UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

Instituto de Física

**Estudo do Espalhamento Elástico
Entre Núcleos Pesados Leves
Estáveis e Radioativos**

Elisangela Aparecida Benjamim

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

Comissão Examinadora:

Prof. Dra. Alinka Lépine-Szily (Orientadora) - IFUSP

Prof. Dr. Antonio Fernando R. de Toledo Piza - IFUSP

Prof. Dr. Dirceu Pereira - IFUSP

Prof. Dr. Bret Vern Carlson - ITA/CTA

Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos - UFF

São Paulo

2006

SEGUE O TEU DESTINO

Segue o teu destino
Rega as tuas plantas
Ama as tuas rosas
O resto é a sombra
De árvores alheia

A realidade
Sempre é mais ou menos
Do que nós queremos
Só nós somos sempre
Iguais a nós próprios

Suave é viver só
Grande e nobre é sempre
Viver simplesmente
Deixa a dor nas aras
Como ex-voto aos deuses

Vê de longe a vida
Nunca a interrogues
Ela nada pode dizer-te
A resposta
Está além dos deuses

Mas serenamente
Imita o Olimpo
No teu coração
Os deuses são deuses
Porque não se pensam

(Ricardo Reis)

Dedico à minha família e aos
meus amigos que sempre me apoiaram.

AGRADECIMENTOS

Meus sinceros agradecimentos:

À Prof. Dra. Alinka Lépine-Szily pela orientação competente e sempre presente em todas as fases; e por ter possibilitado o desenvolvimento do meu trabalho no Laboratório Pelletron.

Aos colegas de grupo: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho, Prof. Dr. Valdir Guimarães, Dr. Gilberto F. de Lima, Dr. Juan Alcántara-Núñez, Dra. Marlete M. Assunção, Msc. Pedro N. Faria, Msc. Adriana Barioni, Robson Z. Denke, Kelly C. C. Pires, Djalma R. M. Junior e Orli Camargo, pela grande colaboração na realização dos experimentos.

Aos professores Dr. Luiz C. Chamon, Dr. Rubens Lichtenthäler Filho, Dr. Mahir S. Hussein e ao Dr. Wagner Sciani pela ajuda na análise e discussão dos resultados.

Aos demais professores do Departamento de Física Nuclear, pelo incentivo.

À minha mãe Elza, aos meus irmãos Enanci e Eduardo, ao meu sobrinho José Rafael e minha cunhada Sílvia, que mesmo morando longe sempre acreditaram em mim e estiveram ao meu lado em todos os momentos, me dando a força que muitas vezes me faltou.

À toda minha família, em especial à Tia Ercília, ao Tio Delcideo, à Tia Lourdes, aos meus padrinhos Maricilda e Casturino, aos meus primos Marilza, Sedenilson, Amarildo, Sumara, Rozinaldo, Janete, Tatiana, Wanderson, Ederson, Roziane, Rosana e Clodoaldo, que sempre me apoiaram.

À minha grande amiga Márcia, que agora considero como minha irmã, pois me estendeu a mão em um dos piores momentos da minha vida, e muitas vezes foi meu “anjo” e minha luz quando tudo parecia perdido ...

Ao meu irmãozinho e grande amigo Luciano(Lu), que desde o início da minha vida acadêmica caminhou comigo, e mesmo longe sempre esteve muito perto.

Às amigas Suene(Su), Diana(Di) e Adriana(Dri), que moraram comigo, e no nosso apartamento sempre encontrei o conforto, carinho e companheirismo de uma verdadeira família.

À todos os meus amigos e colegas, em especial aos amigos Luiz(Lui), Jessica(Je), Julian(Ba), Anne(Annes), Flaviane(Flavis), Karina(KK), Dimas(Deusa), Pedro, Flávia(Fla), Florence(Flo), Karin, Sérgio(Bebeto), Irian(Iri), Patrícia(Paty), Juliana Diniz(Jú), Juliana(Jujuba), Max e Jane, Maria Carolina(Carol), pela amizade e pelo grande apoio nos momentos mais difíceis.

Aos amigos do curso de francês, Marques, Clodine, Wladimir, Damaris, Fernanda e Ligia, pelo companheirismo, incentivo e amizade durante todo o curso.

À todos os amigos que não citei explicitamente, mas que sabem que também foram de grande importância durante esta fase da minha vida.

À todos os funcionários do Departamento de Física Nuclear, que direta ou indiretamente contribuíram para a realização deste trabalho.

À FAPESP pelo apoio financeiro.

Elisangela A. Benjamim

Novembro, 2005.

ABSTRACT

The angular distributions of the elastic scattering for the $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ and $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ systems have been measured, in energies close to the Coulomb barrier. For the $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ system the data were obtained at energies $E_{c.m.} = 12.4 - 25.2\text{MeV}$ and to $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ system were measured four energies $E_{lab} = 9.5, 11, 12$ and 13.4MeV . The analysis of the angular distributions was performed using an Optical Potential, where the real and imaginary parts of the potential are described through the Non-local Interaction Model called São Paulo Potential.

At energies above $E_{c.m.} = 16.1\text{MeV}$ the strongly oscillatory angular distributions of the $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ system were fitted introducing Regge poles in the $\mathcal{S}$ -matrix. The angular distributions had been reproduced with poles for: $l_0 = 8$, between 16.1 and 19.6MeV ; $l_0 = 10$, between 16.8 and 22.4MeV ; and $l_0 = 13$, between 20.3 and 23.8MeV . For some energies two poles had been introduced in the $\mathcal{S}$ -matrix. We interpreted the presence of the Regge poles, in an energy region, as quasimolecular states with spin $J = l_0$, in the compound system ^{40}Ca . We determined the existence of states with structure of cluster $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, with $J = 8^+, 10^+$ and 13^- , at energies $32, 4, 33, 4$ and 35.2MeV in ^{40}Ca . These states are in good agreement with theoretical calculations for the hyperdeformed band in ^{40}Ca .

The results for the $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ system were compared with the $^6,^7\text{Li}$, ^9Be and ^{16}O projectiles on ^{27}Al target. The largest reaction cross section for the weakly bound systems, particularly for the halo ^6He , shows evidence of the importance of the nuclear break-up for these light systems.

RESUMO

Foram realizadas medidas das distribuições angulares de espalhamento elástico para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ e $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$, em energias próximas da barreira Coulombiana. Para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ as energias de trabalho estão no intervalo $E_{c.m.} = 12.4 - 25.2\text{MeV}$ e para o $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ foram medidas quatro energias, $E_{lab} = 9.5, 11, 12$ e 13.4MeV . As análises foram realizadas dentro do contexto do Modelo Óptico, onde tanto a parte real quanto a imaginária foram descritas por um Modelo de Interação Não-local, chamado de Potencial de São Paulo.

Para as energias acima de $E_{c.m.} = 16.1\text{MeV}$, para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, as distribuições angulares são fortemente oscilantes e foram ajustadas introduzindo-se polos de Regge na expressão da matriz- $\mathcal{S}$. As distribuições angulares foram reproduzidas com polos de: $l_0 = 8$, entre 16.1 e 19.6MeV ; $l_0 = 10$, entre 16.8 e 22.4MeV ; e $l_0 = 13$, entre 20.3 e 23.8MeV ; sendo que para algumas energias houve a necessidade da introdução de dois polos. Interpretamos a presença dos polos de Regge, numa região de energia, como estados quasimoleculares com spin $J = l_0$, no sistema composto ^{40}Ca . Desta forma, foi previsto a existência de estados com estrutura de cluster $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, com $J = 8^+, 10^+$ e 13^- , nas energias $32.4, 33.4$ e 35.2MeV no ^{40}Ca . Estes estados concordam bem com previsões teóricas para a banda hiperdeformada no ^{40}Ca .

Os resultados para o $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ foram comparados com os sistemas: $^{6,7}\text{Li}$, ^9Be e ^{16}O , sobre alvo de ^{27}Al , e foi observado que a seção de choque de reação é maior para os sistemas fracamente ligados, particularmente para o núcleo halo ^6He , o que nos mostra a evidência da importância da quebra nuclear para estes sistemas leves.

Sumário

1	Introdução	2
2	Aspectos Teóricos	5
2.1	Modelo Óptico	7
2.1.1	Aspectos gerais	7
2.1.2	Potenciais fenomenológicos	10
2.2	Modelo de Convolução	13
2.2.1	Aspectos gerais da Teoria de Reação de Feshbach	13
2.2.2	Modelo de potencial de convolução local	15
2.2.3	Interação efetiva nucleon-nucleon independente da densidade	17
2.2.4	Interação efetiva nucleon-nucleon dependente da densidade	19
2.3	Modelo de Interação Nuclear Não-local	23
2.3.1	Aspectos gerais	23
2.3.2	Densidades nucleares	34
2.4	Parametrização do tipo Pólo de Regge	37
2.4.1	Aspectos gerais	37
I	ESPALHAMENTO ELÁSTICO $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$	38
3	Arranjo Experimental	39
3.1	Fonte de Íons	39
3.2	Linha de Feixe do Acelerador Pelletron	40
3.3	Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção	43
3.4	Alvos	47
3.5	Eletrônica e Processamento de Sinais	48
3.6	Sistema de Aquisição de Dados	51
4	Análise dos Dados Experimentais	53
4.1	Análise dos Espectros	53
4.2	Cálculo da Seção de Choque Experimental	55

4.3	Resultados Experimentais	62
5	Ajustes dos Dados para o Sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$	71
5.1	Discussão dos resultados	83
5.1.1	$^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$	83
5.1.2	$^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$	92
5.2	Conclusão	93
II	ESPALHAMENTO ELÁSTICO $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$	96
6	A Experiência Utilizando Feixes Radioativos Produzidos pelo Sistema RIBRAS(<i>Radioactive Ion Beams in Brasil</i>)	97
6.1	O Sistema de Duplo Solenóides - RIBRAS	98
6.1.1	Feixes de Núcleos Exóticos	103
6.1.2	Processo de Seleção e Separação do Feixe Secundário	105
6.2	Montagem Experimental	107
6.2.1	Alvos	107
6.2.2	Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção	109
6.2.3	Resultados Experimentais	112
7	Análise dos Resultados Experimentais obtidos com o RIBRAS	113
7.1	Determinação da Energia do Feixe Secundário de ^6He	113
7.2	Cálculo da Seção de Choque Experimental	116
7.3	Determinação do Número de Partículas Incidentes do Feixe Secundário de ^6He	117
7.4	Correção no Ângulo Médio de Detecção	119
8	Distribuições Angulares para o Sistema $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$	123
8.1	Ajustes das Distribuições Angulares	124
8.2	Análise e Discussão dos Resultados	130
8.2.1	Sistemas Reduzidos	136
8.3	Conclusão	143
A	Convolução no espaço dos momentos	144
B	Minimização Multidimensional Contínua Utilizando Técnicas de <i>Annealing</i>	146

Capítulo 1

Introdução

O espalhamento elástico é considerado um processo básico porque acompanha qualquer tipo de reação, e seu pleno conhecimento é um pré-requisito para uma descrição válida de qualquer processo inelástico (como por exemplo transferência). Assim, para o estudo de qualquer reação o entendimento do espalhamento elástico é essencial, pois este fornece importantes informações sobre as propriedades nucleares. Estas informações são obtidas através do estudo do potencial de interação nuclear, o qual reproduz as medidas experimentais da seção de choque para o espalhamento elástico.

O estudo do espalhamento elástico, mesmo este sendo considerado um processo básico, não é simples, devido a complexidade da descrição do problema de muitos corpos com muitos graus de liberdade. Existe uma grande dificuldade de uma descrição explícita sobre o que realmente ocorre durante a interação (excitação, distorção da forma do núcleo, etc), que implica em uma perda de fluxo do canal elástico para canais inelásticos, especialmente na região fisicamente interessante próxima e acima da barreira Coulombiana. Em particular, no modelo óptico o potencial de interação nuclear entre duas partículas, separadas por uma distância r (entre os centros de massa dos núcleos interagentes), é descrito por uma parte real e por uma parte imaginária, onde a parte imaginária está relacionada com a perda de fluxo do canal elástico (absorção). Existem alguns cálculos para se determinar a parte imaginária[Ma-86,Br-91,Fe-92], mas na prática o potencial imaginário é usualmente tratado fenomenologicamente, como por exemplo, assumindo formas como de Woods-Saxon[Wo-54] e escolhendo os parâmetros que melhor ajustam os resultados experimentais.

Nas últimas décadas ocorreram significantes avanços acerca do entendimento das bases teóricas das propriedades gerais e microscópicas do potencial óptico para o espalhamento nucleon-núcleo[Ca-95, Ma-93] e também acerca do entendimento do espa-

lhamento elástico (teoria de Feshbach)[Fe-92]. Tal avanço foi possível devido a um paralelo desenvolvimento na precisão das medidas experimentais, que se estenderam até grandes ângulos de espalhamento, e na determinação da seção de choque elástica diferencial[Br-97].

O presente trabalho apresenta um estudo do espalhamento elástico dos sistemas: (I) $^{12}C + ^{28}Si$, onde os núcleos interagentes possuem estrutura α ; e (II) $^6He + ^{27}Al$, o qual envolve o núcleo radioativo de 6He . Para ambos os casos as análises foram realizadas utilizando cálculos de modelo óptico, considerando o Potencial de São Paulo[Ch-97,Ch-02] tanto para a parte real quanto para a imaginária.

Na primeira parte tratamos do estudo do espalhamento elástico do sistema $^{12}C + ^{28}Si$. O estudo do espalhamento elástico de tal sistema e de outros sistemas onde os núcleos interagentes possuem estrutura α tem sido realizado há várias décadas[Ec-77,Ch-79], utilizando-se a análise de modelo óptico e a forma do potencial de Woods-Saxon[Wo-54], tanto para a parte real quanto para a imaginária. Para tais sistemas, como por exemplo: $^{16}O + ^{24}Mg$, $^{16}O + ^{28}Si$, $^{12}C + ^{24}Mg$ e $^{12}C + ^{28}Si$, foi verificado o fenômeno ALAS (*Anomalous Large Angle Scattering*)[Vi-89,Li-89,Le-89,Le-90,Le-93], isto é, distribuições angulares fortemente oscilantes e forte subida em ângulos traseiros na seção de choque diferencial, em energias incidentes bem acima da barreira Coulombiana ($E_{cm} = 2 - 2.5V_{BC}$). Foram medidas 9 distribuições angulares para o $^{12}C + ^{28}Si$ em energias próximas e acima da barreira coulombiana ($E_{BC}^{C+Si} = 14.3MeV$). As energias medidas no presente trabalho foram: $E_{c.m.} = 12.4, 13.3, 14.0, 14.7, 16.1, 16.8, 19.6, 20.9$ e $22.4MeV$. Para um estudo completo utilizamos distribuições angulares medidas anteriormente nas seguintes energias: $E_{c.m.} = 14.7, 16.1, 17.5, 18.9, 19.6, 20.3, 20.9, 21.9, 22.4, 23.8, 24.5$ e $25.2MeV$ [Ol-88, Vi-82, Os-76, Ch-77].

Na segunda parte estudamos o espalhamento elástico envolvendo o núcleo radioativo de 6He no sistema $^6He + ^{27}Al$, em energias próximas da barreira Coulombiana ($V_{BC}^{lab} = 8MeV$). As energias medidas foram $E_{lab} = 9.5, 11.0$ e $12.0MeV$. Medidas da seção de choque de reação de sistemas envolvendo núcleos radioativos fracamente ligados, como é o caso do 6He , tem sido realizadas recentemente, com alvos pesados, para o entendimento do efeito da quebra Coulombiana sobre a seção de choque de fusão. Neste trabalho, uma especial atenção foi dada ao sistema $^6He + ^{27}Al$, para avaliar o efeito da quebra nuclear. Medidas de 9Be [Go-04a,Ma-05], 6,7Li [Ba-05] os quais são estáveis e fracamente ligados; e ^{16}O [Pe-78,Cr-79,Ac-81], o qual é estável e fortemente ligado, sobre alvo de ^{27}Al já foram realizadas anteriormente.

As experiências foram realizadas no Laboratório Pelletron, onde utilizamos a câmara de espalhamento na linha de feixe 30B para o sistema $^{12}C + ^{28}Si$; e linha de feixe 45B,

na qual está instalada o sistema de duplo solenóides RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*), para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$.

Capítulo 2

Aspectos Teóricos

Um dos modelos mais utilizados para a análise do espalhamento elástico é o Modelo Óptico (MO). A principal característica deste modelo é a descrição da interação de dois núcleos em termos de um potencial de interação de um corpo $U_E(r)$. Para descrever a perda de fluxo do canal elástico para canais inelásticos (absorção) o potencial $U_E(r)$ é considerado complexo. Esta introdução de uma parte complexa na forma do potencial é análoga à introdução de um índice de refração complexo para a propagação da luz através de um meio absorptivo, ou seja, fisicamente o núcleo é tratado como se fosse uma esfera opaca com índice de refração complexo, na qual as ondas incidentes são refletidas e absorvidas. Devido a este paralelo entre o Modelo Óptico e o espalhamento da luz por uma esfera opaca, deriva o nome "óptico".

O primeiro modelo óptico (Modelo Óptico Semiclássico) foi proposto por Serber em 1947[Se-47] e utilizado por Fernbach em 1949[Fe-49]. A primeira aplicação do Modelo Óptico com a forma do potencial de Woods-Saxon foi realizado por Porter[Po-58]. Embora, os resultados fornecidos pelo MO sejam bastante satisfatórios, a presença de ambiguidades, na determinação dos parâmetros do potencial para o espalhamento elástico utilizando potenciais fenomenológicos, ou seja, vários conjuntos de parâmetros que possuem ajustes igualmente bons, são encontrados. Desta forma, tais potenciais não possuem muito conteúdo físico e a sua dependência com a estrutura nuclear não pode ser entendida. Assim, a necessidade de descrições alternativas, mais detalhadas e fundamentais, que possibilitem um melhor entendimento físico dos dados experimentais e removam as ambiguidades existentes para os ajustes com potenciais fenomenológicos, se torna necessária.

Para contornar estes problemas uma teoria formal para o espalhamento elástico foi desenvolvida por Feshbach *et al* em 1954[Fe-54], a qual permitia um entendimento físico

dos processos que ocorrem durante a interação, mas seu cálculo numérico era muito difícil. Paralelo ao trabalho de Feshbach, uma aproximação contemporânea realizada por Brueckner permitia obter resultados definidos utilizando a interação nucleon-nucleon, considerando núcleos infinitos, mas uma dificuldade existia para se aplicar em núcleos finitos. Mais tarde o trabalho de Brueckner foi generalizado[Br-55].

O formalismo da teoria de reação de Feshbach fornece a parte real do potencial óptico, conhecido como potencial de convolução[Fe-92], o qual leva em conta a distribuição de nucleons no estado fundamental dos núcleos interagentes ($\rho_i(\vec{r}_i)$) e a interação nucleon-nucleon ($v_{pa}(\vec{r}_{pa})$), frequentemente considerada como local. A primeira utilização do potencial de convolução para íons pesados foi realizada em 1964 por MacIntosh[Mc-64]. Um outro trabalho, considerado muito importante, para íons pesados, foi realizado por Satchler e Love[Sa-79], que utiliza potencial de convolução, para analisar sistemas de íons pesados.

Outro modelo realista mais recente para o potencial óptico é o Modelo de Interação Não-Local[Ri-97, Ch-97, Ch-02], o qual considera a distribuição de matéria dos núcleos interagentes e a interação entre dois elementos de matéria. Neste modelo a dependência com a energia, demonstrada pelos potenciais fenomenológicos, é relacionada com a não-localidade de Pauli, que por sua vez está relacionada com a natureza fermiônica dos nucleons. O Modelo de Interação Não-Local é baseado em uma generalização da descrição do espalhamento elástico de sistemas nêutron-núcleo realizada por Perey e Buck[Pe-62], para sistemas de íons pesados. Aplicações realizadas até o presente momento indicam que tal modelo não-local fornece uma ótima descrição para o comportamento do potencial nuclear para vários sistemas em uma ampla região de energia.

De acordo com os resultados experimentais mostrados na seção 4.3, o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ apresenta o fenômeno de ALAS (*Anomalous Large Angle Scattering*), ou seja, as distribuições angulares demonstram um comportamento fortemente oscilante e uma forte subida em ângulos traseiros na seção de choque diferencial, para energias incidentes bem acima da barreira Coulombiana ($E_{cm} = 2 - 2.5V_{CB}$). Para uma descrição completa destes resultados, na análise foi incluída na expressão da matriz de espalhamento $\mathcal{S}$, um polo, conhecido como Polo de Regge (seção 2.4), afim de se explicar o fenômeno de ALAS.

Neste capítulo será realizada uma breve discussão sobre as bases teóricas empregadas para a análise e discussão dos resultados experimentais obtidos no presente trabalho (Modelo Óptico, Modelo de Convolução e Modelo de Interação Não-Local).

2.1 Modelo Óptico

2.1.1 Aspectos gerais

A interação entre dois núcleos $p + a$, é descrita pela interação de seus nucleons constituintes. Devido à complexidade da resolução da equação de Schrödinger para muitos corpos, utilizando formas realistas do potencial, no modelo óptico assumimos que a interação entre o núcleo incidente p e o alvo a , com massas m_p e m_a , respectivamente, pode ser representado pelo potencial de interação nuclear $U_E(r)$ de um corpo, onde r é a distância entre os centros de massa de a e p . Desta forma, desconsiderando a dependência com os spins, temos que a equação de Schrödinger para o espalhamento elástico pelo potencial $U_E(r)$ é dada por:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 + U_E(r) \right] \Psi(\vec{r}) = E \Psi(\vec{r}) \quad (2.1)$$

onde: a solução $\Psi(\vec{r})$ obedece condições de contorno apropriadas para descrever o espalhamento elástico de $p + a$; E é a energia do movimento relativo no centro de massa e $\mu = m_a m_p / (m_p + m_a)$ é massa reduzida do sistema.

No modelo óptico, a forma do potencial de interação $U_E(r)$ é assumida como uma parte real e uma parte imaginária, como mostram as equações 2.2 e 2.20. A parte imaginária descreve a absorção, ou seja, perda de fluxo do canal elástico para outros canais.

$$U_E(r) = V_C(r) + U_N(r) \quad (2.2)$$

onde: $V_C(r)$ é o potencial coulombiano real e $U_N(r)$ é o potencial nuclear ou potencial óptico complexo.

A solução da equação 2.1, na região assintótica ($r \rightarrow \infty$), é dada pela soma de uma onda incidente plana e uma onda espalhada esférica. Considerando coordenadas polares e escolhendo o eixo z como a direção do feixe incidente, a forma assintótica da função de onda para a parte nuclear pode ser escrita como[Ho-71]:

$$\varphi(r \rightarrow \infty) \sim e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} f_N(\theta) \quad (2.3)$$

onde: $k = (2mE)^{1/2}/\hbar$ é o número de onda e $f_N(\theta)$ é a amplitude de espalhamento nuclear.

A solução da equação de Schrödinger 2.1, pode ser expressa como o produto das soluções radial e angular:

$$\Psi(\vec{r}) = \sum_L \frac{u_L(r)}{r} P_L(\cos\theta) \quad (2.4)$$

onde: $L = 0, 1, 2, \dots$ é o momento angular orbital e $P_L(\cos\theta)$ é o Polinômio de Legendre.

Substituindo a solução dada pela equação 2.4 na equação de Schrödinger 2.1, fazendo algumas manipulações matemáticas e integrando sobre todo θ , obtemos a seguinte equação radial:

$$\frac{d^2 u_L(r)}{dr^2} + \left[\frac{2m}{\hbar^2} (E - U_E(r)) - \frac{L(L+1)}{r^2} \right] u_L(r) = 0 \quad (2.5)$$

A solução radial $u_L(r)$, na região assintótica ($r \rightarrow \infty$) é dada por:

$$u_L(r \rightarrow \infty) \sim e^{i\delta_L} \sin\left(kr - \frac{L\pi}{2} + \delta_L\right) \quad (2.6)$$

onde: δ_L é a defasagem nuclear, introduzida de forma que $\delta_L = 0$ se $U_E(r) = 0$, para todo L .

A amplitude de espalhamento nuclear para todas as ondas parciais pode ser expressa em termos da defasagem δ_L como:

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1)(S_L - 1)P_L(\cos\theta) \quad (2.7)$$

onde: $S_L = \eta_L e^{2i\delta_L}$ são os elementos diagonais da matriz de espalhamento elástico $\mathcal{S}$ e η_L é definido como *coeficiente de reflexão*.

O coeficiente de reflexão η_L está relacionado com processos inelásticos que ocorrem juntamente com o processo elástico, ou seja, descreve a absorção de partículas associada à presença do potencial nuclear complexo $U_N(r)$, dado pela equação 2.20. Desta forma, se $|\eta_L| = 1$ não ocorre absorção, ou seja, o potencial $U_N(r)$ é real; e se $|\eta_L| \ll 1$ o processo é fortemente absorvente e o potencial $U_N(r)$ é complexo.

Considerando agora a contribuição devido parte Coulombiana, a solução da equação de Schrödinger 2.1, neste caso é dada por:

$$\varphi_C(r, \theta) = \varphi_i(r, \theta) + \varphi_e(r, \theta) \quad (2.8)$$

onde: $\varphi_i(r, \theta)$ é a onda incidente e $\varphi_e(r, \theta)$ é a onda espalhada. As formas assintóticas de $\varphi_i(r, \theta)$ e $\varphi_e(r, \theta)$ são dadas pelas equações 2.9 e 2.10.

$$\varphi_i(r, \theta)_{|r-z| \rightarrow \infty} \sim e^{ikz} [e^{-i\eta \ln(k(r-z))}] \quad (2.9)$$

$$\varphi_e(r, \theta)_{|r-z| \rightarrow \infty} \sim f_C(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} [e^{-i\eta \ln(2kr)}] \quad (2.10)$$

onde: η é o parâmetro de Sommerfeld dado pela equação 2.11 e $f_C(\theta)$ é a amplitude de espalhamento Coulomb, dada pela equação 2.12[Br-89].

$$\eta = Z_a Z_p \frac{\mu e^2}{\hbar^2 k} \quad (2.11)$$

$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} e^{i\eta \ln(\sin^2 \theta/2)} e^{2i\sigma_o} \quad (2.12)$$

sendo: $\sigma_o = \arg \Gamma(1 + \eta)$ a defasagem correspondente ao potencial Coulombiano; Z_a e Z_p os números atômicos do alvo e do projétil, respectivamente.

A amplitude de espalhamento total $f(\theta)$ é dada pela soma das contribuições nuclear e coulombiana, assim podemos escrever:

$$\begin{aligned} f(\theta) &= f_C(\theta) + f_N(\theta) \\ &= f_C(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) e^{2i\sigma_L} (S_L - 1) P_L(\cos \theta) \end{aligned} \quad (2.13)$$

onde: $e^{2i\sigma_L}$ é dada pela equação 2.14 e para o caso de espalhamento puramente coulombiano temos $\delta_L = 0$ e $\eta_L = 1$.

$$e^{2i\sigma_L} = \frac{\Gamma(L+1+i\eta)}{\Gamma(L+1-i\eta)} \quad (2.14)$$

A seção de choque diferencial depende explicitamente da amplitude de espalhamento total, como mostra a equação 2.15. Deste modo, temos que determinar $f(\theta)$ para um dado potencial $U_E(r)$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.15)$$

Todas as informações físicas sobre o potencial de interação $U_E(r)$ estão contidas na defasagem δ_L , representada pelos elementos S_L somados em $f(\theta)$. Desta forma,

informações relevantes podem ser obtidas através da seção de choque total elástica σ_{el} dada pela equação 2.16.

$$\sigma_{el} = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\vec{r} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta d\phi = \frac{\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) |1 - S_L|^2 \quad (2.16)$$

Como o potencial $U_E(r)$ é complexo, é possível mostrar que partículas são absorvidas. A seção de choque de absorção, frequentemente chamada de seção de choque de reação, σ_R pode ser calculada como:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) (1 - |S_L|^2) \quad (2.17)$$

A seção de choque total σ_T é dada pela soma das contribuições elástica σ_{el} e absorvida σ_R , ou seja:

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_R = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{L=0}^{\infty} (2L+1) (1 - \text{Re} S_L) \quad (2.18)$$

2.1.2 Potenciais fenomenológicos

A parte coulumbiana $V_C(r)$ do potencial de interação, dado pela equação 2.2, é usualmente assumido como sendo o potencial de uma carga puntual interagindo com uma distribuição esférica de cargas de raio R_C [Br-89], ou seja:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_a Z_p e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right), & r \leq R_C \\ \frac{Z_a Z_p e^2}{r}, & r > R_C \end{cases} \quad (2.19)$$

onde: o raio é definido como $R_C = r_o (A_a^{1/3} + A_p^{1/3})$, sendo A_a e A_p o número de massa do alvo e do projétil, respectivamente; e $r_o \simeq 1.2 \text{ fm}$ é o valor reduzido do raio.

A forma do potencial nuclear $U_N(r)$, numa primeira aproximação, segue a forma da distribuição de matéria nuclear [Sa-83]. Desta forma, podemos escrever:

$$U_N(r) = V f(r) + iW g(r) \quad (2.20)$$

com $f(r)$ e $g(r)$ denominados *fatores de forma*.

Uma forma padrão frequentemente utilizada para o potencial nuclear, é a forma de Woods-Saxon[Wo-54], assim os *fatores de forma* $f(r)$ e $g(r)$, dados na equação 2.20, são descritos por:

$$\begin{aligned} f(r) &= - \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_I}{a_I}\right) \right]^{-1} \\ g(r) &= - \left[1 + \exp\left(\frac{r - R_R}{a_R}\right) \right]^{-1} \end{aligned} \quad (2.21)$$

Nos trabalhos mais antigos era comum assumir a forma de Woods-Saxon tanto para a parte real quanto para a imaginária, com seis parâmetros ajustáveis (V , W , R_R , R_I , a_R e a_I). E assim, a forma parametrizada para o potencial nuclear $U_N(r)$ (equação 2.20) é dada por:

$$U_N(r) = - \left[\frac{V}{1 + e^{(r-R_R)/a_R}} + i \frac{W}{1 + e^{(r-R_I)/a_I}} \right] \quad (2.22)$$

onde:

V e W são as profundidades real e imaginária, respectivamente;

R_R e R_I são os raios real e imaginário, respectivamente;

a_R e a_I são as difusividades real e imaginária, respectivamente.

A forma final para o potencial de interação $U_E(r)$ (equação 2.2) é escrita como:

$$U_E(r) = V_C(r) - \frac{V}{1 + e^{(r-R_I)/a_I}} - i \frac{W}{1 + e^{(r-R_R)/a_R}} \quad (2.23)$$

Os raios R_R e R_I são frequentemente parametrizados como a soma dos raios da distribuição de matéria do projétil e do alvo, ou seja:

$$R_R = r_R(A_p^{1/3} + A_a^{1/3}) \quad (2.24)$$

$$R_I = r_I(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})$$

com, r_R e r_I denominados de valores reduzidos dos raios dos potenciais ópticos real e imaginário, respectivamente.

Para a maioria dos sistemas de íons pesados é observada a ambiguidade contínua, ou ambiguidade de Igo[Ig-59], onde existe a possibilidade de reproduzir um conjunto de dados experimentais para o espalhamento elástico utilizando vários potenciais que são bem definidos somente na região da superfície do potencial, ou seja na região onde

ocorre a queda exponencial do potencial (r grande). Tal ambiguidade tem origem devido as características de absorção forte destes sistemas, as quais implicam na eliminação de toda a sensibilidade das regiões internas do núcleo. Sob estas condições a forma de Woods-Saxon é dada por:

$$V \exp(R_R/a_R) = \text{constante} \quad (2.25)$$

$$W \exp(R_I/a_I) = \text{constante}$$

com as difusividades a_R e a_I fixas. Isto significa que as profundidades e os raios não possuem nenhum significado físico relevante quando considerados independentemente, e o potencial $U_E(r)$, dado pela equação 2.23, é somente uma ferramenta para a determinação da matriz $\mathcal{S}$, adequada para ajustar os dados para a secção de choque; e para providenciar as funções de onda necessárias para calcular os elementos da matriz de transição da teoria de reação de ondas distorcidas (DWBA).

Considerando ainda os sistemas de íons pesados, é observada uma outra ambiguidade para energias pouco acima da barreira coulombiana[Sa-74], onde a determinação do potencial óptico fica restrita somente no raio de absorção forte (R_{SA}), dado em termos do ângulo *grazing* (θ_g) pela equação 2.26 e em termos do momento angular *grazing* (l_g) pela equação 2.27[Br-89]. Desta forma, potenciais com diferentes difusividades apresentam ajustes equivalentes, cruzando sempre no ponto dado pelo raio de absorção forte.

$$R_{SA} = \frac{n}{k} \left[1 + \frac{1}{\sin(\theta_g/2)} \right] \quad (2.26)$$

$$R_{SA} = \frac{1}{k} \left[\left(l_g + \frac{1}{2} \right)^2 + \eta^2 \right]^{1/2} \quad (2.27)$$

onde: $k = (2\mu E/\hbar)^{1/2}$ e $\eta = Z_p Z_a \mu e^2 / \hbar^2 k$.

No raio de absorção forte, além dos valores definidos das profundidades $V(R_{SA})$ e $W(R_{SA})$, temos que as derivadas dV/dr e dW/dr também são bem determinadas[Sa-75, Sa-77], identificando assim uma pequena região ao redor de $r = R_{SA}$ como sendo a região espacial mais sensível para o espalhamento de íons pesados com características de absorção forte.

2.2 Modelo de Convolução

2.2.1 Aspectos gerais da Teoria de Reação de Feshbach

Considerando a colisão projétil-alvo e ignorando a troca de nucleons devido a antisimetriação, a função de onda total deste sistema pode ser expandida em termos do conjunto completo de autoestados internos de cada núcleo individualmente[Sa-79, Br-97], ou seja:

$$\Psi = \sum_{ij} \chi_{ij}(\vec{r}) \phi_{pi}(\xi_p) \phi_{aj}(\xi_t) \quad (2.28)$$

onde: $\chi_{ij}(\vec{r})$ descreve o movimento relativo quando os núcleos estão em seus estados internos, chamados i e j ; $\phi_{pi}(\xi_p)$ e $\phi_{aj}(\xi_a)$ representam os autoestados do projétil e do alvo, respectivamente; ξ_p e ξ_a são as posições do projétil e do alvo, respectivamente. Deste modo, $\chi_{00}(\vec{r})$ representa o espalhamento elástico para o estado fundamental.

Resolvendo a equação de Schrödinger para um corpo, equação 2.1, considerando como solução a equação 2.28, obtemos como resultado um infinito conjunto de equações acopladas para $\chi_{ij}(\vec{r})$. Quando utilizamos o formalismo dos *operadores de projeção de Feshbach* a dependência explícita com os canais inelásticos é eliminada e uma expressão equivalente a interação efetiva relacionada somente com o canal elástico é obtida, equação 2.29. Assim, é possível determinar $\chi_{00}(\vec{r})$. A equação 2.29 mostra o operador do potencial efetivo, de acordo com a teoria de Feshbach[Fe-92] .

$$U_E = V_{00} + \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \sum_{\alpha\alpha'} V_{0\alpha} \left(\frac{1}{E - H + i\varepsilon} \right)_{\alpha\alpha'} V_{\alpha'0} \quad (2.29)$$

onde: V é a interação entre o projétil e o núcleo e a soma é realizada sobre todos os estados excitados de ambos os núcleos.

O primeiro termo é real e conhecido como potencial de convolução:

$$V_{00} = V_F(\vec{r}) \equiv (\phi_{p0} \phi_{a0} | V | \phi_{p0} \phi_{a0}) \quad (2.30)$$

onde o parênteses indica a integração sobre todas as coordenadas internas ξ_p e ξ_a de ambos os núcleos; ϕ_{p0} e ϕ_{a0} são antissimétricos e representam os autoestados do projétil e do alvo, respectivamente, no estado fundamental.

Reescrevendo a equação 2.29, obtemos:

$$U_E = V_F(\vec{r}) + \Delta U_E \quad (2.31)$$

A interpretação física para a equação 2.31 é que o primeiro termo, dado pela equação 2.30, representa transições diretas do canal de entrada para o canal de saída, ou seja, o espalhamento elástico e o segundo termo, conhecido como *potencial de polarização dinâmica* (DPP), está relacionado com efeitos de polarização e surge da conservação de energia de canais inelásticos abertos, os quais fazem o canal elástico perder fluxo. Este segundo termo também inclui efeitos de excitação virtual, onde os dois núcleos ficam em um estado excitado e depois retornam para o canal elástico, como mostra a equação 2.32, além de ser complexo e não-local, pois o sistema que está excitado num canal inelástico na posição $\vec{r}$, em geral, retorna ao canal elástico em outra posição $\vec{r}' \neq \vec{r}$ [Ho-71]. Este efeito é conhecido como não-localidade de Feshbach. Este segundo termo ΔU_E implica em uma dependência adicional de energia no potencial óptico U_E .

$$p + a \rightarrow (p + a)^* \rightarrow p + a \quad (2.32)$$

Devido ao fato de que tanto as funções $\phi_i(\xi_i)$, quanto a função de onda total Ψ , dada na equação 2.28, devem ser antissimétricas sobre uma troca de nucleons entre os dois núcleos interagentes, no modelo de convolução tal antissimetrização é considerada levando-se em conta somente a troca de dois nucleons interagentes. Este processo de troca é conhecido como *knock-on exchange*, no qual durante a interação núcleo-nucleon, tal nucleon, constituinte do alvo, é ejetado e substituído por um nucleon do projétil, ou seja, ocorre uma interação mútua entre o alvo e o projétil (figura 2.1). Se tal interação é assumida como sendo local entre dois corpos, o operador V pode ser escrito como:

$$V = \sum_{pa} v_{pa} \quad (2.33)$$

onde os índices p e a se referem ao projétil e alvo, respectivamente.

Este processo de troca (*knock-on exchange*) pode ser considerado formalmente através da substituição:

$$v_{pa} \rightarrow v_{pa}(1 - P_{pa}) \quad (2.34)$$

onde: P_{pa} é o operador que troca todas as coordenadas dos dois nucleons envolvidos na interação. Desta forma podemos escrever o primeiro termo da equação 2.30 como:

$$\begin{aligned} V_{00} &= V_F(\vec{r}) \equiv \left(\phi_{p0} \phi_{a0} \left| \sum_{pa} v_{pa}(1 - P_{pa}) \right| \phi_{p0} \phi_{a0} \right) \\ &= V_F^D + V_F^E \end{aligned} \quad (2.35)$$

onde o segundo termo V_F^E é não-local e corresponde à contribuição da troca mútua de posição entre os dois nucleons interagentes. Tal interação afeta as posições do centro

de massa de ambos núcleos e ocorre uma mudança entre suas separações. Muitas vezes na prática, a contribuição da troca mútua é considerada local.

2.2.2 Modelo de potencial de convolução local

De acordo com a equação 2.33, o potencial de convolução dado na equação 2.30, deve ser escrito na seguinte forma, ignorando os spins e isospins:

$$V_F(r) = (\phi_{p0}\phi_{a0}|V|\phi_{p0}\phi_{a0}) = \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_a \rho_p(\vec{r}_p) \rho_a(\vec{r}_a) v_{pa}(\vec{r}_{pa}, \rho_p, \rho_a) \quad (2.36)$$

onde: $v_{pa}(\vec{r}_{pa}, \rho_p, \rho_a)$ é o potencial local de interação efetiva nucleon-nucleon, com $\vec{r}_{pa} = \vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a$ (figura 2.1); $\rho_p(\vec{r}_p)$ e $\rho_a(\vec{r}_p)$ são as distribuições do centro de massa dos nucleons do projétil e do alvo, respectivamente, no estado fundamental (densidade de distribuição), normalizadas de modo que:

$$\int \rho_i(\vec{r}_i) d\vec{r}_i = N_i \quad (2.37)$$

N_i pode ser o número de prótons, nêutrons ou nucleons.

A equação 2.36 é conhecida como potencial *double folding*, devido ao fato de que a integração é realizada sobre duas densidades. A figura 2.1 ilustra as coordenadas utilizadas em tal equação.

Figura 2.1: Coordenadas utilizadas no potencial de convolução, *double folding*, dada pela equação 2.36.

Embora, na equação integral para o potencial de convolução (equação 2.36) existam seis integrações, estas são simples de serem resolvidas se assumimos que $v_{pa}(\vec{r}_{pa}, \rho_p, \rho_a)$ não depende das densidades, ou seja, $v_{pa}(\vec{r}_{pa}, \rho_p, \rho_a) \rightarrow v_{pa}(\vec{r}_{pa} = \vec{r} + \vec{r}_p - \vec{r}_a)$. Se consideramos o espaço dos momentos, estas se reduzem ao produto de três integrais unidimensionais (ver apêndice A).

A equação para *double folding* (2.36), possui duas propriedades úteis[Sa-83]. Considerando que v_{pa} não depende das densidades e que ρ_i obedece a equação 2.37 de normalização, uma relação simples para a integral de volume pode ser obtida como:

$$J(V_F) = J(v_{pa})J(\rho_p)J(\rho_a) = A_p A_a J(v_{pa}) \quad (2.38)$$

onde: $J(f)$ é a integral de volume da função f , dada por:

$$J(f) = 4\pi \int f(r)r^2 dr \quad (2.39)$$

Uma outra importante propriedade relacionada com a equação 2.36, pode ser obtida para o raio-quadrático-médio, ou seja:

$$\langle r^2 \rangle_{V_F} = \langle r^2 \rangle_p + \langle r^2 \rangle_a + \langle r^2 \rangle_{v_{pa}} \quad (2.40)$$

onde:

$$\langle r^2 \rangle_f = \int f(r)r^4 dr / \int f(r)r^2 dr \quad (2.41)$$

Estas relações 2.38 e 2.40 não são válidas se a interação nucleon-nucleon v_{pa} depender da densidade.

Como já discutido na seção 2.2.1, a antissimetrização é incluída no modelo de convolução considerando a interação mútua entre um nucleon do alvo e um nucleon do projétil (*knock-on exchange*). Este efeito de troca é considerado adicionando à interação v_{pa} um *pseudo-potencial de alcance nulo* ($\hat{J}\delta(\vec{r}_{pa})$)[Pe-69, Pe-79, Lo-75], ou seja:

$$v'_{pa} = v_{pa}(1 - P_{pa}) \rightarrow v_{pa} + \hat{J}\delta(\vec{r}_{pa}) \quad (2.42)$$

onde: $\hat{J}(E)$ depende fracamente da energia, mas depende das componentes do spin e do isopin da interação.

Considerando um caso geral, temos que o potencial de interação efetiva nucleon-nucleon $v_{pa}(r_{pa}, \rho_p, \rho_a)$ é dado por[Fe-92]:

$$\begin{aligned} v_{pa}(\vec{r}_{pa}) &= v_{00}(\vec{r}_{pa}) + v_{01}(\vec{r}_{pa})\tau_p \cdot \tau_a + v_{10}(\vec{r}_{pa})\sigma_p \cdot \sigma_a + v_{11}(\vec{r}_{pa})(\sigma_p \cdot \sigma_a)(\tau_p \cdot \tau_a) \\ &+ \text{ termo de spin-órbita } + \text{ termo de tensor} \end{aligned} \quad (2.43)$$

onde: σ e τ são as matrizes de Pauli para spin e isospin, respectivamente.

Uma grande variedade de modelos para a interação efetiva nucleon-nucleon v_{pa} têm sido propostos, nas seções à seguir serão descritos alguns modelos utilizados atualmente (M3Y, DDM3Y e BDM3Yn).

2.2.3 Interação efetiva nucleon-nucleon independente da densidade

Um modelo utilizado para a interação efetiva nucleon-nucleon $v_{pa}(\vec{r}_{pa})$, dada na equação para o potencial de convolução (2.36), é conhecido como interação M3Y[Be-77]. Este modelo é provavelmente o mais utilizado e representa interações realistas[Sa-79].

A interação M3Y leva em conta a soma de três termos de Yukawa, daí deriva seu nome. Neste modelo um termo foi fixado para representar o potencial de troca de um pión (OPEP, *one-pion exchange potential*); um segundo termo foi escolhido com um range de $0.4fm$ de modo a simular aproximadamente a troca de múltiplos píons e um terceiro termo com um range de $0.25fm$ foi escolhido por uma conveniência. Os comprimentos para os dois últimos termos, para estados pares, foram escolhidos de maneira a reproduzir os elementos da matriz-G (com base no oscilador harmônico) utilizando o potencial de *soft-core* de Reid[Re-68]. Para estados ímpares foi proposto para a interação de tripleto-ímpar a utilização puramente do potencial de troca de um pión (OPEP); e para a interação de um singleto-ímpar a utilização do fit dos três termos de Yukawa para os elementos de matriz do oscilador de Elliot[El-68]. Assim, considerando as contribuições do spin e isospin como: $S = T = 0$, a componente de interação direta $v_{00}(r)$ da equação 2.43, é dado por:

$$\text{M3Y-Reid :} \quad v_{00}(r) = \left[7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \right] \text{MeV} \quad (2.44)$$

Este trabalho depois foi ampliado com o uso do potencial Paris para descrever a interação nucleon-nucleon[La-80], mais moderno e fundamental. Este potencial foi usado para todas as componentes da interação do potencial efetivo, (par e ímpar). Neste caso, o termo $v_{00}(r)$ da equação 2.43, é dado por:

$$\text{M3Y-Paris :} \quad v_{00}(r) = \left[11062 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2538 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} \right] \text{MeV} \quad (2.45)$$

Se incluímos o potencial de troca de um pión (OPEP), o qual não foi considerando nas equações 2.44 e 2.45, para os estados ímpares, obtemos as seguintes equações para

as interações M3Y-Reid e M3Y-Paris:

$$\text{M3Y-Reid :} \quad \hat{v}_{00}(r) = \left[4631 \frac{e^{-4r}}{4r} - 1787 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} - 7.847 \frac{e^{-0.7072r}}{0.7072r} \right] \text{MeV} \quad (2.46)$$

$$\text{M3Y-Paris :} \quad \hat{v}_{00}(r) = \left[-1524 \frac{e^{-4r}}{4r} - 518.8 \frac{e^{-2.5r}}{2.5r} - 7.847 \frac{e^{-0.7072r}}{0.7072r} \right] \text{MeV} \quad (2.47)$$

As duas formas para a interação nucleon-nucleon independente da densidade, M3Y-Reid (equação 2.44) e M3Y-Paris (equação 2.45), apresentam características de interações efetivas realistas, ou seja, possuem um curto range de repulsão e um grande range de atração.

Para incluir o efeito de troca mútua de nucleons (*knock-on exchange*) muitos cálculos que utilizam *pseudo-potencial de alcance nulo* (equação 2.42) tem sido realizados, como já citado anteriormente. O valor de $\hat{J}_{00}$ foi determinado empiricamente. Os resultados obtidos para a interação de Reid e de Paris, dados pela equações 2.48 e 2.49, respectivamente, demonstraram uma leve dependência com a energia.

$$\text{M3Y-Reid :} \quad \hat{J}_{00}(E) \approx -276[1 - 0.005(E/A)] \text{ MeV fm}^3 \quad (2.48)$$

$$\text{M3Y-Paris :} \quad \hat{J}_{00}(E) \approx -590[1 - 0.002(E/A)] \text{ MeV fm}^3 \quad (2.49)$$

onde: E/A é a energia de bombardeamento por nucleon do projétil (MeV/nucleon).

Quando são combinados os potenciais direto e de troca, os resultados obtidos tanto para a interação M3Y-Reid quanto para a M3Y-Paris são muito similares [Kh-95], mas se o efeito de troca não é considerado existe uma diferença entre os dois resultados. Desta forma a importância de considerar o efeito de troca mútua de nucleons fica enfatizada.

As interações M3Y são utilizadas para a parte real do potencial óptico, e em geral são multiplicadas por um fator de normalização dependente da energia que representa a contribuição para a parte real devido à polarização (ΔU_E , equação 2.31) ; e para parte imaginária frequentemente é utilizada a forma de Woods-Saxon, com três parâmetros livres. As interações M3Y são satisfatórias na análise para energias próximas a barreira coulombiana e apresentam um fator de normalização próximo de 1 [Sa-79]. No entanto, na análise de sistemas com partícula α em altas energias e grandes ângulos onde aparecem características que dependem do potencial real para pequenos ângulos, por exemplo o efeito "arco-íris", o valor encontrado para o fator de normalização foi 0.5 [Br-97]. Resultados semelhantes foram obtidos para sistemas de íons pesados. Previsões

teóricas[Ma-77]mostraram que a contribuição da parte real do potencial de polarização ΔU_E (equação 2.31) é atrativa e portanto o fator de normalização deveria ser maior que 1. Desta forma, a dependência da interação nucleon-nucleon com a densidade fica evidente e deve ser considerada[Br-97].

2.2.4 Interação efetiva nucleon-nucleon dependente da densidade

Da discussão realizada na seção 2.2.3 concluímos que interação efetiva nucleon-nucleon v_{pa} , incluída na equação 2.36, deve depender da posição dos nucleons interagentes dentro do núcleo. Desta forma, um grande número de interações efetivas nucleon-nucleon dependente da densidade têm sido utilizadas para a descrição da parte real do potencial óptico, tanto na análise de sistemas com partícula α quanto para sistemas de íons pesados[Kh-93, Kh-97, Kh-00]. Uma forma utilizada para a interação nucleon-nucleon dependente da densidade considera como base a interação M3Y, incluindo o efeito de troca (*pseudo-potencial de alcance nulo*), daí o nome conhecido DDM3Y (*density-dependent M3Y interaction*). Neste caso é assumido que a dependência radial é independente da densidade e energia, sendo possível escrever a seguinte forma para interação nucleon-nucleon:

$$v_{D,EX}(\rho, E, r) = f(\rho, E)v'_{D,EX}(r) \quad (2.50)$$

onde: $v_{D,EX}$ assume a mesma forma tanto para o termo direto (D) quanto para o de termo de troca (EX); $v'_{D,EX}(r)$ é a interação M3Y; r é a separação entre os nucleons e ρ é a densidade do meio nuclear onde os nucleons interagentes estão dispostos.

A forma original da interação DDM3Y[Ko-82] adotou a interação M3Y-Reid, dada pela equação 2.44, juntamente com o *pseudo-potencial de alcance nulo* (equações 2.42 e 2.48). A forma de $f(\rho, E)$ foi assumida como:

$$f(\rho, E) = C(E)[1 + \alpha(E)e^{-\beta(E)\rho}] \quad (2.51)$$

onde:

$$\rho = \rho_p(\vec{r}_p) + \rho_a(\vec{r}_a) \quad (2.52)$$

é a soma das densidades do meio nuclear do projétil e do alvo, considerando o termo direto de $v_{D,EX}$.

Os parâmetros $C(E)$, $\alpha(E)$ e $\beta(E)$ foram escolhidos para cada energia de modo que a integral de volume de $v_{D,EX}$ se ajustasse o melhor possível aos resultados de cálculos

tipo Brueckner, para o espalhamento de um nucleon pela matéria nuclear, realizados por Jeukenne, Lejeune e Mahaux(JLM)[Je-77]. A figura 2.2 ilustra o comportamento das grandezas $C(E)$, $\alpha(E)$ e $\beta(E)$ obtidos por JLM.

Figura 2.2: Comportamento das grandezas $C(E)$, $\alpha(E)$ e $\beta(E)$ obtidos por JLM[Je-77], de forma que a integral de volume de $v_{D,EX}$ se ajustasse o melhor possível aos resultados de cálculos tipo Brueckner.

A forma para $f(\rho, E)$, dada pela equação 2.51, apresenta problemas relacionados com a saturação da matéria nuclear, pois, para a densidade valores duas vezes maiores do que a matéria nuclear "normal" ($\rho \approx 2\rho_0$) são obtidas quando há superposição de dois íons.

Para considerar os vínculos impostos pela saturação da matéria nuclear foi assumido que $f(\rho, E)$ não dependesse da energia, ou seja, $f(\rho, E) \rightarrow f(\rho)$ [Kh-93, Kh-95a]. Estas interações são conhecidas como DDM3Y1. A dependência exponencial na forma $f(\rho)$, dada pela equação 2.51, não satisfaz as propriedades de saturação para grandes valores da incompressibilidade da matéria nuclear normal. A equação 2.53 define a incompressibilidade da matéria nuclear normal K .

$$K = 9\rho^2 \left(\frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2} \right)_{\rho=\rho_0} \quad (2.53)$$

onde: B é a energia de ligação por nucleon.

A energia de ligação por nucleon $B(\rho)$ deveria saturar, ou seja, possuir um mínimo

como função de ρ , se $B_0 \approx 16 \text{ MeV}$ para $\rho = \rho_0 \approx 0.17 \text{ fm}^{-3}$. A curvatura de $B(\rho)$ para $\rho = \rho_0$ nos dá a incompressibilidade.

Assim, uma forma mais realista para a dependência de $f(\rho)$ com a densidade foi assumida, dada na equação 2.54, de modo que as propriedades de saturação da matéria fossem consideradas.

$$f(\rho) = C[1 - \alpha\rho^{-\beta}] \quad (2.54)$$

onde: vários valores de β , C e α , juntamente com as interações M3Y-Reid e M3Y-Paris foram escolhidos de modo que a condição de saturação $B_0 = 16 \text{ MeV}$ e $\rho_0 = 0.17 \text{ fm}^{-3}$ fosse satisfeita [Kh-95]. Estas interações são chamadas BDM3Y n , onde: $n = 0 \rightarrow 3$, está relacionado com a dependência da densidade, ou seja $n = 1$, significa uma dependência linear.

As interações DDM3Y1 e BDM3Y β , utilizando a forma M3Y-Paris (equação 2.47) apresentam bons resultados na descrição do espalhamento elástico núcleo-núcleo [Kh-00]. Tais interações também são aplicadas em sistemas com partícula α e espalhamento elástico de núcleos pesados leves [Kh-95a, Kh-93]. A tabela 2.1 mostra os parâmetros obtidos para a dependência com a densidade (C , α e β) e para a compressibilidade K , para as interações DDM3Y1 e BDM3Y1.

Tabela 2.1: Parâmetros obtidos para a dependência com a densidade e para a incompressibilidade K , para as interações DDM3Y1 e BDM3Y1. Os índices (a) e (b) indicam a dependência com a densidade dada pelas equações 2.54 e 2.51, respectivamente.

Interação	C	α	β	$K(\text{MeV})$
BDM3Y1-Paris ^(a)	1.2521	1.7452 fm^3	1.0	270
BDM3Y1-Reid ^(a)	1.2253	1.5124 fm^3	1.0	232
DDM3Y1-Paris ^(b)	0.2963	3.7231	3.7384 fm^3	176
DDM3Y1-Reid ^(b)	0.2845	3.6391	2.9605 fm^3	171

Um estudo mais recente do espalhamento núcleo-núcleo [Kh-97] introduziu uma forma mais realista para $f(\rho)$, a qual permite estudar o valor da incompressibilidade K com mais detalhes. A nova forma para $f(\rho)$ é dada pela equação 2.55. Estas interações dependentes da densidade são denominadas CDM3Y n , com $n = 1 \rightarrow 6$.

$$f(\rho) = C[1 + \alpha e^{-\beta\rho} - \gamma\rho] \quad (2.55)$$

onde os parâmetros C , α , β e γ foram escolhidos (no contexto da teoria de Hartree-Fock) de modo a manter a validade das propriedades de saturação da matéria. No caso

específico para a interação CDM3Y6[Kh-97] os valores encontrados foram: $C = 0.2658$, $\alpha = 3.8033$, $\beta = 1.4099 fm^3$, $\gamma = 4.0 fm^3$ e para a incompressibilidade $K = 252 MeV$.

A introdução de uma dependência com a energia se torna necessária, de modo a reproduzir a dependência empírica com a energia, na análise do potencial óptico nucleon-núcleo[Kh-93]. Esta adição foi realizada considerando a forma fatorada dada na equação 2.56.

$$v_{D,EX}(\rho, E, r) = g(E)f(\rho)v'_{D,EX}(r) \quad (2.56)$$

onde o termo dependente da energia $g(E)$ foi considerado como uma função linear da energia de bombardeamento, determinado pela equação 2.57.

$$g(E) \approx 1 - \xi(E/A) \quad (2.57)$$

onde: $\xi = 0.002 MeV^{-1}$ para M3Y-Reid e $\xi = 0.003 MeV^{-1}$ para M3Y-Paris.

Na análise dos dados experimentais utilizando as interações dependentes da densidade citadas nesta seção, em geral é utilizado um fator de normalização que pode ser ajustado (≈ 1) e para a parte imaginária a forma de Woods-Saxon, com três parâmetros livres.

2.3 Modelo de Interação Nuclear Não-local

2.3.1 Aspectos gerais

Da discussão realizada nas seções anteriores observamos que devido a uma dependência empírica dos resultados com a energia, foram desenvolvidos alguns modelos teóricos que reproduzam tal dependência. Esta dependência com a energia surge principalmente de efeitos da não-localidade de Pauli[Ri-97], relacionada com a natureza fermiônica dos nucleons envolvidos na interação.

O Modelo de Interação Não-Local[Ch-97, Ri-97, Ch-02], descrito nesta seção, é baseado em uma generalização da descrição do espalhamento elástico de sistemas nêutron-núcleo realizada por Perey e Buck[Pe-62], os quais foram os primeiros a introduzir o conceito da não localidade de Pauli. A equação integro-diferencial considerada por Perey e Buck para tais sistemas é dada na equação 2.58.

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\psi(\vec{r}) + \int U(\vec{r}, \vec{r}')\psi(\vec{r}')d\vec{r}' = E\psi(\vec{r}) \quad (2.58)$$

Considerando que durante a interação ocorra uma troca mútua de nucleons, ou seja, um nucleon constituinte do alvo é ejetado e substituído por um nucleon do projétil. Se esta interação é considerada não-local, podemos representá-la por um potencial $U(\vec{r}, \vec{r}')$ não-local, onde $\vec{r}$ e $\vec{r}'$, são os vetores que ligam os centros de massa dos dois núcleos antes e depois da troca, respectivamente, indicados na figura 2.3.

O potencial $U(\vec{r}, \vec{r}')$, da equação 2.58 para sistemas nêutron-núcleo[Pe-62], foi escrito em termos de uma gaussiana por Frahn-Lemmer, dentro do contexto de *single folding*[Fr-57], como mostra a equação 2.59.

$$U(\vec{r}, \vec{r}') = V_{NL} \left(\frac{|\vec{r} + \vec{r}'|}{2} \right) \frac{1}{\pi^{3/2}b^3} e^{-[|\vec{r} - \vec{r}'|/b]^2} \quad (2.59)$$

onde: b é o alcance da não-localidade de Pauli da interação íon-íon e $V_{NL}(|\vec{r} + \vec{r}'|/2)$ é um potencial não-local, assumido com a forma de Woods-Saxon por Perey e Buck.

Da equação 2.59, podemos observar que a não-localidade de Pauli é uma correção do modelo local, de forma que no limite $b \rightarrow 0$, a equação 2.58 se reduz a equação de Schrödinger. O alcance da não-localidade de Pauli, teóricamente foi estimado como $b \sim 1fm$ [Sk-56, Ri-63], porém os resultados de Perey e Buck[Pe-62] para sistemas nêutron-núcleo, demonstraram que $b = 0.85fm$.

Figura 2.3: Sistema de coordenadas utilizadas no potencial de convolução não-local. Ocorre uma troca de posição entre um nucleon do alvo (a) e um nucleon do projétil (p), devido a antissimetrização. As coordenadas com *linha* e as linhas pontilhadas indicam tal troca entre os nucleons p e a , e ilustram como os centros de massa dos dois núcleos p_{cm} e a_{cm} se comportam neste caso, deixando evidente que o potencial pode ser considerado não local.

Um potencial local-equivalente dependente da energia foi obtido por Perey e Buck[Pe-62], dado pela equação 2.60. Os resultados obtidos quando utilizado tal potencial na equação de Schrödinger eram equivalentes aos resultados obtidos utilizando a equação integro-diferencial 2.58 com a forma do potencial dada pela equação 2.59.

$$V_{LE}(r) \approx V_{NL}(r) e^{-\frac{\mu b^2}{2\hbar^2} [E_{c.m.} - V_{LE}(r)]} \quad (2.60)$$

Posteriormente, foi mostrado por Jackson e Johnson[Ja-74] que para sistemas α -núcleo que o alcance da não-localidade de Pauli diminui em relação aquela determinada por Perey e Buck. Para sistemas de íons pesados foi demonstrada que a dependência da massa reduzida do sistema (μ) é dada por[Ri-97]:

$$b \approx b_0 \frac{m_0}{\mu} \quad (2.61)$$

onde: m_0 é a massa do nucleon e $b_0 = 0.85 fm$, de acordo com Perey e Buck.

No Modelo de Interação Não-Local, a equação para o potencial local-equivalente para sistemas nêutron-núcleo, equação 2.60, foi generalizada para a aplicação em sistemas de íons pesados[Ri-97]. Desta forma, o potencial local-equivalente para sistemas de íons pesados é dado pela equação 2.62, a qual considera que a interação não-local é real, o potencial local-equivalente não é absorptivo e independente do momento angular

l [Ch-97, Ch-02].

$$V_{LE}(r, E) \approx V_{NL}(r) e^{-\frac{\mu b^2}{2\hbar^2}[E_{c.m.} - V_C(r) - V_{LE}(r, E)]} \quad (2.62)$$

onde: b é o alcance da não-localidade de Pauli, dado pela equação 2.61 e $V_C(r)$ é o potencial de Coulomb, usualmente dado pela equação 2.19.

A consistência da equação 2.62 foi comprovada por Ribeiro *et al*[Ri-97], comparando os resultados obtidos através de tal equação com potenciais fenomenológicos reais encontrados na literatura. Como já é conhecido, estes potenciais fenomenológicos, para pequenas distâncias podem não possuir ambiguidades para espalhamento de íons pesados em energias intermediárias. Desta forma, para os sistemas $^{12}C + ^{12}C$ e $^{12}C + ^{16}O$ foi estimada a região de sensibilidade radial, $r \simeq 4fm$ [Ho-88, Hu-95] e o alcance da não-localidade de Pauli, determinado através da equação 2.61, como $b = 0.14$ e $0.11fm$, respectivamente. Estes resultados obtidos para b , por Ribeiro *et al*[Ri-97], estão de acordo com os valores encontrados anteriormente na literatura[Ja-74]. Sob estas condições, a figura 2.4 mostra os resultados obtidos para a comparação entre a equação 2.62 com potenciais fenomenológicos reais para os sistemas $^{12}C + ^{12}C$ e $^{12}C + ^{16}O$, onde podemos observar uma dependência dos potenciais fenomenológicos com a energia, indicando a consistência da equação 2.62, a qual considera uma dependência com a energia.

Assim, a equação integro-diferencial 2.58 foi generalizada para sistemas de íons pesados[Ch-97, Ch-02], e a correspondente equação é dada por 2.63.

$$\begin{aligned} -\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\psi(\vec{r}) + [V_C(r) - V_{pol}(r, E) - iW_{pol}(r, E)]\psi(\vec{r}) \\ + \int U(\vec{r}, \vec{r}')\psi(\vec{r}')d\vec{r}' = E\psi(\vec{r}) \end{aligned} \quad (2.63)$$

onde: $U(\vec{r}, \vec{r}')$ é dado pela equação 2.59; $V_C(r)$ é a interação Coulombiana, assumida como sendo local; $V_{pol}(r, E)$ e $W_{pol}(r, E)$ são as partes real e imaginária do potencial de polarização, respectivamente.

Na equação 2.63, temos que os termos $V_{pol}(r, E)$ e $W_{pol}(r, E)$ estão relacionados com a contribuição do acoplamento dos canais inelásticos, e a não-localidade correspondente a esses termos, chamada não-localidade de Feshbach, está implícita através de sua dependência com a energia.

A forma para o potencial não-local $V_{NL}(r)$ para sistemas de íons pesados, foi associada ao potencial *double folding*[Ch-97], como mostram as equações 2.64 e 2.65, ao

Figura 2.4: (a) $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ e (b) $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, para $10 \leq E_{lab}/A \leq 200 \text{ MeV/nucleon}$. Dependência com a energia do potencial equivalente V_{LE} , dado pela equação 2.62, comparado com resultados para potenciais fenomenológicos reais. Os círculos e as cruzes representam os resultados para $r = 4 \text{ fm}$ e $r = 0 \text{ fm}$, respectivamente. As linhas cheias e tracejadas mostram os resultados para os potenciais fenomenológicos reais encontrados na literatura, para $r = 4 \text{ fm}$ e $r = 0 \text{ fm}$, respectivamente. Figura retirada da referência [Ri-97].

invés de assumir a forma complexa de Woods-Saxon como foi feito por Perey e Buck para sistemas nêutron-núcleo[Pe-62].

$$V_{NL}(r) = V_F(r) \quad (2.64)$$

com:

$$V_F(r) = \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_a \rho_p(\vec{r}_p) \rho_a(\vec{r}_a) v_{pa}(\vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a) \quad (2.65)$$

onde: $v_{pa}(\vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a)$ é o potencial local de interação efetiva nucleon-nucleon, considerado independente das densidades de nucleons do alvo e do projétil $\rho_a(\vec{r}_a)$ e $\rho_p(\vec{r}_p)$, respectivamente.

Esta escolha para a forma do potencial não-local $V_{NL}(r)$ para sistemas de íons pesados, está relacionada ao fato de que estudos realizados para vários sistemas de íons pesados ($^{16}O + ^{60}Ni$ [Ch-95], $^{16}O + ^{58,60,62,64}Ni$ [Ch-96], $^{16}O + ^{88}Sr, ^{90,92}Zr, ^{92}Mo$ [Al-99], $^{16}O + ^{120}Sn, ^{138}Ba, ^{208}Pb$ [Si-01]) utilizando o potencial de convolução (*folding*) obtiveram resultados muito satisfatórios para a descrição do espalhamento elástico na região de energia alguns *MeV* abaixo da barreira coulombiana. Para tal região de energia o potencial óptico real para o espalhamento elástico é determinado sem ambiguidades, pois nestas condições a contribuição dos canais de reação "periféricos" é desprezível. Neste caso através do formalismo do cálculo de canais acoplados a parte imaginária do potencial deve possuir uma intensidade muito pequena para regiões superficiais, já que não existe grande fluxo nestas regiões para serem absorvidos; e para regiões internas a intensidade deve ser grande o bastante para absorver o fluxo penetrante pela barreira. Considerando a equação 2.62, para energias próximas da barreira coulombiana $E \approx V_C(r_B) + V_{LE}(r_B)$, onde (r_B) é o raio da barreira coulombiana, temos que o efeito da não-localidade de Pauli é desprezível e desta forma, $V_{LE}(r, E) \approx V_{NL}(r)$.

O potencial local de interação efetiva nucleon-nucleon $v_{pa}(\vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a)$, da equação 2.65, foi assumido independente da energia, com a forma para o *pseudo-potencial de alcance nulo* dado pela equação 2.66, para descrever a troca mútua de nucleons durante a interação (*knock-on exchange*), em vez da equação 2.48. Neste caso, a dependência com a energia está totalmente associada ao alcance finito da não-localidade.

$$\hat{J}_{00} = -262\delta(r)\text{MeV} \quad (2.66)$$

O Modelo de Interação Não-Local, discutido até aqui, considera que o comportamento dos potenciais fenomenológicos pode ser descrito utilizando o potencial *double folding*, equação 2.65, com a interação $v_{pa}(\vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a)$ assumida como M3Y e o *pseudo-potencial de alcance nulo* dado na equação 2.66; o o potencial *double folding* é utilizado para o cálculo do potencial não-local, através da equações 2.62 e 2.64. Uma segunda interpretação para o cálculo do potencial não-local[Ch-02], pode ser utilizada. Neste caso, uma expressão analítica para o potencial *double folding* é considerada, além de

uma nova forma de interpretação da não-localidade. Esta segunda interpretação será descrita a seguir.

Para se obter uma expressão analítica para o potencial *double folding*, o alcance do potencial de interação efetiva nucleon-nucleon $v_{pa}(\vec{r}_{pa})$ foi considerado desprezível em comparação com a difusividade da densidade nuclear (discutida na seção 2.3.2). Nesta aproximação de alcance nulo, $v_{pa}(\vec{r}_{pa})$ é dado por:

$$v_{pa}(\vec{r}_{pa}) \approx V_0 \delta(\vec{r}_{pa}) \quad (2.67)$$

onde: $\delta(\vec{r}_{pa})$ é uma delta de Dirac tridimensional.

Desta forma, substituindo a equação para o potencial efetivo nucleon-nucleon na aproximação de alcance nulo 2.67, na equação para o *double folding* 2.65 segue que:

$$V_F(r) = \frac{2\pi V_0}{r} \int_0^\infty r_p \rho_p(r_p) \left[\int_{|r-r_p|}^{r+r_p} r_a \rho_a(r_a) dr_a \right] dr_p \quad (2.68)$$

onde: $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$ é um parâmetro associado com a integral de volume, dado por:

$$V_0 = 4\pi \int v_{pa}(\vec{r}) r^2 dr \quad (2.69)$$

onde: $v_{pa}(\vec{r})$ é a interação nucleon-nucleon.

A equação para o potencial *double folding* 2.68 pode ser resolvida analiticamente no limite de $a \rightarrow 0$ e considerando a forma para a densidade discutida na próxima seção [Ch-02a].

Uma nova forma de interpretação da não-localidade, pode ser entendida considerando uma interpretação clássica para a exponencial contida na equação para o potencial local-equivalente 2.62. Tal exponencial está relacionada com a energia cinética (E_k) e com a velocidade relativa local entre os núcleos interagentes (v) através de:

$$v^2 = \frac{2}{\mu} E_k(r) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(r) - V_{LE}(r, E)] \quad (2.70)$$

Desta forma, o potencial local-equivalente pode ser reescrito na forma dada pela equação 2.71. Neste contexto a não-localidade de Pauli é equivalente a uma interação dependente da velocidade relativa entre os núcleos.

$$V_{LE}(r, E) \approx V_F(r) e^{-[m_{ob} v / 2\hbar]^2} \approx V_F(r) e^{-[4v^2 / c^2]} \quad (2.71)$$

onde: c é a velocidade da luz.

Uma outra interpretação, pode ser realizada se associamos o potencial-local equivalente com o potencial de convolução que contenha uma interação nucleon-nucleon dependente da velocidade relativa (v), ou seja:

$$V_{LE}(r, E) = V_F(r) = \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_a \rho_p(\vec{r}_p) \rho_a(\vec{r}_a) v_{pa}(v, \vec{r}_{pa}) \quad (2.72)$$

onde a interação nucleon-nucleon dependente da velocidade relativa (v) é dada por:

$$v_{pa}(v, \vec{r}_{pa}) = v_f(\vec{r}_{pa}) e^{-[4v^2/c^2]} \quad (2.73)$$

Sendo assim, a equação 2.72 para o potencial equivalente pode ser utilizada de duas maneiras. Na primeira, consideramos a interação efetiva M3Y, juntamente com as densidades de nucleons dos núcleos. E na segunda, consideramos uma interação efetiva de alcance nulo $v_{pa}(\vec{r}_{pa}) = V_0 \delta(\vec{r}_{pa})$, juntamente com as densidades de matéria dos núcleos. A figura 2.5 mostra a comparação entre os potenciais reduzidos teóricos e experimentais, definidos na equação 2.74, em função da distância entre as superfícies dos núcleos (s), definido na equação 2.76 (maiores detalhes veja[Ch-02]). Podemos observar nesta figura (2.5) um boa concordância entre os resultados teóricos e experimentais.

$$V_{red-expt} = V_{red-theo} \frac{V_{F-expt}}{V_{F-theo}} \quad (2.74)$$

onde: V_{F-theo} é calculado através da equação 2.65 e $V_{red-theo}$ é obtido através de[Ch-02]:

$$V_{red-theo} = \begin{cases} V_0(1 + s/a)e^{-s/a}, & s \geq 0 \\ V_0, & s \leq 0 \end{cases} \quad (2.75)$$

onde: a é a difusividade, s e V_0 são definidos pelas equações 2.76 e 2.69, respectivamente.

$$s = R - (R_p + R_a) \quad (2.76)$$

onde: R é o raio de absorção forte, no qual o potencial é determinado sem ambiguidades; R_p e R_a são os raios dos núcleos interagentes, obtidos através da expressão:

$$R = 1.31A^{1/3} - 0.84 \quad fm \quad (2.77)$$

onde: A é a massa do núcleo.

Se consideramos a segunda interpretação acima mencionada, ou seja, utilizar a equação 2.72 com uma interação efetiva de alcance nulo $v_{pa}(\vec{r}_{pa}) = V_0 \delta(\vec{r}_{pa})$ e densidades de matéria dos núcleos, a forma do potencial para sistemas de íons pesados poderia

Figura 2.5: Comparação entre os potenciais reduzidos teóricos e experimentais em função da distância entre as superfícies dos núcleos (s), no contexto do modelo não-local, para energias sub-coulombianas, acima e próxima da barreira coulombiana e energias intermediárias. A linha cheia representa o potencial não-local teórico e os pontos representam os resultados experimentais. Na parte superior foi utilizada a interação M3Y e as densidades de nucleons dos núcleos ($a = 0.5 fm$). Na parte inferior foi utilizada a interação efetiva de alcance nulo e as densidades de matéria dos núcleos ($a = 0.56 fm$)[Ch-02].

ser descrito pela convolução das densidades de matérias dos núcleos interagentes. Deste modo, uma nova forma para a interação efetiva nucleon-nucleon foi proposta por Chamon *et al*[Ch-02], ou seja:

$$\begin{aligned} v_{pa}(\vec{r}_{pa}) &\approx v_f(\vec{r}_{pa}) \\ &= \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_a \rho_m(\vec{r}_p) \rho_m(\vec{r}_a) V_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a) e^{-4v^2/c^2} \end{aligned} \quad (2.78)$$

$$= \frac{2\pi V_0}{r} \int_0^\infty r_p \rho_m(r_p) \left[\int_{|r-r_p|}^{r+r_p} r_a \rho_m(r_a) dr_a \right] dr_p \quad (2.79)$$

onde: $\rho_m(\vec{r}_p)$ e $\rho_m(\vec{r}_a)$ são as densidades de matéria nuclear do projétil e do alvo, respectivamente e $\vec{r}_{pa} = \vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a$.

A densidade de matéria nuclear, ou densidade de matéria de nucleons é obtida com base na distribuição de cargas de prótons no espaço livre, a qual é determinada através

de dados experimentais de espalhamento de elétrons. Sendo assim, a forma adotada para a densidade de matéria de nucleons é dada pela equação 2.80.

$$\rho_m(r) = \rho_0 e^{-r/a_m} \quad (2.80)$$

Considerando a forma para a densidade de matéria dada por 2.80 e $V_0 = -456 \text{ MeV fm}^3$, podemos resolver a equação para $v_{pa}(\vec{r}_{pa})$ 2.79, e obter:

$$v_f(\vec{r}_{pa}) = \frac{V_0}{64\pi a_m^3} e^{-r/a_m} \left[1 + \frac{r}{a_m} + \frac{r^2}{3a_m^2} \right] \quad (2.81)$$

A forma obtida para a interação efetiva tipo *folding*, equação 2.81, proporciona bons resultados para o potencial reduzido de sistemas de íons pesados, como mostra a parte inferior da figura 2.5. Esta interação é muito similar a ambas as forma de interação M3Y na região da superfície, como mostra a figura 2.6.

Figura 2.6: Comparação entre resultados obtidos para a interação efetiva nucleon-nucleon $v_{NN}(r) = v_{pa}(\vec{r}_{pa})$, onde o resultado para *Folding-type* é dada pela equação 2.81[Ch-97]. Para a região da superfície existe boa concordância entre os resultados das interações M3Y e *Folding-type*. A tabela 2.1, mostra os parâmetros utilizados.

A tabela 2.2, mostra os parâmetros utilizados por Chamon *et al* para a descrição e comparação do Modelo de Interação Não-Local[Ch-97].

Da discussão realizada até o momento, é possível obter uma descrição unificada da interação núcleo-núcleo (equações 2.72 e 2.73) e da interação efetiva nucleon-nucleon

Tabela 2.2: Parâmetros utilizados por Chamon *et al* para a interação efetiva nucleon-nucleon na descrição e comparação do Modelo de Interação Não-Local, onde: σ é a largura, a_m é a difusividade para a distribuição de matéria nuclear, V_0 é a integral de volume e r_{rms} é o raio quadrático médio[Ch-97].

Interação	σ ou $a_m(fm)$	$V_0(MeV fm^3)$	$r_{rms}(fm)$
M3Y-Reid	—	−408	1.62
M3Y-Paris	—	−447	1.60
Yukawa	0.58	−439	1.42
Gaussiana	0.90	−448	1.56
Exponencial	0.43	−443	1.49
Tipo-Folding	0.30	−456	1.47

(equação 2.78), ou seja:

$$V_{LE}(r, E) = V_F(r) = \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_a \rho_p(\vec{r}_p) \rho_a(\vec{r}_a) V_0 \delta(\vec{r} - \vec{r}_p + \vec{r}_a) e^{-4v^2/c^2} \quad (2.82)$$

onde: $\rho_p(\vec{r}_p)$ e $\rho_a(\vec{r}_a)$ são as densidades de nucleons para o caso da descrição da interação núcleo-núcleo, ou as densidades de matéria nuclear para o caso da descrição da interação nucleon-nucleon, do projétil e do alvo, respectivamente e $V_0 = -456 MeV fm^3$ para os dois casos.

É válido enfatizar que os resultados obtidos através do Modelo de Interação Não-Local não utiliza nenhum parâmetro ajustável. Este modelo pode prever com uma ótima precisão o comportamento do potencial nuclear para vários sistemas em uma ampla região de energia. Como exemplo da aplicação do referido modelo, temos nas figuras 2.7 e 2.8 resultados obtidos para os sistemas $^{12}C + ^{12}C$, $^{12}C + ^{208}Pb$, $\alpha + ^{12}C$ e $\alpha + ^{58}Ni$ [Ch-97]. Outra aplicação para o modelo não-local foi realizada para energias intermediárias[Ch-98], utilizando para a parte imaginária o potencial de Lax[Ho-88, Hu-91]. Neste trabalho o espalhamento inelástico para o $^{12}C + ^{12}C$ e o sistema de núcleos exóticos $^{11}Li + ^{12}C$ foram estudados utilizando o modelo não-local e os resultados obtidos foram satisfatórios.

O modelo não-local apresentado nesta seção foi utilizado para os ajustes das distribuições angulares estudadas neste trabalho (seção 5), sendo que para a parte imaginária foi adotada a forma $W(r) = N_I V(r)$, onde N_I é a normalização da parte imaginária e $V(r)$ é a parte real do potencial.

Figura 2.7: Distribuições angulares elásticas para o sistema $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$. As linhas sólidas representam os ajustes realizados através do Modelo de Interação Não-Local, considerando para a parte imaginária a forma de Woods-Saxon, com três parâmetros livres[Ch-97].

Figura 2.8: Distribuições angulares elásticas para os sistemas $^{12}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$, $\alpha + ^{12}\text{C}$ e $\alpha + ^{58}\text{Ni}$. As linhas sólidas representam os ajustes realizados através do Modelo de Interação Não-Local, considerando para a parte imaginária a forma de Woods-Saxon, com três parâmetros livres[Ch-97].

2.3.2 Densidades nucleares

Para o cálculo do potencial de convolução é necessário o conhecimento das densidades dos núcleos. Uma sistematização para as densidades foi realizada por Chamom *et al*[Ch-02], na qual as densidades de carga e de matéria para sistemas de íons pesados foram adotadas com uma forma aproximada, dada por uma distribuição de Fermi-Dirac com dois parâmetros (2pF), equação 2.83. Esta forma para as densidades têm sido frequentemente utilizada para a densidade de cargas e seus parâmetros extraídos de experimentos de espalhamento de elétrons[Vr-87].

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \quad (2.83)$$

onde: ρ_0 , a e R_0 são parâmetros relacionados através da relação:

$$4\pi \int_0^\infty \rho(r)r^2 dr = X \quad (2.84)$$

onde: X é o número de prótons, nêutrons ou núcleos.

A forma descrita pela equação 2.83 proporciona um comportamento "liso" para as regiões internas, o qual está associado com propriedades de saturação do meio nuclear, além de uma rápida queda para regiões mais externas, relacionada com a difusividade a .

Para a se obter a expressão analítica da integral do potencial de convolução, dado na equação 2.68, que envolve a distribuição de Fermi-Dirac, uma aproximação, dada pela equação 2.85, foi realizada dentro de uma precisão de 3%. A figura 2.9 ilustra os resultados obtidos para a densidade de nucleons para o ^{56}Fe , na qual podemos observar que boa concordância entre a distribuição de Fermi-Dirac (equação 2.83) e sua aproximação (equação 2.84).

$$\frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \approx \rho_0 C \left(\frac{r - R_0}{a} \right) \quad (2.85)$$

A distribuição de carga do núcleos (ρ_{ch}) foi obtida através da convolução da distribuição de densidade de prótons do núcleos (ρ_p) com a densidade intrínseca de carga dos prótons no espaço livre (ρ_{chp}), ou seja:

$$\rho_{ch}(r) = \int \rho_p(\vec{r}') \rho_{chp}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (2.86)$$

onde: ρ_{chp} é dada por uma exponencial com difusividade $a = 0.235 fm$.

Figura 2.9: Densidade de nucleons para o ^{56}Fe , onde: (2pF) representa o cálculo para a distribuição de dois parâmetros de Fermi (equação 2.83) com $a = 0.5\text{fm}$ e $R_0 = 4.17\text{fm}$ e (DHB) Dirac-Hartree-Bogoliubov[Ch-02].

A densidade de matéria nuclear foi definida de maneira análoga, pela convolução da distribuição de matéria do núcleo (densidade de próton e nêutrons) com a distribuição intrínseca de matéria nuclear, assumida como a mesma forma da densidade intrínseca de carga dos prótons no espaço livre. As distribuições de matéria e de carga são normalizadas para o número de prótons e de nucleons, respectivamente.

Uma sistematização para as densidades nucleares para íons pesados, utilizando vários núcleos, foi realizada por Chamon *et al*[Ch-02] através do modelo de Dirac-Hartree-Bogoliubov (DHB)[Ca-00]. Os cálculos realizados para as difusividades a , incluídas na distribuição de Fermi-Dirac, demonstraram uma boa concordância com os dados experimentais dentro de um valor médio, com um desvio padrão de 0.025fm devido a efeitos de estrutura do núcleo. Os valores médios para as difusividades são: $a_N = 0.5\text{fm}$ para a distribuição de nucleons e $a_M = 0.56\text{fm}$ para a distribuição de matéria.

O raio R_0 para a distribuição de Fermi-Dirac foi determinado considerando que valor r_{ms} do raio, definido pela equação 2.87, deveria ser igual aos resultados fornecidos por dados experimentais (espalhamento de elétrons) e teóricos (DHB). Os resultados teóricos e experimentais obtidos para R_0 demonstraram uma boa concordância, indi-

cando que os cálculos teóricos realizados pelo modelo DHB são realísticos.

$$r_{rms} = \sqrt{\frac{\int r^2 \rho(r) d\vec{r}}{\int \rho(r) d\vec{r}}} \quad (2.87)$$

Os raios para a distribuição de nucleons (R_{0N}) e para a distribuição de matéria (R_{0M}), demonstraram resultados similares, dentro de um valor médio, com um desvio padrão de $0.07 fm$, novamente devido a efeitos de estrutura do núcleo. Assim, estes podem ser descritos através da equação:

$$R_{0N} = R_{0M} = 1.31A^{1/3} - 0.84 \quad fm \quad (2.88)$$

onde: A é a massa do núcleo.

2.4 Parametrização do tipo Pólo de Regge

2.4.1 Aspectos gerais

O sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ envolve dois núcleos interagentes com estrutura- α . Como já comentado anteriormente, os resultados experimentais para as distribuições angulares de tal sistema, demonstram um comportamento fortemente oscilante para energias incidentes acima da barreira Coulombiana, ou seja, o fenômeno de ALAS.

À algumas décadas existem tentativas para descrever tal fenômeno. Um grande número de modelos foram propostos, como por exemplo, considerar uma interferência entre o canal elástico e o canal de transferência alfa, ou interpretar este comportamento como manifestação de ressonâncias quasimoleculares. Neste último caso, podem ser considerado os polos de Regge[Br-77, La-79], ressonâncias isoladas ou superposição de ressonâncias[Ba-78].

Embora, pareça provável que as distribuições angulares para íons pesados exibam o comportamento de polos de Regge, tais efeitos são difíceis de identificar, pois para ângulos traseiros eles podem ser obscurecidos por reações de transferência elástica. Somente colisões entre núcleos idênticos estão livres desta ambiguidade. No caso do $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, a transferência elástica seria de ^{16}O , portanto pouco provável.

No presente trabalho, para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, utilizaremos a descrição das ressonâncias em termos de uma parametrização do tipo pólo de Regge, ou ressonâncias quasimoleculares, considerando a superposição das ressonâncias no espaço de momentos angulares. Neste modelo, os elementos da matriz de espalhamento $\mathcal{S}$ são modificados segundo a equação 2.89[Br-77, Mc-71, Ge-78], a qual, segue a expressão de Breit-Wigner no espaço do momento angular. As ressonâncias se movem ao longo da trajetória de Regge, $l_0 + i\Gamma/2$.

$$S_l = S_l^0 \left[1 + i \frac{De^{2i\varphi}}{(l - l_0) - i\Gamma/2} \right] \quad (2.89)$$

onde: S_l^0 é o elemento da matriz de espalhamento $\mathcal{S}$ para a onda parcial l sem a introdução do pólo, dado pelo Modelo Óptico; D é a intensidade; Γ e φ são a largura total e a fase da ressonância, respectivamente.

Da equação 2.89, fica evidente que o fator entre os colchetes descreve a ressonância centrada em l_0 com largura total Γ , no espaço do momento angular l . Devido a largura em momento, ressonâncias com vários spins podem contribuir para a seção de choque em qualquer energia.

Parte I

ESPALHAMENTO ELÁSTICO

$$^{12}C + ^{28}Si$$

Capítulo 3

Arranjo Experimental

Para a medida das distribuições angulares elásticas do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, utilizamos o feixe do Acelerador Pelletron, localizado no Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Nesta seção será realizada a descrição da linha de feixe do Acelerador Pelletron e do arranjo experimental utilizado para as medidas do espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$.

3.1 Fonte de Íons

Para a produção do feixe foi utilizada uma fonte MC-SNICS (*Multi-Cathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*)[Na-99], localizada no 8º andar do edifício do Acelerador Pelletron, produzida pela NEC (*National Electrostatic Corporation*). Esta fonte de íons pode produzir feixes de íons ou moléculas negativos de praticamente todos os elementos químicos. Em um disco giratório podem ser colocados até 32 catodos, permitindo a troca do tipo de feixe sem a interrupção de operação da fonte e nem perda de vácuo. Na figura 3.1 está esquematizado o princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS.

O vapor de cézio, formado em um reservatório aquecido à 120°C , é introduzido, através de uma válvula, no interior de uma câmara blindada, localizada entre o catodo resfriado, e o ionizador. O ionizador é aquecido e parte dos átomos de cézio evaporado se condensam sobre o catodo e a outra parte é ionizada pela superfície quente do ionizador. As partículas de cézio ionizado, carregadas positivamente, deixam o ionizador e são aceleradas em direção ao catodo e focalizadas por uma abertura de 0.5mm , for-

Figura 3.1: (esquerda) Diagrama esquemático do princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS. (direita) Visão lateral em detalhes da fonte de íons: (1)reservatório de césio, (2)refrigeração dos catodos, (4)válvula, (5)cilindros pneumáticos, (6)corrente do ionizador, (7)extrator, (8)válvula, (9)tensão do focalizador, (10)trilhos, (11)porta auxiliar, (14)válvula de refrigeração.

mando uma fina camada de césio sobre o catodo. O césio acelerado arranca partículas do catodo, através do processo de *sputtering*. Tais partículas arrancadas tornam-se negativas ao atravessarem a camada de césio depositada sobre o catodo, pois o césio cede facilmente seu elétron de valência, formando assim um feixe negativo que possui uma energia de $5keV$. Este feixe é extraído da fonte de íons através do extrator, que opera sob um potencial de $20kV$. A energia do feixe após a extração é de $25keV$. A corrente de feixe para o caso de feixe de ^{28}Si , é maior que $10\mu A$, logo após a saída da fonte de íons, medida no copo de Faraday 3 (veja figura 3.2).

3.2 Linha de Feixe do Acelerador Pelletron

O Acelerador Pelletron, é uma máquina eletrostática tipo Tandem, desenvolvida pela NEC (*National Electrostatic Corporation*), instalada no Instituto de Física da Universidade de São Paulo em 1972[Sa-74b]. Na figura 3.2 está ilustrado o esquema da linha de feixe do Acelerador Pelletron.

O feixe extraído da fonte de íons é injetado num tubo de pré aceleração sob um potencial de $70kV$. A energia do feixe é de $95keV$ após esta fase de pré-aceleração. Neste estágio do feixe uma primeira análise é realizada no *eletroímã infletor*, ME-20. Este imã além de fazer uma primeira seleção em massa e carga, deflete o feixe em

Figura 3.2: Diagrama esquemático da linha de feixe do acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo.

90°, mudando a direção do feixe da horizontal para vertical. O produto massa energia deste ímã é 20, daí deriva seu nome. A focalização do ME-20 é simples, assim se torna necessário um sistema de focalização anterior. As pequenas correções na direção do feixe no plano vertical, são realizadas pelo *duplete eletrostático* e por *defletores eletrostáticos*.

No 6° andar estão localizados o *triplete eletrostático* e dois pares de *defletores magnéticos*, que tem por finalidade focalizar e fazer pequenas correções na trajetória do feixe, respectivamente. Neste andar ainda se localiza o *pré-buncher*, responsável pela conversão do feixe contínuo em feixe pulsado, com frequência de 12Mhz.

Entre o 2° e o 6° está localizado o acelerador Pelletron. A tensão máxima atingida no terminal do acelerador é de 8MV. O tanque do acelerador é preenchido pelo gás SF_6 , para isolar eletricamente o terminal de alta tensão. No interior do terminal de alta tensão está instalado um sistema de folhas de carbono (*stripper*), com capacidade para 88 folhas, de aproximadamente $10\mu g/cm^2$ de espessura cada. O feixe, ao atravessar a folha de carbono, perde elétrons, deixando sua carga positiva. Devido ao potencial positivo do terminal, estes íons positivos de carga qe são reacelerados em direção à saída do acelerador, adquirindo uma energia dada pela equação:

$$E_{feixe} = e(V_{ext} + V_{pré}) + (q + 1)eV_t \quad (3.1)$$

onde:

e é a carga eletrônica;

V_{ext} é o potencial de extração da fonte de íons;

$V_{pré}$ é o potencial de pré-aceleração;

q é o estado de carga selecionado do feixe;

V_t é a tensão no terminal.

O transporte de carga até o terminal é realizada através de uma corrente constituída de pelotas (*pellets*) de metal, ligadas umas às outras por isolantes de nylon.

No 2° andar, o feixe é focalizado e segue para o eletroímã analizador ME-200, localizado no andar térreo. O ME-200 é um eletroímã de dupla focalização, ele realiza uma segunda seleção de massa e carga. Devido ao seu campo magnético altamente estabilizado este ímã analizador é utilizado junto com um conjunto de fendas situadas na sua saída, para realizar o controle da tensão do terminal. Quando alguma variação em energia é detectada pelo conjunto de fendas, uma agulha de corona, ligada na saída do ME-200 através de um triodo e ao ajuste da tensão do terminal, faz o controle do fluxo de cargas no terminal, ajustando assim a energia.

No interior do ME-200, próximo à trajetória do feixe, está instalada uma sonda de ressonância magnética nuclear (RMN), que mede o campo magnético. A relação entre a frequência de ressonância magnética e a energia do feixe é dada pela equação:

$$E_{feixe} = Mc^2 \left[\sqrt{\frac{1 + 2(qfc)^2 k}{(Mc^2)^2}} - 1 \right] \quad (3.2)$$

onde:

M é a massa de repouso do íon;

c é a velocidade da luz no vácuo;

q é o estado de carga mais provável do feixe;

f é a frequência de ressonância nuclear;

k é a constante de calibração do ME-200.

No eletroímã ME-200 o feixe é defletido de 90° , mudando sua direção para a horizontal. Em seguida, através de um ímã seletor (*switching magnet*), o feixe é direcionado para uma das canalizações da sala experimental *A* ou *B*. Cada uma das canalizações possui um *duplete de quadropólos magnéticos*, dois pares de *defletores eletrostáticos*, *fendas de definição*, *copo de Faraday*, *bombas de vácuo* e *válvulas de arejamento e isolamento*.

Ao longo de todo o percurso do feixe, este é monitorado através de copos de Faraday, que o interceptam e medem sua corrente.

3.3 Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção

Para o nosso experimento foi utilizada a canalização localizada à 30° em relação à direção frontal do feixe, na sala experimental *B* (veja figura 3.2). As dimensões da câmara de espalhamento utilizada (câmara 30*B*), são: $1m$ de diâmetro e $30cm$ de altura. Uma foto da câmara 30*B* é mostrada na figura 3.3. A figura 3.4, mostra o desenho esquemático do arranjo experimental utilizado na câmara de espalhamento e a figura 3.5 mostra a foto da montagem. Após atravessar a câmara e o alvo, a corrente de feixe média, medida pelo copo de Faraday, foi de $90nA$.

Um sistema de três telescópios $E - \Delta E$ foi montado sobre um disco giratório graduado, que possibilita a leitura e variação do ângulo de detecção. O telescópio central foi montado a $26.8cm$ do alvo enquanto que os outros dois estavam a $30.8cm$ do mesmo

Figura 3.3: Foto da câmara utilizada para a realização dos experimentos no presente trabalho (câmara 30B) no Laboratório Pelletron. A canalização da câmara 30B está localizada à 30° em relação à direção frontal do feixe, na sala experimental B (figura 3.2).

Figura 3.4: Desenho esquemático do arranjo experimental utilizado na câmara de espalhamento 30B (corte transversal): (1), (2) e (3) telescópios $E - \Delta E$; (4) alvo; (5) monitor; (6) copo de Faraday, (7) flange de conectores BNC.

alvo. O espaçamento entre um telescópio e outro é de 10° , e o range de detecção foi de $\theta_{lab} = 10^\circ$ à 47° . Os alvos são montados em uma torre que comporta até quatro alvos. A torre, localizada no centro da câmara, é fixada na parte superior da mesma, permitindo assim um controle vertical da posição dos alvos. Colimadores existentes na

Figura 3.5: Foto do arranjo experimental utilizado na câmara de espalhamento 30B: (1)linha do feixe de ^{28}Si ; (2) telescópios $E - \Delta E$ (veja figura 3.6); (3)suporte para os alvos e (4)monitor. O suporte para os alvos comporta até 4 alvos, está fixo na tampa da câmara e pode ser movimentado verticalmente, permitindo um controle na posição dos alvos.

entrada da câmara, são alinhados de modo que o feixe incida sobre o alvo.

Cada telescópio é constituído de um contador proporcional a gás (ΔE), seguido por um detector de barreira de superfície de silício (E). Os detectores ΔE são preenchidos com gás P10 (90% de ^{40}Ar e 10% de *Metano*) à pressão de 10torr; e os detectores de barreira de superfície possuem $150\mu\text{m}$ de espessura. Na entrada de cada telescópio é utilizada uma janela de *mylar* ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) com aproximadamente $160\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura, assim o telescópio é isolado do vácuo da câmara. Afim de definir o ângulo sólido de cada telescópio, também foi utilizado em sua entrada um colimador. O vácuo no interior da câmara foi mantida em 10^{-6}torr . A figura 3.6 mostra o esquema de um telescópio $E - \Delta E$ [Pe-78a].

Figura 3.6: Esquema de um telescópio $E - \Delta E$: (1)colimador, (2)janela de *mylar* com $160\mu g/cm^2$ de espessura, (3)fio do anodo do contador proporcional, (4)detector de ^{28}Si de barreira de superfície com $150\mu m$ de espessura, (5)sinal do detector de ^{28}Si , (6)sinal ΔE do contador proporcional com $6.9cm$ de *comprimento eficaz* e (7)canal para circulação do gás no contador proporcional.

O método de funcionamento de um telescópio consiste em: uma partícula energética proveniente da reação entre o feixe e o alvo, atravessa a janela de *mylar*, e ao atravessar o gás, este é ionizado e parte de sua energia cinética (E_{total}) é perdida ($\Delta E_{detector}$). Devido às conseqüentes ionizações que ocorrem, após a ionização primária, há uma multiplicação de elétrons, que são coletados por um fio mantido a uma tensão positiva de aproximadamente $150V$. Estes elétrons constituem um pulso proporcional a $\Delta E_{detector}$. O *comprimento eficaz* do contador proporcional é de $6.9cm$. As partículas provenientes da reação também perdem parte de sua energia total ao deixarem o alvo (ΔE_{alvo}) e ao atravessarem a janela de *mylar* (ΔE_{mylar}), assim quando chegam ao contador proporcional, sua energia é um pouco menor do que a energia total. A perda total de energia é:

$$\Delta E_{total} = \Delta E_{alvo} + \Delta E_{mylar} + \Delta E_{detector} \quad (3.3)$$

Da equação de *Bethe-Block* ($\Delta E \propto MZ^2/E$) [Le-92], temos que a energia perdida no detector à gás é proporcional ao produto MZ^2 , onde M e Z são a massa e o número atômico da partícula proveniente da reação, respectivamente. Desta forma é possível determinar o número atômico. Após atravessar o contador proporcional, a partícula pára no detector de barreira de superfície que detecta sua *energia residual* (E):

$$E = E_{total} - \Delta E_{total} \quad (3.4)$$

O monitor indicado na figura 3.4, é um detector de barreira de superfície de silício com $150\mu m$ de espessura e foi posicionado em um ângulo fixo, dianteiro, $\theta = 21^\circ$ para cada

experiência. Utilizamos um colimador em sua entrada. O monitor foi utilizado para determinar o número de contagens em ângulos dianteiros, onde a secção de choque é Rutherford, e para determinar a variação da espessura do alvo de ^{12}C devido a deposição de ^{12}C no ponto de incidência do feixe (*carbon build-up*), como será descrito na seção 4.2.

3.4 Alvos

Os alvos utilizados neste trabalho foram de ^{12}C , com espessuras de aproximadamente $15\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$, e de ^{28}Si com $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$, confeccionados no laboratório de alvos localizado no laboratório Pelletron[Ue-89]. Para a confecção dos alvos de ^{12}C e de ^{28}Si , foi utilizada a *evaporação em vácuo*[Mu-79], que pode ser obtida através de diversos métodos, diferenciados apenas pelas montagens e não pelo processo. Para o nosso caso foi utilizado o método de *bombardeamento eletrônico*[Ho-70]. O esquema de uma unidade evaporadora do laboratório de alvos, é mostrado na figura 3.7.

No caso do alvo de ^{12}C , o carbono é evaporado sobre uma lâmina de vidro de microscópio, previamente preparada, ou seja, desgordurada e polida com substâncias químicas desenvolvidas para esta finalidade. Sobre a lâmina polida deposita-se uma fina camada de um composto solúvel em água, denominado RBS e finalmente a lâmina é colocada na unidade evaporadora com a face solúvel voltada para o substrato a ser evaporado, e sobre essa camada é depositado o carbono. No caso do alvo de ^{28}Si , este não é auto-portante, sendo assim, o ^{28}Si foi evaporado sobre um substrato de ^{12}C , com $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$. A figura 3.8, mostra o esquema do sistema de bombardeamento de elétrons. A evaporação, através do método de bombardeamento eletrônico, é realizada da seguinte forma: pequenas quantidades de carbono são colocadas dentro de um cadinho cilíndrico de paredes finas e com dimensões adequadas; elétrons, que são emitidos por um filamento de *tungstênio* e focalizados eletrostaticamente, bombardeiam o material a ser evaporado. Tal focalização é realizada através da variação da distância entre o cadinho e o emissor de elétrons[Ue-96].

Para retirar os alvos da unidade evaporadora um gás inerte é injetado no interior da campânula. Após retirada da unidade evaporadora, a lâmina é mergulhada em água destilada ou deionizada para que a película de alvo seja solta. A película, que flutua sobre a água, é então *pescada* sobre o suporte do alvo.

Sobre os alvos de ^{12}C e ^{28}Si foi evaporado uma camada de aproximadamente $1\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{197}Au , pois nas energias de trabalho a secção de choque de espalhamento

Figura 3.7: Esquema de uma unidade evaporadora: (1)câmpula de pirex, (2)bomba difusora, (3)armadilha de N_2 líquido, (4)bomba mecânica, (5)cadinho, (6)colimador, (7)controle de rotação da placa, (8)suporte para o substrato, (9)cabo, (10)tensão de alimentação do filamento de tungstênio, (11), (12) e (13)válvulas, (14)base da placa do evaporador, (15)válvula agulha para entrada de gás inerte.

sobre ouro é puramente Rutherford em todos os ângulos de detecção, assim o ^{197}Au pôde ser utilizado para normalizar os dados, além de ser muito útil para a *calibração*, ou seja, para a determinação de elementos desconhecidos presentes nos espectros de energia.

3.5 Eletrônica e Processamento de Sinais

A figura 3.9 ilustra o esquema da eletrônica utilizada para o processamento dos sinais provenientes dos telescópios e do monitor. Os três telescópios $E - \Delta E$ nos fornecem nove sinais, sendo que seis são de energia, os quais correspondem à parte lenta da eletrônica, e os outros três são de tempo e correspondem à parte rápida.

Os sinais lentos de energia são gerados pelos contadores proporcionais e pelos detectores de barreira de superfície. Estes sinais são amplificados por pré-amplificadores (modelo 124 da *EG&G ORTEC*) e por amplificadores (*Canberra 2026*). Em segui-

Figura 3.8: Sistema de bombardeamento eletrônico com focalização eletrostática: (1)cadinho não posicionado, (2)eixo de controle externo para ajuste de altura e troca de cadinho, (3)cadinho posicionado para evaporação, (4)filamento, (5)colimador, (6)condutores de cobre, (7)corrente, (8)ajuste de tensão mecânica da corrente.

da são enviados aos *ADCs Silena* (modelo 4418/V), que são conversores analógico-digitais.

Os sinais rápidos de tempo são coletados dos pré-amplificadores conectados aos detectores de barreira de superfície e servem como *start* para iniciar a aquisição, pois as partículas que páram neste detector obrigatoriamente produziram sinais no contador proporcional, e assim, somente os eventos que produzem sinais no contador proporcional e no detector de silício são armazenados. Estes sinais rápidos, após o pré-amplificador, seguem para um amplificador rápido *TFA* (*timing filter amplifier* - modelo 454 da *EG&G ORTEC*) e depois para um *CFD* (*constant fraction discriminator* - modelo *CF 4000* da *EG&G-ESN*). Nos *CFDs*, os sinais são convertidos em sinais lógicos de tempo, padrão *Fast-NIM* com largura de $10ns$, que dependem somente do instante de chegada e independem da amplitude do sinal de entrada. Estes sinais lógicos, gerados pelos *CFDs*, são injetados em um módulo lógico *Fan-in/Fan-out* (modelo 429A da *LeCroy*), que gera um sinal de saída quando recebe um sinal de qualquer um dos três *CFD's* conectados em sua entrada. Estes sinais de saída são sinais lógicos padrão *Fast-NIM* com duração igual à soma lógica das larguras dos pulsos de entrada. Em seguida esses sinais passam por um *GDG* (*gate & delay generator* - modelo *GG8000* da *EG&G-ESN*), que gera em sua saída um sinal lógico atrasado e alargado em tempo, que serve como *start* para o sistema de aquisição, discutido na

Figura 3.9: Diagrama de blocos da eletrônica utilizada no processamento de sinais e aquisição dos dados experimentais.

próxima subseção.

O sinal do *GDG* segue para o módulo *CAMAC*[Le-92] *FERA driver* (*Fast Encoding and Readout ADC*), que envia um sinal de *gate* e *clear*. A duração do sinal de *gate*

é igual ao do pulso enviado pelo *GDG*. Ambos os sinais seguem para o *ADC Silena*, que possui oito entradas com conversão analógica-digital. Depois de receber o sinal de *clear* o *ADC* permanece disponível para receber o sinal de *gate*. Durante a duração do *gate*, que indica um evento, o *ADC* ativa o sistema detector de pico, que procura e mantém o valor máximo de tensão de pico do sinal de energia dos amplificadores, até este ser convertido. Este tempo de conversão é de $4\mu s$. Após a conversão, o *ADC* envia para o *Crate Controller* (modelo *CAEN C111A*) um sinal de LAM (*Look at me*), e assim o *ADC* fica novamente disponível para receber outro sinal.

3.6 Sistema de Aquisição de Dados

Utilizamos um PC sobre plataforma Linux e um sistema *SPM-Turbo*[Ri-01], para a aquisição e observação dos eventos. O sistema *SPM-Turbo* é caracterizado por um módulo mestre, que gerencia a aquisição, ou seja, ele é responsável pela distribuição dos comandos realizados pelo usuário, para os outros módulos. Os módulos usados foram: (a) módulo de aquisição (*spm*); (b) módulo de análise (*scan*); e (c) módulo de visualização (*damm*).

O módulo *spm* é responsável pelo controle do CAMAC, ou seja, tem como função ler os dados do *ADC*, associados a um evento. Esta leitura é realizada com o auxílio de um algoritmo (em nosso caso com extensão *EVS*) que contém instruções em uma linguagem específica de máquina, construído de acordo com a necessidade do tipo de aquisição. Nos experimentos realizados, o programa *EVS* consiste em leituras sequenciais dos canais do *ADC*, referentes aos detectores $E1$, $\Delta E1$, $E2$, $\Delta E2$, $E3$, $\Delta E3$ e $E_{monitor}$, respectivamente. Esta sequência é iniciada por um evento proveniente de qualquer detector barreira de superfície ou do monitor, ou seja, das saídas $E1$, $E2$, $E3$ ou $E_{monitor}$. O *EVS* ainda contém informações importantes como: número de parâmetros lidos por evento, posição do *crate* onde se encontra o *ADC* e o *FERA*, qual módulo mestre enviará um LAM ao PC, etc.

O módulo *scan* realiza a histogramação dos dados armazenados, com o auxílio de um programa denominado CHIL (*Comprehensive Histogramming Language*). A histogramação é possível tanto durante quanto depois da aquisição. Utilizamos dois tipos de histogramação, *monoparamétrica* e *biparamétrica*. Os espectros *monoparamétricos* relacionam a energia total, E_{total} , em função do número de contagens, ou seja, número de partículas detectadas; e os espectros *biparamétricos* relacionam a energia ΔE em função da energia residual, E , referente ao mesmo evento.

O módulo *damm* (*Display Analysis and Manipulation Module*) possibilita a visu-

alização dos espectros, tanto durante quanto depois da aquisição. O *damm* também viabiliza a análise dos espectros, discutida na seção 4.1.

Em resumo o sistema de aquisição funciona da seguinte maneira: após o FERA indicar a presença de um evento, o *ADC* manda um sinal de LAM para o *crate controler* e fica pronto para ler suas saídas; o sinal de LAM segue para o PC, que executa o programa de aquisição *EVS*, o *ADC* lê suas saídas e os dados são armazenados no PC. Após esta sequência o *ADC* fica novamente disponível e os dados adquiridos são histogramados pelo *scan* e visualizados no *damm*.

Capítulo 4

Análise dos Dados Experimentais

A primeira fase da análise dos dados armazenados corresponde à interpretação dos espectros biparamétricos $E - \Delta E$. Depois desta interpretação, uma relação entre as informações experimentais e a seção de choque é necessária. Estas duas etapas de análise e os resultados obtidos para a seção de choque experimental para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, serão descritos neste capítulo.

4.1 Análise dos Espectros

Como já mencionado anteriormente, a partícula proveniente da reação perde uma energia ΔE ao atravessar o detector à gás e pára no detector de sílcio com uma energia residual E . Da equação de *Bethe-Block*[Le-92], temos que ΔE é proporcional ao produto MZ^2 , onde M e Z são a massa e o número atômico da partícula, respectivamente. Através dos espectros biparamétricos obtidos, foi possível observar *faixas* bem definidas em ΔE , correspondentes a diferentes valores do produto MZ^2 . Deste modo o número atômico das diferentes partículas presentes nos espectros biparamétricos pode ser determinado. A figura 4.1-(a), mostra um espectro biparamétrico típico, obtido para o espalhamento $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, para a energia $E_{c.m.} = 19.6\text{MeV}$ onde, neste caso, a *faixa* para $Z = 14$ corresponde ao ^{28}Si espalhado elasticamente no alvo de ^{12}C e nos seus contaminantes, a *faixa* para $Z = 8$ corresponde ao recuo de ^{16}O , e a *faixa* para $Z = 6$ corresponde ao ^{12}C de recuo.

Para determinar os elementos desconhecidos, ou seja, os contaminantes presentes no alvo, construímos uma reta de calibração para cada telescópio $E - \Delta E$, com o auxílio do programa *damm*. Na reta de calibração relacionamos a energia residual

E , do feixe de ^{28}Si ou ^{12}C , espalhado por um certo elemento, em função da posição em canal do pico correspondente. Utilizamos o programa *damm* para determinar a posição em canal de cada pico observado. O *damm* nos permite fazer um *contorno* sobre cada *faixa* do espectro biparamétrico e o *scan* viabiliza a projeção destes sobre o eixo da energia residual E , assim obtém-se espectros monoparamétricos, histogramas, do número de contagens em função do canal. Sendo assim, para cada elemento presente no histograma, é possível determinar a posição em canal de seu pico. As figuras 4.1-(b) e (c) ilustram as projeções das *faixas* para $Z = 14$ e $Z = 6$, respectivamente, mostradas na figura 4.1-(a).

A energia total (E_{total}) foi obtida utilizando um algoritmo FORTRAN[Ol-86], que resolve as equações da cinemática de dois corpos, obtendo a energia do ejetil em função do ângulo de laboratório e o jacobiano de transformação entre os sistemas de laboratório e centro de massa. O sistema de 3 telescópios teve sua posição angular variada entre $\theta_{lab} = 10^\circ$ e 47° , isto é, as medidas foram todas realizadas no hemisfério dianteiro da câmara experimental, mas através da detecção do núcleo de recuo, também obtivemos medidas em ângulos traseiros de centro de massa. No caso das medidas realizadas para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, temos que os núcleos do feixe espalhado em ângulos de laboratório dianteiros correspondem à ângulos de centro de massa dianteiros e os núcleos do alvo recuando em ângulos de laboratório dianteiros representam ângulos de centro de massa traseiros.

A energia residual foi determinada utilizando a parametrização de Ziegler-Biersack[Zi-85] do algoritmo *stopx*[Mi-87], que calcula a energia perdida por uma dada partícula quando esta atravessa uma espessura de um certo material. Em nosso caso consideramos que a reação ocorreu no centro do alvo, então a partícula vinda da reação, atravessa metade do alvo e fica com E_{total} , em seguida atravessa a janela de *mylar* ($160\mu\text{g}/\text{cm}^2$) e o gás do contador proporcional (6.0cm), assim a energia residual, como já dito anteriormente, é dada por: $E = E_{total} - \Delta E_{alvo} - \Delta E_{mylar} - \Delta E_{gás}$.

Após a identificação de todos os picos presentes nos histogramas e de todos os elementos presentes no alvo, utilizando as projeções das *faixas* para $Z = 14$ e $Z = 6$, sobre o eixo da energia residual, foi determinado a área, ou seja, o número de contagens do pico, afim de se obter a seção de choque experimental, como será descrito na seção 4.2.

Para as medidas utilizando feixe de ^{28}Si e alvo de ^{12}C , como é o caso da energia $E_{c.m.} = 19.6\text{MeV}$, mostrado na figura 4.1, utilizamos a área do pico do ^{12}C da *faixa* de $Z = 14$ (figura 4.1-b), para obtermos a seção de choque experimental em ângulos de centro de massa dianteiros; e a área do pico de ^{12}C de recuo da *faixa* para $Z = 6$ (figura

4.1-c) para determinarmos a seção de choque experimental em ângulos de centro de massa traseiros, pois as *faixas* para o ^{28}Si e para o ^{12}C de recuo são complementares, ou seja, o ^{28}Si e o ^{12}C espalhados em ângulos de laboratório dianteiros correspondem, respectivamente à ângulos dianteiros e traseiros no referencial de centro de massa.

Para as energias mais altas, medidas neste trabalho ($E_{c.m.} = 20.9$ e 22.4MeV), foi utilizado feixe de ^{12}C e alvo de ^{28}Si . Neste caso a *faixa* para $Z = 6$ corresponde ao feixe de ^{12}C espalhado elasticamente no alvo de ^{28}Si , e a *faixa* $Z = 14$ corresponde ao ^{28}Si de recuo. A figura 4.2-(a), mostra o espectro biparamétrico para $E_{cm} = 20.9\text{MeV}$, e as figuras 4.2-(b) e (c), mostram as projeções das *faixas* para $Z = 6$ e $Z = 14$, respectivamente. Na projeção da *faixa* do ^{28}Si de recuo, observamos também o primeiro estado excitado do ^{28}Si (Si^*) muito próximo ao estado fundamental (Si_{gs}), o qual nos interessa. Sendo assim, a determinação da área do pico do ^{28}Si de recuo Si_{gs} , foi realizada com maior precisão através de um ajuste com Gaussianas Assimétricas, realizados pelo programa *damm*, como mostra a figura 4.2-(d). Desta forma, utilizamos a área do pico de ^{28}Si da faixa do ^{12}C (figura 4.2-(b)), para obtermos a seção de choque experimental em ângulos de centro de massa dianteiros; e a área do pico do ^{28}Si de recuo Si_{gs} (figuras 4.2-(d)) para determinarmos a seção de choque experimental em ângulos de centro de massa traseiros.

4.2 Cálculo da Seção de Choque Experimental

A seção de choque experimental pode ser obtida através de várias metodologias, em nosso caso utilizamos os dados provenientes dos picos do ^{12}C , ^{28}Si e do ^{197}Au , observados pelos três telescópios $E - \Delta E$ e pelo monitor (figuras 3.4 e 3.5). As duas metodologias de análise utilizadas no presente trabalho serão descritas a seguir.

Inicialmente descreveremos algumas relações fundamentais utilizadas nas metodologias de análise. Considerando uma determinada energia do projétil e um dado ângulo de detecção no laboratório, o número de contagens de uma partícula proveniente da reação, ou seja, o número de partículas detectadas, é dada por:

$$N(\theta_{lab}) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} \Delta\Omega_{det} e N_i \quad (4.1)$$

onde:

$(d\sigma/d\Omega)_{lab}$ é a seção de choque diferencial no sistema do laboratório;

$\Delta\Omega_{det}$ é o ângulo sólido do detector em *srad*;

e é a espessura do alvo em *número de átomos/cm²*;

N_i é o número de partículas incidentes.

A descrição do espalhamento é usualmente realizada no sistema de centro de massa (*c.m.*), sendo assim, é conveniente descrevermos as relações utilizadas em tal sistema. A conversão da seção de choque no sistema de laboratório para o sistema de centro de massa obedece a seguinte relação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} J(\theta) \quad (4.2)$$

onde: $J(\theta)$ é o jacobiano de transformação dos ângulos sólidos entre os sistemas de laboratório e centro de massa, dado pela equação[Ma-70]:

$$J(\theta) = \frac{|1 + \lambda \cos \theta_{c.m.}|}{(1 + 2\lambda \cos \theta_{c.m.} + \lambda^2)^{3/2}} \quad (4.3)$$

e a transformação do ângulo de laboratório para o sistema de centro de massa é dada por:

$$\theta_{c.m.} = \arcsin(\lambda \sin(\theta_{lab})) + \theta_{lab} \quad (4.4)$$

com:

$$\lambda = m_p/m_a;$$

m_p massa do projétil;

m_a massa do alvo.

Desta forma o número de contagens de uma determinada partícula proveniente da reação, no sistema do centro de massa é:

$$N(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.} \Delta\Omega_{det} e N_i \frac{1}{J(\theta)} \quad (4.5)$$

A primeira metodologia de análise (Método I) consiste basicamente na utilização das informações obtidas através dos espectros do monitor. Para a descrição das equações seguintes vamos considerar o espalhamento realizado utilizando-se feixe de ^{28}Si e alvo de ^{12}C . Utilizando a relação 4.5, para escrever a equação do número de contagens de espalhamento em ^{12}C observado nas projeções dos espectros biparamétricos dos telescópios ($N_C(\theta)$) e nos espectros do monitor ($N_C(mon)$), obtemos:

$$N_C(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta) \Delta\Omega_{det} e_C N_i \frac{1}{J_C(\theta)} \quad (4.6)$$

$$N_C(mon) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta_{mon}) \Delta\Omega_{mon} e_C N_i \frac{1}{J_C(\theta_{mon})} \quad (4.7)$$

onde:

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta)$ e $J_C(\theta)$ são a seção de choque e o jacobiano, respectivamente, no ângulo do detector (θ), para o $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$;

e_C é a espessura do carbono;

$\Delta\Omega_{det}$ e $\Delta\Omega_{mon}$ são o ângulo sólido do detector e do monitor, respectivamente;

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta_{mon})$ e $J_C(\theta_{mon})$ são a seção de choque e o jacobiano, respectivamente, no ângulo em que o monitor está posicionado (θ_{mon}), para o $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$.

Para eliminar a dependência com o número de partículas incidentes (N_i) e com a espessura do alvo de carbono (e_C), dividimos a equação 4.6 pela 4.7, e assim obtemos:

$$\frac{N_C(\theta)}{N_C(mon)} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta_{mon})} \frac{\Delta\Omega_{det}}{\Delta\Omega_{mon}} \frac{J_C(\theta_{mon})}{J_C(\theta)} \quad (4.8)$$

Isolando a seção de choque diferencial para o $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ da equação acima, temos:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta) = \frac{N_C(\theta)}{N_C(\theta_{mon})} \frac{J_C(\theta)}{J_C(\theta_{mon})} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta_{mon}) \left(\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{det}}\right) \quad (4.9)$$

Dividindo a equação 4.9 pela seção de choque *Rutherford* (σ_R) e considerando que nas energias em estudo a seção de choque para $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ no ângulo de detecção do monitor $\left(\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m.}^C(\theta_{mon})\right)$ também é de *Rutherford*, obtemos a distribuição angular para o Método I $(\sigma/\sigma_R)^I$, dada na equação 4.10, onde o índice para centro de massa *c.m.* foi abandonado.

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_R}\right)^I = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^C(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)^C(\theta)} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^C(\theta_{mon})}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^C(\theta)} \frac{N_C(\theta)}{N_C(mon)} \frac{J_C(\theta)}{J_C(\theta_{mon})} \left(\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{det}}\right) \quad (4.10)$$

onde:

o índice I indica o resultado obtido através do Método I;

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^C(\theta)$ e $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R^C(\theta_{mon})$ são, respectivamente, a seção de choque *Rutherford* no ângulo do detector e no ângulo do monitor, para o $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$;

$N_C(\theta)$ e $N_C(mon)$ são, respectivamente, o número de contagens no detector e no monitor;

$J_C(\theta)$ e $J_C(\theta_{mon})$ são, respectivamente, o jacobiano de transformação no ângulo do detector e no ângulo do monitor.

A seção de choque de *Rutherford* (σ_R) é dada em *mb*, por:

$$\sigma_R = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^C(\theta_{c.m.}) = 1.296 \left(\frac{Z_a Z_p}{E_{c.m.}} \right)^2 \frac{1}{\left(\sin \frac{\theta_{c.m.}}{2} \right)^4} (mb) \quad (4.11)$$

onde:

Z_a é o número atômico do alvo;

Z_p é o número atômico do projétil;

$E_{c.m.}$ é a energia do projétil no referencial de centro de massa.

A razão dos ângulos sólidos $(\Delta\Omega_{mon}/\Delta\Omega_{det})$, da equação 4.10, é determinada utilizando os dados provenientes do pico do ^{197}Au , observado na projeção da faixa do ^{28}Si em ângulos de laboratório nos quais este pico era bem *resolvido*, juntamente com os dados desse mesmo pico observado no monitor. Como a seção de choque para o espalhamento elástico do $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$ é *Rutherford* nas energias em estudo, temos que a razão entre o número de contagens do ^{197}Au ($N_{Au}(\theta)$) em um dado ângulo do detector θ e o número de contagens do ^{197}Au observado no monitor ($N_{Au}(mon)$), posicionado em θ_{mon} é dada por:

$$\frac{N_{Au}(\theta)}{N_{Au}(mon)} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^{Au}(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^{Au}(\theta_{mon})} \left(\frac{\Delta\Omega_{det}}{\Delta\Omega_{mon}} \right) \quad (4.12)$$

Desta forma, isolando a razão dos ângulos sólidos da equação acima, podemos escrever:

$$\left(\frac{\Delta\Omega_{mon}}{\Delta\Omega_{det}} \right) = \frac{N_{Au}(mon)}{N_{Au}(\theta)} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^{Au}(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^{Au}(\theta_{mon})} \quad (4.13)$$

A razão dos ângulos sólidos, dada pela equação 4.13, foi obtida para cada um dos três telescópios. Deste modo, quando utilizado dados experimentais para o cálculo da distribuição angular, através do Método I (equação 4.10), provenientes de um determinado telescópio, a correspondente razão dos ângulos sólidos era utilizada.

A segunda metodologia (Método II), assim como no Método I, utiliza os dados provenientes do pico do ^{197}Au observado nos espectros dos detectores e do monitor, mas o cálculo da razão dos ângulos sólidos (equação 4.13) não é necessário. Utilizando a equação 4.5, o número de contagens de ^{12}C e de ^{197}Au observados no detector posicionado em um certo ângulo (θ) são, respectivamente, escritas como:

$$N_C(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^C(\theta) \Delta\Omega_{det} e_C N_i \frac{1}{J_C(\theta)} \quad (4.14)$$

$$N_{Au}(\theta) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^{Au}(\theta) \Delta\Omega_{det} e_{Au} N_i \frac{1}{J_{Au}(\theta)} \quad (4.15)$$

onde:

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^C(\theta)$ e $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^{Au}(\theta)$ são as seções de choque do ^{12}C e do ^{197}Au , respectivamente; e_C e e_{Au} são as espessuras do ^{12}C e do ^{197}Au , respectivamente; $J_C(\theta)$ e $J_{Au}(\theta)$ são os jacobianos do ^{12}C e do ^{197}Au , respectivamente, dados pela equação 4.3.

Isolando o produto $\Delta\Omega_{det} N_i$ da equação 4.14 e substituindo na equação 4.15, podemos escrever a seguinte relação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^C(\theta) = \frac{N_C(\theta)}{N_{Au}(\theta)} \frac{J_C(\theta)}{J_{Au}(\theta)} \left(\frac{e_{Au}}{e_C} \right) \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^{Au}(\theta) \quad (4.16)$$

Sabendo que a seção de choque para o espalhamento elástico do $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$ é de *Rutherford* nas energias em estudo, como já mencionado anteriormente, dividimos a equação 4.16 pela seção de choque de *Rutherford* (σ_R) e obtemos a equação para a distribuição angular através do Método II $(\sigma/\sigma_R)^{II}$, dada pela equação 4.17, onde o índice para centro de massa (*c.m.*) foi abandonado.

$$\left(\frac{\sigma}{\sigma_R} \right)^{II} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^C(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^C(\theta)} = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^{Au}(\theta)}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^C(\theta)} \frac{N_C(\theta)}{N_{Au}(\theta)} \frac{J_C(\theta)}{J_{Au}(\theta)} \left(\frac{e_{Au}}{e_C} \right) \quad (4.17)$$

onde:

o índice II indica o resultado obtido através do Método II;

$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^C(\theta)$ e $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^{Au}(\theta)$ são, respectivamente, a seção de choque *Rutherford* para o $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ e $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$ no ângulo do detector;

$N_C(\theta)$ e $N_{Au}(\theta)$ são, respectivamente, o número de contagens para o espalhamento $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ e $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$ no detector;

$J_C(\theta)$ e $J_{Au}(\theta)$ são, respectivamente, o jacobiano de transformação para o $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ e $^{28}\text{Si} + ^{197}\text{Au}$ no ângulo do detector.

No caso do alvo de ^{12}C , a variação do crescimento do alvo devido a deposição de ^{12}C no ponto de incidência do feixe (*carbon build-up*), foi monitorada através da razão de espessuras de ^{197}Au e ^{12}C (e_{Au}/e_C), obtida na equação 4.17, e foi calculada para cada tomada de dados. Tal razão é determinada utilizando os dados provenientes do monitor. Através da equação 4.5, podemos escrever o número de contagens de ^{12}C ($N_C(mon)$) e de ^{197}Au ($N_{Au}(mon)$) observados no monitor, ou seja:

$$N_C(mon) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^C (\theta_{mon}) \Delta\Omega_{mon} e_C N_i \frac{1}{J_C(\theta)} \quad (4.18)$$

$$N_{Au}(mon) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.}^{Au} (\theta_{mon}) \Delta\Omega_{mon} e_{Au} N_i \frac{1}{J_{Au}(\theta)} \quad (4.19)$$

Para eliminar a dependência com o número de partículas incidentes (N_i) e com o ângulo sólido do monitor ($\Delta\Omega_{mon}$), dividimos a equação 4.19 pela 4.18 e isolamos a razão e_{Au}/e_C , obtendo assim a equação 4.20, onde novamente aproximamos $(d\sigma/d\Omega)_{c.m.}^{C,Au}$ para a seção de choque *Rutherford* e abandonamos o índice para o centro de massa (*c.m.*). A figura 4.3, mostra a variação do crescimento do alvo devido a deposição de ^{12}C (*carbon build-up*), no decorrer da realização das medidas experimentais, no caso das medidas realizadas com alvo de ^{12}C .

$$\left(\frac{e_{Au}}{e_C} \right) = \frac{N_{Au}(mon) J_{Au}(\theta_{mon})}{N_C(mon) J_C(\theta_{mon})} \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^C (\theta_{mon})}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_R^{Au} (\theta_{mon})} \quad (4.20)$$

Os resultados obtidos tanto para o Método I quanto para o Método II, foram equivalentes. A figura 4.4 mostra a comparação entre os resultados obtidos para a distribuição angular experimental, utilizando o Método I e o Método II, para $E_{c.m.} = 12.4\text{MeV}$, na qual podemos observar que os dois Métodos (I e II) possuem resultados para σ/σ_R com o mesmo comportamento.

O desvio de σ/σ_R corresponde a propagação dos desvios associados as quantidades envolvidas nas equações 4.10, para o Método I, e 4.17, para o Método II. As equações

utilizadas para o cálculo dos erros experimentais para o Método I, $\delta(\sigma/\sigma_R)^I$, e para o Método II, $\delta(\sigma/\sigma_R)^{II}$, são dadas por 4.21 e 4.25, respectivamente.

$$\delta\left(\frac{\sigma}{\sigma_R}\right)^I = \left(\frac{\sigma}{\sigma_R}\right)^I \left[\left(\frac{\delta R_N}{R_N}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_\Omega}{R_\Omega}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.21)$$

onde: R_N é a razão $(N_C(\theta)/N_C(mon))$ e δR_N é o erro em R_N , dado pela equação 4.22; R_Ω é a razão $(\Delta\Omega_{mon}/\Delta\Omega_{det})$ (equação 4.13) e δR_Ω é o erro em R_Ω , dado pela equação 4.24 .

$$\delta R_N = \left(\frac{N_C(\theta)}{N_C(mon)}\right) \left[\left(\frac{\delta N_C(\theta)}{N_C(\theta)}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_C(mon)}{N_C(mon)}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.22)$$

onde: $\delta N_C(\theta)$ e $\delta N_C(mon)$ são, respectivamente, o erro no número de contagens de ^{12}C observados no detector e no monitor, calculados através da equação 4.23.

$$\delta N_j(i) = [N_p + 2N_f]^{1/2} \quad (4.23)$$

com: $j = ^{12}C$ ou ^{197}Au ; $i = \theta$ ou θ_{mon} ; N_p o número de contagens do pico j ; N_f o número de contagens do fundo do pico j .

Para o cálculo de δR_Ω foi utilizada a equação para o desvio padrão da média (4.24), pois a grandeza R_Ω foi calculada para cada aquisição de dados, e assim um conjunto de N medidas foi obtido.

$$\delta R_\Omega = \left[\frac{1}{N(N-1)} \sum_i (x_i - \bar{x})^2 \right]^{1/2} \quad (4.24)$$

onde: N é o número de medidas de R_Ω ; x_i são os valores de cada medida de R_Ω ; $\bar{x}$ é o valor médio de R_Ω .

$$\delta\left(\frac{\sigma}{\sigma_R}\right)^{II} = \left(\frac{\sigma}{\sigma_R}\right)^{II} \left[\left(\frac{\delta R'_N}{R'_N}\right)^2 + \left(\frac{\delta R_e}{R_e}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.25)$$

onde: R'_N é a razão $(N_C(\theta)/N_{Au}(\theta))$ e $\delta R'_N$ é o erro em R'_N , dado pela equação 4.26; R_e é a razão (e_{Au}/e_C) (equação 4.20) e δR_e é o erro em R_e , dado pela equação 4.27.

$$\delta R'_N = \left(\frac{N_C(\theta)}{N_{Au}(\theta)}\right) \left[\left(\frac{\delta N_C(\theta)}{N_C(\theta)}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_{Au}(\theta)}{N_{Au}(\theta)}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.26)$$

onde: $\delta N_C(\theta)$ e $\delta N_{Au}(\theta)$ são, respectivamente, o erro no número de contagens de ^{12}C e ^{197}Au observados no detector, calculados através da equação 4.23.

O erro (δR_e) da razão (e_{Au}/e_C) foi calculado para cada aquisição de dados, pois devido ao *carbon build-up*, esta razão varia no decorrer de cada experimento. Sendo assim, o erro δR_e é dado pela equação 4.27.

$$\delta R_e = \left(\frac{e_{Au}}{e_C} \right) \left[\left(\frac{\delta N_C(mon)}{N_C(mon)} \right)^2 + \left(\frac{\delta N_{Au}(mon)}{N_{Au}(mon)} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (4.27)$$

onde: $\delta N_C(mon)$ e $\delta N_{Au}(mon)$ são, respectivamente, o erro no número de contagens de ^{12}C e ^{197}Au observados no monitor, calculados através da equação 4.23.

Para o cálculo da distribuição angular experimental do sistema $^{28}Si + ^{12}C$, dada pelas equações 4.10 (Método I) e 4.17 (Método II), foi utilizado um código C^{++} , desenvolvido por Benjamim[Be-01], o qual permite realizar os cálculos através dos Métodos I e II.

4.3 Resultados Experimentais

Neste trabalho foram realizadas 9 medidas das distribuições angulares para o sistema $^{12}C + ^{28}Si$, em energias próximas e acima da barreira coulombiana ($E_{BC}^{C+Si} = 14.3 MeV$), $E_{c.m.} = 12.4, 13.3, 14.0, 14.7, 16.1, 16.8, 19.6, 20.9$ e $22.4 MeV$. Sendo que, nas energias $E_{c.m.} = 16.1, 19.6, 20.9$ e $22.4 MeV$ foram realizadas medidas somente em algumas regiões angulares, com o objetivo de completar ou verificar os dados adquiridos anteriormente. As medidas abaixo da barreira Coulombiana foram realizadas para comparar com o sistema $^{12}C + ^{24}Mg$, no qual mesmo para energias abaixo da barreira Coulombiana as distribuições angulares apresentam oscilações[Sc-97,Le-99]. Na tabela 4.1 estão relacionadas as energias e ângulos que foram medidos para o sistema $^{12}C + ^{28}Si$ e a figura 4.5 mostra as distribuições angulares elásticas.

Para a análise, utilizamos também distribuições angulares medidas anteriormente por: Oliveira[Ol-88], Villari[Vi-82], Ost[Os-76] e Cheng[Ch-77], afim de estudarmos um conjunto completo de energias, tanto acima, quanto abaixo da barreira coulombiana ($E_{BC}^{C+Si} = 14.3 MeV$). A tabela 4.2 lista a reação, energia e ângulo de centro de massa medidos por Oliveira, Villari, Ost e Cheng; as distribuições angulares são mostradas na figura 4.6.

Tabela 4.1: Medidas realizadas neste trabalho para o espalhamento elástico $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$. Sendo que a espessura do alvo de ^{12}C era de $15\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e $30\mu\text{g}/\text{cm}^2$; e para para o alvo de ^{28}Si , $40\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

<i>feixe</i>	<i>alvo</i>	$E_{lab}(MeV)$	$E_{c.m.}(MeV)$	$\theta_{c.m.}(graus)$
^{28}Si	^{12}C	41.5	12.4	$37.4^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 164^\circ$
		44.5	13.3	$33.9^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 162^\circ$
		46.9	14.0	$30.4^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 162^\circ$
		49.2	14.7	$30.4^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 162^\circ$
		53.6	16.1	$64.1^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 144^\circ$
		56.0	16.8	$30.4^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 162^\circ$
		65.3	19.6	$26.9^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 164^\circ$
^{12}C	^{28}Si	29.9	20.9	$17.1^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 66.2^\circ$
		32.1	22.4	$29.8^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 97.1^\circ$

Tabela 4.2: Distribuições angulares elásticas medidas anteriormente por: (a)Oliveira [Ol-88], (b)Villari[Vi-82], (c)Ost[Os-76] e (d)Cheng[Ch-77], utilizadas para a análise neste trabalho.

<i>feixe</i>	<i>alvo</i>	$E_{c.m.}(MeV)$	$\theta_{c.m.}(graus)$
^{28}Si	$^{12}\text{C}^{(a)}$	13.3	$15^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 170^\circ$
		14.7	
		16.1	
		18.9	
		20.9	
		21.9	
^{12}C	^{28}Si	17.5 ^(b)	$20^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 170^\circ$
		20.3 ^(c)	$15^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 170^\circ$
^{12}C	$^{28}\text{Si}^{(d)}$	19.6	$20^\circ \leq \theta_{c.m.} \leq 100^\circ$
		22.4	
		23.8	
		24.5	
		25.2	

Na figura 4.6, temos uma comparação das distribuições angulares medidas neste trabalho com os resultados medidos anteriormente e podemos observar discrepâncias em algumas regiões angulares das energias $E_{c.m.} = 14.7$ [Ol-88], 19.6 [Ch-77], 20.9 [Ol-88] e 22.4MeV [Ch-77]. Ao usarmos 3 telescópios $E - \Delta E$, com separação angular de 10° , e medidas diretas e de recuo, intercalamos os ângulos de detecção de tal maneira que detectores diferentes cobrem a mesma região angular. Desta forma, a normalização de

cada detector (ângulo sólido) acaba sendo controlada e verificada pela região angular dianteira, onde todos os dados medidos neste trabalho reproduzem os dados medidos anteriormente. Assim, podemos dizer que nossos resultados são confiáveis em ângulos mais traseiros e vamos adotá-los para as análises posteriores.

Tanto nas medidas realizadas por Oliveira[Ol-88], quanto nas realizadas por Cheng [Ch-77], para o sistema de detecção foram utilizados detectores sensíveis à posição (*PSDs, position-sensitive detectors*), os quais possuem uma dificuldade na determinação do ângulo de espalhamento. Nas medidas realizadas no presente trabalho foram utilizados detectores $E - \Delta E$, com características citadas no parágrafo acima. Esta pode ser uma hipótese sobre as discrepâncias entre as distribuições angulares medidas neste trabalho e as medidas de Oliveira[Ol-88] e Cheng[Ch-77].

Figura 4.1: (a) Espectro biparamétrico: energia ΔE perdida no gás em função da energia residual E , observada no detector de silício, para $E_{c.m.} = 19.6 \text{ MeV}$ e $\theta_{lab} = 22^\circ$, obtido utilizando-se alvo de ^{28}Si e alvo de ^{12}C ; (b) projeção no eixo da energia da *faixa* para $Z = 14$, a qual indica o ^{28}Si espalhado elasticamente no alvo de ^{12}C e em seus contaminantes; (c) projeção no eixo da energia da *faixa* para o carbono de recuo $Z = 6$, a qual indica o espalhamento elástico e inelástico do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, pela medida do núcleo de recuo.

Figura 4.2: (a) Espectro biparamétrico $E - \Delta E$ perdida no gás em função da energia residual E , observada no detector de silício, para a energia $E_{cm} = 20.9 \text{ MeV}$ e $\theta_{lab.} = 37^\circ$, obtido utilizando-se alvo de ^{12}C e alvo de ^{28}Si ; (b) projeção da faixa do ^{12}C ($Z = 6$), no eixo da energia E , onde observamos além do pico do ^{28}Si , os contaminantes: ^{197}Au , ^{16}O e ^{12}C ; (c) projeção da faixa do ^{28}Si ($Z = 14$), no eixo da energia E , onde observamos os picos do estado fundamental ($\text{Si}_{g.s.}$) e do primeiro estado excitado (Si^*) do ^{28}Si ; (d) ajuste dos picos do estado fundamental ($\text{Si}_{g.s.}$) e do primeiro estado excitado (Si^*) do ^{28}Si , utilizando Gaussianas Assimétricas.

Figura 4.3: Razão das espessuras dos alvos de ^{12}C e ^{197}Au , dada pela equação 4.20, mostrando a variação do crescimento do alvo devido a deposição de ^{12}C no ponto de incidência do feixe (*carbon build-up*), no decorrer da realização das medidas experimentais, indicado pelo Run.

Figura 4.4: Comparação dos resultados obtidos para a distribuição angular experimental, utilizando o Método I (equação 4.10) e o Método II (equação 4.17), para $E_{c.m.} = 12.4 \text{ MeV}$, onde podemos observar que os dois métodos de análise possuem resultados com o mesmo comportamento, e se superpõe para alguns pontos.

Figura 4.5: Distribuições angulares elásticas experimentais medidas neste trabalho nas energias de centro de massa: $E_{c.m.} = 12.4, 13.3, 14.0, 14.7, 16.1, 16.8, 19.6, 20.9$ e 22.4 MeV . Os pontos pretos indicam os resultados obtidos utilizando os dados da reação direta, e os pontos em azul os dados do recuo.

Figura 4.6: Distribuições angulares experimentais para o sistema $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$, utilizadas para a análise no presente trabalho. Os pontos em azul são medidas realizadas anteriormente por: (a)Oliveira [Ol-88], (b)Villari[Vi-82], (c)Ost[Os-76] e (d)Cheng[Ch-77]; e os pontos vermelhos são resultados obtidos neste trabalho.

Capítulo 5

Ajustes dos Dados para o Sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$

Os ajustes das distribuições angulares para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, foram realizados dentro do contexto do Modelo Óptico. Para a parte real do potencial foi considerado o Modelo de Interação Não-Local, Potencial de São Paulo- PSP[Ri-97, Ch-97, Ch-02], cujas principais características estão descritas no capítulo 2, e para a parte imaginária foi considerada a forma $W(r) = N_I V(r)$, onde N_I é a normalização e $V(r)$ é a parte real do potencial. Esta escolha para o potencial imaginário nos impõe a característica de que a forma do potencial é totalmente determinada sem nenhum parâmetro ajustável se a difusividade a (equação 2.83) for fixada. Entretanto, neste trabalho a variável a foi considerada ajustável.

Para descrever o comportamento oscilatório das distribuições angulares nas energias acima de $E_{cm} = 16.1\text{MeV}$, (figura 4.6), foi introduzido um Pólo de Regge na forma da matriz de espalhamento $\mathcal{S}$, segundo a equação 2.89[Br-77, Mc-71, Ge-78], a qual, segue a forma da expressão de Breit-Wigner no espaço do momento angular e as ressonâncias se movem ao longo da trajetória de Regge, $l_0 + i\Gamma/2$, (veja seção 2.4).

Na análise do sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ [Sc-05] ($V_{BC}^{C+Mg} = 12.5\text{MeV}$), no qual os núcleos interagentes também possuem estrutura α , como no sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, as distribuições angulares elásticas apresentam oscilações mesmo em energias $E \leq V_{BC} = 12.5\text{MeV}$. As oscilações foram reproduzidas introduzindo-se um polo de Regge na matriz- $\mathcal{S}$, com $l_0 = 4, 6$ e 7 , dependendo da energia. A tabela 5.1 lista os resultado para o sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$.

Para realizar os ajustes deste trabalho, foi implementado um Código C^{++} [Ku-03a],

Tabela 5.1: Parâmetros obtidos para os ajustes, introduzindo Pólo de Regge na expressão da matriz- $\mathcal{S}$ (equação 2.89), para descrever o comportamento oscilatório das distribuições angulares do sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$.

$E_{c.m.}(MeV)$	l_g	l_0	$\phi(gaus)$	D	Γ	$a(fm)$	χ^2
11.3	—	4	275.46	0.003661	0.0293	0.5803	1.35
12.0	—	4	281.05	0.001317	0.0051	0.5881	5.42
12.3	—	4	293.39	0.000548	0.0035	0.5497	2.57
12.6	1.7	4	147.09	0.000496	0.0022	0.5458	6.68
13.0	3.5	6	104.84	0.008520	0.0500	0.5728	3.29
13.3	4.5	6	124.85	0.009890	0.0500	0.5528	3.31
13.6	5.4	6	143.84	0.011289	0.0500	0.5440	1.82
14.0	6.1	6	151.88	0.000345	0.0011	0.5351	14.41
14.3	6.9	6	169.60	0.027190	0.1529	0.5556	9.55
14.6	7.5	6	159.38	0.001973	0.0123	0.5499	2.97
15.0	7.9	6	160.99	0.189730	0.4157	0.5270	19.2
15.3	8.6	7	255.88	0.000230	0.0008	0.5577	13.55
15.6	9.0	7	083.84	0.004057	0.0133	0.5579	2.54
16.0	9.5	7	274.20	0.210693	0.0500	0.5579	8.56

o qual utiliza o método de minimização chamado *Método de Minimização Multidimensional Contínua Utilizando Técnicas de Annealing*[Pr-02], descrito no apêndice B. Este método de minimização tornou-se necessário devido ao fato de possuímos muitas variáveis ajustáveis, o que torna a análise um tanto trabalhosa e difícil. A principal vantagem deste método, é que o cálculo do gradiente da função a ser minimizada não é necessário, e precisamos somente da função. Tal programa de minimização foi chamado de POLODSA (Pólo de Regge + *Downhill Simplex* + *Annealing*)[Ku-03a], e considera o programa GLOBAL-POLO, desenvolvido por L. Chamon[Ch-01] como uma subrotina, a qual realiza os cálculos dentro do contexto do Modelo de Interação Não-Local considerando ou não a introdução do Pólo de Regge na forma da matriz $\mathcal{S}$, e somente o método de minimização inicialmente existente no GLOBAL-POLO foi removido, pois este tinha como base conceitos de variação de gradiente, e variava um parâmetro de cada vez, sem considerar que os parâmetros a serem minimizados (l_0 , Γ , φ , D , a) estão relacionados entre si, desta forma tal método de minimização mostrava-se pouco eficiente. Deste modo, o POLODSA[Ku-03a], o qual é responsável pela rotina de minimização, controla o GLOBAL-POLO[Ch-01], o qual é responsável pelos cálculos da distribuição angular, considerando ou não o Pólo de Regge.

O programa POLODSA é muito versátil, pois permite escolher quais os parâmetros

que devem ser variados (l_0 , Γ , φ , D , a , N_R e N_I). Por exemplo para uma dada energia podemos obter qual o melhor conjunto Γ , φ , D , a , N_R e N_I , para um valor l_0 fixo, e permite ainda a escolha da forma de Woods-Saxon para a parte imaginária, neste caso todos os parâmetros presentes nesta forma (W_o , r_I e a_I) também podem ser variados.

Nos ajustes realizados, a parte imaginária ($W = N_I V$) foi escolhida com o valor $N_I = 0.78$, fixo para todas as energias, e a normalização da parte real também foi fixada com $N_R = 1$. Este conjunto inicial de parâmetros foi escolhido como ponto de partida, pois vários sistemas já foram anteriormente descritos utilizando tal conjunto[Ri-97, Ch-97, Ch-02]. Somente os parâmetros l_0 , Γ , φ , D e a foram variados. Desta forma, para cada energia é necessária a determinação de tal conjunto de parâmetros.

O método utilizado pelo programa POLODSA, acima citado, para determinar a concordância entre os dados experimentais e calculados é baseada em uma forma padrão frequentemente utilizada, a expressão do χ^2 , dada pela equação 5.1. Desta forma, o melhor conjunto de parâmetros (l_0 , Γ , φ , D e a) para cada energia, ou seja, o melhor ajuste, deve possuir o menor χ^2 .

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_i \left[\frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{calc}^i(l_0, \Gamma, \varphi, D, a)}{\Delta \sigma_{exp}^i} \right]^2 \quad (5.1)$$

onde: a soma no índice i indica a soma nos ângulos de centro de massa ($\theta_{c.m.}$), σ_{exp}^i e σ_{calc}^i são as seções de choque experimental e teórica, respectivamente; $\Delta \sigma_{exp}^i$ é o erro da seção de choque experimental; $N = n - p$, é o número de graus de liberdade, com n e p sendo o número de dados experimentais e o número de parâmetros variados na procura do mínimo do χ^2 , respectivamente.

O programa POLODSA também está sendo utilizado para análise do sistema $^{12}C + ^{24}Mg$ [Sc-05], e os resultados são mostrados a tabela 5.1.

Um ajuste inicial sem a variação de nenhum parâmetro ajustável, utilizando o Potencial de São Paulo sem a introdução do pólo de Regge, foi realizado para todas as energias. A parte imaginária foi considerada com normalização $N_I = 0.78$ e a parte real com normalização $N_R = 1.0$; e a difusividade a foi considerada com valor fixo $a = 0.56 fm$ para todas as energias. A figura 5.1, mostra os ajustes iniciais obtidos, sem nenhum parâmetro ajustável, para as distribuições angulares sem considerar a forma do pólo de Regge nos elementos da matriz de espalhamento $\mathcal{S}$.

Figura 5.1: Ajustes dos dados experimentais com o Modelo de Interação Não-Local sem a introdução dos pólos de Regge na matriz $\mathcal{S}$. A parte imaginária do potencial óptico foi considerada como $W(r) = 0.78V(r)$, e a normalização da parte real igual a $N_R = 1.0$ e $a = 0.56$, para todas as energias.

Para as energias abaixo e próximas da barreira Coulombiana ($V_{BC}^{C+Si} = 14.3 MeV$), $E_{c.m.} = 12.4, 14.0$ e $14.7 MeV$, nenhuma oscilação é observada. Desta forma, não é necessário a introdução do Pólo de Regge na forma da matriz- $\mathcal{S}$. Nestes casos, a única variável ajustável foi o parâmetro a (equação 2.83). A figura 5.2 mostra os resultados obtidos para as energias abaixo e próximas da barreira Coulombiana. Entretanto, para a energia $E_{c.m.} = 13.3 MeV$, que também é próxima da barreira coulombiana e também não apresenta nenhuma oscilação, somente a variação do parâmetro a não foi suficiente para obtermos um bom ajuste, assim, para esta energia fizemos outras duas tentativas de variação, uma variando as normalizações real e imaginária, $N_I = 0.133$ e $N_R = 1.128$, e uma segunda tentativa, incluindo um pólo de Regge na matriz- $\mathcal{S}$, com $l_0 = 2$, com $N_R = 1.0$ e $N_I = 0.78$ fixos. Estes ajustes são mostrados na figura 5.2, na qual podemos observar uma ótima melhora na qualidade dos ajustes. A tabela 5.2 lista os os parâmetros para o pólo $l_0 = 2$ para a energia $E_{c.m.} = 13.3 MeV$.

Para as energias acima de $E_{c.m.} = 16.1 MeV$, nas quais as distribuições angulares demonstram um comportamento oscilatório para os ângulos mais traseiros, para encontrarmos qual seria o l_{res} fizemos várias tentativas para cada energia e observamos que, exceto para $E_{c.m.} = 16.1$ e $24.5 MeV$, para as demais energias somente um pólo não demonstrava um resultado satisfatório. Sendo assim, para as demais energias introduzimos dois pólos na forma da matriz- $\mathcal{S}$, com momentos angulares diferentes, l_1 e l_2 . Fizemos tentativas de ajustes variando os l 's e para cada energia encontramos a melhor combinação. As figuras 5.3, 5.4 e 5.5 e a tabela 5.2 mostram os resultados obtidos para as energias que introduzimos um ou dois pólos na matriz- $\mathcal{S}$.

Para a energia $E_{c.m.} = 22.4 MeV$, observamos uma discrepância entre os dados experimentais medidos no presente trabalho e os dados medidos anteriormente por Cheng[Ch-77], como já comentado anteriormente na seção 4.3. Para a presente análise utilizamos os resultados experimentais obtidos neste trabalho, e observamos que o melhor ajuste para $E_{c.m.} = 22.4 MeV$, mostrado na figura 5.5, concorda com os nossos dados experimentais. O mesmo ocorreu para $E_{c.m.} = 19.6 MeV$, energia que também foi medida anteriormente por Cheng[Ch-77], como observamos as figura 4.6, na seção 4.3, e a figura 5.4. Estes dois fatos nos levam a acreditar que para os dados medidos por Cheng[Ch-77] ($E_{c.m.} = 19.6, 22.4, 23.8, 24.5$ e $25.2 MeV$), a seção de choque σ/σ_R , a partir de um certo ângulo, é maior do que deveria ser, verificado quando as medidas são repetidas. Isso explica o fato dos ajustes obtidos para as energias $E_{c.m.} = 23.8, 24.5$ e $25.2 MeV$, não serem muito satisfatórios. Na figura 5.5, também mostramos o cálculo considerando um valor menor para a amplitude do pólo (D), afim se encontrar um melhor ajuste, e isso ocasiona uma diferença ainda maior entre os dados experimentais e o ajuste, ocasionando assim um valor maior para o χ^2 . A tabela 5.3, mostra os parâmetros para os ajustes das energias $E_{c.m.} = 23.8, 24.5$ e $25.2 MeV$, que possuem

um valor maior para o χ^2 . Para a análise e discussão final dos resultados consideramos os ajustes que possuem menor χ^2 , listados na tabela 5.2.

Neste ponto, cabe um comentário sobre a utilização de dois pólos, l_1 e l_2 . Quando, falamos da introdução de dois pólos na forma da matriz- $\mathcal{S}$, formalmente devemos escrever a seguinte equação para a matriz- $\mathcal{S}$:

$$S_l = S_l^0 \left[1 + i \frac{D_1 e^{2i\varphi_1}}{(l - l_1) - i\Gamma_1/2} + i \frac{D_2 e^{2i\varphi_2}}{(l - l_2) - i\Gamma_2/2} \right] \quad (5.2)$$

onde: S_l^0 é elemento da matriz de espalhamento $\mathcal{S}$ sem a introdução do pólo, dado pelo Modelo Óptico; D_i é a amplitude; Γ_i e φ_i são a largura total e a fase da ressonância, respectivamente, com $i = 1$ e 2 .

Desta forma para abreviar a notação com dois pólos, entendemos que $l = l_1$ e l_2 , significa a introdução de dois pólos, l_1 e l_2 , na matriz- $\mathcal{S}$, dada pela equação 5.2.

Se observamos os valores da tabela 5.2, verificamos que as larguras Γ , em geral são menores do que 1, o que significa, na prática, que o pólo afeta o elemento $l = l_i$ da matriz- $\mathcal{S}$. Examinando a coluna D/Γ , a qual é proporcional à amplitude do pólo em $l = l_i$, observamos que em muitos casos onde dois pólos foram adicionados um deles é mais importante que o outro.

Embora, consideramos a introdução de dois pólos para melhor reproduzir o comportamento oscilatório das distribuições angulares, e consideramos uma superposição dos momentos angulares l_1 e l_2 , da figura 5.6 podemos observar que ocorre um comportamento que acompanha o momento angular *grazing*.

Figura 5.2: Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, para as energias abaixo e próximas da barreira Coulombiana ($E_{c.m.}^{B.C.} = 14.3\text{MeV}$), $E_{c.m.} = 12, 4, 13.3, 14.0$ e 14.7MeV . Para as energias $E_{c.m.} = 12, 4, 14.0$ e 14.7MeV , não foi necessário a introdução do Pólo de Regge, e a única variável ajustável foi a difusividade a (equação 2.83), e foram consideradas as normalizações real e imaginária fixas com os valores de $N_R = 1.0$ e $N_I = 0.78$. Para $E_{c.m.} = 13.3\text{MeV}$, mostramos os ajustes com a variação das normalizações real e imaginária, N_I e N_R ; e considerando o pólo de Regge matriz- $\mathcal{S}$, para $l = 2$, com $N_I = 1.0$ e $N_R = 0.78$. Os parâmetros para o pólo $l = 2$ são mostrados na tabela 5.2.

Figura 5.3: Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, considerando a introdução de dois pólos de Regge na forma da matriz- $\mathcal{S}$, dada pela equação 5.2, onde $l = l_1$ e l_2 , para as energias $E_{c.m.} = 16.8, 17.5$ e 18.9MeV , e um pólo, $l = l_1$, para $E_{c.m.} = 16.1\text{MeV}$. A linha tracejada indica o cálculo sem a introdução do pólo de Regge e a linha cheia considerando $l = l_1$ e l_2 . Os parâmetros para os pólos são listados na tabela 5.2.

Figura 5.4: Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, considerando a introdução de dois pólos de Regge na forma da matriz- $\mathcal{S}$, dada pela equação 5.2, onde $l = l_1$ e l_2 , para as energias $E_{c.m.} = 19.6, 20.3, 20.9$ e 21.9 MeV . A linha tracejada indica o cálculo sem a introdução do pólo de Regge e a linha cheia considerando $l = l_1$ e l_2 . Os parâmetros para os pólos são listados na tabela 5.2.

Figura 5.5: Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, considerando a introdução de dois pólos de Regge na forma da matriz- $\mathcal{S}$, onde $l = l_1$ e l_2 , para as energias $E_{c.m.} = 22.4, 23.8$ e 25.2 MeV e um pólo, $l = l_1$, para $E_{c.m.} = 24.5 \text{ MeV}$. Os círculos indicam dados experimentais obtidos neste trabalho e os triângulos dados obtidos por Cheng[Ch-77]. A linha tracejada indica o cálculo considerando um valor menor para a amplitude do pólo (D), que reproduz melhor oscilações, produzindo no entanto uma queda mais acentuada de σ/σ_R , do que a observada nos dados de Cheng; e conseqüentemente, um valor maior para o χ^2 . Os parâmetros para os pólos são listados nas tabelas 5.2 e 5.3.

Tabela 5.2: Parâmetros obtidos para os ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, com a introdução de um ou dois pólos na matriz- $\mathcal{S}$. Para $E_{c.m.} = 13.3, 16.1$ e 24.5MeV , introduzimos somente um pólo $l = l_1$, e para as demais energias introduzimos dois pólos, $l = l_1$ e l_2 . Os ajustes são mostrados nas figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5.

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	l	$\phi(\text{graus})$	D	Γ	D/Γ	$a(\text{fm})$	χ^2
13.3	$l_1 = 2$	139.41	0.1637	0.7907	0.2070	0.5260	1.06
16.1	$l_1 = 8$	157.00	0.3536	1.4658	0.2412	0.5285	1.28
16.8	$l_1 = 8$	194.96	0.0090	1.1028	8.1×10^{-4}	0.5512	4.12
	$l_2 = 10$	144.91	0.0014	0.0253	0.0553		
17.5	$l_1 = 8$	210.91	0.0516	0.6860	0.0752	0.5246	1.75
	$l_2 = 10$	169.21	0.1497	0.9687	0.1543		
18.9	$l_1 = 8$	071.85	0.0156	0.0356	0.4382	0.5505	1.39
	$l_2 = 10$	027.20	0.0061	0.2174	0.0280		
19.6	$l_1 = 8$	260.48	0.2404	0.3673	0.6545	0.5530	7.56
	$l_2 = 10$	260.00	0.0004	0.0060	0.066		
20.3	$l_1 = 10$	060.73	0.2569	0.6419	0.4002	0.5326	6.66
	$l_2 = 13$	034.08	0.0052	0.1546	0.0336		
20.9	$l_1 = 10$	182.47	0.0181	0.0913	0.1982	0.5860	12.53
	$l_2 = 13$	071.36	0.0150	0.1000	0.1500		
21.9	$l_1 = 10$	063.50	0.0208	0.2338	0.0880	0.5395	2.42
	$l_2 = 13$	080.23	0.1032	0.5660	0.1823		
22.4	$l_1 = 10$	040.18	0.0034	0.0043	0.7906	0.5467	6.05
	$l_2 = 13$	280.71	0.0060	0.1509	0.0397		
23.8	$l_1 = 13$	183.64	0.0061	0.0092	0.6630	0.5399	9.32
	$l_2 = 15$	083.67	0.0188	0.0878	0.2141		
24.5	$l_1 = 18$	101.54	0.0165	0.0872	0.1892	0.5583	11.05
25.2	$l_1 = 15$	170.94	0.4477	1.6832	0.2659	0.5722	10.30
	$l_2 = 18$	104.70	0.0052	0.0255	0.2039		

Tabela 5.3: Parâmetros obtidos para os ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, para as energias $E_{c.m.} = 23.8, 24.5$ e 25.2MeV , para o cálculo considerando um valor menor para a amplitude de oscilação do pólo, D , e consequentemente, um valor maior para o χ^2 , mostrados na figura 5.5.

$E_{c.m.}(\text{MeV})$	l	$\phi(\text{graus})$	D	Γ	D/Γ	$a(\text{fm})$	χ^2
23.8	$l_1 = 13$	183.64	0.0061	0.0929	0.0656	0.5365	13.51
	$l_2 = 15$	083.67	0.0188	0.0878	0.2141		
24.5	$l_1 = 18$	098.32	0.0090	0.0872	0.1032	0.5594	16.94
25.2	$l_1 = 15$	170.94	0.4477	1.6832	0.2659	0.5722	21.44
	$l_2 = 18$	104.70	0.0024	0.0255	0.0941

Figura 5.6: Comportamento do momento angular l_i em função da energia, com $i = 1, 2$ e $g=\text{grazing}$, listados na tabela 5.2.

5.1 Discussão dos resultados

Com os parâmetros, l_i , Γ_i , φ_i , D_i e a , com $i = 1$ e 2 , ou $i = 1$, obtidos com a introdução do pólo de Regge, calculamos o efeito da introdução do pólo na matriz- $\mathcal{S}$, através da equação 5.3.

$$\frac{|S_l|}{|S_l^0|} = \left| 1 + i \frac{De^{2i\varphi}}{(l - l_0) - i\Gamma/2} \right| \quad (5.3)$$

onde: $l = l_0$; S_l^0 é o elemento da matriz de espalhamento $\mathcal{S}$ sem a introdução do pólo para a onda parcial l ; D é a amplitude; Γ e φ são a largura total e a fase do pólo, respectivamente.

5.1.1 $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$

Para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, a figura 5.7 mostra $|S_l|/|S_l^0|$ em função da energia, na qual observamos a evidência de desvios de $|S_l|/|S_l^0| = 1$, para $l_0 = 8$, entre 16.1 e 19.6MeV , com centróide em torno de $E_{c.m.}^{C+Si} \cong 19\text{MeV}$; $l_0 = 10$, entre 16.8 e 22.4MeV , com centróide em torno de $E_{c.m.}^{C+Si} \cong 20.5\text{MeV}$; e $l_0 = 13$, entre 20.3 e 23.8MeV , com centróide em torno de $E_{c.m.}^{C+Si} \cong 21.8\text{MeV}$;

Os desvios, verificados na matriz- $\mathcal{S}$, de $|S_l|/|S_l^0| \neq 1$, podem corresponder à ressonâncias no núcleo composto ^{40}Ca , com spin $J = l_0$. Estas “ressonâncias” parecem ter larguras grandes em energia, de vários $\text{MeV}'s$, e se superpõem causando a necessidade do uso de dois pólos, localizados em diferentes valores de momento angular orbital.

O fato destas “ressonâncias” no núcleo ^{40}Ca afetarem o espalhamento elástico do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, mesmo em energias bem próximas à barreira Coulombiana, parece indicar que suas funções de onda Ψ tem uma superposição, com função de onda intrínseca, que descreve o sistema em colisão $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$. Isto significa que estes estados “quasimoleculares” teriam uma estrutura de *cluster* de ^{12}C e ^{28}Si , e poderiam fazer parte de uma banda rotacional com esta estrutura de *cluster*. Devido à assimetria na função de onda do *cluster*, bandas com J par e ímpar podem coexistir.

Para verificar se esta hipótese é razoável, devemos transformar as energias de centro de massa no canal de entrada, ou seja, $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ (E_{cm}^{C+Si}), em energia de excitação no núcleo composto ^{40}Ca (E_J^*), somando o valor de Q , dado pela equação 5.4.

$$Q = \Delta mc^2(^{12}\text{C}) + \Delta mc^2(^{28}\text{Si}) - \Delta mc^2(^{40}\text{Ca}) = 13.35\text{MeV} \quad (5.4)$$

onde: $\Delta mc^2(i)$ é o excesso de massa do núcleo i , com $i = ^{12}\text{C}$, ^{28}Si ou ^{40}Ca .

Figura 5.7: Gráfico de $|S_l|/|S_l^0|$ em função da energia para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, onde S_l^0 são os elementos da matriz- S calculados com o Potencial de São Paulo sem a introdução do Pólo de Regge, e S_l são os elementos calculados com a introdução do pólo de Regge, utilizando os parâmetros da tabela 5.2.

Desta forma, temos que as energias de excitação no núcleo composto ^{40}Ca (E_J^*), para os spins $J = 8, 10$ e 13 , são dadas por:

$$\begin{aligned} J = 8 &\Rightarrow E_{J=8}^* = E_{cm}^{C+Si} + Q \cong 19 + 13.35 \cong 32.4 \\ J = 10 &\Rightarrow E_{J=10}^* = E_{cm}^{C+Si} + Q \cong 20.5 + 13.35 \cong 33.9 \\ J = 13 &\Rightarrow E_{J=13}^* = E_{cm}^{C+Si} + Q \cong 21.8 + 13.35 \cong 35.2 \end{aligned} \quad (5.5)$$

Se as ressonâncias pertencem a uma banda rotacional com a mesma estrutura, isto é, o mesmo momento de inércia $\mathcal{I}$, onde devem satisfazer a equação:

$$E_J^* - E_0^{Ca} = E_{rot} = \frac{J(J+1)\hbar^2}{2\mathcal{I}} \quad (5.6)$$

onde: E_J^* é a energia de excitação do estado J no ^{40}Ca ; E_0^{Ca} é a energia da *cabeça* de banda no ^{40}Ca ; J é spin da ressonância; e $\mathcal{I}$ é o momento de inércia.

As energias de excitação dos estados $J = 8, 10$ e 13 do ^{40}Ca , dadas pelas equações 5.5, e seus spins, satisfazem a equação 5.6, com os valores $E_0^{Ca} = 30.6\text{MeV}$ para a *cabeça* de banda e $\mathcal{I} = 7.4 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$ para o momento de inércia.

Podemos prever outros membros da banda rotacional com a mesma *cabeça* de banda $E_0^{Ca} = 30.6\text{MeV}$ e mesmo momento de inércia $\mathcal{I} \cong 7.4 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$, assim calculamos para $J = 15$ a energia do estado excitado no ^{40}Ca igual à $E_{J=15}^* \cong 36.9\text{MeV}$, o qual corresponde para o $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ à energia $E_{cm}^{C+Si} \cong 23.5\text{MeV}$, valor compatível com a figura 5.7. Finalmente, para $J = 18$ a energia do estado excitado no ^{40}Ca é igual à $E_{J=18}^* \cong 39.4\text{MeV}$, o qual corresponde para o $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ à $E_{cm}^{C+Si} = 26.0\text{MeV}$, valor que também é compatível com a figura 5.7. Sendo assim, construímos a banda rotacional para o núcleo composto ^{40}Ca , cujas energias de excitação E^* são listadas na tabela 5.4.

A “ressonância” em $J = 2$, usado no ajuste da distribuição angular medido à energia $E_{c.m.} = 13.3\text{MeV}$, abaixo da barreira Coulombiana ($V_{B.C}^{C+Si} = 14.3\text{MeV}$), está situada no núcleo composto ^{40}Ca à energia $E_{cm}^{Ca}(\text{MeV}) = 26.6\text{MeV}$, ou seja, está abaixo da *cabeça* de banda rotacional $E_0^{Ca} = 30.6\text{MeV}$. Se de fato existir um estado com $J = 2^+$ nesta energia, ela não faz parte da banda acima determinada.

Num trabalho publicado em 1979, Ost ajustou as distribuições angulares elásticas oscilantes do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, utilizando polinômios de Legendre, $P_l^2(\cos\theta)$, na região de ângulos traseiros. Em particular, nas energias $E_{cm}^{C+Si} = 21.5, 23.3$ e 26.0MeV ,

Tabela 5.4: Possíveis estados de uma banda rotacional para o núcleo composto ^{40}Ca , encontrados no presente trabalho para as ressonâncias do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ (E_{cm}^{C+Si}). Onde: E_J^* são as energias da banda rotacional no núcleo composto ^{40}Ca , com *cabeça* de banda $E_0^{Ca} = 30.6\text{MeV}$ e momento de inércia $\mathcal{I} = 7.4 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$ e J é o spin.

J	$E_J^*(\text{MeV})$	$E_{cm}^{C+Si}(\text{MeV})$
8	32.4	19.0
10	33.9	20.5
13	35.2	21.8
15	36.6	23.5
18	39.4	26.0

utilizou $P_l^2(\cos\theta)$ com $l = 13, 15$ e 18 , respectivamente. Estes valores concordam bem com os valores determinados no presente trabalho, para $J = 13, 15$ e 18 , listados na tabela 5.4.

Encontramos para o momento de inércia o valor de $\mathcal{I} = 7.4 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$. Se realizamos um cálculo clássico considerando o *sticking model*, isto é, os núcleos de ^{12}C e ^{28}Si estão grudados e rodando em torno do centro de massa, o momento de inércia é dado pela equação 5.7, e encontramos o valor de $\mathcal{I} \cong 5.3 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$. Sendo assim, podemos considerar que o valor de $\mathcal{I} \cong 7.4 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$ encontrado considerando as ressonâncias em $J = 8, 10$ e 13 possui a mesma ordem de grandeza do cálculo realizado classicamente.

$$\mathcal{I} = \mu R^2 + \frac{2}{5} M_1 R_1^2 + \frac{2}{5} M_2 R_2^2 \quad (5.7)$$

onde: μ é a massa reduzida do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$; $M_1 = 1.11 \times 10^4 \text{MeV}/c^2$, $M_2 = 2.60 \times 10^4 \text{MeV}/c^2$ e $R_1 = 1.25 \times 12^{1/3} = 2.86 \text{fm}$, $R_2 = 1.25 \times 28^{1/3} = 3.76 \text{fm}$, são as massas e os raios dos núcleos de ^{12}C e ^{28}Si , respectivamente, e $R = R_1 + R_2$ é a soma dos raios.

A figura 5.8, mostra a comparação dos resultados para os possíveis estados de uma banda rotacional com spin J , para o núcleo composto ^{40}Ca , encontrados no presente trabalho para as ressonâncias do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ (tabela 5.4), com funções de excitação medidas anteriormente para os espalhamentos elásticos $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ [Ba-78, Os-79] e $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ [Le-79] e para a transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ [Pa-78]. A função de excitação para o $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, medida por Ost[Os-79] foi multiplicada por um valor arbitrário, para uma melhor comparação. Podemos observar uma concordância entre os resultados encontrados no presente trabalho com as ressonâncias observadas nas funções de excitação, tanto para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ quanto para o $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$.

Figura 5.8: (a) e (e) Gráficos de $|S_l|/|S_l^0|$ em função da energia de excitação do ^{40}Ca para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, obtidos no presente trabalho, mostrados na figura 5.7. (b), (c) e (d) Função de excitação para os espalhamentos elásticos $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ [Ba-78, Os-79] e $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ [Le-79] e para a transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ [Pa-78], respectivamente. A função de excitação para o $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, medida por Ost [Os-79] foi multiplicada por um valor arbitrário, para uma melhor comparação. As linhas verticais pontilhadas indicam os possíveis estados de uma banda rotacional com spin J , para o núcleo composto ^{40}Ca , encontrados no presente trabalho para as ressonâncias do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$.

Bandas rotacionais superdeformadas (SD) tem sido observadas para várias regiões de massa, $A = 60, 80, 130, 150$ e 180 [No-88, Ab-90, Ja-91, Ba-95], e nos últimos anos foram observadas para vários núcleos com $N = Z$, tais como, ^{36}Ar [Sa-04, Sv-01, Sv-02], ^{40}Ca [Id-01], ^{48}Cr [Th-01] e ^{56}Ni [Ru-99]. Cálculos teóricos prevêem a existência de bandas altamente deformadas para a região de massa $A \sim 40$ [In-02], e existe um particular interesse, pois ressonâncias de estados quasi-moleculares ocorrem nesta região. Entretanto, nenhuma evidência experimental foi verificada, tal que, a ligação entre a existência de bandas superdeformadas e ressonâncias quasi-moleculares seja comprovada[Be-04]. Recentemente, discussões acerca da ligação entre estados ressonantes de sistemas com estrutura *alpha* (tais como: $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ e $^{28}\text{Si} + ^{28}\text{Si}$) e estados de bandas superformadas para núcleos com $N = Z$ tem sido objeto de grande interesse[Be-04].

Para o núcleo composto com duplo número mágico ($Z = N = 20$) ^{40}Ca foi observado uma forte deformação através da reação de fusão $^{28}\text{Si}(^{12}\text{C}, 2\alpha)^{32}\text{S}_{g.s.}$ [Al-83]. Outro estudo acerca do ^{40}Ca foi realizado, através da desexcitação do mesmo, formando o sistema $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ [Fo-91], no qual análises de espectros de partículas α , demonstraram que efeitos associados às deformações possuem uma dependência com as características do canal de entrada.

Em um trabalho mais recente, Kanada[Ka-04], baseado em cálculos microscópicos realizados com o método de antissimetriação de dinâmica molecular (AMD - *antisymmetrized molecular dynamics*), discutiu os estados excitados do ^{40}Ca , considerando características de *cluster* do sistema $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$, e encontrou que os estados das bandas rotacionais mais altos são formadas pelos estados moleculares do $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$. Os estados moleculares do $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$, surgem devido a excitação causada pelo movimento *inter-cluster*, o qual é baseado na superdeformação. Em outras palavras, os estados superdeformados mais baixos (*low-lying*) são considerados como membro mais baixo dos estados moleculares do $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$. Kanada[Ka-04] reproduz corretamente a banda superdeformada, observada experimentalmente[Id-01] para o ^{40}Ca , com *cabeça* de banda à 5MeV acima do estado fundamental; e ainda sugere que a forma do núcleo composto é *exótica*, ou seja, coexiste na forma oblata e prolata, e a superdeformação para o ^{40}Ca é dominada pela configuração $8p - 8h$, ou seja, 8 partículas e 8 buracos.

Análises de espectros de partículas leves e carregadas (α e prótons), realizadas por Ideguchi[Id-01], foram utilizados para o estudo da ocorrência de estados altamente deformados para o ^{40}Ca formado pelo sistema $^{28}\text{Si} + ^{12}\text{C}$ [Id-01]. Ideguchi[Id-01] encontra, experimentalmente, bandas superdeformadas (SD) com *cabeça* de banda à $E_0^{Ca} = 5\text{MeV}$ de energia de excitação. Sendo assim, os estados observados no presente trabalho não fazem parte desta banda superdeformada, pois encontramos um valor

bem maior para a *cabeça* de banda, $E_0^{Ca} = 30.6 MeV$.

Trabalhos posteriores realizados por Rousseau[Ro-02] e Royer[Ro-02a] obtiveram resultados coerentes com a existência de bandas rotacionais superdeformadas para o ^{40}Ca , observadas por Ideguchi[Id-01].

Cálculos teóricos realizados por Inakura[In-02], para energia de deformação em função do parâmetro de deformação β_2 , para núcleos com $N = Z$, são mostrados na figura 5.9. Para o ^{40}Ca , foram obtidos três mínimos na energia potencial de deformação. O mínimo para o estado fundamental corresponde à $\beta_2 = 0$, como era de se esperar para o núcleo ^{40}Ca , duplamente mágico. O segundo mínimo ocorre para $\beta_2 \simeq 0.5$, e corresponde ao poço no qual se situa a banda superdeformada, com *cabeça* de banda situada em $E_0 \sim 10 MeV$ acima do estado fundamental. O cálculo de Inakura[In-02] também prevê um terceiro mínimo para $\beta_2 = 0.8$, no qual se situaria a banda hiperdeformada (HD), à $23 MeV$ acima do estado fundamental.

Os estados encontrados no presente trabalho podem ser considerados como estados da banda hiperdeformada (HD) do ^{40}Ca (E_J^* , listadas na tabela 5.4), pois da figura 5.9, podemos observar que os estados hiperdeformados são esperados para energias acima de $23 MeV$ [In-02], e no presente trabalho encontramos o valor de $E_0^{Ca} = 30.6 MeV$ para o a *cabeça* da banda hiperdeformada.

A figura 5.10, mostra a comparação da energia de excitação em função do momento angular J para as bandas super (SD) e hiper deformadas (HD) para os núcleos compostos ^{40}Ca e ^{36}Ar com resultados teóricos[In-02] e experimentais[Id-01,Sv-00] encontrados na literatura. Os cálculos teóricos para as bandas super e hiper deformadas para os núcleos compostos, foram realizados utilizando o método *Skyrme-Hartree-Fock*[In-02], com diferentes tipos de interações: SIII e SLy4. Também incluímos na figura 5.10, os estados de *cluster* encontrados no presente trabalho para as energias da banda hiperdeformada do núcleo composto ^{40}Ca , os quais estão um pouco acima das previsões teóricas, e o mesmo acontece para as previsões da banda hiperdeformada do ^{36}Ar [Sc-05], mas o comportamento em função do momento angular J está bem próximo do calculado.

Figura 5.9: Curvas da energia de deformação em função do parâmetro de deformação β_2 , utilizando a interação SIII no método *Skyrme-Hartree-Fock*[In-02]. As curvas para diferentes núcleos são deslocadas de 20MeV . A banda superdeformada (SD) para o ^{40}Ca ocorre para uma deformação $0.4 \leq \beta \leq 0.8$, e para a banda hiperdeformada (HD) para $\beta \geq 0.8$. Onde a notação $f^n g^m$, indica a configuração na qual as camadas $f_{7/2}$ e $g_{9/2}$, são ocupadas por n e m nucleons, respectivamente.

Figura 5.10: Comparação da energia de excitação para as bandas super (SD) e hiper(HD) deformadas em função do momento angular l , para os núcleos compostos ^{40}Ca e ^{36}Ar . Os cálculos teóricos [In-02] foram realizados utilizando o método *Skyrme-Hartree-Fock*, com diferentes tipos de interações: SIII (linha tracejada) e SLy4 (linha contínua).

5.1.2 $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$

No sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ [Sc-05], do comportamento de $|S_l|/|S_l^0|$ em função da energia (construída com os dados da tabela 5.1), foi possível observar as ressonâncias para cada J , e assim calcular quais são os estados esperados para o núcleo composto ^{36}Ar .

Para o $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$, em cada energia somente um pólo foi introduzido na forma da matriz- $\mathcal{S}$. A tabela 5.5, mostra os resultados obtidos para ressonâncias do núcleo composto ^{36}Ar formado pelo sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ [Sc-05], e mostra também resultados encontrados na literatura.

Para o momento de inércia foi obtido o valor de $\mathcal{I} \cong 4.6 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$, e para a *cabeça* da banda rotacional do ^{36}Ar o valor de $E_0^{Ar} = 28.5 \text{MeV}$ [Sc-05], supondo que estes estados fazem parte de uma banda rotacional.

Tabela 5.5: Possíveis estados de uma banda rotacional para o núcleo composto ^{36}Ar [Sc-05], encontrados para as ressonâncias do sistema $^{12}\text{C} + ^{24}\text{Mg}$ (E_{cm}^{C+Mg}). Onde: E_J^{Ar} são as energias da banda rotacional no núcleo composto ^{36}Ar , com *cabeça* de banda $E_0^{Ar} = 28.5 \text{MeV}$ e momento de inércia $\mathcal{I} = 4.6 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$. Resultados da literatura: (a)[Ra-02].

J	$E_J^{Ar}(\text{MeV})$	$E_{cm}^{C+Mg}(\text{MeV})$
4	29.31	12.5
6	30.25	13.0
7	30.34	15.5
18	42.92 ^(a)	—
20	46.25 ^(a)	—
22	50.15 ^(a)	—
24	53.24 ^(a)	—

Da figura 5.9, observamos que os estados hiperdeformados para o núcleo composto ^{36}Ar são esperados para energias acima de 15MeV [In-02], e foi encontrado o valor de $E_0^{Ca} = 28.5 \text{MeV}$ para a *cabeça* da banda[Sc-05]. Assim, também podemos considerar os estados listados na 5.5 como estados da banda hiperdeformada (HD) do ^{36}Ar .

No trabalho de Rae[Ra-92], ele faz cálculos para estados super e hiper deformados para o ^{36}Ar , em um modelo de *clusters* de partículas α e prevê a *cabeça* de banda hiperdeformada para o ^{36}Ar em 23MeV .

5.2 Conclusão

Foi realizado o estudo das distribuições angulares elásticas para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, em energias próximas e acima da barreira Coulombiana ($V_{B.C}^{C+Si} = 14.3\text{MeV}$), no intervalo $E_{c.m.} = 12.4 - 25.2\text{MeV}$. Para um estudo completo, além das medidas realizadas no presente trabalho, no Laboratório Pelletron, instalado no Instituto de Física da Universidade de São Paulo ($E_{c.m.} = 12.4, 13.3, 14.0, 14.7, 16.1, 16.8, 19.6, 20.9$ e 22.4MeV), utilizamos distribuições angulares medidas anteriormente ($E_{c.m.} = 14.7, 16.1, 17.5, 18.9, 19.6, 20.3, 20.9, 21.9, 22.4, 23.8, 24.5$ e 25.2MeV [Ol-88, Vi-82, Os-76, Ch-77]).

Discrepâncias foram observadas em algumas regiões angulares, entre as medidas experimentais deste trabalho e medidas realizadas anteriormente nas energias $E_{c.m.} = 14.7$ [Ol-88], 19.6 [Ch-77], 20.9 [Ol-88] e 22.4MeV [Ch-77]. Para as análises destas energias adotamos os dados experimentais medidos no presente trabalho, pois foram obtidos usando-se 3 telescópios $E - \Delta E$, com separação angular de 10° , e medidas diretas e de recuo, de forma que os ângulos de detecção foram intercalados de tal maneira que detectores diferentes cobriram a mesma região angular. Desta forma, a normalização de cada detector (ângulo sólido) foi controlada e verificada pela região angular dianteira, onde todos os dados medidos neste trabalho reproduziam os dados medidos anteriormente. Assim, os nossos resultados experimentais são totalmente confiáveis em toda região angular e foram adotados para as análises.

Uma rotina de minimização, chamada de POLODSA (Polo de Regge + *Downhill Simplex* + *Annealing*)[Ku-03a], foi implementada para realizar os ajustes deste trabalho, e tornou-se necessária devido ao fato de possuírmos muitas variáveis ajustáveis, o que tornou a análise um tanto trabalhosa e difícil. O programa POLODSA realiza os cálculos dentro do contexto do Modelo Óptico, utilizando o Modelo de Interação Não-Local[Ch-01] considerando ou não a introdução de um ou dois pólos de Regge na expressão da matriz- $\mathcal{S}$; este é muito versátil, pois permite escolher quais os parâmetros que devem ser variados ($l_i, D_i, \phi_i, \Gamma_i, a, N_R$ e N_I , com $i = 1$, ou $i = 1$ e 2), além de permitir a escolha da forma de Woods-Saxon para a parte imaginária, e também variar os parâmetros presentes nesta forma (W_o, r_I e a_I). O método de minimização utilizado pelo programa POLODSA, chama-se *Método de Minimização Multidimensional Contínua Utilizando Técnicas de Annealing*[Pr-02], descrito no apêndice B, a qual se mostrou altamente eficiente para o caso em estudo, pois neste método o cálculo do gradiente da função a ser minimizada não é necessário, e precisamos somente da função.

O programa POLODSA também foi utilizado para a análise dos sistemas $^{12}\text{C} + ^{24}$

$Mg[Sc-05]$ e ${}^6He+{}^{27}Al$; e tanto para o ${}^{12}C+{}^{28}Si$ quanto para o ${}^{12}C+{}^{24}Mg$ e ${}^6He+{}^{27}Al$, obtivemos ótimos ajustes.

As análises foram realizadas dentro do contexto do Modelo Óptico, utilizando-se o programa POLODSA, onde tanto a parte real quanto a imaginária foram descritas por um Modelo de Interação Não-local, chamado de Potencial de São Paulo (PSP), o qual considera a distribuição de matéria dos núcleos interagentes e a interação entre dois elementos de matéria. Neste modelo a dependência com a energia, demonstrada pelos potenciais fenomenológicos, é relacionada com a não-localidade de Pauli, que por sua vez está relacionada com a natureza fermiônica dos nucleons. O Modelo de Interação Não-Local é baseado em uma generalização da descrição do espalhamento elástico de sistemas nêutron-núcleo realizada por Perey e Buck[Pe-62], para sistemas de íons pesados. As aplicações realizadas até o presente momento indicam que tal modelo não-local fornece uma ótima descrição em uma ampla região de energia, para o comportamento do potencial nuclear para vários sistemas, como por exemplo: ${}^{16}O + {}^{56,58,60,62,64}Ni$ [Ch-96, Ro-02b], ${}^{16}O + {}^{208}Pb$ [Si-01], ${}^{12}C + {}^{12}C$ [Ch-98] e ${}^{11}Li + {}^{12}C$ [Ch-98].

No caso do sistema ${}^{12}C + {}^{28}Si$, a utilização do Potencial de São Paulo (Modelo de Interação Não-local) demonstrou resultados muito satisfatórios. Para o ${}^{12}C + {}^{28}Si$, sistema em questão neste trabalho, para as energias abaixo e próximas da barreira, $E_{c.m.} = 12.4, 14.0$ e $14.7 MeV$, a variação somente da difusividade a foi o suficiente para obtermos bons ajustes. Para a energia $E_{c.m.} = 13.3 MeV$, somente com a variação da difusividade a o ajuste não foi satisfatório, assim, para se obter um ajuste melhor para essa energia foi necessária a introdução de um pólo de Regge, com $l = 2$, na forma da matriz- $\mathcal{S}$, ou realizar uma variação das normalizações real N_R e imaginária N_I .

Para as energias acima de $E_{c.m.} = 16.1 MeV$, as distribuições angulares são fortemente oscilantes para ângulos mais traseiros, e foram ajustadas introduzindo-se dois pólos de Regge na forma da matriz- $\mathcal{S}$ (l_1 e l_2), para reproduzir tais oscilações, pois somente com um pólo as oscilações não eram bem descritas. Para cada energia foi determinado o melhor conjunto de parâmetros: l_i , D_i , ϕ_i , Γ_i e a , com $i = 1$ e 2 ; considerando as normalizações real e imaginária fixas com os valores $N_R = 1.0$ e $N_I = 0.78$. Para as energias $E_{c.m.} = 16.1$ e $24.5 MeV$, somente um pólo foi suficiente.

Foram verificados desvios na matriz- $\mathcal{S}$, de $|S_l|/|S_l^0| \neq 1$, os quais poderiam corresponder a ressonâncias com spin $J = l_0$ e larguras grandes em energia, no núcleo composto ${}^{40}Ca$, formado pela estrutura de *cluster* do sistema ${}^{12}C + {}^{28}Si$. Este fato parece indicar que as ressonâncias observadas fazem parte de uma banda rotacional no ${}^{40}Ca$ com esta estrutura de *cluster*. Devido à assimetria na função de onda do *cluster*, a coexistência de bandas com J par e ímpar é permitida.

As ressonâncias encontradas para o $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, para $J = 13, 15$ e 18 estão de acordo com resultados encontrados na literatura por Ost[Os-79]. Podemos dizer que os cálculos realizados à partir dos estados ressonantes $J = 8, 10, 13, 15$ e 18 , para o sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$, com a determinação da *cabeça* de banda rotacional ($E_0^{Ca} = 30.6\text{MeV}$) e das energias dos estados rotacionais para o núcleo composto ^{40}Ca ($E_J^* = 32.4, 33.9, 35.2, 36.6$ e 39.4MeV), possuem boa concordância. Encontramos um valor grande para o momento de inércia $\mathcal{I} \cong 4.6 \times 10^5 \text{MeV fm}^2/c^2$, indicando estados muito deformados compatíveis com uma estrutura de *cluster* do sistema $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$.

Os resultados encontrados para o estados rotacionais do núcleo composto ^{40}Ca , foram comparados com previsões teóricas[In-02] e podem ser considerados como estados de banda hiperdeformada.

Comparamos as ressonâncias observadas no núcleo composto ^{40}Ca com ressonâncias observadas nas funções de excitação medidas anteriormente para os espalhamentos elásticos $^{12}\text{C} + ^{28}\text{Si}$ [Ba-78,Os-79] e $^{16}\text{O} + ^{24}\text{Mg}$ [Le-79] e para a transferência $^{24}\text{Mg}(^{16}\text{O}, ^{12}\text{C})^{28}\text{Si}$ [Pa-78] e verificamos uma ótima concordância, para $J = 8, 10, 15$ e 18 .

Parte II

ESPALHAMENTO ELÁSTICO

Capítulo 6

A Experiência Utilizando Feixes Radioativos Produzidos pelo Sistema RIBRAS(*Radioactive Ion Beams in Brasil*)

Recentemente, investigações teóricas e experimentais sobre os mecanismos de reação envolvendo núcleos fracamente ligados tem sido realizadas para o entendimento do efeito da quebra sobre a seção de choque de fusão[Ca-05]. Devido à recente disponibilidade de feixes radioativos de núcleos fracamente ligados, como ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{B}$ e outros, existe um grande interesse no estudo de tais núcleos, pois a maior parte dos experimentos, até então, tem sido realizados com núcleos estáveis fracamente ligados, como ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}$, os quais possuem limiar de quebra maior do que os núcleos radioativos. O entendimento dos processos de fusão e quebra produzidos por feixes estáveis fracamente ligados é uma importante ferramenta para o estudo do comportamento dos mecanismos de reação em sistemas de núcleos exóticos ou fora da linha de estabilidade.

Algumas reações induzidas por núcleos radioativos já foram estudadas utilizando alvos pesados, como por exemplo ${}^6\text{He} + {}^{238}\text{U}$ [Tr-00,Ra-04], ${}^6\text{He} + {}^{209}\text{Bi}$ [Ag-01, Ko-98,Yo-05], e alvos com massa média como: ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ [Pi-03,Pi-04] e ${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ [Na-04].

Para sistemas pesados em energias próximas da barreira Coulombiana, devido ao grande alcance da força Coulombiana, a quebra Coulombiana predomina e a maior contribuição para a seção de choque de reação total foi observada como sendo devido ao processo de transferência somado ao processo de quebra. Para sistemas com massa média, nos quais o campo Coulombiano é mais fraco, foi realizada uma comparação

para a seção de choque de reação entre os projéteis ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^{16}\text{O}$ sobre alvo de ${}^{64}\text{Zn}$ [Go-04], onde o núcleo halo ${}^6\text{He}$ possui um limiar de energia de quebra de 0.975MeV ; e os núcleos estáveis de ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}$, possuem 1.48 , 2.46 e 1.6MeV , respectivamente, e são fracamente ligados; e o núcleo de ${}^{16}\text{O}$, o qual é fortemente ligado. Em tal comparação foi observado que a seção de choque de reação é maior para o núcleo halo ${}^6\text{He}$, seguido pelo núcleos estáveis fracamente ligados, e finalmente pelo núcleo de ${}^{16}\text{O}$.

Tal comportamento observado na seção de choque de reação para os diferentes núcleos sobre um alvo com massa mediana, nos levou a realizar a medida com o núcleo halo de ${}^6\text{He}$ sobre o alvo leve de ${}^{27}\text{Al}$, para energias próximas da barreira Coulombiana ($V_{BC}^{lab} = 8\text{MeV}$), e comparar com resultados já existentes para os sistemas ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al}$ [Go-04a, Ma-05] e ${}^{16}\text{O} + {}^{27}\text{Al}$ [Pe-78, Cr-79, Ac-81]. Para tais sistemas o campo Coulombiano é mais fraco do que para sistemas anteriormente estudados, e para o ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al}$ não foi observado uma contribuição significativa do processo de quebra na seção de choque de fusão[Ma-05].

Foi realizada uma experiência com o objetivo de medir as distribuições angulares elásticas para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ em energias próximas da barreira Coulombiana. Realizamos também a medida com um alvo pesado de ${}^{197}\text{Au}$, ou seja, ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, a qual foi utilizada para o cálculo da intensidade do feixe de ${}^6\text{He}$ e para a normalização dos dados do espalhamento com o ${}^{27}\text{Al}$, como será explicado nas seções 7.1 e 7.3. As medidas foram realizadas no Laboratório Pelletron, onde utilizamos o sistema de duplo solenóides supercondutores do RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brazil*), montado na linha de feixe 45B.

6.1 O Sistema de Duplo Solenóides - RIBRAS

O sistema RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brazil*), consiste de dois solenóides supercondutores, instalados no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. O sistema de duplo solenóides - RIBRAS, é utilizado para a produção de feixes de núcleos instáveis; este nos permite a focalização e filtragem dos produtos de reação ocorridas entre o feixe primário, produzido pelo Acelerador Pelletron, e o alvo primário. O RIBRAS é a primeira facilidade experimental no Hemisfério Sul a dispor de feixes secundários radioativos, na figura 6.1 temos a indicação dos laboratórios no mundo que produzem tais feixes e destacamos o RIBRAS no Brasil. Com o RIBRAS é possível produzir feixes radioativos leves ($6 < A < 20$) e de baixa energia, tais características são muito interessantes, já que a maioria dos laboratórios dispõe de feixes de

altas energias, devido ao mecanismo de produção. Com a produção de feixes de baixa energia se torna possível o estudo de problemas relacionados a Astrofísica Nuclear e reações sensíveis à fenômenos anômalos como halo.

Figura 6.1: Laboratórios no mundo que produzem feixes radioativos e destacamos o RIBRAS no Brasil como a primeira facilidade experimental no Hemisfério Sul a dispor de feixes secundários radioativos.

A figura 6.2 mostra fotos do sistema de duplo solenóides, instalados na linha de feixe 45B do Laboratório Pelletron, e a figura 6.3 mostra o desenho esquemático, com a indicação do feixe primário de ${}^7\text{Li}$ incidindo sobre o alvo primário de ${}^9\text{Be}$; e da câmara de espalhamento intermediária utilizada nesta experiência, localizada entre os dois solenóides, a qual será descrita com mais detalhes na seção 6.2.2.

Um corte transversal no solenóide supercondutor é mostrado na figura 6.4, na qual podemos observar a estrutura interna do solenóide, que é composta por diversas camadas isolantes com um gradiente de temperatura. A bobina interna (figura 6.4(h)), a qual está imersa no He líquido à uma temperatura de 4K , é responsável pelo campo magnético. As partículas provenientes da reação com o alvo primário seguem uma trajetória em forma de hélice (helicoidal) internamente no tubo envolto pela bobina (figura 6.4(g)), até serem focalizadas no alvo secundário.

A posição do alvo primário é mostrada na figura 6.5, na qual temos a indicação da posição do alvo gasoso e do Copo de Faraday, localizados antes do primeiro solenóide. O alvo gasoso possuía duas janelas, sendo que a primeira janela era de Havar ($25\mu\text{m}$), na qual o feixe primário de ${}^7\text{Li}$ perdia uma energia da ordem de 1MeV , e em seguida interagia com a segunda janela, que era o alvo primário de ${}^9\text{Be}$, produzindo assim o feixe

Figura 6.2: Foto do Sistema de Duplo Solenóides RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*), instalado na linha de feixe 45B do Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo. (a) Vista de cima; (b) vista lateral (Fotos Orli Camargo).

Figura 6.3: Desenho esquemático do Sistema de Duplo Solenóides RIBRAS (*Radioactive Ions Beams in Brazil*), instalado na linha de feixe 45B do Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo, com a indicação do feixe primário de ${}^7\text{Li}$ incidindo sobre o alvo primário de ${}^9\text{Be}$; e da câmara de espalhamento intermediária localizada entre os dois solenóides, a qual foi utilizada no presente trabalho.

secundário de ${}^6\text{He}$, através da reação de transferência de 1 próton: ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$, com valor $Q = -3.38\text{MeV}$. Depois de interagir com o alvo primário de ${}^9\text{Be}$ o feixe primário de ${}^7\text{Li}$ era bloqueado pelo Copo de Faraday, no qual era realizada a leitura

da sua corrente e integrada a carga, obtendo-se assim o número total de partículas incidentes no alvo primário. As partículas provenientes da reação com o alvo primário eram focalizadas pelo solenóide.

O perfil do feixe secundário de ${}^6\text{He}$ foi observado em uma experiência realizada anteriormente utilizando um detector PPAC (*Parallel-Plate Avalanche Counter*), que é um detector à gás sensível à posição. Na figura 6.6 podemos observar que tal feixe possui um diâmetro da ordem de 5mm .

Figura 6.4: Vista do corte transversal no solenóide supercondutor, na qual podemos observar que a estrutura interna do solenóide é composta por diversas camadas isolantes com um gradiente de temperatura. (a) abertura no criostato; (b) tanque com Nitrogênio líquido (100 litros), temperatura 40K ; (c) vácuo; (d) superisolação, temperatura de 73K ; (e) camada intermediária, temperatura 40K ; (f) tanque com He líquido, temperatura 4K ; (g) tubo em vácuo com 30cm de diâmetro, por onde passa o feixe; (h) bobina, liga de $\text{Nb} - \text{Ti}$, possui 10 voltas concêntricas; (i) criostato de alumínio; (j) abertura no criostato. Fora do criostato temos a temperatura ambiente 80K .

Figura 6.5: (a) Foto indicando a posição do alvo gasoso e do Copo de Faraday, localizados antes do primeiro solenóide. (b) Desenho esquemático do alvo gasoso e do Copo de Faraday. O alvo gasoso possuía duas janelas, sendo que a primeira janela era de Havar ($25\mu m$) na qual o feixe primário de 7Li perdia uma energia da ordem de $1MeV$, e em seguida interagia com a segunda janela, que era o alvo primário de 9Be . O feixe primário de 7Li era parado pelo Copo de Faraday após interagir com o alvo de 9Be , e as partículas provenientes da reação com o alvo primário eram focalizadas pelo solenóide (Fotos Orli Camargo).

Figura 6.6: Perfil do feixe secundário de 6He , focalizado pelo RIBRAS, e observado por um detector PPAC (*Parallel-Plate Avalanche Counter*).

6.1.1 Feixes de Núcleos Exóticos

A produção de feixes de núcleos fora da linha de estabilidade pode ser realizada através dos seguintes mecanismos de reação[Ge-95]:

- fragmentação do projétil
- espalação ou fragmentação do alvo
- reações de transferência
- fusão-evaporação
- fissão

A escolha de qual dos mecanismos acima listados é o mais adequado para a produção de um determinado feixe secundário depende de vários fatores, tais como, energia e natureza do feixe primário disponível e natureza do feixe secundário desejado. O processo de separação e focalização do feixe secundário pode ser realizada utilizando-se dipólos magnéticos, solenóides[Li-03] ou ainda, filtros de velocidade, desta forma, a separação ocorre em voo por campos eletromagnéticos.

Os processos de fragmentação do projétil necessitam de energias altas ou intermediárias para o feixe primário, $E > 30 \text{ MeV/nucleon}$. Para energias intermediárias, $E = 30 - 100 \text{ MeV/nucleon}$, obtêm-se tipicamente uma intensidade de feixe secundário de 10^2 e 10^6 part/seg na produção por fragmentação de projétil, e ela é realizada incidindo sobre o alvo um feixe primário, rico em neutrons, como por exemplo ^{48}Ca , ^{36}S , ^{18}O ; ou rico em prótons, como ^{50}Cr e ^{78}Kr ; essa escolha depende do tipo de feixe que será produzido.

Com feixes primários leves e de alta energia (exemplo: prótons de 1 GeV), pode-se usar o processo de fragmentação de alvo e a separação com o processo ISOL (*Isotope Separation On Line*)[Ge-95], como por exemplo, no espectrômetro de massa ISOLDE no CERN[Is-03]. No processo ISOL, um feixe primário com energias intermediárias ou relativísticas incide sobre um alvo espesso, onde tanto o feixe primário quanto os produtos da reação são parados. Os produtos exóticos da fragmentação evaporam do alvo primário quente e são ionizados em uma fonte de íons, em seguida podem ser reacelerados. Este processo permite a obtenção de feixes exóticos com boa resolução em energia, mas com vidas médias não muito curtas, $\tau \geq 10 \text{ ms}$, devido ao processo de preparação.

No caso do RIBRAS, a produção de feixes exóticos somente pode ser realizada através dos mecanismos de transferência de poucos nucleons, reações de fusão ou fissão, pois o feixe primário produzido pelo Acelerador Pelletron possui baixas energias, $E = 3 - 5 \text{ MeV/nucleon}$. Sendo assim, não é possível realizar o processo de fragmentação do projétil. Algumas reações de transferência de poucos nucleons que podem ser realizadas com o RIBRAS, são listadas na tabela 6.1. Os resultados listados nesta tabela, assinalados com asterisco, foram obtidos no Laboratório Pelletron com o sistema RIBRAS e os demais, na Universidade de Notre Dame, South Bend, EUA[Be-96], onde existe um sistema semelhante ao RIBRAS.

Tabela 6.1: Algumas reações de transferência de poucos nucleons que podem ser realizadas com o RIBRAS. Os resultados listados nesta tabela, assinalados com asterisco(*), foram obtidos no Laboratório Pelletron com o sistema RIBRAS e os demais, na Universidade de Notre Dame, South Bend, EUA[Be-96], onde existe um sistema semelhante ao RIBRAS.

<i>reação</i>	<i>feixe secundário</i>	<i>part/μAseg</i>
${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})^*$	${}^6\text{He}$	10^5
${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})^*$	${}^8\text{Li}$	10^6
${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})^*$	${}^7\text{Be}$	10^5
${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be})$	${}^7\text{Be}$	10^4
${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, n){}^8\text{B}$	${}^8\text{B}$	10^5
${}^{12}\text{C}({}^{17}\text{C}, {}^{18m}\text{F})$	${}^{18}\text{F}$	10^3

Quando o sistema de pós acelerador linear supercondutor LINAC, que está em construção no Laboratório Pelletron, entrar em operação a energia do feixe primário aumentará para $E = 10 \text{ MeV/nucleon}$. Nesta faixa de energias, outros processos além da transferência de poucos nucleons e reações de fusão ou fissão, como a transferência de muitos nucleons e fusão incompleta, permitirão ao RIBRAS atingir núcleos exóticos mais longe da linha de estabilidade β . O LINAC também permitirá a obtenção de feixes primários mais pesados, como o flúor e magnésio, desta forma, estudos de feixes exóticos na região da camada $s - d$ poderá ser realizado. Sendo assim, se tornará possível o estudo em uma região de massas e energias que não tem competidores atualmente.

6.1.2 Processo de Seleção e Separação do Feixe Secundário

A seleção do feixe secundário é realizada pelos solenóides através da rigidez magnética ($B\rho$), dada pela equação 6.1.

$$B\rho = \sqrt{\frac{2mE}{q^2}} \quad (6.1)$$

onde: q , m e E são, respectivamente, o estado de carga, massa e energia do íon emergente do alvo primário; B é o campo magnético do solenóide e ρ é o raio de curvatura da trajetória.

Cada solenóide pode focalizar, a uma dada distância, íons com um $B\rho$ máximo, que é dado pelo campo magnético máximo no solenóide, que no caso do sistema do RIBRAS é dado por $B = 6.5T$, ou pela integral do campo de $5Tm$. Os produtos de reação com $B\rho$ menor são focalizados em distâncias menores. Podemos selecionar partículas com um determinado $B\rho$ utilizando bloqueadores e colimadores. Um copo de Faraday, posicionado antes do primeiro solenóide e logo após o alvo primário, bloqueia o feixe primário; e assim, obtemos a informação sobre a corrente do feixe primário. A presença do copo de Faraday ocasiona a restrição de $\theta_{lab} = 0$ à $\pm 2^\circ$, na aceitação angular do primeiro solenóide.

A vantagem em usar solenóides para a seleção e focalização do feixe secundário, está na sua grande aceitação angular, $\theta_{lab} = \pm 2^\circ$ à $\pm 15^\circ$, a qual permite a focalização de aproximadamente 90% dos produtos de reação.

Com o sistema de duplo solenóides - RIBRAS, é possível obtermos dois modos de focalização: modo paralelo e modo cruzado ou *cross-over*, como mostra a figura 6.7. No modo paralelo, o feixe secundário de interesse é focalizado apenas na câmara de espalhamento localizada depois do segundo solenóide (figura 6.7-a), desta forma, é como se tivéssemos somente um ímã longo de $6T$; e assim podemos focalizar feixes com energias mais altas, $E \geq 10MeV/nucleon$. Com um campo magnético mais intenso temos a possibilidade de transportar o feixe secundário em distâncias maiores. Este modo é utilizado quando a contaminação do feixe secundário é pequena.

No modo de operação cruzada ou *cross-over*, o feixe secundário é primeiramente focalizado entre os dois solenóides, na câmara intermediária e em seguida é novamente focalizado atrás do segundo solenóide (figura 6.7-b). Este modo é conveniente para energias mais baixas, $E \approx 5MeV/nucleon$. Neste modo, pode-se trabalhar utilizando um ou os dois solenóides. Quando utilizamos os dois solenóides obtemos um grau de pureza e uma seletividade maior do feixe secundário. Se o feixe secundário for acompanhado de muita contaminação, podemos utilizar um degradador entre os solenóides, o

qual permite uma seleção adicional para os produtos de reação que possuem a mesma rigidez magnética $B\rho$, de acordo com seu número atômico Z , pois a perda de energia no degradador depende de Z^2 . Outra configuração pode ser utilizada com o modo *cross-over* de operação, o alvo secundário posicionado na câmara intermediária, e os produtos resultantes da reação selecionados e focalizados pelo segundo solenóide. Uma seleção adicional ainda pode ser realizada com uma medida de tempo de voo, a qual nos proporciona uma separação em massa e velocidade. Assim, uma separação de diferentes isótopos do mesmo elemento é realizada. Entretanto, para tal é necessário que o feixe primário seja pulsado, ou, utilizar 2 detectores rápidos de tempo (PPAC), um fornecendo o sinal de tempo *start* e o outro *stop*.

Figura 6.7: Modos de focalização do sistema de duplo solenóides: (a) modo paralelo e (b) modo cruzado ou *cross-over*.

6.2 Montagem Experimental

As distribuições angulares elásticas dos sistemas: ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ e ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, foram medidas utilizando-se um feixe de ${}^6\text{He}$. Para produzirmos tal feixe, utilizamos um feixe primário de ${}^7\text{Li}$, proveniente do acelerador Pelletron (seções 3.1 e 3.2). O feixe de ${}^7\text{Li}$, com energias: $E_{lab}({}^7\text{Li}) = 19.0, 20.5, 21.0$ e 22.0MeV , interage com um alvo primário de ${}^9\text{Be}$ (folha com espessura de $16\mu\text{m}$) e, entre outras reações ocorre a reação de transferência de 1 próton ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$, com $Q = -3.38\text{MeV}$. As partículas de ${}^6\text{He}$ são focalizadas pelo primeiro solenóide supercondutor do sistema RIBRAS, constituindo um feixe secundário com intensidade de 10^5pps . Finalmente o feixe de ${}^6\text{He}$ interage com os alvos secundários de ${}^{27}\text{Al}$ (espessura de $7.2\text{mg}/\text{cm}^2$) ou ${}^{197}\text{Au}$ (espessura de $5\text{mg}/\text{cm}^2$), posicionados em uma câmara intermediária, localizada entre os dois solenóides, como mostra a figura 6.3. Foram colocados absorvedores de plástico antes do alvo secundário de ${}^{27}\text{Al}$ para reduzir a energia do feixe secundário de ${}^6\text{He}$ para $E_{lab}({}^6\text{He}) = 9.5\text{MeV}$, o qual foi produzido com um feixe primário de ${}^7\text{Li}$ de 19.0MeV . Nesta experiência foi utilizado somente o primeiro solenóide para a focalização do feixe secundário de ${}^6\text{He}$.

6.2.1 Alvos

As espessuras dos alvos primário de ${}^9\text{Be}$ e secundário de ${}^{197}\text{Au}$, foram medidas utilizando-se uma fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$, que emite partículas α , com energia de $E_\alpha = 5.486\text{MeV}$. Para uma melhor precisão na determinação das espessuras, realizamos também medidas, com a fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$, com 4 alvos de espessuras já conhecidas pela pesagem de uma certa área conhecida do material e utilizando a equação 6.2. Os alvos utilizados são listados na tabela 6.2.

Com os dados mostrados na tabela 6.2 construímos uma reta de calibração, ou seja, a energia de saída das partículas α , ao atravessar o alvo ($E_{saída}^\alpha(\text{MeV})$), em função da posição em canal($\#$), observada no espectro das partículas α . A figura 6.8, mostra a reta de calibração. A incerteza na energia de saída, $E_{saída}^\alpha(\text{MeV})$, é atribuída à incerteza no cálculo da perda de energia, utilizando o programa *stopx*[Mi-87], e foram estimadas como sendo da ordem de 5%.

Conhecendo a reta de calibração e o canal correspondente aos picos obtidos utilizando os alvos de ${}^9\text{Be}$ e ${}^{197}\text{Au}$, calculamos a energia de saída das partículas α , depois de atravessar os alvos. Desta forma, é possível determinar qual deve ser a espessura dos alvos.

Como as partículas α emitidas pela fonte de ^{241}Am paravam no alvo de ^{27}Al , sua espessura foi determinada pela pesagem de uma área conhecida do material, assim, a espessura pode ser calculada através da equação 6.2.

$$e_{\text{alvo}} = \frac{m_{\text{alvo}}}{\text{área} \times \rho_{\text{alvo}}} \quad (6.2)$$

onde: m_{alvo} e ρ_{alvo} são a massa, medida com uma balança de precisão, e a densidade do alvo em questão, respectivamente.

A tabela 6.3 lista as espessuras dos alvos primário de ^9Be e secundários de ^{197}Au e ^{27}Al , utilizados no presente trabalho para realizar a medidas das distribuições angulares elásticas dos sistemas $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ e $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$.

Tabela 6.2: Medidas realizadas com uma fonte radioativa de ^{241}Am , que emite partículas α , com energia de $E_\alpha = 5.486\text{MeV}$, para a determinação da espessura do alvo primário de ^9Be e do alvo secundário de ^{197}Au . Onde: $\Delta E_{\text{alvo}}(\text{MeV})$ é a energia perdida pelas partículas α ao atravessar o alvo.

<i>alvo</i>	<i>espessura(mg/cm²)</i>	$\Delta E_{\text{alvo}}(\text{MeV})$	$E_{\text{saída}}^\alpha(\text{MeV})$	<i>canal(#)</i>
CH_2	0.86	0.94	4.54	2342
<i>Mylar</i> aluminizado	0.36	0.31	5.17	2602
^{27}Al	1.93	1.19	4.30	2169
^{27}Al	4.61	3.31	2.18	1050
<i>sem alvo</i>	-	-	5.48	2752

Tabela 6.3: Espessuras dos alvos primário de ^9Be e secundários de ^{197}Au e ^{27}Al , utilizados no presente trabalho para realizar a medidas das distribuições angulares elásticas dos sistemas $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ e $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$.

<i>alvo</i>	<i>espessura</i>
^{27}Al	$7.2 \pm 0.3\text{mg/cm}^2$
^{197}Au	$5.0 \pm 0.2\text{mg/cm}^2$
^9Be	$16.0 \pm 0.8\mu\text{g/cm}^2$

Figura 6.8: Reta de calibração do detector utilizado para a determinação das espessuras dos alvos primário de ${}^9\text{Be}$ e secundário de ${}^{197}\text{Au}$, construída a partir das medidas realizadas com a fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$, listadas na tabela 6.2.

6.2.2 Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção

Como já dito anteriormente, a montagem dos alvos e do sistema de detecção foi realizada na câmara intermediária, localizada entre os dois solenóides (figuras 6.2 e 6.3). A figura 6.9 mostra fotos da câmara de espalhamento intermediária, a qual possui um diâmetro de 240mm .

Para a detecção das partículas provenientes das reações secundárias do feixe de ${}^6\text{He}$ com os alvos secundário de ${}^{27}\text{Al}$ e ${}^{197}\text{Au}$, utilizamos dois telescópios $E - \Delta E$, com uma separação angular de 45° , montados na câmara intermediária. Os telescópios eram constituídos por dois detectores de silício, sendo que o telescópio 1, com ângulo sólido $\Delta\Omega = 15.3 \times 10^{-3}\text{srad}$, era constituído por um detector com espessura de $22\mu\text{m}$ seguido por outro com espessura de $150\mu\text{m}$; e o telescópio 2, com ângulo sólido $\Delta\Omega = 12 \times 10^{-3}\text{srad}$, era constituído por um detector com espessura de $50\mu\text{m}$ seguido por outro com espessura de $150\mu\text{m}$.

Figura 6.9: Fotos da câmara de espalhamento intermediária, localizada entre os dois solenóides, a qual foi utilizada para a montagem do sistema de detecção (figuras 6.10 e 6.11) do presente trabalho (Fotos Orli Camargo).

Nas figuras 6.10 e 6.11, temos desenhos esquemáticos da montagem do sistema de detecção, sendo que na frente de cada telescópio foi montado um sistema com dois colimadores para minimizar a detecção de partículas não provenientes do alvo secundário. O ângulo sólido foi definido considerando o segundo colimador. Na tabela 6.4, te-

Tabela 6.4: Resumo das condições experimentais utilizadas na câmara de espalhamento intermediária. Foi montado um sistema com dois colimadores para minimizar a detecção de partículas não provenientes do alvo secundário. O ângulo sólido foi definido considerando o segundo colimador. d é o diâmetro do colimador circular.

<i>características</i>	<i>telescópio 1</i>	<i>telescópio 2</i>
detector ΔE (barreira de superfície)	espessura= $22\mu m$	espessura= $50\mu m$
detector E (barreira de superfície)	espessura= $150\mu m$	espessura= $150\mu m$
ângulo sólido $\Delta\Omega$	$15.3 \times 10^{-3} srad$	$12 \times 10^{-3} srad$
distância do alvo até o primeiro colimador	$38mm$	$42mm$
distância do alvo até o segundo colimador	$77mm$	$80mm$
medidas dos colimadores:		
primeiro colimador	circular ($d = 7.2mm$)	quadrado ($5.4 \times 12mm$)
segundo colimador	quadrado ($7 \times 12mm$)	quadrado ($7 \times 14mm$)

mos um resumo das condições experimentais utilizadas na câmara de espalhamento intermediária.

Figura 6.10: Desenho esquemático da vista superior da câmara de espalhamento intermediária, localizada entre os dois solenóides, na qual podemos observar o posicionamento do alvo e dos dois telescópios $E - \Delta E$ (Desenho J. Variane).

Figura 6.11: Desenho esquemático da vista lateral câmara de espalhamento intermediária, localizada entre os dois solenóides, na qual podemos observar o posicionamento do alvo e dos dois telescópios $E - \Delta E$ (Desenho J. Variane).

6.2.3 Resultados Experimentais

Foram obtidos espectros *biparamétricos*, os quais relacionam a energia ΔE , perdida pela partícula ao atravessar o primeiro detector, e a energia residual E_{res} , a qual é observada no segundo detector, onde $E_{res} = E - \Delta E$, sendo que E é a energia cinética da partícula incidente sobre o telescópio. A figura 6.12 mostra os espectros biparamétricos típicos, obtidos para o ^{27}Al e ^{197}Au , onde foram observados ^4He e ^6He , além dos prótons(p) e trítios(t).

Através dos espectros biparamétricos, foi possível observar faixas bem definidas em ΔE , correspondentes a diferentes valores do produto MZ^2 , onde M e Z são a massa e o número atômico do núcleo detectado, respectivamente. Deste modo o número atômico das diferentes partículas presentes nos espectros biparamétricos pode ser determinado.

Figura 6.12: Espectros biparamétricos $E - \Delta E$ para a energia do feixe primário $E(^7\text{Li}) = 21\text{MeV}$, e $\theta_{lab} = 20^\circ$ obtidos com: (a) alvo secundário de ^{27}Al e (b) alvo secundário de ^{197}Au .

Capítulo 7

Análise dos Resultados Experimentais obtidos com o RIBRAS

7.1 Determinação da Energia do Feixe Secundário de ${}^6\text{He}$

Foram realizadas medidas com uma fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$, que emite partículas α com energia de $E_\alpha = 5.486\text{MeV}$, com o objetivo de obter a calibração em energia dos telescópios utilizados para detectar as partículas. A reta de calibração relaciona a energia depositada no detector em função da posição em canal do pico correspondente. A reta de calibração construída à partir de medidas com as partículas α nos permitiu identificar as partículas presentes nos espectros biparamétricos, e no caso dos sistemas em estudo ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ e ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, foram identificadas: ${}^4\text{He}$ e ${}^6\text{He}$, além dos prótons(p) e trítios(t), como mostra a figura 6.12.

Foram construídas retas de calibração referentes aos detectores E e ΔE , utilizando as coordenadas (canal e energias dos picos) referentes ao “*punch-thru*” de prótons(p), trítios(t) das partículas α no detector E , obtidos dos espectros biparamétricos e o ponto das partículas alfas(α), obtido da medida com fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$. O “*punch-thru*” é observado nos espectros quando as partículas leves e energéticas não param no detector E , ou sejam, elas atravessam o detector, depositando somente parte da sua energia nele. Chama-se de energia de “*punch-thru*”, a energia máxima que a partícula deposita no detector E e corresponde ao ponto de retorno que podemos observar nos

espectro biparamétrico da figura 6.12-(a). Sendo assim, a energia de “*punch-thru*” dos prótons(p), trítios(t) foi determinada considerando qual seria a energia máxima que os prótons, trítios e partículas α perdem no detector E .

A figura 7.1, mostra as retas de calibração obtidas para os detectores E e ΔE . Tais retas foram obtidas somente com alguns pontos referentes aos espalhamentos ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}/{}^{197}\text{Au}$. Na figura 7.1-(a), podemos observar dois pontos, α_1 e α_2 , relativos às partículas α emitidas pela fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$, onde α_1 foi obtido com a configuração de telescópio, ou seja, o detector ΔE seguido pelo detector E , assim a partícula α perde uma quantidade de energia no detector ΔE e pára em E ; já o ponto α_2 , foi obtido colocando a fonte- α diretamente na frente do detector E .

A determinação da energia do feixe de ${}^6\text{He}$ é indireta, pois como já foi dito anteriormente, este é um feixe secundário, e as informações diretas são relativas à energia do feixe primário de ${}^7\text{Li}$. A energia do feixe secundário de ${}^6\text{He}$ pode ser determinada pelo cálculo de perdas de energia sucessivas do feixe de ${}^7\text{Li}$ no alvo de produção (${}^9\text{Be}$) e no alvo secundário (${}^{27}\text{Al}$), ou utilizando os espectros de energia calibrados com o auxílio da fonte de partículas α de ${}^{241}\text{Am}$, como descrito acima. O procedimento para tal, será descrito a seguir.

Dos espectros biparamétricos (figura 6.12), sabemos qual é a posição em canal dos picos de ${}^6\text{He}$ correspondentes aos espalhamentos elásticos ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}/{}^{197}\text{Au}$. Assim, da reta de calibração obtida acima determinamos a energia correspondente e comparamos com a energia obtida levando-se em conta as perdas de energia. Para isto, foi realizada, uma sistemática de cálculos de perda de energia do feixe de ${}^6\text{He}$ (ΔE_3 , ΔE_4 , ΔE_5 , ΔE_6 e ΔE_7 , da figura 7.2), realizados utilizando a parametrização de Ziegler-Biersack[Zi-85] do algoritmo *stopx*[Mi-87].

Primeiramente consideramos o alvo de ${}^{197}\text{Au}$ (figura 7.2-a), e determinamos se para uma dada energia E_{inc} , a energia E_4 resultante está de acordo com a reta de calibração nos detectores ΔE e E (figuras 7.1), ou seja, ΔE_7 e E_1 (figura 7.2-c); se esta afirmação for correta; considerando agora o alvo de ${}^{27}\text{Al}$ (figura 7.2-b), e a mesma energia E_{inc} , o segundo passo consiste em observar se a energia resultante E_6 também está de acordo com as retas de calibração ΔE e E (figura 7.1). Desta forma, quando estas duas condições são obedecidas, a energia E_{inc} , a qual corresponde a energia do feixe secundário de ${}^6\text{He}$ está bem determinada. Tal sistemática foi aplicada para cada energia e a tabela 7.1, mostra as energias obtidas para o feixe secundário de ${}^6\text{He}$ e para as energias E_3 e E_5 , correspondentes a cada energia do feixe primário de ${}^7\text{Li}$; onde E_3 e E_5 são as energias no centro dos alvos secundários de ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{27}\text{Al}$, respectivamente, e tais energias foram utilizadas para os cálculos da cinemática das reações e para a

Figura 7.1: Reta de calibração de energia para: (a) detector E , obtida utilizando os pontos referentes ao “punch-thru” dos prótons(p), trítios(t) e fonte- α de ${}^{241}\text{Am}$ (α_1 e α_2); e (b) detector ΔE , obtida utilizando o ponto referente as medidas realizadas com uma fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$, que emite partículas α . Mais detalhes são descritos no texto.

seção de choque Rutherford, mencionadas na seção 7.3.

Figura 7.2: Desenho esquemático dos alvos secundários de: (a) ^{197}Au (espessura $5\text{mg}/\text{cm}^2$) e (b) ^{27}Al (espessura de $7.2\text{mg}/\text{cm}^2$); e do (c) telescópio $E - \Delta E$, utilizados para a determinação da energia do feixe secundário de ^6He (E_{incid}). Onde: E_3 e E_5 são as energias no centro dos alvos secundários de ^{197}Au e ^{27}Al , utilizadas para o cálculo da cinemática da reação e para a seção de choque Rutherford.

Tabela 7.1: Resultados encontrados para as energias do feixe secundário de ^6He , correspondentes a cada energia do feixe primário de ^7Li . Onde E_3 é a energia no centro do alvo secundário de ^{197}Au e E_5 é a energia no centro do alvo secundário de ^{27}Al (figura 7.2), utilizadas para o cálculo da cinemática da reação.

$E_{\text{lab}}(^7\text{Li})(\text{MeV})$	$E_{\text{incid}}(^6\text{He})(\text{MeV})$	$E_3(\text{MeV})$	$E_5(\text{MeV})$
19.0	11.3	10.8	9.5
20.5	12.6	12.2	11.0
21.0	13.5	13.0	12.0
22.0	14.8	14.4	13.4

7.2 Cálculo da Seção de Choque Experimental

Para o cálculo da seção de choque experimental $(d\sigma/d\Omega)_{c.m.}$, dada pela equação 7.1, é necessário o conhecimento do número de partículas incidentes de ^6He (N_i). As informações que temos sobre a carga e energia, durante a experiência, são respectivas ao feixe primário de ^7Li . Sendo assim, foi necessário realizar alguns cálculos para a determinação do número de partículas incidentes do feixe secundário de ^6He .

$$N_{\text{det}}(^6\text{He}) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.} J(\theta) \Delta\Omega_{\text{det}} e N_i(^6\text{He}) \quad (7.1)$$

onde:

$N_{det}({}^6\text{He})$ é o número de partículas de ${}^6\text{He}$, detectadas pelo telescópio;

$(d\sigma/d\Omega)_{c.m.}$ é a seção de choque experimental de espalhamento elástico, no sistema do centro de massa;

$\Delta\Omega_{det}$ é o ângulo sólido do detector em *sr*ad;

e , é a espessura do alvo de ${}^{197}\text{Au}$ ou ${}^{27}\text{Al}$, em *número de átomos/cm²*;

$N_i({}^6\text{He})$ é o número de partículas incidentes do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, sobre o alvo secundário;

$J(\theta)$ é o jacobiano de transformação entre os sistemas de laboratório e centro de massa.

7.3 Determinação do Número de Partículas Incidentes do Feixe Secundário de ${}^6\text{He}$

As medidas do espalhamento elástico ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, {}^6\text{He})$, além da obtenção da reta de calibração e da energia do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, também foram utilizadas para a determinação do número de partículas incidentes de ${}^6\text{He}$ e posteriormente para a normalização dos resultados para o ${}^{27}\text{Al}({}^6\text{He}, {}^6\text{He})$. Sendo assim, consideramos a seção de choque de espalhamento elástico para ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ como sendo a seção de choque de Rutherford, dada pela equação 7.2. De fato, sabendo que a barreira Coulombiana entre o ${}^6\text{He}$ e ${}^{197}\text{Au}$ é dada por:

$$V_{BC} = \frac{Z_{Al}Z_{Au}}{1.33(A_{Al}^{1/3} + A_{Au}^{1/3})}e^2 \cong 23\text{MeV}$$

e a experiência foi realizada em energias muito mais baixas, assim, tal espalhamento deve ser de Rutherford em toda a região angular.

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_R = 0.129 \left(\frac{Z_a Z_p}{E_{c.m.}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\theta_{c.m.}/2)} = \frac{N_{det}({}^6\text{He})}{J(\theta)\Delta\Omega_{det}e_{Au}N_i({}^6\text{He})} \quad (7.2)$$

onde: Z_a e Z_p são o número atômico do alvo e do projétil, respectivamente; e $E_{c.m.}$ é a energia no centro de massa, calculada utilizando os valores dados na tabela 7.1.

Desta forma, é possível determinar a partir do número de partículas espalhadas pelo alvo de ${}^{197}\text{Au}$, $N_{det}({}^6\text{He})$, o número de partículas incidentes de ${}^6\text{He}$, $N_i({}^6\text{He})$, para cada *Run*, ou seja, para uma determinada aquisição de dados experimentais para um ângulo específico realizado com o alvo secundário de ${}^{197}\text{Au}$ e em seguida calcular a

eficiência de produção ϵ_f , dada pela equação abaixo:

$$\epsilon_f = \frac{N_i({}^6He)}{N({}^7Li)} \quad (7.3)$$

onde: $N_i({}^6He)$ é obtido da 7.2, considerando a seção de choque experimental Rutherford $(d\sigma/d\Omega)_R$, para o sistema ${}^{197}Au + {}^6He$, e o número de partículas incidentes de 7Li é dado por:

$$N({}^7Li) = \frac{\text{carga elétrica de } {}^7Li \text{ acumulada no integrador}}{\text{carga elétrica de um núcleo de } {}^7Li} \quad (7.4)$$

onde: a carga elétrica de um núcleo de ${}^7Li = \text{estado de carga do núcleo de } {}^7Li \times 1.6 \times 10^{-19}C = 3 \times 1.6 \times 10^{-19}C$

A eficiência de produção ϵ_f relaciona a informação da quantidade de feixe secundário de 6He produzido por unidade de feixe primário de 7Li e foi determinada para todas as energias utilizando as medidas realizadas com alvo de ${}^{197}Au$. Sendo assim, primeiramente escolhemos uma determinada medida realizada com alvo de ${}^{197}Au$. Deste *Run*, conhecemos a quantidade de carga elétrica acumulada no integrador, relativa ao feixe primário 7Li e utilizando as equações para a eficiência e para o número de partículas incidentes de 7Li (equações 7.3 e 7.4) e calculamos a eficiência de produção para cada energia do feixe de 6He .

Após calcularmos a eficiência de produção para cada energia do feixe de 6He , para cada *Run* relativo a cada energia, obtemos o número de partículas incidentes de 6He , $N_i^{Run}({}^6He)$, isolando da equação 7.3 o número de partículas de 6He , $N_i({}^6He)$, ou seja:

$$N_i^{Run}({}^6He) = N({}^7Li) \times \epsilon_f = \frac{Q^{Run}({}^7Li)}{3 \times 1.6 \times 10^{-19}} \times \epsilon_f \quad (7.5)$$

onde: $Q^{Run}({}^7Li)$ é a carga elétrica de 7Li , acumulada durante tal *Run*.

A tabela 7.2 mostra os valores encontrados para a eficiência de produção ϵ_f para cada energia, já considerando os efeitos devido a correção no ângulo médio de detecção das partículas, a qual será descrita na seção 7.4. Calculamos também, a partir da eficiência, a intensidade média do feixe secundário de 6He , para um feixe incidente de $1\mu A$ de 7Li ($N_i({}^6He)/\mu A$ de 7Li), os resultados são listados na tabela 7.2. Após a determinação do número de partículas incidentes de 6He , $N_i({}^6He)$, a seção de choque para os sistemas ${}^6He + {}^{197}Au$ e ${}^6He + {}^{27}Al$ foi determinada, utilizando a equação 7.1.

7.4 Correção no Ângulo Médio de Detecção

Nas experiências realizadas com feixes radioativos, devido à baixa intensidade do feixe secundário, usamos alvos grossos, detectores com ângulos sólidos grandes e feixe incidente divergente e não pontual. Um outro ponto muito importante a ser considerado, no caso de feixes radioativos, é a abertura angular do feixe e do detector; e o *straggling angular* no alvo secundário. O detector posicionado em um determinado ângulo de detecção θ_{lab} , detecta as partículas que são espalhadas em um ângulo $\theta_{lab} \pm \Delta\theta$. Considerando todos esses fatos que contribuem para o ângulo de detecção, o Prof. Rubens Lichtenthäler desenvolveu um programa de simulação de Monte Carlo que realiza a correção no ângulo médio de detecção das partículas, chamado *RIBRAS*[Li-05].

O programa de simulação *RIBRAS* leva em conta o ângulo sólido do detector, o tamanho e divergência do feixe secundário e o *straggling angular*, experimentado pelo feixe secundário ao atravessar o alvo secundário. O programa também leva em conta o fato que as partículas espalhadas em diferentes ângulos dentro do detector obedecem à distribuição de probabilidades, dada pela seção de choque de espalhamento. Assim, os ângulos mais dianteiros recebem mais partículas do que os traseiros, o que implica em um deslocamento considerável no ângulo médio de detecção para os ângulos dianteiros. Podemos observar este fato na distribuição angular do sistema $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$, mostrada na figura 7.3.

Para cada ângulo medido do sistema $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$, foi realizada a correção no ângulo médio de detecção. Da figura 7.3 podemos observar que os resultados sem considerar a correção no ângulo médio para o sistema $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$ demonstram uma pequena descida na distribuição angular nos ângulos mais traseiros e uma forte subida em ângulos dianteiros. Sabendo que nas energias estudadas a seção de choque para o sistema $^{197}\text{Au} + ^6\text{He}$ é de Rutherford, o resultado esperado para a distribuição angular σ/σ_{Ruth}

Tabela 7.2: Resultados encontrados para a eficiência de produção ϵ_f e para a intensidade média do feixe secundário de ^6He , para um feixe incidente de $1\mu\text{A}$ de ^7Li ($N_i(^6\text{He})/\mu\text{A}$ de ^7Li). Os valores listados para a eficiência já consideram os efeitos devido a correção no ângulo médio de detecção das partículas, descrita na seção 7.4.

$E_{inc}(^6\text{He})(\text{MeV})$	$\epsilon_f(\times 10^{-7})$	$N_i(^6\text{He})/\mu\text{A}$ de ^7Li
11.3	0.33	0.66×10^5
12.6	0.37	0.74×10^5
13.5	0.47	0.94×10^5
14.8	0.70	0.95×10^5

é 1 em toda a região angular medida. Sendo assim, a necessidade da correção no ângulo médio de detecção torna-se evidente. Tal correção foi realizada para cada ângulo medido e todo procedimento para o cálculo da seção de choque experimental, descrito na seção 7.2, foi novamente feito. A figura 7.3, mostra a comparação da distribuição angular obtida para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ considerando ou não a correção no ângulo médio de detecção das partículas.

Os valores utilizados para realizar a correção, são listados nas tabelas 7.3 e 7.4, onde a tabela 7.3, mostra os valores dos parâmetros do feixe e a tabela 7.4 nos dá os valores do *straggling angular*, para o menor e o maior ângulo de detecção, calculados através do programa *stopx*[Mi-87] para os alvos secundários de ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{27}\text{Al}$. A tabela 7.4, também mostra o quanto o ângulo de detecção foi corrigido ($\Delta\theta_{lab}$). Assim, o ângulo de laboratório corrigido é: $\theta_{lab}^{corr} = \theta_{lab} + \Delta\theta_{lab}$.

Figura 7.3: Comparação das distribuições angulares para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ considerando a correção no ângulo médio de detecção das partículas (pontos fechados;) e sem a correção (pontos abertos).

Tabela 7.3: Parâmetros do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, utilizados no programa *RIBRAS*[Li-05], para realizar a correção no ângulo médio de detecção.

$E_{inc}({}^6\text{He})(\text{MeV})$	11.3	12.6	13.5	14.8
raio da mancha do feixe(cm)	0.10	0.20	0.10	0.20
divergência do feixe: $\theta_{min}(\text{graus})$	1.33	1.33	1.33	1.33
$\theta_{máx}(\text{graus})$	2.00	2.00	2.00	2.00

Tabela 7.4: Valores para o *straggling angular* nos alvos secundários de ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{27}\text{Al}$, somente para o menor e o maior ângulo de detecção, utilizados no programa *RIBRAS*[Li-05], para realizar a correção no ângulo médio de detecção. Onde: $\Delta\theta_{lab}$ indica o quanto foi corrigido o ângulo de detecção, assim, o ângulo de laboratório corrigido é: $\theta_{lab}^{corr} = \theta_{lab} + \Delta\theta_{lab}$.

$E_{inc}({}^6\text{He})(\text{MeV})$	alvo sec.	θ_{lab}	<i>straggling angular</i>	$\Delta\theta_{lab}$
11.3	${}^{197}\text{Au}$	20°	2.1°	-2.5°
		42.5°	2.3°	-1.1°
	${}^{27}\text{Al}$	20°	1.5°	-2.4°
		42.5°	1.8°	-1.4°
12.6	${}^{197}\text{Au}$	20°	1.9°	-2.2°
		45°	2.0°	-1.0°
	${}^{27}\text{Al}$	20°	1.3°	-2.3°
		42.5°	1.8°	-1.0°
13.5	${}^{197}\text{Au}$	15°	1.7°	-3.5°
		20°	1.7°	-2.3°
	${}^{27}\text{Al}$	15°	1.2°	-3.5°
		50°	1.6°	-1.1°
14.8	${}^{197}\text{Au}$	20°	1.6°	-2.3°
		40°	1.7°	-1.0°
	${}^{27}\text{Al}$	20°	1.0°	-2.3°
		40°	1.2°	-1.0°

Capítulo 8

Distribuições Angulares para o Sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$

O procedimento para a correção no ângulo médio de detecção foi realizado também para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$. Os valores para o *straggling angular* utilizados para tal correção são listados na tabela 7.4. A seção de choque para o ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ foi então determinada, utilizando a equação 7.1.

A determinação do número de partículas incidentes de ${}^6\text{He}$ é realizada através do conhecimento da eficiência de produção ϵ_f , por outro lado a eficiência é determinada considerando somente uma medida realizado com alvo secundário de ${}^{197}\text{Au}$. Tal valor encontrado para a eficiência é utilizado para todas as medidas realizadas na mesma energia de feixe incidente, inclusive aqueles realizados com alvo secundário de ${}^{27}\text{Al}$. Devido ao fato que a esta eficiência de produção poderia ter variado durante a realização da experiência, e observando a distribuição angular mediada para o ${}^{27}\text{Al} + {}^6\text{He}$, concluímos que uma normalização N se torna necessária. A determinação de tal normalização foi realizada considerando que para os ângulos mais dianteiros o resultado esperado para a distribuição angular $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$ é 1. Sendo assim, para as três energias do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, $E_{\text{lab}} = 9.5, 11$ e 12MeV , foi determinado uma normalização de $N = 0.8$. Para $E_{\text{lab}} = 13.4\text{MeV}$ não foi necessária a normalização, pois para esta energia a determinação da eficiência foi realizada considerando todas as medidas realizadas com alvo de ${}^{197}\text{Au}$, e foi considerada a eficiência média.

A figura 8.1 mostra a comparação da distribuição angular para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, considerando a correção no ângulo médio de detecção, sem normalização e com uma normalização de $N = 0.8$ para $E_{\text{lab}} = 9.5, 11$ e 12MeV . A incerteza nos pontos da distribuição angular foi determinado considerando o erro estatístico no número de

contagens de ${}^6\text{He}$, e a incerteza na determinação da normalização de $N = 0.8$, estimado como sendo da ordem de 5%.

8.1 Ajustes das Distribuições Angulares

Os ajustes das distribuições angulares para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ foram realizados utilizando o Potencial de São Paulo - PSP[Ch-97,Ch-02], tanto para a parte real quanto para a parte imaginária do Modelo Óptico, sendo que para a parte imaginária, escolhemos a forma, $W = N_I V$, onde N_I é a normalização da parte imaginária e V é a parte real do potencial. As características do Potencial de São Paulo, são discutidas no capítulo 2.

Foi utilizado o programa POLODSA[Ku-03a](ver capítulo 5) para a realização dos ajustes. Como já dito anteriormente, o método utilizado pelo programa POLODSA, para determinar a concordância entre os dados experimentais e teóricos é baseada na forma frequentemente utilizada da expressão do χ_{red}^2 , dada pela equação 8.1.

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{(n-p)} \sum_i \left[\frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{calc}^i}{\Delta\sigma_{exp}^i} \right]^2 \quad (8.1)$$

onde: a soma no índice i indica a soma nos ângulos de centro de massa ($\theta_{c.m.}$), σ_{exp}^i e σ_{calc}^i são as seções de choque experimental e teórica, respectivamente; $\Delta\sigma_{exp}^i$ é o erro da seção de choque experimental; $(n-p)$, é o número de graus de liberdade, com n e p sendo o número de dados experimentais e o número de parâmetros variados na procura do mínimo do χ_{red}^2 , respectivamente. É conveniente definirmos também o χ_{total}^2 , dado por:

$$\chi_{total}^2 = \chi_{red}^2 \times (n-p) \quad (8.2)$$

Inicialmente, realizamos um ajuste sem nenhum parâmetro ajustável no PSP, considerando a parte imaginária com normalização $N_I = 0.78$ e a parte real com normalização $N_R = 1.0$; e o parâmetro a (equação 2.83) foi considerado com valor fixo $a = 0.56\text{fm}$. Este conjunto inicial de parâmetros foi escolhido como ponto de partida, pois vários sistemas com núcleos estáveis, já foram anteriormente descritos utilizando tal conjunto[Ri-97, Ch-97, Ch-02]. A figura 8.2, mostra os ajustes iniciais obtidos, sem nenhum parâmetro ajustável; e podemos observar que para as energias $E_{lab} = 9.5$ e 12MeV , este conjunto fixo de parâmetros produz um ajuste excelente.

Considerando o fato que o feixe secundário de ${}^6\text{He}$ é um feixe radioativo, e o conjunto de parâmetros $N_I = 0.78$, $N_R = 1$ e $a = 0.56\text{fm}$ descreve bem núcleos

Figura 8.1: Comparação da distribuição angular para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ considerando a correção no ângulo médio de detecção, sem normalização (pontos abertos) e com uma normalização de $N = 0.8$ (pontos fechados), para as três energias do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, $E_{lab} = 9.5$, 11 e 12 MeV. Para $E_{lab} = 13.4$ MeV não foi necessária a normalização.

Figura 8.2: Ajuste inicial das distribuições angulares para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, utilizando o Potencial de São Paulo sem nenhum parâmetro ajustável, considerando a parte imaginária com normalização $N_I = 0.78$ e a parte real com normalização $N_R = 1.0$ e $a = 0.56 \text{ fm}$.

estáveis, foi realizado um estudo sistemático, com o objetivo de encontrar para cada energia o melhor conjunto dos parâmetros N_I e a , considerando a normalização da parte real com valor fixo igual à 1.0. Desta forma, o melhor conjunto dos parâmetros N_I e a para cada energia, ou seja, o melhor ajuste, deve possuir o menor χ_{red}^2 .

Inicialmente, fizemos uma procura para cada energia, do melhor ajuste, ou seja menor χ_{red}^2 , considerando um valor fixo do parâmetro a e variando N_I , e assim obtemos vários conjuntos de a , N_I e χ_{red}^2 . O parâmetro a é a difusividade incluída na forma das densidades dos núcleos interagentes, segundo o Modelo de Interação Não-local (descrito na seção 2.3), o qual estamos adotando para as análises aqui apresentadas. Sendo assim, o valor de a não deve depender da energia e somente das características dos núcleos interagentes. Para determinar qual o melhor valor da difusividade a para o sistema ${}^6He + {}^{27}Al$, analisamos 3 distribuições angulares simultaneamente ($E_{lab} = 9.5, 11$ e $12MeV$). Para cada valor fixo de a variamos os valores de N_I , para as 3 energias, ou seja, $N_I(9.5)$, $N_I(11)$ e $N_I(12)$, e calculamos a soma dos χ_{red}^2 das 3 distribuições angulares com o objetivo de minimizar esta soma como função de da difusividade a , utilizando a equação 8.3.

$$\Upsilon = \frac{1}{n_t - p_t} \sum_{E=1}^3 \chi_{total}^2(E) = \frac{\chi_{total}^2(9.5) + \chi_{total}^2(11) + \chi_{total}^2(12)}{n_t - p_t} \quad (8.3)$$

onde: n_t é o número total de pontos experimentais (15), considerando 3 energias ($E_{lab} = 9.5, 11$ e $12MeV$); e p_t é o número total de parâmetros variados (4).

A figura 8.3 mostra a parábola para a função Υ , dada pela equação 8.3, usando a normalização dos dados experimentais $N = 0.8$, na qual podemos observar que menor valor para a função Υ ocorre para $a = 0.58fm$. Assim, o valor da difusividade a para o sistema ${}^6He + {}^{27}Al$ foi adotado como sendo $a = 0.58fm$ para todas as energias deste trabalho.

Para cada energia foi fixado o valor da difusividade como $a = 0.58fm$ e o parâmetro N_I foi variado até encontrar o menor valor da função χ_{red}^2 , dada pela equação 8.1. A figura 8.4, mostra o resultado final dos ajustes para as distribuições angulares do sistema ${}^6He + {}^{27}Al$, para o conjunto de parâmetros N_I e a .

Se comparamos os ajustes finais obtidos para o melhor conjunto N_I e a , dados na figura 8.4 com os ajustes realizados inicialmente sem nenhum parâmetro variável, com $a = 0.56fm$ e $N_I = 0.78$, mostrados na figura 8.2, observamos uma considerável melhora no valor do χ_{red}^2 e, conseqüentemente nos ajustes, para as energias $E_{lab} = 9.5$ e $12MeV$.

Figura 8.3: Comportamento da função Υ , dada pela equação 8.3, para o parâmetro a , para a normalização dos dados experimentais $N = 0.80$. A linha tracejada indica o valor para $\Upsilon + 1$, o qual estima o erro no valor da difusividade a .

Figura 8.4: Resultado final para os ajustes das distribuições angulares do sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$.

8.2 Análise e Discussão dos Resultados

A quantidade na qual estamos interessados é a seção de choque de absorção, frequentemente chamada de seção de choque de reação, a qual dimensiona o quanto foi absorvido do canal de reação elástico. Foi possível calcular a seção de choque de reação através da equação 2.17 (capítulo 2), dentro do contexto do Modelo de Interação Não-local, utilizado para realizar os ajustes.

Da sistemática realizada para encontrar o melhor conjunto de parâmetros a e N_I , com a normalização dos dados experimentais $N = 0.8$, concluímos que o valor para a difusividade para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ é dado por $a = 0.58 fm$. Para estimar a incerteza nos parâmetros variados a e N_I , consideramos a variação da função Υ , dada pela equação 8.3, atingir o valor de $\Upsilon + 1$.

Se observamos a função Υ , na figura 8.5-(b), temos que os valores para $\Upsilon + 1$ ocorrem para $a = 0.56$ e $0.60 fm$. Dos valores para a difusividade a , normalização da parte imaginária N_I e para a seção de choque de reação σ_R , listados na tabela 8.1, para $a = 0.56, 0.58$ e $0.60 fm$, obtemos a incerteza nesses três parâmetros. A tabela 8.2, mostra os resultados finais para os parâmetros a , N_I e σ_R , com suas respectivas incertezas.

Tabela 8.1: Resultados para a difusividade a , normalização da parte imaginária N_I e para a seção de choque de reação σ_R , considerando a normalização dos dados experimentais $N = 0.8$.

$E_{inc}({}^6\text{He})(MeV)$	$a(fm)$	N_I	$\sigma_R(mb)$	χ_{red}^2
12.0	0.56	0.08	1186	0.50
	0.58	0.30	1300	0.42
	0.60	0.55	1423	0.41
11.0	0.56	0.53	1215	0.46
	0.58	0.73	1320	0.65
	0.60	0.94	1433	0.94
9.5	0.56	0.126	1029	1.07
	0.58	0.120	1100	0.70
	0.60	0.170	1161	0.58

Além do estudo sistemático realizado com a normalização dos dados experimentais $N = 0.8$, para determinar qual o melhor conjunto de parâmetros a e N_I , e a incerteza associada à tais parâmetros; foi realizado também a mesma sistemática com as normalizações $N = 0.75$ e $N = 0.85$, a fim de se estimar qual é a incerteza na seção de

Figura 8.5: Comportamento da função Υ , dada pela equação 8.3, para o parâmetro a , para as normalizações dos dados experimentais: (a) $N = 0.75$, (b) $N = 0.80$ e (c) $N = 0.85$. A linha tracejada indica o valor para $\Upsilon + 1$, o qual estima a incerteza nos parâmetros variados a e N_I .

choque de reação σ_R , relacionada à escolha da normalização. A figura 8.5, mostra o comportamento da função Υ , para as normalizações $N = 0.75$, $N = 0.80$ e $N = 0.85$, na qual podemos observar que o menor valor da função Υ ocorre para $a = 0.60$, no caso da normalização dos dados experimentais $N = 0.75$; e para $a = 0.56$, no caso de $N = 0.85$.

Dos resultados listados na tabela 8.3, podemos concluir que as incertezas estimadas para a difusividade a e para a seção de choque de reação σ_R , mostrados na tabela 8.2 englobam a incerteza relacionada à escolha da normalização $N = 0.75$ e $N = 0.85$.

Com os valores encontrados para a normalização da parte imaginária N_I , listados na tabela 8.2, podemos observar na figura 8.6 que para a energia mais próxima da barreira Coulombiana ($V_{BC}^{lab} = 8MeV$) ocorre uma queda acentuada no valor da normalização imaginária indicando um fechamento dos canais inelásticos.

Segundo o Modelo de Interação Não-local, adotado na presente análise, a difusividade a , incluída na expressão que descreve as densidades dos núcleos interagentes, é a difusividade da distribuição de matéria, a_M . Sendo assim, para o sistema ${}^6He + {}^{27}Al$ foi obtido o valor $a_M = 0.58 \pm 0.02 fm$. Em um estudo sistemático, realizado com alvo de ${}^{58}Ni$ [Ga-03], utilizando também o Modelo de Interação Não-local, foi encontrado para o sistema ${}^6He + {}^{58}Ni$ o valor $a_M = 0.54 \pm 0.03 fm$. Considerando as incertezas os

Tabela 8.2: Resultados finais obtidos para a difusividade a , normalização da parte imaginária N_I e para a seção de choque de reação σ_R do sistema ${}^6He + {}^{27}Al$.

$E_{lab}({}^6He)(MeV)$	$a(fm)$	N_I	$\sigma_R(mb)$	χ_{red}^2	χ_{total}^2
13.4	0.58 ± 0.02	0.50 ± 0.20	1417 ± 100	0.34	1.70
12.0	0.58 ± 0.02	0.50 ± 0.25	1345 ± 210	0.69	0.84
11.0	0.58 ± 0.02	0.73 ± 0.22	1320 ± 110	0.65	3.20
9.5	0.58 ± 0.02	0.12 ± 0.05	1100 ± 065	0.70	3.50

Tabela 8.3: Resultados para a seção de choque de reação σ_R considerando a normalização dos dados experimentais $N = 0.75$ e $N = 0.85$.

	$E_{inc}({}^6He)(MeV)$	12.0	11.0	9.4
$N = 0.75$	$\sigma_R(mb)$	1366	1381	1147
$a = 0.60$				
$N = 0.85$	$\sigma_R(mb)$	1242	1240	1033
$a = 0.56$

Figura 8.6: Valores encontrados para a normalização da parte imaginária N_I , para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, listados na tabela 8.2, onde podemos observar que para a energia mais próxima da barreira Coulombiana ($V_{BC}^{lab} = 8\text{MeV}$) ocorre uma queda acentuada no valor da normalização imaginária indicando um fechamento dos canais inelásticos.

resultados para os dois sistemas ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ e ${}^6\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ estão de acordo.

Uma outra verificação pode ser realizada para o ${}^6\text{He}$ considerando agora a difusividade da distribuição de nucleons a_N . De uma sistematização realizada para núcleos pesados e estáveis [Ch-02], para a determinação da densidade nuclear, onde foram realizados cálculos teóricos para vários núcleos, utilizando o modelo de Dirac-Hartree-Bogoliubov, foi determinado para a difusividade de nucleons o valor médio de $a_N = 0.50\text{fm}$. Assim, para calcularmos qual o valor da difusividade de nucleons do núcleo de ${}^6\text{He}$, consideramos o valor fixo $a_N = 0.50\text{fm}$ para o ${}^{27}\text{Al}$.

O valor encontrado no presente trabalho para a distribuição de matéria do sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ foi $a_M = 0.58\text{fm}$, o qual corresponde à um determinado potencial nuclear V_N . Sendo assim, para determinarmos qual o valor da densidade de nucleons para o ${}^6\text{He}$, fixamos o valor da distribuição de matéria $a_N = 0.50\text{fm}$ para o ${}^{27}\text{Al}$ e variamos o valor de a_N para o ${}^6\text{He}$ até reproduzirmos o potencial nuclear encontrado para a distribuição de matéria $a_M = 0.58\text{fm}$. E, nestas condições, foi encontrado para a distribuição de nucleons do núcleo halo ${}^6\text{He}$ o valor de $a_N = 0.54\text{fm}$.

A figura 8.7 mostra a densidade nuclear $\rho(r)$ em função do raio (r) para o ${}^6\text{He}$, obtida com o Modelo de Interação Não-local para $a_N = 0.54\text{fm}$. Para comparar o resultado obtido para a densidade nuclear, a figura 8.7 também mostra dois cálculos teóricos extraídos das referências: (a) [Kh-96] e (b) [Zh-93], os quais usam modelo de função de onda de Faddeev; e a análise do espalhamento $p + {}^6\text{He}$ utilizando a teoria de espalhamento múltiplo de Glauber, extraídos da referência: (c) [Al-97], além de dois pontos experimentais para o ${}^6\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$ (d) [Ga-03a], considerando duas formas para descrever a densidade, Oscilador Harmônico e Fermi-Dirac. O resultado obtido neste trabalho para a densidade nuclear, $a_N = 0.54\text{fm}$, para o ${}^6\text{He}$ mostra uma boa concordância com os resultados teóricos e experimentais.

Figura 8.7: Densidade de nucleons $\rho(r)$ em função do raio (r) para o núcleo de ${}^6\text{He}$. Resultado obtido neste trabalho com a difusividade de nucleons $a_N = 0.54\text{fm}$ para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$. Os cálculos teóricos foram extraídos das referências: (a)[Kh-96] e (b)[Zh-93], os quais usam modelo de função de onda de Faddeev; e os dados experimentais para $p + {}^6\text{He}$ foram extraídos da referência: (c)[Al-97], na qual os dados foram analisados utilizando a teoria de espalhamento múltiplo de Glauber; e dois pontos experimentais para o ${}^6\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$, da referência(d)[Ga-03a].

8.2.1 Sistemas Reduzidos

Para compararmos os resultados obtidos para diferentes sistemas foi definido[Go-04,Go-05] a energia de centro de massa reduzida (E_{cm}^{red}) e a seção de choque de reação reduzida (σ_R^{red}), dadas pelas equações 8.4 e 8.5, respectivamente. Desta forma, efeitos geométricos são removidos e os efeitos observados serão devidos à mudança efetiva do raio r_0 , equação 8.6; e tais efeitos estarão relacionados aos processos físicos que deverão ser estudados[Go-05]. A tabela 8.4 lista os valores encontrados para a energia de centro de massa e seção de choque de reação total reduzida do sistema ${}^6He + {}^{27}Al$.

$$E_{cm}^{red} = E_{cm} \frac{A_p^{1/3} + A_a^{1/3}}{Z_p Z_a} \frac{MeV}{fm} \quad (8.4)$$

$$\sigma_R^{red} = \frac{\sigma_R}{(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})^2} (mb) \quad (8.5)$$

onde: E_{cm} é a energia no centro de massa, σ_R é a seção de choque de reação total; A_p e Z_p são a massa e o número atômico do projétil, respectivamente; A_a e Z_a são a massa e o número atômico do alvo, respectivamente.

$$r_0 = \frac{R_B}{A_p^{1/3} + A_a^{1/3}} \quad (8.6)$$

onde: R_B é o raio da barreira Coulombiana.

A figura 8.8 mostra a seção de choque de reação total reduzida em função da energia de centro de massa reduzida $E_{cm}^{red}(MeV/fm)$, para os sistemas 6He , 9Be [Go-04a], ${}^{6,7}Li$ [Ba-05] e ${}^{16}O + {}^{27}Al$ [Pe-78,Cr-79,Ac-81]. Da figura 8.8 podemos observar que tanto para o núcleo halo 6He , quanto para os núcleos estáveis e fracamente ligados ${}^{6,7}Li$ 9Be , a seção de choque reduzida é maior do que para o núcleo ${}^{16}O$, que é um núcleo fortemente ligado, e para o qual o processo de quebra não é esperado.

Os resultados para a seção de choque de reação do sistema ${}^9Be + {}^{27}Al$ [Go-04a] foram obtidos a partir de ajustes de Modelo Óptico utilizando o Potencial de São Paulo, considerando as normalizações real e imaginária como $N_R = 1.0$ e $N_I = 0.78$, neste caso o PSP reproduz muito bem as distribuições angulares como pode ser visto no artigo [Go-04a]. O PSP também foi utilizado para a análise dos demais sistemas ${}^{6,7}Li$ [Ba-05] e ${}^{16}O + {}^{27}Al$ [Cr-79], e nestes casos variamos a difusividade a e a normalização da parte

Figura 8.8: Seção de choque de reação reduzida em função da energia de centro de massa reduzida para ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Be}$ [G0-04a], ${}^6,{}^7\text{Li}$ [Ba-05] e ${}^{16}\text{O}$ [[Pe-78,Cr-79,Ac-81] sobre alvo de ${}^{27}\text{Al}$. Também mostramos a seção de choque de quebra nuclear para o ${}^6\text{He}$ (σ_{BU}), calculada através da equação 8.7.

imaginária N_I . Nas figuras 8.9, 8.10 e 8.11 podemos observar tais ajustes. Para o sistema ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$, observamos algumas discrepâncias em relação aos ajustes, Gomez-Camacho[Go-85], também observou algumas discrepâncias quando ajustou os sistemas ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$, utilizando cálculos de canais acoplados.

Na figura 8.8 também mostramos para o núcleo halo ${}^6\text{He}$ o valor de σ_{BU}^{red} , que é a seção de choque de quebra nuclear reduzida, calculada através da equação 8.7, deduzida pelo Prof. Dr. Mahir S. Hussein e Prof. Rubens Lichtenthäler Filho[Hu-05]. A tabela 8.4, mostra os valores para a seção de choque de quebra nuclear σ_{BU} e os valores reduzidos para $\sigma_0 = \sigma_R - \sigma_{BU}$.

$$\sigma_{BU} = \delta_1^2 \sum (2l+1) \left| \frac{d}{dl} S_N(l) \right|^2 \quad (8.7)$$

onde: δ_1 é o comprimento de deformação dipolar do ${}^6\text{He}$, dado pela equação 8.8[Au-99], $S_N(l)$ é a matriz- $\mathcal{S}$ nuclear calculado pelo Potencial de São Paulo, o qual ajusta os dados do espalhamento elástico.

$$\delta_1^2 = \left(\frac{3}{2\pi} \frac{ZN}{A} \right)^{-2} \frac{B(E_1)}{e^2} \quad (8.8)$$

onde: $B(E_1)$ é a probabilidade de transição de dipolo elétrico do ${}^6\text{He}$, medido por de Aumann[Au-99], com $B(E_1) = 1.2 \pm 0.2 e^2 fm^2$ obtivemos $\delta_1 = 1.72 fm^2$.

Tabela 8.4: Resultados obtidos para a seção de choque de reação total reduzida (σ_R^{red}) do sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, e para a seção de choque de quebra nuclear do ${}^6\text{He}$ σ_{BU} , dada pela equação 8.7. Também mostramos os valores reduzidos para $\sigma_0 = \sigma_R - \sigma_{BU}$.

$E_{lab}({}^6\text{He})(\text{MeV})$	$E_{cm}^{red}(\text{MeV}/fm)$	$\sigma_R(mb)$	$\sigma_{BU}(mb)$	$\sigma_R^{red}(mb)$	$\sigma_0^{red}(mb)$
13.4	2.03	1417 ± 100	121	61 ± 4	56
12.0	1.82	1300 ± 210	144	56 ± 9	50
11.0	1.67	1320 ± 110	109	57 ± 5	52
9.5	1.44	1100 ± 065	123	47 ± 3	42

A seção de choque de quebra nuclear do ${}^6\text{He}$, da ordem de $120mb$ (10% de σ_R), é uma contribuição não desprezível. Seria importante medir esta seção de choque no futuro.

Observando a figura 8.8 verificamos que a seção de choque de reação total σ_R do ${}^6\text{He}$ é maior do que para o ${}^9\text{Be}$ (ambos analisados da mesma forma, utilizando o PSP).

Figura 8.9: Ajustes de Modelo Óptico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, utilizando o Potencial de São Paulo como potencial nuclear, considerando a variação da difusividade a e da normalização da parte imaginária N_I .

Figura 8.10: Ajustes de Modelo Óptico para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ utilizando o Potencial de São Paulo como potencial nuclear, considerando a variação da difusividade a e da normalização da parte imaginária N_I .

Figura 8.11: Ajustes de Modelo Óptico para o sistema ${}^6\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ utilizando o Potencial de São Paulo como potencial nuclear, considerando a variação da difusividade a e da normalização da parte imaginária N_I .

Quando subtraímos a seção de choque de quebra nuclear σ_{BU} , da seção de choque de reação total σ_R , ou seja, $\sigma_0 = \sigma_R - \sigma_{BU}$, no caso do 6He verificamos que σ_0 é semelhante à seção de choque de reação total do 9Be , o que é um resultado razoável, pois a quebra do 9Be deve ser bem menos importante do que para o 6He .

8.3 Conclusão

Para realizar as medidas das distribuições angulares elásticas para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ foi utilizado o feixe secundário de ${}^6\text{He}$. O sistema de duplo solenóides RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*) foi utilizado para a focalização do feixe radioativo de ${}^6\text{He}$, que após o primeiro solenóide supercondutor interagiu com o alvo secundário de ${}^{27}\text{Al}$. Medidas com um alvo secundário de ${}^{197}\text{Au}$ também foram realizadas e utilizadas para a determinação da energia e do número de partículas incidentes do feixe secundário de ${}^6\text{He}$.

Para contornar o problema com o ângulo de detecção, ocasionado devido à abertura angular do feixe secundário e do detector e ao *straggling angular* no alvo secundário, foi desenvolvido um programa Monte Carlo que realiza a correção no ângulo médio de detecção das partículas, o qual leva em conta uma série de fatores como o ângulo sólido do detector e o tamanho e divergência do feixe secundário. Tal correção no ângulo de detecção foi um passo fundamental para a obtenção das distribuições angulares para o ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$.

Os cálculos realizados com o Potencial de São Paulo (Modelo de Interação Não-local) reproduziram bem os dados experimentais, mesmo tratando de um sistema envolvendo um núcleo halo, como é o caso do sistema em questão neste trabalho, ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$. Foi observada uma considerável melhora nos ajustes quando realizamos uma busca sistemática do melhor valor para a difusividade de matéria a para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ e conseqüentemente o melhor conjunto de parâmetros a e N_I , para cada energia estudada.

Os resultados obtidos para a densidade de nucleons a_N para o ${}^6\text{He}$, demonstraram uma boa concordância com resultados teóricos e experimentais encontrados na literatura, o que nos leva ao fato de que o efeito de núcleo halo, com dois nêutrons extras, causa um aumento na densidade na região da superfície.

A seção de choque de reação total para o ${}^6\text{He}$ foi comparada com outros sistemas, ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, os quais são núcleos estáveis e fracamente ligados e com o ${}^{16}\text{O}$, o qual é fortemente ligado, sobre o mesmo alvo de ${}^{27}\text{Al}$. A seção de choque de reação é maior para os sistemas fracamente ligados, particularmente para o núcleo halo ${}^6\text{He}$, o que nos mostra a evidência da importância do quebra nuclear para estes sistemas leves.

É razoável concluir que o processo de quebra mais transferência do nêutron aumentam a seção de choque da reação total dos sistemas, incluindo núcleos fracamente ligados mesmo quando os alvos leves são envolvidos.

Apêndice A

Convolução no espaço dos momentos

A transformada de Fourier de uma dada função $f(\vec{r})$ é dada por:

$$\tilde{f}(\vec{k}) = \int d\vec{r} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) f(\vec{r}) \quad (\text{A.1})$$

onde:

$$f(\vec{r}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \tilde{f}(\vec{k}) \quad (\text{A.2})$$

O uso de transformadas de Fourier para resolver equações como 2.36 está no fato de que é possível resolver facilmente tais integrais, utilizando o teorema de convolução, ou seja, a transformada de Fourier de quantidades convoluídas é dada simplesmente pelo produto das transformadas das funções individuais componentes. Desta forma considerando a equação para o modelo de convolução (2.36), obtemos[Sa-83]:

$$\begin{aligned} V_F(r) &= \int d\vec{r}_p \int d\vec{r}_a \rho_p(\vec{r}_p) \rho_a(\vec{r}_a) v_{pa}(r_{pa}, \rho_p, \rho_a) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^3} \int d\vec{k} \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) \tilde{v}(\vec{k}) \tilde{\rho}_a(-\vec{k}) \tilde{\rho}_p(\vec{k}) \end{aligned} \quad (\text{A.3})$$

com $\vec{r} = \vec{r}_p + \vec{r}_{pa} - \vec{r}_a$ (figura 2.3) e

$$\tilde{V}_F(\vec{k}) = \int d\vec{r} \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r}) V_F(\vec{r}) = \tilde{v}(\vec{k}) \tilde{\rho}_a(-\vec{k}) \tilde{\rho}_p(\vec{k}) \quad (\text{A.4})$$

Se consideramos que as funções $\tilde{v}(\vec{k})$, $\tilde{\rho}_a(-\vec{k})$ e $\tilde{\rho}_p(\vec{k})$ possuem simetria esférica, podemos escrever de uma forma geral para uma dada função $\tilde{f}(\vec{k})$:

$$\tilde{f}(\vec{k}) = \int f(\vec{r}) \exp(-i\vec{k} \cdot \vec{r}) d\vec{r} \quad (\text{A.5})$$

$$= \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \int_0^\infty f(r) \exp(-ikr \cos\theta) r^2 \sin\theta dr d\theta d\phi \quad (\text{A.6})$$

$$= \frac{4\pi}{k} \int_0^\infty f(r) \sin(kr) r dr \quad (\text{A.7})$$

Assim, é possível resolver as integrais para $\tilde{v}(\vec{k})$, $\tilde{\rho}_a(-\vec{k})$ e $\tilde{\rho}_p(\vec{k})$ separadamente e o problema se reduziu ao produto de três transformadas de Fourier.

Apêndice B

Minimização Multidimensional Contínua Utilizando Técnicas de *Annealing*

O método denominado de *simulated annealing*[Ki-83,Ki-84] é uma técnica utilizada para resolver problemas que envolvem minimização de funções complexas e multidimensionais, em especial para funções que possuem vários mínimos locais que acabam dificultando na procura do mínimo global. Este método tem sido utilizado na solução de vários tipos de problemas, como em projetos de circuitos integrados, onde o arranjo de milhares de componentes de um circuito eletrônico em um substrato de silício, é otimizado de modo que as interferências entre suas conexões sejam minimizadas[Ve-83,Ot-89]. Recentemente, este método também foi utilizado com grande sucesso, para ajustar espectros ressonantes, envolvendo parâmetros que caracterizam diferentes fundos e ressonâncias[Ku-03].

A nomenclatura do método de minimização *simulated annealing* origina-se do fato de que sua principal característica é a analogia com a termodinâmica[Pr-92], especificamente com o modo como líquidos congelam e cristalizam-se, ou como os metais resfriam e fundem-se (*anneal*=fundir). Esta analogia com a termodinâmica nos fornece a definição técnica de *annealing*, e tal definição é fundamental para que o estado de menor energia seja alcançado, ou seja, o mínimo global. Em altas temperaturas, as moléculas de um líquido qualquer movem-se livremente. Entretanto, se este líquido for resfriado, esta mobilidade térmica é perdida. Se a diminuição da temperatura for suficientemente lenta, os átomos podem se organizar de modo ordenado, originando um cristal, o qual será o estado de menor energia para o sistema. Se o líquido é resfriado

rapidamente, este não atinge um estado cristalino, mas sim estados policristalinos ou amorfos, referentes à maiores energias. O fato relevante nesta analogia, é que para resfriamentos suficientemente lentos, a natureza é capaz de encontrar o estado de menor energia para o sistema. Desta forma, a essência do método de *simulated annealing*, é um resfriamento lento permitindo um longo tempo para a redistribuição do átomos.

A implementação desta analogia com a termodinâmica é inicialmente realizada através de um método de minimização multidimensional denominado de *Downhill Simplex* [Ne-65, Pr-92]. A principal vantagem deste método, é que o cálculo do gradiente da função a ser minimizada não é necessário, e precisamos somente da função. O método é fundamentado em uma figura geométrica denominada de *simplex*, a qual consiste, em N dimensões, de $N + 1$ vértices todos interconectados por segmentos de reta, formando faces poligonais. Então, para duas dimensões ($N = 2$), o *simplex* corresponde à um triângulo, para três dimensões ($N = 3$) à um tetraedro (veja figura B.1), e assim por diante. O *simplex* não é necessariamente regular.

O início do método de *Downhill Simplex* se dá através da definição da figura do *simplex* inicial, a qual possui $N + 1$ pontos $\vec{P}_i (i = 1 \dots N + 1)$ no espaço N -dimensional, onde N é número de dimensões ou número de parâmetros a serem minimizados, da função $f(\vec{P}_i)$ a ser minimizada e os vértices do *simplex* correspondem aos valores da função $f(\vec{P}_i)$, calculados nos $N + 1$ pontos $\vec{P}_i$. Uma maneira de obtermos os vértices do *simplex* é definirmos um vetor $\vec{P}_o$ que contém os parâmetros iniciais da função a ser minimizada, e define o primeiro dos $N + 1$ vértices, e os N vértices restantes podem ser obtidos aleatoriamente a partir do ponto $\vec{P}_o$ através da equação:

$$\vec{P}_i = \vec{P}_o + \lambda \vec{e}_i \quad (\text{B.1})$$

onde: $\vec{e}_i$ são vetores definidos aleatoriamente e λ uma amplitude.

A escolha da amplitude λ está relacionada com o fato de que os parâmetros iniciais contidos no vetor $\vec{P}_o$ reproduzem um bom ajuste ou não. Se os parâmetros iniciais estão longe de ser um bom ajuste, é recomendado que os outros N vetores (vértices do *simplex*) sejam escolhidos com uma grande dispersão, ou seja, a amplitude λ deve ser grande.

A partir do *simplex* inicial, o método de *Downhill Simplex* inicia então uma série de passos caracterizados por quatro diferentes movimentos dos vértices do *simplex*. O principal e mais frequente movimento é a “reflexão”, onde o vértice que correspondente ao maior valor da função movimenta-se através da face oposta do *simplex*, procurando um ponto cujo valor da função seja menor, conservando o volume. O segundo passo é expandir o *simplex* na direção em que a função assume menores valores, este processo é denominado de “expansão” e visa, simbolicamente, procurar um “vale”. Em segui-

da o *simplex* se contrai transversalmente à direção de expansão, simbolizando uma caminhada através do vale encontrado, este processo recebe o nome de “contração”. O último processo é denominado de “contração múltipla”, onde todas as arestas do *simplex* se contraem simultaneamente, este mecanismo representa um cerco ao ponto de mínimo. A figura B.1 ilustra estes passos.

Figura B.1: Os quatro movimentos realizados pelo *simplex*[Pr-92]. Nesta figura a função à ser minimizada possui três parâmetros ($N = 3$). No topo está ilustrado o *simplex* no estado inicial, o qual corresponde a um tetraedro. Os passos indicados são: (i)reflexão, (ii)expansão, (iii)contração e (iv)contração múltipla.

O *simplex* procura delimitar o ponto de mínimo da função utilizando suas faces, através de uma sequência apropriada envolvendo os movimentos ilustrados na figura B.1. A figura B.2 mostra um *simplex* referente à uma função com dois parâmetros à serem minimizados. A escala de cores indicam a localização do mínimo. A figura B.3 ilustra uma sequência de movimentos do *simplex* realizados em busca de um ponto de

mínimo de uma função unidimensional, representado pelo centro das circunferências.

Figura B.2: Definição de um *simplex* com três vértices ($N + 1 = 3$) para uma função bidimensional, ou seja, que possui dois parâmetros a serem minimizados ($N = 2$). A parte mais escura na escala de cores da figura, indica a região do mínimo. O vetor $\vec{P}_k$ localiza um dos vértices do *simplex*.

A principal vantagem do método de *Downhill Simplex*, é que o cálculo do gradiente da função a ser minimizada não é necessário, e precisamos somente da função, além de ser extremamente rápido. Por outro lado, existe a dificuldade de se encontrar o mínimo global, para o caso de funções que apresentam diversos mínimos locais. Assim como a maioria dos métodos de minimização, o método de *Downhill Simplex*, baseia-se em um processo de *downhill*, ou seja, busca e caminhada na direção em que a função apresenta um mínimo. Na linguagem dos métodos de *annealing*, isto implica em um “rápido resfriamento”. Entretanto, este rápido resfriamento, frequentemente leva apenas à localização de mínimos locais. Desta forma, para evitar este problema, acopla-se o método de *Simulated Annealing* ao método de *Downhill Simplex*, dando origem ao chamado *Método de Minimização Multidimensional Contínua Utilizando Técnicas de Annealing*[Pr-02]. Este fato não altera os movimentos do *simplex*, ou seja, estes seguem o procedimento definido pelo método de *Downhill Simplex*.

O fundamento deste acoplamento é introduzir uma distribuição positiva e aleatória, proporcional à uma temperatura T , a cada conjunto de parâmetros $\vec{P}_i$, de modo que estes sejam deslocados para $\vec{P}_i + \Delta\vec{P}_i$ e consequentemente, o valor da função $f(\vec{P}_i)$, correspondente aos vértices do *simplex*, desloca-se para $f \rightarrow f + \Delta f$. Simbolicamente, a idéia de se introduzir tal distribuição aos vértices do *simplex*, corresponde ao efeito de

Figura B.3: Sequência típica de movimentos do *simplex* realizada para localização de um mínimo na função unidimensional. Os círculos concêntricos representam um gradiente em relação ao mínimo da função que corresponde ao centro dos mesmos. (a) Reflexão: o vértice do *simplex* que corresponde ao maior valor da função, é movido através de sua face oposta. O novo vértice encontrado é mantido se o valor da função for reduzido; (b) Reflexão e Expansão: se o novo vértice encontrado após uma reflexão é menor do que todos os demais, o *simplex* realiza uma expansão de modo a “cercar” o ponto de mínimo. (c) Reflexão e Contração: se após uma reflexão o vértice apresentar um valor maior para a função, este vértice do *simplex* é contraído (movimenta-se no sentido oposto ao ponto de maior valor) em passos pequenos. (d) Contração Múltipla: após algumas iterações o *simplex* consegue “cercar” o ponto de mínimo, assim, é realizado um movimento onde todos os vértices se contraem, semelhantemente a um colapso, de forma a localizar mais precisamente o ponto de mínimo.

agitação térmica, a qual é proporcional à temperatura T do sistema. Assim, acoplado aos movimentos do *simplex*, existirá um movimento *browniano*. Uma distribuição que pode representar este movimento é a *Distribuição de Probabilidade de Boltzman*:

$$Prob(E) \sim e^{-E/kT} \quad (B.2)$$

onde: k é a constante de Boltzman.

A *Distribuição de Probabilidade de Boltzman*, expressa a distribuição de energia de um dado sistema em equilíbrio térmico à temperatura T , entre seus diversos estados. Mesmo em baixas temperaturas, existe a probabilidade, mesmo que muito pequena, do sistema ser encontrado em um estado de alta energia. Assim, existe uma chance

do sistema escapar de um mínimo local, de modo à localizar um mínimo mais global. Em outras palavras, o sistema pode apresentar uma elevação na sua energia interna (movimento de *uphill*), da mesma forma que pode também sofrer uma diminuição da sua energia (movimento de *downhill*), mas, a medida que a temperatura atinge valores mais baixos, a probabilidade de uma elevação na energia interna é cada vez menor.

Dois fatores possuem grande influência sobre o resultado fornecido pelo *Método de Minimização Multidimensional Contínua Utilizando Técnicas de Annealing*. O primeiro fator diz respeito à utilização de geradores pseudo-randômicos uniformes para simular o movimento térmico browniano. Um gerador pseudo-randômico pode se tornar ineficiente se um movimento de *downhill* existe. Neste caso, a introdução aleatória de deslocamentos $\vec{P}_i \rightarrow \vec{P}_i + \Delta\vec{P}_i$, pode causar um movimento de *uphill* e impedir que o mínimo seja localizado. Existem outras distribuições pseudo-randômicas sendo implementadas em métodos de *annealing*, entretanto nenhuma delas tem se destacado[Pr-92]. O segundo fator relevante, é a forma da diminuição da temperatura, chamado de *processo de resfriamento*[Ki-83,Ki-84,Pr-92]. A forma de descréscimo da temperatura desempenha um papel importante no sucesso dos métodos de *annealing*, e deve envolver a combinação de duas quantidades: a taxa de crêscimo de temperatura e o número de iterações, ou movimentos, do *simplex*, realizado entre cada intervalo de temperatura. Embora, o processo de descréscimo depende da finalidade para qual o método é aplicado e, o melhor esquema a ser utilizado depende de uma experimentação.

A figura B.3 ilustra os movimentos do *simplex* sem o movimento browniano; e a figura B.4 mostra as representações simbólicas dos movimentos do *simplex* com o movimento browniano, no gráfico da função que está sendo minimizada. Na figura B.4(a) a função apresenta apenas um mínimo local largo, e o *simplex* consegue evitá-lo permitindo a localização do mínimo global. Já na figura B.4(b), a existência de dois mínimos locais estreitos, dificultam a localização do mínimo global. No entanto nota-se que o movimento browniano do *simplex*, permitiu que este escapasse do mínimo local e visitasse alguns pontos no interior do mínimo global. Assim se o *processo de resfriamento* for eficaz, o *simplex* é capaz de localizar o mínimo global.

Em resumo, o acoplamento entre os métodos de *Downhill Simplex* e *Simulated Annealing*, possibilita além do movimento de *downhill* (movimento do *simplex* para localizar um mínimo), o movimento de *uphill*, o qual permite ao *simplex* escapar de mínimos locais e localizar o mínimo global. No limite de $T \rightarrow 0$, este acoplamento reduz-se ao método de *Downhill Simplex* e converge para um mínimo local. Os movimentos do *simplex* juntamente com as perturbações aleatórias em seus vértices, lembram os movimentos de uma “ameba”, e assim as rotinas que envolvem este procedimento são frequentemente chamadas de ameba. Neste trabalho o acoplamento entre

Figura B.4: Pontos localizados pelo *simplex* mostrados no gráfico da função unidimensional à ser minimizada. Cada ponto nos gráficos correspondem à supostos mínimos localizados pelo *simplex* após realizar 50 iterações em uma dada temperatura. A temperatura é então diminuída e após 50 iterações um novo ponto é localizado. (a) Esta função apresenta apenas um mínimo local “raso” e “largo”, de modo que a localização do mínimo global é realizada sem maiores dificuldades. (b) Devido à existência de dois mínimos locais “estreitos” e “profundos”, a localização do mínimo global é dificultada. Todavia, utilizando um processo de resfriamento adequado, o *simplex* ainda é capaz de localizá-lo.

os métodos de *Downhill Simplex* e *Simulated Annealing*, foi realizado por meio de uma função C/C++, a qual denominamos de 'amebsa' [Pr-92].

O gerador de números pseudo-aleatórios utilizados para simular o movimento browniano do *simplex* foi desenvolvido por Park e Miller [Pa-88, Pr-92], e recebe o nome de *Minimal Standard*. Este gerador utiliza o método da *congruência linear simples*, onde números inteiros $I_1, I_2, I_3, \dots$ entre 0 e $m - 1$ são fornecidos através da relação de recorrência:

$$I_{j+1} = aI_j \pmod{m} \quad (\text{B.3})$$

onde: a é um inteiro multiplicativo e m é conhecido como módulo. A operação módulo (mod), retorna o resto da divisão de aI_j pelo seu argumento m . Após $\mathcal{T}$ números gerados, onde $\mathcal{T} \leq m$, a relação de recorrência repete a sequência de números. Assim, $\mathcal{T}$ é denominado de *período da sequência*. Uma sequência de números pseudo-aleatórios satisfatória deve possuir um grande período. O maior período possível é $\mathcal{T} = m$. Desta forma é necessário que m assumam grandes valores, $m \sim 2^{25}$. Entretanto, para que o período atinja seu valor máximo é necessário uma combinação correta dos números a e m . O gerador denominado de *Minimal Standard* utiliza a seguinte combinação:

$$a = 7^5 = 16807 \quad \text{e} \quad m = 2^{31} = 2147483647 \quad (\text{B.4})$$

que juntamente com a relação de recorrência B.3, constituem um gerador com período de $\mathcal{T} \simeq 2^{31}$.

A função 'amebsa' deve ser acessada diversas vezes em um processo de resfriamento, ou seja, a temperatura T deve ser diminuída em acessos subsequentes da função, fazendo com a que a agitação térmica do *simplex* seja minimizada. Para cada acesso o *simplex* realiza m iterações, ou seja, m movimentos envolvendo os mostrados na figura B.1. Assim, neste trabalho o processo de resfriamento implementado é dado por um *decréscimo hiperbólico*:

$$T = T_o \frac{1}{n^\alpha} \quad (\text{B.5})$$

onde: n é um número cumulativo referente ao número de acessos à função 'amebsa', T_o é a temperatura inicial, e α é uma constante que controla a taxa de decréscimo.

A eficácia deste método está extremamente relacionada com a taxa de decréscimo da temperatura e com o número de iterações (movimentos) do *simplex* para uma dada temperatura fixa. O procedimento ideal, em comparação com um processo de cristalização na termodinâmica, seria iniciar com uma temperatura relativamente alta, diminuí-la lentamente efetuando um número grande de iterações para cada temperatura. Entretanto, estas quantidades dependem da complexidade da função a ser minimizada. A forma hiperbólica de decréscimo da temperatura (equação B.5), escolhida para este trabalho, faz com que o processo de resfriamento apresente as seguintes características: número pequeno de iterações em altas temperaturas, devido ao rápido decréscimo inicial da hipérbole; em baixas temperaturas a hipérbole tende à $T = 0$ lentamente, implicando em um número maior de iterações nesta região.

Lista de Figuras

2.1	Coordenadas utilizadas no potencial de convolução, <i>double folding</i> , dada pela equação 2.36.	15
2.2	Comportamento das grandezas $C(E)$, $\alpha(E)$ e $\beta(E)$ obtidos por JLM[Je-77], de forma que a integral de volume de $v_{D,EX}$ se ajustasse o melhor possível aos resultados de cálculos tipo Brueckner.	20
2.3	Sistema de coordenadas utilizadas no potencial de convolução não-local. Ocorre uma troca de posição entre um nucleon do alvo (a) e um nucleon do projétil (p), devido a antissimentrização. As coordenadas com <i>linha</i> e as linhas pontilhadas indicam tal troca entre os nucleons p e a , e ilustram como os centros de massa dos dois núcleos p_{cm} e a_{cm} se comportam neste caso, deixando evidente que o potencial pode ser considerado não local.	24
2.4	(a) $^{12}C + ^{12}C$ e (b) $^{12}C + ^{16}O$, para $10 \leq E_{lab}/A \leq 200 MeV/nucleon$. Dependência com a energia do potencial equivalente V_{LE} , dado pela equação 2.62, comparado com resultados para potenciais fenomenológicos reais. Os círculos e as cruzes representam os resultados para $r = 4fm$ e $r = 0fm$, respectivamente. As linhas cheias e tracejadas mostram os resultados para os potenciais fenomenológicos reais encontrados na literatura, para $r = 4fm$ e $r = 0fm$, respectivamente. Figura retirada da referência [Ri-97].	26
2.5	Comparação entre os potenciais reduzidos teóricos e experimentais em função da distância entre as superfícies dos núcleos (s), no contexto do modelo não-local, para energias subcoulombianas, acima e próxima da barreira coulombiana e energias intermediárias. A linha cheia representa o potencial não-local teórico e os pontos representam os resultados experimentais. Na parte superior foi utilizada a interação M3Y e as densidades de nucleons dos núcleos ($a = 0.5fm$). Na parte inferior foi utilizada a interação efetiva de alcance nulo e as densidades de matéria dos núcleos ($a = 0.56fm$)[Ch-02].	30

- 2.6 Comparação entre resultados obtidos para a interação efetiva nucleon-nucleon $v_{NN}(r) = v_{pa}(\vec{r}_{pa})$, onde o resultado para *Folding-type* é dada pela equação 2.81[Ch-97]. Para a região da superfície existe boa concordância entre os resultados das interações M3Y e *Folding-type*. A tabela 2.1, mostra os parâmetros utilizados. 31
- 2.7 Distribuições angulares elásticas para o sistema $^{12}C + ^{12}C$. As linhas sólidas representam os ajustes realizados através do Modelo de Interação Não-Local, considerando para a parte imaginária a forma de Woods-Saxon, com três parâmetros livres[Ch-97]. 33
- 2.8 Distribuições angulares elásticas para os sistemas $^{12}C + ^{208}Pb$, $\alpha + ^{12}C$ e $\alpha + ^{58}Ni$. As linhas sólidas representam os ajustes realizados através do Modelo de Interação Não-Local, considerando para a parte imaginária a forma de Woods-Saxon, com três parâmetros livres[Ch-97]. 33
- 2.9 Densidade de nucleons para o ^{56}Fe , onde: (2pF) representa o cálculo para a distribuição de dois parâmetros de Fermi (equação 2.83) com $a = 0.5fm$ e $R_0 = 4.17fm$ e (DHB) Dirac-Hartree-Bogoliubov[Ch-02]. 35
- 3.1 (esquerda) Diagrama esquemático do princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS. (direita) Visão lateral em detalhes da fonte de íons: (1)reservatório de césio, (2)refrigeração dos catodos, (4)válvula, (5)cilindros pneumáticos, (6)corrente do ionizador, (7)extrator, (8)válvula, (9)tensão do focalizador, (10)trilhos, (11)porta auxiliar, (14)válvula de refrigeração. 40
- 3.2 Diagrama esquemático da linha de feixe do acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo. 41
- 3.3 Foto da câmara utilizada para a realização dos experimentos no presente trabalho (câmara 30B) no Laboratório Pelletron. A canalização da câmara 30B está localizada à 30° em relação à direção frontal do feixe, na sala experimental B (figura 3.2). . . 44
- 3.4 Desenho esquemático do arranjo experimental utilizado na câmara de espalhamento 30B (corte transversal): (1), (2) e (3)telescópios $E - \Delta E$; (4)alvo; (5)monitor; (6)copo de Faraday, (7)flange de conectores BNC. 44
- 3.5 Foto do arranjo experimental utilizado na câmara de espalhamento 30B: (1)linha do feixe de ^{28}Si ; (2) telescópios $E - \Delta E$ (veja figura 3.6); (3)suporte para os alvos e (4)monitor. O suporte para os alvos comporta até 4 alvos, está fixo na tampa da câmara e pode ser movimentado verticalmente, permitindo um controle na posição dos alvos. 45

- 3.6 Esquema de um telescópio $E-\Delta E$: (1)colimador, (2)janela de *mylar* com $160\mu g/cm^2$ de espessura, (3)fio do anodo do contador proporcional, (4)detector de ^{28}Si de barreira de superfície com $150\mu m$ de espessura, (5)sinal do detector de ^{28}Si , (6)sinal ΔE do contador proporcional com $6.9cm$ de *comprimento eficaz* e (7)canal para circulação do gás no contador proporcional. 46
- 3.7 Esquema de uma unidade evaporadora: (1)câmpanula de pirex, (2)bomba difusora, (3)armadilha de N_2 líquido, (4)bomba mecânica, (5)cadinho, (6)colimador, (7)controle de rotação da placa, (8)suporte para o substrato, (9)cabo, (10)tensão de alimentação do filamento de tungstênio, (11), (12) e (13)válvulas, (14)base da placa do evaporador, (15)válvula agulha para entrada de gás inerte. 48
- 3.8 Sistema de bombardeamento eletrônico com focalização eletrostática: (1)cadinho não posicionado, (2)eixo de controle externo para ajuste de altura e troca de cadinho, (3)cadinho posicionado para evaporação, (4)filamento, (5)colimador, (6)condutores de cobre, (7)corrente, (8)ajuste de tensão mecânica da corrente. 49
- 3.9 Diagrama de blocos da eletrônica utilizada no processamento de sinais e aquisição dos dados experimentais. 50
- 4.1 (a)Espectro biparamétrico: energia ΔE perdida no gás em função da energia residual E , observada no detector de silício, para $E_{c.m.} = 19.6MeV$ e $\theta_{lab} = 22^\circ$, obtido utilizando-se alvo de ^{28}Si e alvo de ^{12}C ; (b) projeção no eixo da energia da *faixa* para $Z = 14$, a qual indica o ^{28}Si espalhado elasticamente no alvo de ^{12}C e em seus contaminantes; (c) projeção no eixo da energia da *faixa* para o carbono de recuo $Z = 6$, a qual indica o espalhamento elástico e inelástico do sistema $^{12}C + ^{28}Si$, pela medida do núcleo de recuo. 65
- 4.2 (a) Espectro biparamétrico $E - \Delta E$ perdida no gás em função da energia residual E , observada no detector de silício, para a energia $E_{cm} = 20.9MeV$ e $\theta_{lab.} = 37^\circ$, obtido utilizando-se alvo de ^{12}C e alvo de ^{28}Si ; (b) projeção da faixa do ^{12}C ($Z = 6$), no eixo da energia E , onde observamos além do pico do ^{28}Si , os contaminantes: ^{197}Au , ^{16}O e ^{12}C ; (c) projeção da faixa do ^{28}Si ($Z = 14$), no eixo da energia E , onde observamos os picos do estado fundamental ($Si_{g.s.}$) e do primeiro estado excitado (Si^*) do ^{28}Si ; (d) ajuste dos picos do estado fundamental ($Si_{g.s.}$) e do primeiro estado excitado (Si^*) do ^{28}Si , utilizando Gaussianas Assimétricas. 66
- 4.3 Razão das espessuras dos alvos de ^{12}C e ^{197}Au , dada pela equação 4.20, mostrando a variação do crescimento do alvo devido a deposição de ^{12}C no ponto de incidência do feixe (*carbon build-up*), no decorrer da realização das medidas experimentais, indicado pelo Run. 67

- 4.4 Comparação dos resultados obtidos para a distribuição angular experimental, utilizando o Método I (equação 4.10) e o Método II (equação 4.17), para $E_{c.m.} = 12.4MeV$, onde podemos observar que os dois métodos de análise possuem resultados com o mesmo comportamento, e se superpõe para alguns pontos. 68
- 4.5 Distribuições angulares elásticas experimentais medidas neste trabalho nas energias de centro de massa: $E_{c.m.} = 12.4, 13.3, 14.0, 14.7, 16.1, 16.8, 19.6MeV, 20.9$ e $22.4MeV$. Os pontos pretos indicam os resultados obtidos utilizando os dados da reação direta, e os pontos em azul os dados do recuo. 69
- 4.6 Distribuições angulares experimentais para o sistema $^{28}Si + ^{12}C$, utilizadas para a análise no presente trabalho. Os pontos em azul são medidas realizadas anteriormente por: (a)Oliveira [Ol-88], (b)Villari[Vi-82], (c)Ost[Os-76] e (d)Cheng[Ch-77]; e os pontos vermelhos são resultados obtidos neste trabalho. 70
- 5.1 Ajustes dos dados experimentais com o Modelo de Interação Não-Local sem a introdução dos pólos de Regge na matriz S . A parte imaginária do potencial óptico foi considerada como $W(r) = 0.78V(r)$, e a normalização da parte real igual a $N_R = 1.0$ e $a = 0.56$, para todas as energias. 74
- 5.2 Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}C + ^{28}Si$, para as energias abaixo e próximas da barreira Coulombiana ($E_{c.m.}^{B.C.} = 14.3MeV$), $E_{c.m.} = 12, 4, 13.3, 14.0$ e $14.7MeV$. Para as energias $E_{c.m.} = 12, 4, 14.0$ e $14.7MeV$, não foi necessário a introdução do Pólo de Regge, e a única variável ajustável foi a difusividade a (equação 2.83), e foram consideradas as normalizações real e imaginária fixas com os valores de $N_R = 1.0$ e $N_I = 0.78$. Para $E_{c.m.} = 13.3MeV$, mostramos os ajustes com a variação das normalizações real e imaginária, N_I e N_R ; e considerando o pólo de Regge matriz- S , para $l = 2$, com $N_I = 1.0$ e $N_R = 0.78$. Os parâmetros para o pólo $l = 2$ são mostrados na tabela 5.2. 77
- 5.3 Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}C + ^{28}Si$, considerando a introdução de dois pólos de Regge na forma da matriz- S , dada pela equação 5.2, onde $l = l_1$ e l_2 , para as energias $E_{c.m.} = 16.8, 17.5$ e $18.9MeV$, e um pólo, $l = l_1$, para $E_{c.m.} = 16.1MeV$. A linha tracejada indica o cálculo sem a introdução do pólo de Regge e a linha cheia considerando $l = l_1$ e l_2 . Os parâmetros para os pólos são listados na tabela 5.2. 78

- 5.4 Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}C + ^{28}Si$, considerando a introdução de dois pólos de Regge na forma da matriz- $\mathcal{S}$, dada pela equação 5.2, onde $l = l_1$ e l_2 , para as energias $E_{c.m.} = 19.6, 20.3, 20.9$ e $21.9 MeV$. A linha tracejada indica o cálculo sem a introdução do pólo de Regge e a linha cheia considerando $l = l_1$ e l_2 . Os parâmetros para os pólos são listados na tabela 5.2. 79
- 5.5 Ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}C + ^{28}Si$, considerando a introdução de dois pólos de Regge na forma da matriz- $\mathcal{S}$, onde $l = l_1$ e l_2 , para as energias $E_{c.m.} = 22.4, 23.8$ e $25.2 MeV$ e um pólo, $l = l_1$, para $E_{c.m.} = 24.5 MeV$. Os círculos indicam dados experimentais obtidos neste trabalho e os triângulos dados obtidos por Cheng[Ch-77]. A linha tracejada indica o cálculo considerando um valor menor para a amplitude do pólo (D), que reproduz melhor oscilações, produzindo no entanto uma queda mais acentuada de σ/σ_R , do que a observada nos dados de Cheng; e conseqüentemente, um valor maior para o χ^2 . Os parâmetros para os pólos são listados nas tabelas 5.2 e 5.3. 80
- 5.6 Comportamento do momento angular l_i em função da energia, com $i = 1, 2$ e $g=grazing$, listados na tabela 5.2. 82
- 5.7 Gráfico de $|S_l|/|S_l^0|$ em função da energia para o sistema $^{12}C + ^{28}Si$, onde S_l^0 são os elementos da matriz- $\mathcal{S}$ calculados com o Potencial de São Paulo sem a introdução do Pólo de Regge, e S_l são os elementos calculados com a introdução do pólo de Regge, utilizando os parâmetros da tabela 5.2. 84
- 5.8 (a) e (e) Gráficos de $|S_l|/|S_l^0|$ em função da energia de excitação do ^{40}Ca para o sistema $^{12}C + ^{28}Si$, obtidos no presente trabalho, mostrados na figura 5.7. (b), (c) e (d) Função de excitação para os espalhamentos elásticos $^{12}C + ^{28}Si$ [Ba-78,Os-79] e $^{16}O + ^{24}Mg$ [Le-79] e para a transferência $^{24}Mg(^{16}O, ^{12}C)^{28}Si$ [Pa-78], respectivamente. A função de excitação para o $^{12}C + ^{28}Si$, medida por Ost[Os-79] foi multiplicada por um valor arbitrário, para uma melhor comparação. As linhas verticais pontilhadas indicam os possíveis estados de uma banda rotacional com spin J , para o núcleo composto ^{40}Ca , encontrados no presente trabalho para as ressonâncias do sistema $^{12}C + ^{28}Si$ 87
- 5.9 Curvas da energia de deformação em função do parâmetro de deformação β_2 , utilizando a interação SIII no metodo *Skyrme-Hartree-Fock*[In-02]. As curvas para diferentes núcleos são deslocadas de $20 MeV$. A banda superdeformada (SD) para o ^{40}Ca ocorre para uma deformação $0.4 \leq \beta \leq 0.8$, e para a banda hiperdeformada (HD) para $\beta \geq 0.8$. Onde a notação $f^n g^m$, indica a configuração na qual as camadas $f_{7/2}$ e $g_{9/2}$, são ocupadas por n e m nucleons, respectivamente. 90

- 5.10 Comparação da energia de excitação para as bandas super (SD) e hiper(HD) deformadas em função do momento angular l , para os núcleos compostos ^{40}Ca e ^{36}Ar . Os cálculos teóricos[In-02] foram realizados utilizando o método *Skyrme-Hartree-Fock*, com diferentes tipos de interações: SIII (linha tracejada) e SLy4 (linha contínua). 91
- 6.1 Laboratórios no mundo que produzem feixes radioativos e destacamos o RIBRAS no Brasil como a primeira facilidade experimental no Hemisfério Sul a dispor de feixes secundários radioativos. 99
- 6.2 Foto do Sistema de Duplo Solenóides RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*), instalado na linha de feixe 45B do Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo. (a) Vista de cima; (b) vista lateral(Fotos Orli Camargo). 100
- 6.3 Desenho esquemático do Sistema de Duplo Solenóides RIBRAS (*Radioactive Ions Beams in Brazil*), instalado na linha de feixe 45B do Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo, com a indicação do feixe primário de ^7Li incidindo sobre o alvo primário de ^9Be ; e da câmara de espalhamento intermediária localizada entre os dois solenóides, a qual foi utilizada no presente trabalho. 100
- 6.4 Vista do corte transversal no solenóide supercondutor, na qual podemos observar que a estrutura interna do solenóide é composta por diversas camadas isolantes com um gradiente de temperatura. (a)abertura no criostato; (b) tanque com Nitrogênio líquido (100 litros), temperatura 40K; (c)vácuo; (d)superisolação, temperatura de 73K; (e) camada intermediária, temperatura 40K; (f) tanque com He líquido, temperatura 4K; (g) tubo em vácuo com 30cm de diâmetro, por onde passa o feixe; (h) bobina, liga de $\text{Nb} - \text{Ti}$, possui 10 voltas concêntricas; (i)criostato de alumínio; (j) abertura no criostato. Fora do criostato temos a temperatura ambiente 80K. 101
- 6.5 (a) Foto indicando a posição do alvo gasoso e do Copo de Faraday, localizados antes do primeiro solenóide. (b) Desenho esquemático do alvo gasoso e do Copo de Faraday. O alvo gasoso possuía duas janelas, sendo que a primeira janela era de Havar ($25\mu\text{m}$) na qual o feixe primário de ^7Li perdia uma energia da ordem de 1MeV , e em seguida interagia com a segunda janela, que era o alvo primário de ^9Be . O feixe primário de ^7Li era parado pelo Copo de Faraday após interagir com o alvo de ^9Be , e as partículas provenientes da reação com o alvo primário eram focalizadas pelo solenóide (Fotos Orli Camargo). 102
- 6.6 Perfil do feixe secundário de ^6He , focalizado pelo RIBRAS, e observado por um detector PPAC (*Parallel-Plate Avalanche Counter*). 102

6.7	Modos de focalização do sistema de duplo solenóides: (a)modo paralelo e (b)modo cruzado ou <i>cross-over</i>	106
6.8	Reta de calibração do detector utilizado para a determinação das espessuras dos alvos primário de 9Be e secundário de ^{197}Au , construída a partir das medidas realizadas com a fonte radioativa de ^{241}Am , listadas na tabela 6.2.	109
6.9	Fotos da câmara de espalhamento intermediária, localizada entre os dois solenóides, a qual foi utilizada para a montagem do sistema de detecção (figuras 6.10 e 6.11) do presente trabalho (Fotos Orli Camargo).	110
6.10	Desenho esquemático da vista superior da câmara de espalhamento intermediária, localizada entre os dois solenóides, na qual podemos observar o posicionamento do alvo e dos dois telescópios $E - \Delta E$ (Desenho J. Variane).	111
6.11	Desenho esquemático da vista lateral câmara de espalhamento intermediária, localizada entre os dois solenóides, na qual podemos observar o posicionamento do alvo e dos dois telescópios $E - \Delta E$ (Desenho J. Variane).	111
6.12	Espectros biparamétricos $E - \Delta E$ para a energia do feixe primário $E(^7Li) = 21MeV$, e $\theta_{lab} = 20^\circ$ obtidos com: (a) alvo secundário de ^{27}Al e (b) alvo secundário de ^{197}Au	112
7.1	Reta de calibração de energia para: (a) detector E , obtida utilizando os pontos referentes ao “ <i>punch-thru</i> ” dos prótons(p), trítios(t) e fonte- α de ^{241}Am (α_1 e α_2); e (b) detector ΔE , obtida utilizando o ponto referente as medidas realizadas com uma fonte radioativa de ^{241}Am , que emite partículas α . Mais detalhes são descritos no texto.	115
7.2	Desenho esquemático dos alvos secundários de: (a) ^{197}Au (espessura $5mg/cm^2$) e (b) ^{27}Al (espessura de $7.2mg/cm^2$); e do (c)telescópio $E - \Delta E$, utilizados para a determinação da energia do feixe secundário de 6He (E_{incid}). Onde: E_3 e E_5 são as energias no centro dos alvos secundários de ^{197}Au e ^{27}Al , utilizadas para o cálculo da cinemática da reação e para a seção de choque Rutherford.	116
7.3	Comparação das distribuições angulares para o sistema $^6He + ^{197}Au$ considerando a correção no ângulo médio de detecção das partículas (pontos fechados;) e sem a correção (pontos abertos).	121

- 8.1 Comparação da distribuição angular para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ considerando a correção no ângulo médio de detecção, sem normalização (pontos abertos) e com uma normalização de $N = 0.8$ (pontos fechados), para as três energias do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, $E_{lab} = 9.5, 11$ e 12MeV . Para $E_{lab} = 13.4\text{MeV}$ não foi necessária a normalização. 125
- 8.2 Ajuste inicial das distribuições angulares para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, utilizando o Potencial de São Paulo sem nenhum parâmetro ajustável, considerando a parte imaginária com normalização $N_I = 0.78$ e a parte real com normalização $N_R = 1.0$ e $a = 0.56\text{fm}$ 126
- 8.3 Comportamento da função Υ , dada pela equação 8.3, para o parâmetro a , para a normalização dos dados experimentais $N = 0.80$. A linha tracejada indica o valor para $\Upsilon + 1$, o qual estima o erro no valor da difusividade a 128
- 8.4 Resultado final para os ajustes das distribuições angulares do sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ 129
- 8.5 Comportamento da função Υ , dada pela equação 8.3, para o parâmetro a , para as normalizações dos dados experimentais: (a) $N = 0.75$, (b) $N = 0.80$ e (c) $N = 0.85$. A linha tracejada indica o valor para $\Upsilon + 1$, o qual estima a incerteza nos parâmetros variados a e N_I 131
- 8.6 Valores encontrados para a normalização da parte imaginária N_I , para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, listados na tabela 8.2, onde podemos observar que para a energia mais próxima da barreira Coulombiana ($V_{BC}^{lab} = 8\text{MeV}$) ocorre uma queda acentuada no valor da normalização imaginária indicando um fechamento dos canais inelásticos. 133
- 8.7 Densidade de nucleons $\rho(r)$ em função do raio (r) para o núcleo de ${}^6\text{He}$. Resultado obtido neste trabalho com a difusividade de nucleons $a_N = 0.54\text{fm}$ para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$. Os cálculos teóricos foram extraídos das referências: (a)[Kh-96] e (b)[Zh-93], os quais usam modelo de função de onda de Faddeev; e os dados experimentais para $p + {}^6\text{He}$ foram extraídos da referência: (c)[Al-97], na qual os dados foram analisados utilizando a teoria de espalhamento múltiplo de Glauber; e dois pontos experimentais para o ${}^6\text{He} + {}^{58}\text{Ni}$, da referência(d)[Ga-03a]. 135
- 8.8 Seção de choque de reação reduzida em função da energia de centro de massa reduzida para ${}^6\text{He}$, ${}^9\text{Be}$ [G0-04a], ${}^6,7\text{Li}$ [Ba-05] e ${}^{16}\text{O}$ [[Pe-78,Cr-79,Ac-81] sobre alvo de ${}^{27}\text{Al}$. Também mostramos a seção de choque de quebra nuclear para o ${}^6\text{He}$ (σ_{BU}), calculada através da equação 8.7. 137

- 8.9 Ajustes de Modelo Óptico para o sistema $^{16}\text{O} + ^{27}\text{Al}$, utilizando o Potencial de São Paulo como potencial nuclear, considerando a variação da difusividade a e da normalização da parte imaginária N_I 139
- 8.10 Ajustes de Modelo Óptico para o sistema $^6\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ utilizando o Potencial de São Paulo como potencial nuclear, considerando a variação da difusividade a e da normalização da parte imaginária N_I 140
- 8.11 Ajustes de Modelo Óptico para o sistema $^6\text{Li} + ^{27}\text{Al}$ utilizando o Potencial de São Paulo como potencial nuclear, considerando a variação da difusividade a e da normalização da parte imaginária N_I 141
- B.1 Os quatro movimentos realizados pelo *simplex*[Pr-92]. Nesta figura a função à ser minimizada possui três parâmetros ($N = 3$). No topo está ilustrado o *simplex* no estado inicial, o qual corresponde à um tetraedro. Os passos indicados são: (i)reflexão, (ii)expansão, (iii)contração e (iv)contração múltipla. 148
- B.2 Definição de um *simplex* com três vértices ($N + 1 = 3$) para uma função bidimensional, ou seja, que possui dois parâmetros à serem minimizados ($N = 2$). A parte mais escura na escala de cores da figura, indica a região do mínimo. O vetor $\vec{P}_k$ localiza um dos vértices do *simplex*. 149
- B.3 Sequência típica de movimentos do *simplex* realizada para localização de um mínimo na função unidimensional. Os círculos concêntricos representam um gradiente em relação ao mínimo da função que corresponde ao centro dos mesmos. (a)Reflexão: o vértice do *simplex* que corresponde ao maior valor da função, é movido através de sua face oposta. O novo vértice encontrado é mantido se o valor da função for reduzido; (b)Reflexão e Expansão: se o novo vértice encontrado após uma reflexão é menor do que todos os demais, o *simplex* realiza uma expansão de modo a “cercar” o ponto de mínimo. (c)Reflexão e Contração: se após uma reflexão o vértice apresentar um valor maior para a função, este vértice do *simplex* é contraído (movimenta-se no sentido oposto ao ponto de maior valor) em passos pequenos. (d)Contração Múltipla: após algumas iterações o *simplex* consegue “cercar” o ponto de mínimo, assim, é realizado um movimento onde todos os vértices se contraem, semelhantemente à um colapso, de forma à localizar mais precisamente o ponto de mínimo. 150

- B.4 Pontos localizados pelo *simplex* mostrados no gráfico da função unidimensional à ser minimizada. Cada ponto nos gráficos correspondem à supostos mínimos localizados pelo *simplex* após realizar 50 iterações em uma dada temperatura. A temperatura é então diminuída e após 50 iterações um novo ponto é localizado. (a) Esta função apresenta apenas um mínimo local “raso” e “largo”, de modo que a localização do mínimo global é realizada sem maiores dificuldades. (b) Devido à existência de dois mínimos locais “estreitos” e “profundos”, a localização do mínimo global é dificultada. Todavia, utilizando um processo de resfriamento adequado, o *simplex* ainda é capaz de localizá-lo. 152

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros obtidos para a dependência com a densidade e para a incompressibilidade K , para as interações DDM3Y1 e BDM3Y1. Os índices (a) e (b) indicam a dependência com a densidade dada pelas equações 2.54 e 2.51, respectivamente. . .	21
2.2	Parâmetros utilizados por Chamon <i>et al</i> para a interação efetiva nucleon-nucleon na descrição e comparação do Modelo de Interação Não-Local, onde: σ é a largura, a_m é a difusividade para a distribuição de matéria nuclear, V_0 é a integral de volume e r_{rms} é o raio quadrático médio[Ch-97].	32
4.1	Medidas realizadas neste trabalho para o espalhamento elástico $^{28}Si + ^{12}C$. Sendo que a espessura do alvo de ^{12}C era de $15\mu g/cm^2$ e $30\mu g/cm^2$; e para para o alvo de ^{28}Si , $40\mu g/cm^2$	63
4.2	Distribuições angulares elásticas medidas anteriormente por: (a)Oliveira [Ol-88], (b)Villari[Vi-82], (c)Ost[Os-76] e (d)Cheng[Ch-77], utilizadas para a análise neste trabalho.	63
5.1	Parâmetros obtidos para os ajustes, introduzindo Pólo de Regge na expressão da matriz- $\mathcal{S}$ (equação 2.89), para descrever o comportamento oscilatório das distribuições angulares do sistema $^{12}C + ^{24}Mg$	72
5.2	Parâmetros obtidos para os ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}C + ^{28}Si$, com a introdução de um ou dois pólos na matriz- $\mathcal{S}$. Para $E_{c.m.} = 13.3, 16.1$ e $24.5MeV$, introduzimos somente um pólo $l = l_1$, e para as demais energias introduzimos dois pólos, $l = l_1$ e l_2 . Os ajustes são mostrados nas figuras 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5.	81

- 5.3 Parâmetros obtidos para os ajustes das distribuições angulares do sistema $^{12}C + ^{28}Si$, para as energias $E_{c.m.} = 23.8, 24.5$ e $25.2 MeV$, para o cálculo considerando um valor menor para a amplitude de oscilação do pólo, D , e consequentemente, um valor maior para o χ^2 , mostrados na figura 5.5. 82
- 5.4 Possíveis estados de uma banda rotacional para o núcleo composto ^{40}Ca , encontrados no presente trabalho para as ressonâncias do sistema $^{12}C + ^{28}Si$ (E_{cm}^{C+Si}). Onde: E_J^* são as energias da banda rotacional no núcleo composto ^{40}Ca , com *cabeça* de banda $E_0^{Ca} = 30.6 MeV$ e momento de inércia $\mathcal{I} = 7.4 \times 10^5 MeV fm^2/c^2$ e J é o spin. 86
- 5.5 Possíveis estados de uma banda rotacional para o núcleo composto ^{36}Ar [Sc-05], encontrados para as ressonâncias do sistema $^{12}C + ^{24}Mg$ (E_{cm}^{C+Mg}). Onde: E_J^{Ar} são as energias da banda rotacional no núcleo composto ^{36}Ar , com *cabeça* de banda $E_0^{Ar} = 28.5 MeV$ e momento de inércia $\mathcal{I} = 4.6 \times 10^5 MeV fm^2/c^2$. Resultados da literatura: (a)[Ra-02]. 92
- 6.1 Algumas reações de transferência de poucos nucleons que podem ser realizadas com o RIBRAS. Os resultados listados nesta tabela, assinalados com asterisco(*), foram obtidos no Laboratório Pelletron com o sistema RIBRAS e os demais, na Universidade de Notre Dame, South Bend, EUA[Be-96], onde existe um sistema semelhante ao RIBRAS. 104
- 6.2 Medidas realizadas com uma fonte radioativa de ^{241}Am , que emite partículas α , com energia de $E_\alpha = 5.486 MeV$, para a determinação da espessura do alvo primário de 9Be e do alvo secundário de ^{197}Au . Onde: $\Delta E_{alvo}(MeV)$ é a energia perdida pelas partículas α ao atravessar o alvo. 108
- 6.3 Espessuras dos alvos primário de 9Be e secundários de ^{197}Au e ^{27}Al , utilizados no presente trabalho para realizar a medidas das distribuições angulares elásticas dos sistemas $^6He + ^{27}Al$ e $^6He + ^{197}Au$ 108
- 6.4 Resumo das condições experimentais utilizadas na câmara de espalhamento intermediária. Foi montado um sistema com dois colimadores para minimizar a detecção de partículas não provenientes do alvo secundário. O ângulo sólido foi definido considerando o segundo colimador. d é o diâmetro do colimador circular. 110
- 7.1 Resultados encontrados para as energias do feixe secundário de 6He , correspondentes a cada energia do feixe primário de 7Li . Onde E_3 é a energia no centro do alvo secundário de ^{197}Au e E_5 é a energia no centro do alvo secundário de ^{27}Al (figura 7.2), utilizadas para o cálculo da cinemática da reação. 116

7.2	Resultados encontrados para a eficiência de produção ϵ_f e para a intensidade média do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, para um feixe incidente de $1\mu\text{A}$ de ${}^7\text{Li}$ ($N_i({}^6\text{He})/\mu\text{A}$ de ${}^7\text{Li}$). Os valores listados para a eficiência já consideram os efeitos devido a correção no ângulo médio de detecção das partículas, descrita na seção 7.4.	119
7.3	Parâmetros do feixe secundário de ${}^6\text{He}$, utilizados no programa <i>RIBRAS</i> [Li-05], para realizar a correção no ângulo médio de detecção.	122
7.4	Valores para o <i>straggling angular</i> nos alvos secundários de ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{27}\text{Al}$, somente para o menor e o maior ângulo de detecção, utilizados no programa <i>RIBRAS</i> [Li-05], para realizar a correção no ângulo médio de detecção. Onde: $\Delta\theta_{lab}$ indica o quanto foi corrigido o ângulo de detecção, assim, o ângulo de laboratório corrigido é: $\theta_{lab}^{corr} = \theta_{lab} + \Delta\theta_{lab}$	122
8.1	Resultados para a difusividade a , normalização da parte imaginária N_I e para a seção de choque de reação σ_R , considerando a normalização dos dados experimentais $N = 0.8$	130
8.2	Resultados finais obtidos para a difusividade a , normalização da parte imaginária N_I e para a seção de choque de reação σ_R do sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$	132
8.3	Resultados para a seção de choque de reação σ_R considerando a normalização dos dados experimentais $N = 0.75$ e $N = 0.85$	132
8.4	Resultados obtidos para a seção de choque de reação total reduzida (σ_R^{red}) do sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, e para a seção de choque de quebra nuclear do ${}^6\text{He}$ σ_{BU} , dada pela equação 8.7. Também mostramos os valores reduzidos para $\sigma_0 = \sigma_R - \sigma_{BU}$	138

Referências Bibliográficas

- [Ag-01] E.F. Aguilera, *et al*, Phys. Rev. Lett 84(200)5058.
- [Ab-90] S. Åberg, H. Flocard, W. Narzarewicz, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 40(1990)439.
- [Ac-81] J.C. Acquadro, M.S.Hussein, D. Pereira, O. Sala, Phys. Rev. B100(1981)381.
- [Al-83] N. Alamanos, *et al*, Phys. Lett. B127(1983)23.
- [Al-96] J.S. Al-Khalili, J.A. Tostevin e I.J. Thompson, Phys. Rev. C54(1996)1843.
- [Al-97] G.D. Alkhazov, *et al*, Phys. Rev. Lett. 78(1997)2313.
- [Al-99] M.A.G. Alvarez, L.C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, L.R. Guasques, H. Dias, M.O.Roos, Nucl. Phys. A656(1999)187.
- [Au-99] T. Aumann, *et al*, Phys. Rev. C59(1999)1252.
- [Ba-66] R.H. Bassel, G.R. Satchler e R.M. Drisko, Nucl. Phys. 89(1966)419.
- [Ba-78] J. Barrete, M.J. Le Vine, P. Braun-Munzinger, G.M. Berkowitz, M. Gai, J.W. Harris e C.M Jachcinski, Phys. Rev. Lett. 40(1978)445.
- [Ba-04] Z. Basrak, *et al*, Fizika B12-2(2003)145.
- [Ba-95] C. Baktash, B. Haas, W. Nazaerewicz, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 45(1995)485.
- [Ba-05] E. De Barbará, G.V. Marti, A. Arazi, O.A. Capurro, J.O.F. Niello, J.M. Figueira, A.J. Pacheco, M. Ramirez, J.E. Testoni, M. Verruno, I. Padron, P.R.S. Gomes, E. Crema, J. Lubian, A.S. Cid, C.S. Castro, *in press*, Acta Physica Hungarica A - Heavy Ion Physics (2005).
- [Be-77] G. Bertsch, J. Borysowicz, H. MacManus e W.G. Love, Nucl. Phys. A284(1977)399.

- [Be-91] F.D.Bechetti, *et al*, Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. B56/57(1991)554.
- [Be-96] F.D.Bechetti e J.J. Kolata, Conf. On the Application of Accelerators in Research and Industry, 6-9 Nov 1996 - University of North Texas, Denton, T., Conference Proceeding, published by AIP Press, NY (1997)369.
- [Be-01] E.A. Benjamim e R.Y.R. Kuramoto, Código C^{++} SCHOQUE, não publicado, IFUSP(2001).
- [Be-04] C. Beck, Nucl. Phys. A738(2004)24.
- [Br-55] K.A. Bruekner, C.A. Levinson, Phys. Rev. 97(1955)1344.
- [Br-77] P. Braun-Munzinger, G.M. Berkowitz, T.M. Cormier, J.W. Harris, C.M. Jachinski, J. Barrete e M.J. Le Vine, Phys. Rev. Lett. 38(1977)944.
- [Br-82] P. Braun-Munzinger e J. Barrete, Phys. Rep. 85 No.5(1982)209.
- [Br-89] D.A. Bromley, *Treatise on Heavy-Ion Science*, Vol. 1 - Cap. 2, Plenum Press - New York, (1989).
- [Br-91] R.A. Broglia e A. Winther, *Heavy-Ion Reactions*, Addison-Wesley, (1991).
- [Br-97] M.E. Brandan e G.R. Satchler, Phys. Rep. 285(1997)143.
- [Ca-00] B.V. Carlson, D. Hirata, Phys. Rev. C62(2000)054310.
- [Ca-95] F. Capuzzi e C. Mahaux, Ann. Phys (NY) 239(1995)57.
- [Ca-05] L.F. Canto, P.R.S. Gomes, R. Donangelo, M.S. Hussein, *in press*, Phys. Rep. (2005).
- [Ch-77] C.M. Cheng, J.V. Maher, W. Oelert e F.D. Snyder, Phys. Lett. B71(1977)304.
- [Ch-79] C.M. Cheng, J.V. Maher, W. Oelert e W.J. Jordan, Phys. Rev. C20(1979)851.
- [Ch-95] L.C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, R. Litchtenthäuser Filho, L.C. Gomes, Nucl. Phys. A582(1995)305.
- [Ch-96] L.C. Chamon, D. Pereira, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, H. Dias, L. Losano, C.A.P. Ceneviva, Nucl. Phys. A597(1996)253.
- [Ch-97] L.C. Chamon, D. Pereira e M.S. Hussein, Phys. Rev. Lett.79(1997)5218.
- [Ch-98] L.C. Chamon, D. Pereira e M.S. Hussein, Phys. Rev. C58(1998)576.
- [Ch-97] L.C. Chamon, D. Pereira e M.S. Hussein, Phys. Rev. C58(1998)576.

- [Ch-01] L.C. Chamon, W. Sciani, rotina FORTRAN para cálculos utilizando o Modelo de Interação Não-Local, não publicado, IFUSP(2001).
- [Ch-02] L.C. Chamon, B.V. Carlson, L.R. Guasques, D. Pereira, C. Conti, M.A.G. Alvarez, M.S. Hussein, M.A. Cândido Ribeiro, E.S. Rossi e C.P. Silva, Phys. Rev. C66(2002)014610.
- [Cr-79] E. Crema, Dissertação de Mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP(1979).
- [Ec-77] J.S. Eck, T.J. Gray e R.K. Garden, Phys. Rev C16(1977)1873.
- [El-68] J.P. Elliot, *et al*, Nucl. Phys. A121(1968)241.
- [Fe-49] S. Fernbach, R. Serber e T.B. Taylor, Phys. Rev. 75(1949)1352.
- [Fe-54] H. Feshbach, C.E. Poter e V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 96(1954)448.
- [Fe-92] H. Feshbach, *Theoretical Nuclear Physics*, Wiley & Sons, (1992).
- [Fo-91] B. Fornal, *et al*, Phys. Rev C44(1991)2588.
- [Fr-57] W.E. Frahn, R.H. Lemmer, Nuovo Cimento 5(1957)1564.
- [Ga-03] L.R. Guasques, L.C. Chamon, D. Pereira, V. Guimarães, A. Lépine-szily, M.A.G. Alvarez, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, B.V. Carlson, J.J. Lolata, *et al*, Phys. Rev. C67(2003)024602.
- [Ga-03a] L.R. Guasques, L.C. Chamon, D. Pereira, M.A.G. Alvarez, E.S. Rossi Jr., C.P. Silva, G.P.A. Nobre e B.V. Carlson, Phys. Rev. C67(2003)067603.
- [Ge-78] C.K. Gelbke, T. Awes, U.E.P. Berg, J. Barrete, M.J. Le Vine e P. Braun-Munszinger, Phys. Rev. Lett. 41(1978)1778.
- [Ge-95] H. Geissel, G. Munzenberg and K. Risager, Ann. Rev. Nuclei Sci 45(1965)163.
- [Go-85] J. Gomez-Camacho, M. Lozano e M.A. Nagarajan, Phys. Lett. B161(1985)39.
- [Go-04] P.R.S. Gomes, *et al*, Phys. Lett. B601(2004)20.
- [Go-04a] P.R.S. Gomes, *et al*, Phys. Rev. C70(2004)054605.
- [Go-05] P.R.S. Gomes et al, Phys. Rev. C71(2005)017601
- [Ho-70] L. Holland, *Vacuum Deposition of Thin Films*, Chapman and Hall Ltda - London, (1970).

- [Ho-71] P.E. Hodgson, *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*, Clarendon Press - Oxford, (1971).
- [Ho-88] J.Y. Hostachi, *et al*, Nucl. Phys. A490(1988)441.
- [Ho-03] H. Horiuchi, Y. Kanada, e M. Kimura, Nucl. Phys. A722(2003)80.
- [Ho-04] H. Horiuchi, Nucl. Phys. A731(2004)329.
- [Hu-91] M.S. Hussein, R.A. Rego, C.A. Bertulani, Phys. Rep. 201(1991)279.
- [Hu-05] M.S. Hussein e R. Lichtenthäler, não publicado (2005).
- [Hu-95] M.S. Hussein e M.P. Pato, Phys. Rev. C51(1995)2681.
- [Id-01] E. Ideguchi, *et al*, Phys. Rev. Lett.87(2001)2693
- [Ig-59] G. Igo, Phys. Rev. 115(1959)1665.
- [In-02] T. Inakura, *et al*, Nucl. Phys. A710(2002)261.
- [Is-03] ISOLDE RADIOACTIVE ION BEAM FACILITY,
<http://isolde.web.cern.ch/ISOLDE/>.
- [Ja-74] D.F. Jackson, R.C. Johnson, Phys. Lett. B49(1974)249.
- [Ja-91] R.V.F. Janssens, T.L. Khoo, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 41(1991)321.
- [Je-77] J.P. Jekenne, A. Lejeune e C. Mahaux, Phys. Rev. C16(1977)80.
- [Ka-04] Y. Kanada-En'yo, *et al*, Nucl. Phys. A738(2004)3-9.
- [Ki-83] S. Kirkpatrick, *et al*, Science 220(1983)671-680.
- [Ki-84] S. Kirkpatrick, *et al*, Journal of Statistical Physics 34(1984)975-986.
- [Kh-93] D.T. Khoa e W. V. Ortezen, Phys. Lett. B304(1993)8.
- [Kh-95] D.T. Khoa e W. V. Ortezen, Phys. Lett. B342(1995)6.
- [Kh-95a] D.T. Khoa, *et al*, Phys. Rev. Lett. 74(1995)34.
- [Kh-97] D.T. Khoa, G.R. Satchler e W. V. Ortezen, Phys. Rev. C10(2000)954.
- [Kh-00] D.T. Khoa e G.R. Satchler, Nucl. Phys. A668(2000)3.
- [Ko-82] A.M. Kobos, B.A. Brown, P.E. Hodgson, G.R. Satchler e A. Budzanowski, Nucl. Phys. A384(1982)65.

- [Ku-03] R.Y.R. Kuramoto, Dissertação de Mestrado, IFUSP (2003).
- [Ku-03a] R.Y.R. Kuramoto, E.A. Benjamim, Código C^{++} POLODSA, não publicado, IFUSP (2003)
- [Ko-98] J.J. Kolata, *et al*, Phys. Rev. Lett. 81(1998)4580.
- [La-79] S. Landowne, Phys. Rev. Lett. 42(1979)633.
- [La-80] M. Lacombe, *et al*, Phys. Rev. C 21(1980)861.
- [Le-79] S.M. Lee, *et al*, Phys. Rev. Lett. 42(1979)429.
- [Le-89] A. Lépine-Szily, *et al*, Phys. Rev. C 40(1989)681.
- [Le-90] A. Lépine-Szily, *et al*, Phys. Lett. B 243(1990)23.
- [Le-92] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particles Physics Experiments*, Springer-Verlag, (1992).
- [Le-93] A. Lépine-Szily, *et al*, Phys. Lett. B 304(1993)45.
- [Le-99] A. Lépine-Szily, *et al*, Phys. Rev. Lett. 82(1999)3972.
- [Le-00] C.D. O'Leary, *et al*, Phys. Rev. C 61(2000) 064314 .
- [Li-89] R. Lichtenthäler, *et al*, Phys. Rev. C 39(1989)884.
- [Li-99] R. Lichtenthäler, *et al*, Phys. Rev. C 60(1999)041601.
- [Li-03] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G.F. Lima and M.S. Hussein, Nucl. Instru. Meth. A 505(2003)612.
- [Li-05] R. Lichtenthäler, Código *Fortran RIBRAS*, não publicado, IFUSP(2005).
- [Lo-75] W.G. Love e L.W. Owen, Nucl. Phys. A 239(1975)74.
- [Ma-70] J.B. Marion, *Classical Dynamics of Particles and Systems*, Academic Press (1970).
- [Ma-86] N.V. Mau, Nucl. Phys. A 457(1986)413
- [Ma-93] C. Mahaux, K.T.R. Davies e G.R. Satchler, Phys. Rep. 224(1993)237.
- [Ma-05] G.V. Marti, *et al*, Phys. Rev. C 71(2005)027602.
- [Mc-64] J.S. MacIntosh, S.C. Park e G.H. Rawitscher, Phys. Rev. B 134(1964)1010.

- [Mc-71] K.W. McVoy, Phys. Rev. C3(1971)1104.
- [Mc-78] M.H. McFarlane e S.C. Pieper, Argonne National Laboratory Report No. ANL-7 6-11, (1978).
- [Mi-87] W.T. Milner, Programas do VAXPAK, Oak Ridge National Laboratory, (1987).
- [Mu-79] A.H.F. Muggleton, J. Phys. E: sci.instrum., 12(1979)780.
- [Na-99] National Eletrostatic Corporation (NEC), (1999).
- [Na-04] A. Navin, Phys. Rev. C70(2004)044601.
- [Ne-65] J.A. Nelder e R.Mead, Computer Journal, v.7(1965)308-313.
- [No-88] P.J. Nolan, P.J. Twin, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.38(1988)533.
- [No-91] G.A. Norton, *et al*, SNEAP-91, 1991.
- [Ol-86] J.M. Oliveira Jr., Código CINEMA, não publicado, IFUSP(1986).
- [Ol-88] J.M. Oliveira Jr., tese de mestrado IFUSP, (1988).
- [Os-76] R. Ost, não publicado, 1976.
- [Os-79] R. Ost, *et al*, Phys. Rev. C19(1979)740.
- [Pa-78] M. Paul, *et al*, Phys. Rev. Lett. 40(1978)1310.
- [Pe-62] F. Perey e P. Buck, Nucl. Phys. 32(1962)353.
- [Pe-69] F. Petrovich, H. MacManus, V.A. Madsen e J. Atkinson, Phys. Rev. Lett. 22(1969)895.
- [Pe-78] D. Pereira, Tese de Doutorado, IFUSP (1979).
- [Pe-78a] D. Pereira, J.C. Acquadro, O. Sala, N.D. Vieira Junior, Revista Brasileira de Física 16(1978)0165.
- [Pe-79] F. Petrovich, *Microscopic Optical Potentials*, Spring - Berlim, (1979) p.155.
- [Pi-04] A. di Pietro, *et al*, Europ. Phys. Lett. 64(2003)309.
- [Pi-03] A. di Pietro, *et al*, Phys. Rev. C69(2004)044613.
- [Po-58] C.E. Porter, Phys. Rev. 112(1959)1722.

- [Pr-92] W.H. Press, *Numerical Recipes in C*, Cambridge University Press(1992).
- [Ra-92] W.D.M. Rae e A.C. Merchant, Phys. Lett. B279(1992)207.
- [Ra-04] R. Raabe, *et al*, Nature 431(2004)823.
- [Re-68] R. Reid, Ann. Phys. 50(1968)411.
- [Ri-63] G. Ripka, Nucl. Phys.42(1975)75.
- [Ri-97] M.A. Ribeiro, L.C. Chamon, D. Pereira, M.S. Hussein e D. Galetti, Phys. Rev. Lett. 78(1997)3270.
- [Ri-01] R.V. Ribas, *Manual do SPM-Linux*, publicação interna do Depto. de Física Nuclear, Inst. de Física - USP, (2001).
- [Ru-99] D. Rudolph, *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82(1999)3763.
- [Ro-02] M. Rousseau, *et al.*, Phys. Rev. C66(2002)034612.
- [Ro-02a] G. Royer,*et al.*, Phys. Rev. C65(2002)067304.
- [Ro-02b] E.S. Rossi, *et al.*, Nucl. Phys. A707(2002)325.
- [Sa-74] G.R. Satchler, *Proceedings of the International Conference on Reactions between Complex Nuclei*, Vol. 2 (R.L. Robinson, *et al*,eds), North-Holland, p. 171(1974).
- [Sa-74b] O. Sala e G. Spalek, Nucl. Instr. and Meth. 122(1974)213.
- [Sa-75] G.R. Satchler, Phys. Lett. B58(1975)408.
- [Sa-77] G.R. Satchler, Nucl. Phys. A279(1977)493.
- [Sa-79] G.R. Satchler e W.G. Love, Phys. Rep. 55(1979)183.
- [Sa-83] G.R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford Univ. Press - Oxford, (1983).
- [Sa-90] G.R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, Macmilian Education Ltda, (1990).
- [Sa-04] T. Sakuda. S. Ohkubo, Nucl. Phys. A744(2004)77.
- [Sc-96] W. Sciani, tese de doutorado do Instituto de Física da USP - IFUSP, (1996).
- [Sc-97] W. Sciani, *et al*, Nucl. Phys. A620(1997)91.
- [Sc-02] W. Sciani, comunicação interna.

- [Sc-05] W. Sciani, resultados não publicados.
- [Se-47] R. Serber, Phys. Rev. 72(1947)1008.
- [Si-99] C. Signorini, *et al*, Europ. Phys. Journ. A5(1999)7.
- [Si-01] C.P. Silva, M.A.G. Alvarez, L.C. Chamon, D. Pereira, M. N. Rao, E.S. Rossi Jr., L.R. Guasques, M.A.E. Santo, R.M. Anjos, J. Lubian, P.R.S. Gomes, C. Muri, B.V. Carlson, S. Kailas, A. Chatterjee, P. Singh, A. Shrivastava, K. Mahata, S. Santra, Nucl. Phys. A679(2001)287.
- [Sk-56] T.H.R. Skyrme, Philos. Mag. 1(1956)1043.
- [Sv-00] C.E. Svensson, *et al*, Phys. Rev. Lett. 85(2000)2693.
- [Sv-01] C.E. Svensson, *et al*, Nucl. Phys. A682(2001)1.
- [Th-01] S. Thmmerer, *et al*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 27(2001)1405.
- [Tr-00] M. Trotta, *et al*, Phys. Rev. Lett 84(200)2342.
- [Ue-89] N. Ueta e W.G.P. Engel, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A282(1989)188.
- [Ue-96] N. Ueta e W.G.P. Engel, *Confecção de Alvos Nucleares*, publicação interna do Depto. de Física Nuclear, Inst. de Física - USP, (1996).
- [Vi-82] A.C.C. Villari, tese de mestrado do Instituto de Física da USP - IFUSP, (1982).
- [Vi-89] A.C.C. Villari, *et al*, Nucl. Phys. A501(1989)605.
- [Vr-87] H. De Vries, C.W. De Jager e C. De Vrie, At. Data Nucl. Data Tables 36(1987)495.
- [Zi-85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack e U. Littmark, *The Stopping Power and Range of Ions in Solids*, Pergamon Press, (1985).
- [Zh-93] M.V. Zhukov, D.V. Fedorov, *et al*, Nucl. Phys. A552(1993)353.
- [Yo-05] P.A. Young, *et al*, Phys. Rev. C71(2005)051601.
- [Wo-54] R.D. Woods e D.S. Saxon, Phys. Rev. 95(1954)577.