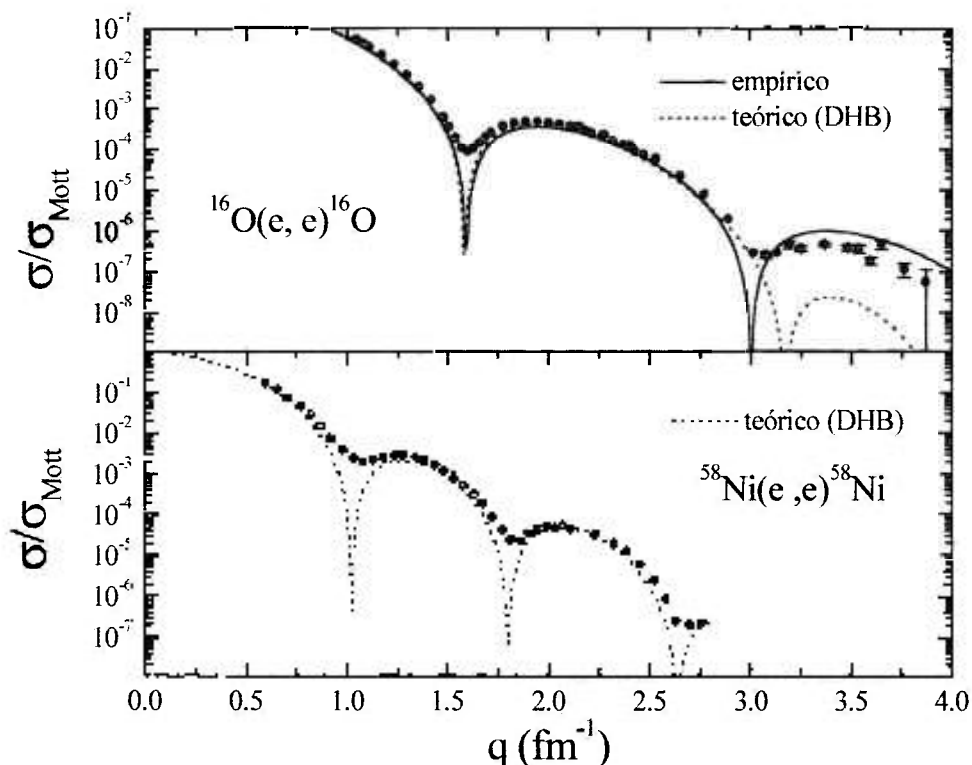


Figura 5.4 - Seção de choque experimentais de espalhamento de elétrons para o  $^{16}\text{O}$  e  $^{58}\text{Ni}$  como função do momento transferido. As linhas tracejadas da figura são previsões teóricas usando distribuição de carga no modelo de Dirac-Hartree-Bogoliubov (DHB). A linha cheia é o resultado para a distribuição de carga do  $^{16}\text{O}$  derivada da densidade empírica (conforme Figura 5.3) de matéria nuclear obtida experimentalmente.

A Figura 5.5 mostra a densidade de nêutrons e prótons para os núcleos  $^{16,18}\text{O}$ , calculadas utilizando o modelo de densidades Dirac-Hartree-Bogoliubov. Podemos observar que as densidades dos prótons dos núcleos  $^{16,18}\text{O}$  são próximas, o que não ocorre quando comparamos as densidades dos nêutrons para os mesmos núcleos. Ou seja, qualquer diferença entre as densidades do  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$  se deve só aos dois nêutrons extras de valência do núcleo  $^{18}\text{O}$ , cuja componente principal encontra-se no estado  $d_{5/2}$ , Figura 5.6 (CARLSON e col., 2000).

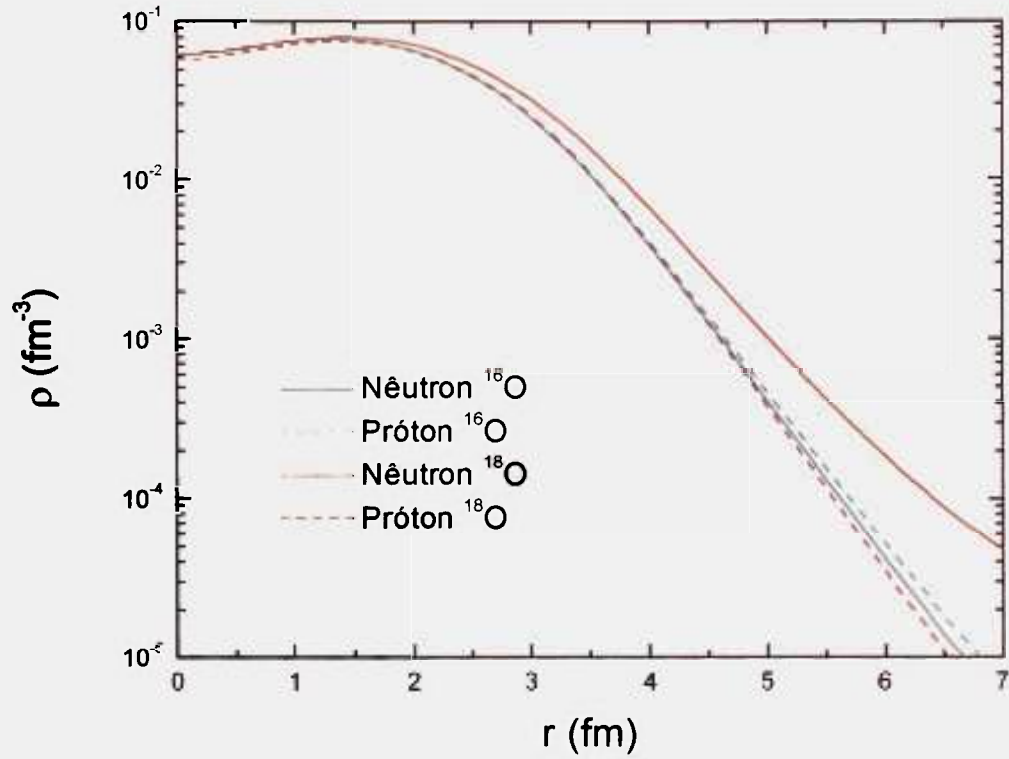


Figura 5.5 – Comparação entre densidade teóricas (DHB) de prótons e nêutrons para os núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ .

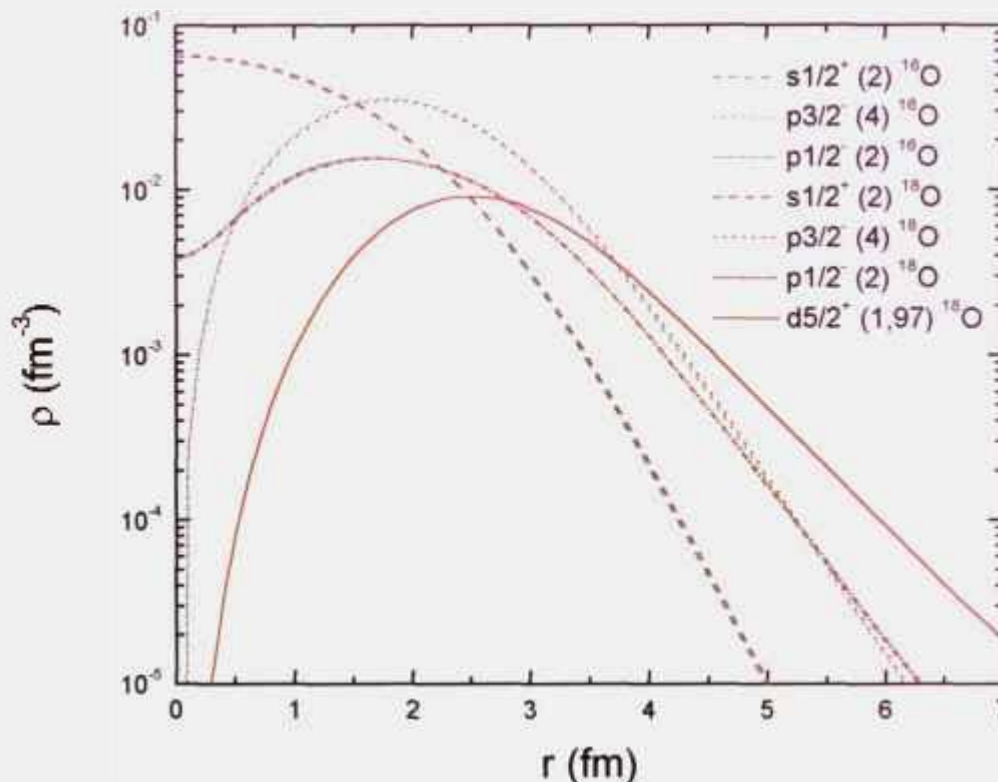


Figura 5.6 - Densidade de nêutrons por camadas dos núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ . Entre parênteses encontra-se o número de ocupação de cada camada.

Na Figura 5.7 temos uma comparação entre os cálculos teóricos para os dois nêutrons extras do  $^{18}\text{O}$  com a diferença entre as densidades experimentais do  $^{18}\text{O}$  com a densidade empírica do  $^{16}\text{O}$  (conforme Figura 5.3). Podemos observar que os dados experimentais seguem a mesma forma teórica para as densidades, no entanto os cálculos teóricos para os dois nêutrons extras do  $^{18}\text{O}$ , ficam significativamente subestimados quando comparados com os dados experimentais.

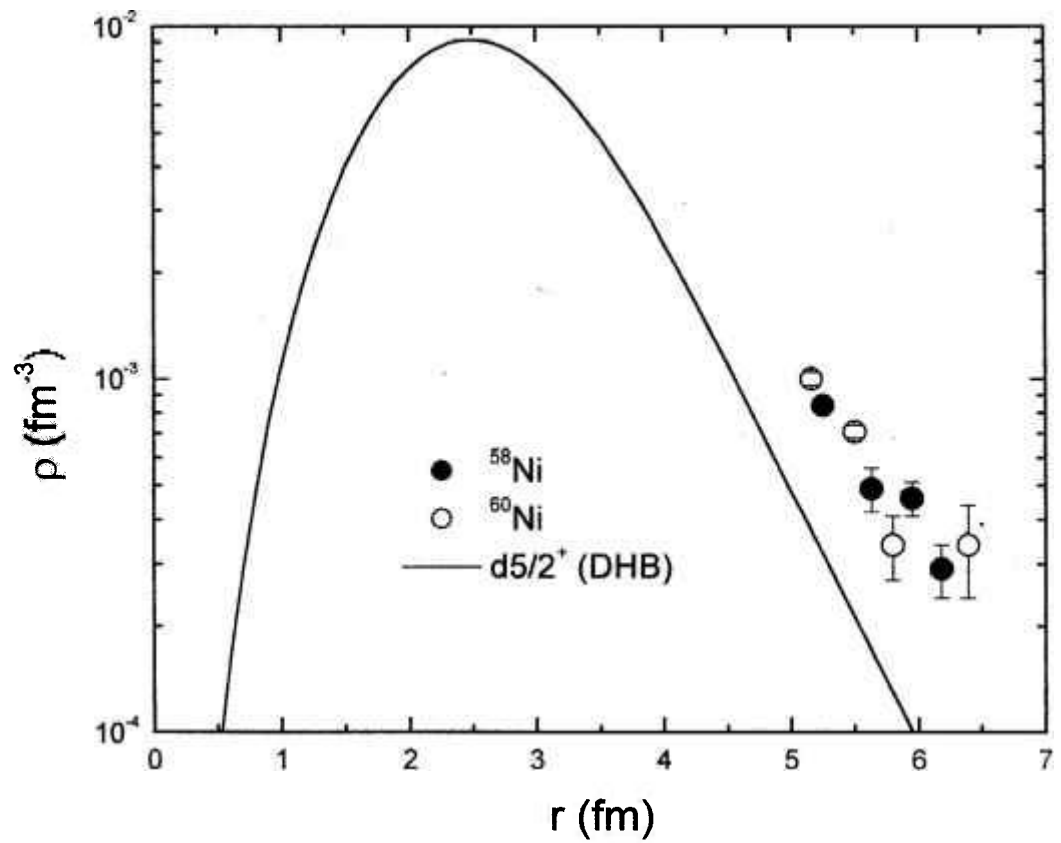


Figura 5.7 - Diferença observada experimentalmente para as densidades dos núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$  (pontos “vazios” e “cheios”) comparada com os cálculos teóricos (DHB) para os dois nêutrons extras do  $^{18}\text{O}$ .

## 6 - CONCLUSÕES

Por meio da obtenção de dados experimentais de espalhamento quase-elástico em energias subcoulombianas, extraímos os potenciais nucleares dos sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$ . Tais potenciais foram obtidos sem ambigüidades devido a duas características dessa região de energia:

i) O processo de espalhamento quase-elástico engloba os canais mais importantes (elástico, inelásticos e de transferência de nêutrons). Assim, não é necessário, na análise dos dados, o uso de um potencial imaginário na região superficial;

ii) O raio de sensibilidade varia com a energia, acompanhando o ponto de retorno clássico, permitindo o mapeamento do potencial nuclear.

Foi notada uma diferença significativa de comportamento do potencial entre sistemas com projétil  $^{16}\text{O}$  em comparação a sistemas com projétil  $^{18}\text{O}$ . As difusividades do  $^{18}\text{O}$  são significativamente maiores do que as do  $^{16}\text{O}$ . Esse fato está ligado aos dois nêutrons extras de valência do  $^{18}\text{O}$ , que aumentam a difusividade da densidade do  $^{18}\text{O}$  comparativamente ao  $^{16}\text{O}$ , que por sua vez se reflete nos respectivos potenciais.

Também, desenvolvemos um método para a obtenção experimental da densidade da matéria nuclear do núcleo  $^{18}\text{O}$ , a partir de dados experimentais de espalhamento quase-elástico de íons pesados a baixas energias ( $E < V_B$ ). O método deriva da comprovada existência de um raio de sensibilidade, que, assim como, no caso do potencial experimental, é um ponto onde a densidade da matéria, para um determinado núcleo, fica muito bem determinada. De maneira análoga ao que ocorre com o potencial, o raio de sensibilidade da densidade varia com a energia, permitindo mapear a densidade na região superficial. Observou-se que a densidade obtida para o núcleo  $^{18}\text{O}$  independe do alvo utilizado, ou seja, os dados de espalhamento quase-

elástico dos sistemas  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  fornecem resultados consistentes para a densidade do  $^{18}\text{O}$ .

A difusividade para a densidade do núcleo  $^{18}\text{O}$  é maior que a do  $^{16}\text{O}$ , tanto pelos resultados experimentais como pelos cálculos teóricos. Essa diferença é, em sua maior parte, devida aos dois nêutrons extras do  $^{18}\text{O}$ . Assim, comparando-se as densidades dos dois núcleos,  $^{16}\text{O}$  e  $^{18}\text{O}$ , foi possível obter informações sobre esses nêutrons de valência.

Em nosso método, os valores experimentais da densidade têm sido extraídos baseados somente em fundamentos muito bem conhecidos (potencial *Double-Folding*). Os parâmetros ajustados pelo método ( $R_0$  e  $a$ ) estão conectados somente com a quantidade a ser determinada: a densidade nuclear do projétil, e os resultados obtidos são insensíveis à forma assumida para a distribuição. Assim, nós consideramos que as densidades teóricas para os núcleos alvo, supostas em nosso método, são a única hipótese que necessita ser verificada.

O teste de consistência foi a análise de dados experimentais de espalhamento de elétrons por uma distribuição de carga derivada da densidade de matéria que foi obtida da análise dos dados do espalhamento quase-elástico. Esse teste deu ótimos resultados para os núcleos  $^{16}\text{O}$  e  $^{58}\text{Ni}$ , o que dá suporte à única hipótese realmente importante de nosso método para determinação das densidades nucleares.

O método para determinação da densidade de matéria pode ser particularmente útil na obtenção da densidade de núcleos exóticos, tais como  $^6\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ , etc., na região superficial por meio de dados de espalhamento entre íons pesados em energias subcoulombianas.

## 7 - REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALVAREZ, M. A. G. ; ROSSI JR., E. S.; SILVA, C. P.; GASQUES, L. R.; CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; RAO, M. N.; CARLSON, B. V.; DE CONTI, C.; ANJOS, R. M.; GOMES, P. R. S.; LUBIAN, J.; KAILAS, S.; CHATTERJEE, A.; SINGH, P. A first attempt to obtain precise nuclear matter densities from heavy-ion collisions. Artigo submetido à publicação na *Phys. Rev. C*, 2001.

ALVAREZ, M. A. G.; CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; ROSSI JR., E. S.; SILVA, C. P.; GASQUES, L. R.; DIAS, H.; ROOS, M. O. Experimental determination of the ion-ion potential in the N=50 target region: A tool to probe ground-state nuclear densities. *Nucl. Phys. A*, v. 656, p. 187-208, 1999.

BACK, B. B.; BETTS, R. R.; GAARDE, C.; LARSEN, J.S.; MICHELSEN, E.; TAI KUANG-HSI. Fusion cross sections for the  $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$  reaction. *Nucl. Phys. A*, v. 285, n. 2, p. 317-31, 1977.

BECKERMAN, M. Subbarrier fusion of atomic nuclei. *Phys. Rep.*, v. 129, n. 3, p.145-233, 1985.

BLOCKI, J.; RAUDRUP, J.; SWIATECKI, W. J.; TSANG, C. F. Proximity forces. *Ann. of Phys.*, v. 105, n. 2, p. 427-62, 1977.

BRANDAN, M. E.; SATCHLER, G. R. The interaction between light heavy-ions and what it tells us. *Phys. Rep.*, v. 285, n. 4/5, p. 143-243, 1997.

BUCK, B. Calculation of elastic and inelastic proton scattering with a generalized optical model. *Phys. Rev. C*, v. 130, n. 2, p. 712-26, 1963.

CARLSON, B. V.; HIRATA, D. Dirac-Hartree-Bogoliubov approximation for finite nuclei. *Phys. Rev. C*, v. 62, (054310), 2000.

CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; ROSSI JR., E. S.; SILVA, C. P.; RAMIREZ, G.; BORGES, A. M.; GOMES, L. C.; SALA, O. Isotopic dependence of the fusion cross section in the systems  $^{16,18}\text{O} + ^{63,65}\text{Cu}$ . *Phys. Lett. B*, v. 275, n. 1/2, p. 29-32, 1992.

CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; ROSSI JR., E. S.; SILVA, C. P.; LICHTENTÄLER, R.; GOMES, L. C. Experimental investigation of the ion-ion potential for the  $^{16}\text{O} + ^{60}\text{Ni}$  system at large interaction distances. *Nucl. Phys. A*, v. 582, n. 1/2, p. 305-13, 1995.

CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; ROSSI JR., E. S.; SILVA, C. P.; DIAS, H.; LOSANO, L.; CENEVIVA, C. A. P. Isotopic dependence of the ion-ion potential in the systems  $^{16}\text{O} + ^{58,60,62,64}\text{Ni}$ . *Nucl. Phys. A*, v. 597, p. 253-268, 1996.

CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; HUSSEIN, M. S.; RIBEIRO, M. A. C.; GALETTI, D. Nonlocal description of the nucleus-nucleus interaction. *Phys. Rev. Lett.*, v. 79, n. 26, p. 5218-21, 1997.

CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; HUSSEIN, M. S. Parameterfree account of quasielastic scattering of stable and radioactive nuclei. *Phys. Rev. C*, v. 58, n. 1, p. 576-8, 1998.

CHRISTENSEN, P. R.; WINTER, A. The evidence of the ion-ion potentials from heavy ion elastic scattering. *Phys. Lett. B*, v. 65, n. 1, p. 19-22, 1976.

FACHINI, P. Estudo das estruturas na função de excitação do sistema  $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$  em torno da barreira Coulombiana. 1995. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo.

FESHBACH, H. Unified theory of nuclear reactions. *Ann. of Phys.*, v. 5, p. 357-390, 1958.

FESHBACH, H. A unified theory of nuclear reactions. *Ann. of Phys.*, v. 19, n. 2, p. 287-313, 1962.

FICENEC, J. R.; TROWER, W. P.; HEISENBERG, J.; SICK, I. Elastic electron-nickel scattering. *Phys. Lett. B*, v. 32, n. 6, p. 460-2, 1970.

GALETTI, D.; MIZRAHI, S. S.; CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; HUSSEIN, M. S.; RIBEIRO, M. A. C. Nonlocal effects in the  $^8\text{Be}$  breakup. *Phys. Rev. C*, v. 58, n. 3, p. 1627-33, 1998.

HONG, S. W.; UDAGAWA, T.; TAMURA, T. The size of the fusion potential. *Nucl. Phys. A*, v. 491, n. 3, p. 492-508, 1989.

HÜBERALL, H. *Electron Scattering from Complex Nuclei*. Pure and Applied Physics A, v. 36. 1971. Academic Press, Inc., New York and London.

JAGER, C. M.; DE VRIES, H.; DE VRIES, C. *Atom. Data and Nucl. Data Tables.*, v. 14, n. 5/6, p. 479-508, 1974.

MESSIAH, A. *Mecanica Cuantica*. Madrid, Editorial Tecnos, 1965.

MILNER, B. *VAXPAK programs notes - private communications*. 1986. ORNL - OAK Ridge - National Laboratory - USA.

NGÔ, C.; TAMAIN, B.; BEINER, M.; LOMBARD, R. J.; MAS, D.; DENBLER, H. H. Properties of heavy ion interaction potentials calculated in the energy density formalism. *Nucl. Phys. A*, v. 252, n.1, p. 237-52, 1975.

PEIERLS, R.; VINH-MAU-N. Local approximation to a non-local potential. *Nucl. Phys. A*, v. 343, n. 1, p. 1-23, 1980.

RAYNAL, J. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *Computing as a language of physics*. Vienna: IAEA, 1972. (IAEA-SMR 9/8).

RIBEIRO, M. A. C.; CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; HUSSEIN, M. S.; GALETTI, D. Pauli nonlocality in heavy-ion rainbow scattering: A further test of the folding model. *Phys. Rev. Lett.*, v. 78, n. 17, p. 3270-3, 1997.

ROSSI JR., E. S.; CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; SILVA, C. P.; RAMIREZ, G. The ion-ion potential and neutron transfer processes in the  $^{18}\text{O} + ^{58,60}\text{Ni}$  systems at sub-barrier energies. *Journal of Phys. G*, v. 23, n. 10, p. 1473-7, 1997.

ROTBERG, V. H. *Estudo do espalhamento elástico e inelástico do  $^{16}\text{O}$  pelo  $^{26}\text{Mg}$* . 1978. Tese (Doutorado) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo.

SATCHLER, G. R.; LOVE, W. G. Folding model potentials from realistic interactions for heavy-ion scattering. *Phys. Rep. C*, v. 55, p. 183-254, 1979.

SATCHLER, G. R. Heavy-ion scattering and reactions near the Coulomb barrier and 'threshold anomalies'. *Phys. Rep.*, v. 199, n. 3, p. 147-90, 1991.

SICK, I.; MCCARTHY, J. S. Elastic Electron Scattering From  $^{12}\text{C}$  and  $^{16}\text{O}$ . *Nucl. Phys. A*, v. 150, p. 631-654, 1970.

SILVA, C. P.; ALVAREZ, M. A. G.; CHAMON, L. C.; PEREIRA, D.; RAO, M. N.; ROSSI JR., E. S.; GASQUES, L. R.; SANTO, M. A. E.; ANJOS, R. M.; LUBIAN, J.; GOMES, P. R. S.; MURI, C.; CARLSON, B. V.; KAILAS, S.; CHATTERJEE, A.; SINGH, P.; SHRIVASTAVA, A.; MAHATA, K.; SANTRA, S. The heavy-ion nuclear potential: determination of a systematic behavior at the region of surface interaction distances. *Nucl. Phys. A*, v. 679, p. 287-303, 2001.

SKYRME, T. H. R. The effective nuclear potential. *Nucl. Phys.*, v. 9, p. 615-634, 1959.

TAMURA, T. Analyses of the scattering of nuclear particles by collective nuclei in terms of the couple-channel calculation. *Review of Modern Phys.*, v. 37, n. 3/4, p. 679-708, 1965.

THOMPSON, I. J.; NAGARAJAN, M. A.; LILLEY, J. S.; FULTON, B. R. Contribution of multistep transfers to low-energy elastic and reaction cross sections. *Phys. Lett. B*, v. 157, n. 4, p. 250-4, 1985.

THOMPSON, I. J. Coupled reaction channels calculations in nuclear physics. *Computer Physics Reports.*, v. 7, n. 4, p. 167-212, 1988.

UDAGAWA, T.; TAMURA, T.; KIM, B. T. Simultaneous analyses of elastic scattering and fusion cross sections for the  $^{32}\text{S} + ^{58,64}\text{Ni}$  systems at energies near the Coulomb barrier. *Phys. Rev. C*, v. 39, n. 5, p. 1840-4, 1989.

VAZ, L. C.; ALEXANDER, J. M.; SATCHLER, G. R. Fusion barrier, empirical and theoretical: evidence for dynamic deformation in subbarrier fusion. *Phys. Rep.*, v. 69, n. 5, p. 373-99, 1981.

VIEIRA Jr., N.D. *Determinação do número de massa pela medida do tempo de vôo*. 1979. Dissertação (Mestrado) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo.

DE VRIES, H.; DE JAGER, C. W.; DE VRIES C. Nuclear Charge-Density-Distribution parameters from Elastic Electron Scattering. *Atomic Data and Nuclear Data Tables.*, v. 36, p. 495-536, 1987.

WOODS, R. D.; SAXON, D. S. Diffuse surface optical model for nucleon-nuclei scattering. *Phys. Rev.*, v. 95, n. 1/3, p. 577-578, 1954.

WONG, C. Y. Interaction barrier in charged-particle nuclear reactions. *Phys. Rev. Lett.*, v. 31, n. 12, p. 766-9, 1973.