Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estudo do Espalhamento Elástico de Projetéis Exóticos por Alvo de Massa Intermediária

Viviane Morcelle de Almeida

Orientadora:

Prof. Dra. Alinka Lépine-Szily

Dissertação de mestrado apresentada
ao Instituto de Física para a obtenção
do título de Mestre em Ciências

Banca Examinadora

Prof. Dra. Alinka Lépine-Szily (IFUSP)

Prof. Dr. Luiz Felipe Alvahydo de Ulhoa Canto (IFUFRJ)

Prof. Dr. Nemitala Added (IFUSP)

São Paulo
2007

Os ombros suportam o mundo

Chega um tempo em que não se diz mais: meu Deus.

Tempo de absoluta depuração.

Tempo em que não se diz mais: meu amor.

Porque o amor resultou inútil.

E os olhos não choram.

E as mãos tecem apenas o rude trabalho.

E o coração está seco.

Em vão mulheres batem à porta, não abrirás.

Ficaste sozinho, a luz apagou-se,
mas na sombra teus olhos resplandecem enormes.

És todo certeza, já não sabes sofrer.

E nada esperas de teus amigos.

Pouco importa que venha a velhice, que é a velhice?

Teus ombros suportam o mundo

e ele não pesa mais que a mão de uma criança.

As guerras, as fomes, as discussões dentro dos edifícios

provam apenas que a vida prossegue

e nem todos se libertaram ainda.

Alguns, achando bárbaro o espetáculo,

prefeririam (os delicados) morrer.

Chegou um tempo em que não adianta morrer.

Chegou um tempo em que a vida é uma ordem.

A vida apenas, sem mistificação.

Carlos Drummond de Andrade

Dedicatória

Este trabalho é dedicado à classe trabalhadora deste País, que através de seu suor e impostos, sustentam instituições como esta, e assim possibilitam que pessoas como eu realizem seus sonhos.

Agradecimentos

Meus sinceros agradecimentos:

À Prof. Dra. Alinka Lépine-Szily que me orientou com muita dedicação, por sua amizade e por me compreender nos momentos mais difíceis. Alguém com quem aprendi importantes lições, tanto no campo profissional quanto pessoal, que levarei comigo aonde for.

Aos meus pais e meus irmãos que mesmo com todas as dificuldades enfrentadas sempre me apoiaram, fazendo com que eu sempre seguisse em frente e me sentisse amada.

Aos meus tios Amélia e Fernando, que me acolheram com muito carinho nesta cidade, mas que infelizmente já não estão nesse mundo para compartilhar esse momento comigo.

Ao meu querido Oscar por sua amizade, carinho, paciência, dedicação e compreensão, que foram muito importantes e que me deram um incentivo a mais nesta nova caminhada em minha vida.

Aos meus queridos amigos: Isabel, Juan Pablo, Lena, Dário, Carol, Kelly e Edmilson que sempre estão presentes compartilhando momentos importantes de minha vida nesta cidade, me dando apoio nos momentos difíceis e rindo nas horas de alegria.

Ao meu eterno orientador Odilon A. P. Tavares, que durante esses longos anos mais do que um orientador, se tornou um grande amigo. Foi graças a essa pessoa tão especial, que me tornei o que sou hoje. Ele que me deu um grande incentivo para me dedicar à Ciência, que me ensinou muitas lições de Física, História da Ciência, e principalmente de companherismo, lealdade, carinho, admiração, humildade e gratidão. O meu muito obrigado, e sem o senhor eu não estaria aqui.

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas - CBPF/MCT, que durante anos tem me acolhido, permitindo-me dedicar à Ciência e conviver com um corpo de pesquisadores de excelência e fazendo com que seus alunos possam avançar cada vez mais na busca do conhecimento.

Ao querido orientador na graduação, L. F. S. Coelho, que sempre acreditou no meu potencial e me apresentou à Física experimental, tornando-se um grande amigo.

Aos meus amigos do Rio de Janeiro, pessoas maravilhosas que amo muito e sempre estiveram ao meu lado. Pessoas que sempre acreditaram em mim, me apoiaram. Pessoas com quem ri e chorei, fui a festas, discuti, abracei. Expresso aqui todo meu carinho com vocês: Vanessa, Martha, Suzana, Milva, Sérgio, Elmar, Daniel, André, Valdeci, David, Douglas Riff, Leonardo, Marcos, Gustavo, Rodrigo, Paulo Karl, Celeste, Reinaldo, Érica, Andréa, Cristina, Juliana, Franciole, Anderson, Diogo, Jobson, Kátia, Tatiana, Silvana, Branca de Neve, Se-

bastião, Margareth, Socorro, Chico, Alejandro, Fábio Zappa, Ana, Nancy, Edson, Cabral, Cícero, Josué, Norma e Vera. Aos amigos que já não estão entre nós: Buda e Luciano, que permanecem em meu coração.

Meu muito obrigado aos professores e amigos: Sérgio (CBPF), Ney Vugmam (UFRJ), Marechal (UFRJ), Ginette (UFRJ), Toni (UFRJ), Edgar (CBPF), Emil (CBPF), Maria Helena (UFRJ), Luca Moriconi (UFRJ), Simões (UFRJ), Antonieta (UFRJ), Hélio Salim (UFRJ), F. Canto (UFRJ), Hilário (CEFET-RJ).

Ao Centro Acadêmico de Física da UFRJ, que me permitiu um aprendizado que vai além dos muros da Universidade. E como esse mundo externo influencia nossa vida dentro desta.

Aos meus amigos de apartamento do CRUSP: Danillo, Igor, Martha, Allana e Uanderson, por terem sido muito pacientes desde minha chegada a esse lar e principalmente na fase de escrita da Dissertação.

Aos queridos amigos: Marisa, Humberto, Mamo, Alexis e Josie.

Aos amigos do IFT: William, Wanderson, Hiroshi, Genilson, Nishi, Gino, L.C., Aldo, Cassana e Leandro, por me permitirem desfrutar da companhia e que são pessoas alegres, gentis e amigas. Obrigada por terem me recebido tão bem.

Aos meus amigos do Laboratório Pelletron: Adriana, Carlos, Orly, Djalma, Julian, Roberto, Robson, Karin, Pedro e Carmem por terem me ajudado muito ao longo desses 2 anos, com sua sincera amizade e apoio para que fosse possível chegar aqui.

Aos funcionários da USP, que hoje também se tornaram meus amigos: Luís, Juruna, Marcos, Eber, Francislene, Rodolfo, Lulu, Wanda, Beth, Zenaide, Jorge, Serginho, Marcelo, Jean, Fabio, Adilson, Sérgio e Pedro.

Meu muito obrigado a D. Judith pelo apoio que foi muito importante para finalização deste trabalho e ao meu amiguinho Ronnie que me fez companhia nas madrugadas de escrita da Dissertação.

A todos os amigos que não citei explicitamente, mas que sabem que foram de grande importância durante minha vida.

Ao CNPQ pelo apoio financeiro tanto no mestrado quanto durante a graduação na UFRJ.

Viviane Morcelle
Abril, 2007

Resumo

Feixes Radioativos de ^8Li e ^6He foram produzidos usando o sistema de duplo solenóide supercondutor do RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil) com um feixe primário de ^7Li com $E_{lab} = 30$ MeV, no acelerador Pelletron do IFUSP. As reações de produção foram: $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^8\text{Be}$ e $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{10}\text{B}$. As distribuições angulares de espalhamento elástico dos feixes radioativos de ^8Li , $E_{lab} = 26,0$ MeV e ^6He , $E_{lab} = 23,0$ MeV e $15,4$ MeV, são medidas sobre um alvo de ^{51}V de $1,9$ mg/cm². As distribuições angulares elásticas foram analisadas usando o modelo óptico, onde as partes real e imaginária são descritas através do Modelo de Interação Não Local chamado Potencial de São Paulo. Os resultados foram comparados com dados disponíveis na literatura. A alta seção de choque de reação, principalmente para o núcleo halo de ^6He , demonstra a importância do canal de dissociação para sistemas de massa intermediária.

Abstract

Radioactive beams of ^8Li and ^6He were produced using the double superconducting solenoid system of RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil) with a primary beam of ^7Li of $E_{lab} = 30$ MeV, at the São Paulo Pelletron Accelerator. The production reactions were $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})^8\text{Be}$ and $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{10}\text{B}$. The angular distributions of the elastic scattering of the ^8Li radioactive beam of 26,0 MeV and ^6He radioactive beams of 23,0 MeV and 15,4 MeV were measured on a ^{51}V target of 1,9 mg/cm². The elastic scattering angular distributions were analyzed using the Optical Model, where the real and imaginary parts are described through the Non-Local Interaction Model called the São Paulo Potential. Results were compared with the data present in the literature. The high reaction cross section, particularly for the halo ^6He , shows evidence of the importance of the break up for these intermediate-mass systems.

Sumário

Lista de Figuras

Lista de Tabelas

1	Introdução	p. 12
2	Fundamentos Teóricos	p. 17
2.1	Espalhamento Elástico	p. 17
2.2	Modelo Óptico	p. 20
2.3	Modelo de Convolução	p. 22
2.4	Modelo de Interação Não-Local	p. 26
2.4.1	Sistematização das densidades	p. 30
3	Arranjo Experimental	p. 33
3.1	Fonte de Íons	p. 33
3.2	Acelerador Pelletron e a Linha do Feixe	p. 35
3.3	Sistema Ribras	p. 37
3.3.1	Sistema de Produção de Feixes Secundários	p. 39
3.3.2	Processo de Seleção e Separação do Feixe Secundário	p. 40
3.4	Câmara de Espalhamento	p. 43

3.5	Alvos	p. 44
3.5.1	Processo de Laminação dos Alvos	p. 45
3.6	Sistema de Detecção	p. 47
3.7	Eletrônica e Sistema de Aquisição de Dados	p. 49
4	Redução e Análise de Dados	p. 51
4.1	Redução dos Dados	p. 51
4.1.0.1	Espectros do Experimento	p. 52
4.2	Determinação da Energia do Feixe Secundário	p. 54
4.2.1	Energia dos Feixes Secundários de ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$	p. 55
4.2.2	Energia dos Feixes contaminantes de ${}^4\text{He}$ e de ${}^6\text{He}$, focalizados juntamente com o feixe de ${}^8\text{Li}$	p. 55
4.3	Seção de Choque Experimental	p. 56
4.3.1	Determinação do Número de Partículas Secundárias e do Jacobiano	p. 57
4.3.2	Determinação do Ângulo Sólido e do Número de Partículas do Alvo Secundário	p. 57
4.3.3	Número de Partículas Incidentes do Feixe Secundário	p. 58
4.4	Determinação da Distribuição Angular	p. 60
4.5	Correção Angular	p. 62
4.6	Resultados Experimentais	p. 64
5	Resultados	p. 67
5.1	Ajuste das Distribuições Angulares	p. 67
5.1.1	Ajuste de Dados do Sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$	p. 67

5.1.2	Ajuste de Dados para os Sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$	p. 70
5.2	Resultados do Ajuste das Distribuições Angulares	p. 71
5.3	Cálculo da Seção de Choque de Reação	p. 75
5.4	Conclusão	p. 80
6	Referências	p. 83

Lista de Figuras

1.1	Carta de Nuclídeos	p. 13
1.2	Núcleo de ${}^6\text{He}$	p. 13
2.1	Coordenadas utilizadas para o Potencial de Dupla Convolução	p. 23
2.2	Ilustração do sistema de coordenadas utilizadas no Potencial de Interação Não-Local. O núcleon do alvo (a), de coordenada ($\vec{r}_a$), troca de posição com o nucleon do projétil (p), de coordenada ($\vec{r}_p$). Após a troca, o nucleon no projétil e no alvo assumem as coordenadas ($\vec{r}'_p$) e ($\vec{r}'_a$), respectivamente. Os centros de massa do projétil (P_{CM}) e do alvo (A_{CM}) são movidos conforme indicado.	p. 27
2.3	Densidade de nucleons para o ${}^{56}\text{Fe}$. 2pF representa o cálculo para a distribuição de dois parâmetros de Fermi (equação 2.35) com $a = 0,5$ fm e $R_0 = 4,17$ fm, e (DHB) representa a distribuição Dirac-Hartree-Bogoliubov [39]	p. 31
2.4	Parâmetro R_0 para as distribuições de Fermi-Dirac, obtido a partir das densidade de nucleons e de matéria nuclear[29]	p. 32
3.1	Fonte de Íons MC-SNICS da empresa NEC	p. 33
3.2	Diagrama esquemático do princípio de funcionamento da Fonte de Íons	p. 34
3.3	Edifício Oscar Sala, no qual está localizado o Acelerador Pelletron	p. 35
3.4	Corrente responsável pelo transporte de carga até o terminal no acelerador Pelletron.	p. 36

3.5	Sistema de Duplo Solenóides RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil), instalado no Laboratório Pelletron no Instituto de Física da Universidade de São Paulo (Foto por Orly Camargo)	p. 38
3.6	Alguns exemplos de reações de transferência de poucos nucleons usados na produção de feixes radioativos com o sistema RIBRAS.	p. 39
3.7	Esquema do sistema RIBRAS com a indicação do feixe primário de 7Li incidindo sobre o alvo primário de 9Be	p. 40
3.8	Modos de focalização do sistema de duplo solenóides: (a) modo paralelo e (b) modo cruzado ou <i>cross – over</i>	p. 43
3.9	Esquema do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento da canalização 45B	p. 44
3.10	Estágios do processo de laminação [39]	p. 46
3.11	Desenhos esquemáticos: (a) Detector barreira de superfície (b) Suporte do telescópio triplo $\Delta E - E1 - E2$	p. 47
3.12	Perfil do feixe secundário de 8Li , medida com o PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter)	p. 49
3.13	Desenho esquemático da eletrônica usada na aquisição dos dados experimentais	p. 49
4.1	Espectro biparamétrico $E \times \Delta E$ obtido à energia de 23,0 MeV com alvo de ^{51}V	p. 52
4.2	Espectro biparamétrico $E \times \Delta E$ obtido à energia de 26,0 MeV com alvo de ^{51}V	p. 53
4.3	Espectro monoparamétrico referente ao espectro biparamétrico do $^8Li + ^{51}V$ (figura 4.2), onde o pico de 8Li é indicado e sua área nos fornece o número de contagens.	p. 54

4.4	Esquema da variação de energia do feixe, devido às reações nos alvos primário e secundário, e perdas nos meios absorvedores.	p. 55
4.5	Gráfico da eficiência de produção do sistema ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, à energia de 22,8 MeV.	p. 61
4.6	Comparação das distribuições angulares de nossos sistemas, considerando a correção no ângulo médio de detecção(círculos cheios) e sem a correção (círculos vazados).	p. 64
4.7	Distribuições angulares dos sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$	p. 65
4.8	Distribuições angulares do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ com $E_{lab}=23,0$ MeV e $E_{lab}=15,4$ MeV, respectivamente.	p. 66
5.1	Comportamento do χ^2_{total} , dado pela equação 5.1, para a difusividade do vanádio, a_a	p. 68
5.2	Comportamento do χ^2_{total} , dado pela equação 5,1, para o parâmetro de normalização da parte imaginária do potencial, N_i	p. 69
5.3	Comportamento do χ^2_{total} , dado pela equação 5,1, para a difusividade do projétil, a_p	p. 70
5.4	Ajustes das distribuições angulares dos sistemas ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$, utilizando o Potencial de São Paulo, com os parâmetros ajustáveis indicados.	p. 72
5.5	Ajustes das distribuições angulares do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, utilizando o Potencial de São Paulo, com os parâmetros ajustáveis indicados.	p. 73
5.6	Distribuição angular elástica do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, à energia de 15,4 MeV, comparada com cálculos usando densidade nuclear extraída das referências:(a)[40] e (b)[50] e os dados experimentais para $p + {}^6\text{He}$ foram extraídos da referência (c)[48].	p. 75

5.7	Distribuição angular elástica do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, à energia de 23,0 MeV, comparada com cálculos usando densidade nuclear extraída das referências:(a)[49] e (b)[50] e os dados experimentais para $p + {}^6\text{He}$ foram extraídos da referência (c)[48].	p. 75
5.8	Resultados disponíveis na literatura para sistemas com projéteis fracamente ligados e/ou com halo sobre alvos de massa intermediária. (1) Resultados da ref.[7], (2)Resultados da ref.[8] e (3) Resultados obtidos no presente trabalho.	p. 77
5.9	Distribuição angular elástica para os sistemas ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ambas com $E_{Lab} = 23,0$ MeV, ajustadas com Potencial de São Paulo.	p. 78
5.10	a)Distribuição Angular para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ b) Distribuições angulares elásticas para os sistemas ${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ e ${}^4\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ e os ajustes foram feitos com ECIS97.c) O mesmo que em b) para os sistemas ${}^8\text{He} + {}^{63}\text{Cu}$ e ${}^4\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$.Resultados extraídos da ref.[9]	p. 79
5.11	a) Distribuição angular elástica para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ a $E_{c.m} = 9,0$ MeV (diamantes) e $E_{c.m} = 12,4$ MeV (triângulos).b) Distribuição angular de espalhamento elástico para o sistema ${}^4\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ (círculos) e ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ (triângulos), ambos a $E_{c.m} = 12,4$ MeV. Também são apresentados os respectivos ajustes feitos com cálculos de modelo óptico [8].	p. 80

Lista de Tabelas

4.1	Energia do feixe secundário no meio do alvo de ^{197}Au , nos referenciais do laboratório e do centro de massa, respectivamente e a barreira coulombiana para cada sistema de interesse.	p. 59
4.2	Energias dos feixes secundários no meio do alvo, posição angular do alvo secundário e eficiência de produção, respectivamente.	p. 62
4.3	Divergência angular e mancha do raio do feixe secundário, respectivamente, para cada energia.	p. 63
5.1	Resultados para as difusividades do projétil (a_p) e do alvo (a_a), normalização da parte imaginária (N_i) e a seção de choque de reação(σ_R).	p. 71
5.2	Resultados para a seção de choque de reação total reduzida, σ_R^{red} e para a energia no centro de massa reduzida para os sistemas de nosso estudo. . .	p. 77

1 Introdução

A possibilidade de se realizar experiências com núcleos que podem atingir valores elevados de isospin e energias de ligação muito pequenas, tem despertado um interesse cada vez maior pelo estudo dos núcleos exóticos, constituindo-se em um dos campos mais ativos da Física Nuclear atualmente, e um dos principais responsáveis pela evolução que ela atravessa nas últimas décadas. Os núcleos exóticos encontram-se fora da linha de estabilidade beta, e recebem esta denominação por apresentarem excesso de neutrons ou prótons, e propriedades bastante diferentes dos núcleos estáveis. São conhecidos aproximadamente 300 núcleos estáveis e pouco mais de 3000 núclídeos fora da linha de estabilidade, como ilustrado na figura (1.1). Os quadrados negros representam os núcleos estáveis e à direita da linha de estabilidade encontram-se os núcleos ricos em neutrons, e à esquerda os ricos em prótons. Esses núcleos radioativos não são encontrados na natureza, mas são essenciais para compreendermos como foram produzidos os núcleos estáveis na nucleossíntese, suas respectivas abundâncias, e possibilitam que ampliemos nosso entendimento do que ocorre nos processos que determinam a evolução do Universo.

O uso de feixes radioativos tem fortes implicações em Astrofísica Nuclear, por exemplo, medindo reações fora da linha de estabilidade e com grande impacto para abundâncias na nucleossíntese estelar ou primordial. Tanto a nucleossíntese primordial, depois do Big Bang, como a explosão de Novas e Supernovas, e o processo de evolução de estrelas supermassivas (que ocorrem num ambiente de altas densidade e temperatura) envolvem, inevitavelmente, núcleos radioativos [1]. Estes núcleos, além de apresentarem baixíssimas energias de ligação e valores grandes de isospin, possuem características muito peculiares, tais como: (i) mod-

Figura 1.1: Carta de Nuclídeos

ificações na estrutura de camadas, com diferentes números mágicos, além de novos modos coletivos de excitação; (ii) apesar do excesso de partículas que possuem e de se dissociarem facilmente durante a colisão, fundem-se com outros núcleos, do mesmo modo que os núcleos estáveis [2]; (iii) densidades anômalas, como halo nuclear, uma nuvem pouco densa formada por neutrons, que giram ao redor do caroço[3](figura 1.2); (iv) Estrutura Borromean, a qual é um sistema ligado de três corpos, onde qualquer um dos dois subsistemas é não-ligado[4]. Estas características podem afetar fortemente reações que envolvam projéteis radioativos.

Figura 1.2: Núcleo de ${}^6\text{He}$

O estudo das propriedades nucleares foi realizado no passado principalmente na região em torno da linha de estabilidade nuclear, na qual o tempo de vida dos nuclídeos é razoavelmente longo. Na medida em que nos afastamos da linha de estabilidade, as meias-vidas dos nuclídeos

decrecem, dificultando a realização de medidas experimentais. Durante a década de 60 foram feitas as primeiras experiências para se produzir feixes de núcleos fora da linha de estabilidade [5], realizadas no CERN, bombardeando alvos de La (Lantânio) e U (Urânio) com feixe de prótons de 600 MeV. Com baixas energias cinéticas, cerca de 60 KeV, foram produzidos feixes de núcleos pesados ricos em prótons. Somente na década de 80, com a evolução dos aceleradores, foi possível a produção de feixes energéticos de núcleos instáveis radioativos, com uma intensidade que permitiu a realização das primeiras experiências de espalhamento com projéteis instáveis.

A possibilidade de se produzir esses feixes radioativos causou grande impacto na Física Nuclear, e assim, em 1985, Willy Fowler colocou: "Nós estamos no meio de um daqueles excitantes e estimulantes períodos que ocorrem na Ciência de tempos em tempos. Tem agora se tornado claro que é preciso dados experimentais sobre as propriedades e interação desses núcleos radioativos necessários para a Astrofísica Nuclear... Vamos em frente com isso!". Em 2004, foi instalado no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP, o sistema RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brazil) [6], constituindo-se na única instalação disponível no hemisfério Sul para produção de feixes radioativos.

O sistema RIBRAS consiste de um duplo solenóide supercondutor e tem como objetivo a produção de feixes radioativos de baixa energia, como ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{17}\text{F}$ e outros, tal como sua utilização para investigarmos a estrutura de núcleos exóticos e medirmos as taxas de reações envolvendo esses núcleos [6].

Durante uma interação nuclear, diversos tipos de processos podem ocorrer. O principal deles é o espalhamento elástico. Este processo é caracterizado pelo fato do canal de saída ser idêntico ao canal de entrada, preservando os seus respectivos estados quânticos e diferindo apenas nas direções dos movimentos dos sistemas envolvidos. Se após a colisão o estado quântico do canal de saída (por ex., energia) for diferente do original, dizemos que o sistema foi levado para outro canal de reação. Os canais de reação observados com maior frequência são os inelásticos. Porém existem também canais de reação em que ocorrem redistribuições de nucleons entre projétil e alvo, dentre eles temos as reações de transferência, dissociação

(break up) e fusão.

O espalhamento elástico é o processo mais simples e direto, sendo essencial para o entendimento de mecanismos de reação mais complexos, além de ser o principal canal de reação em colisões de íons pesados com energias em torno da barreira coulombiana. Na análise de dados de espalhamento elástico tem sido amplamente utilizado o modelo óptico, no qual o potencial de interação nuclear é um potencial complexo, que possui uma parte real que é responsável pelo espalhamento elástico, e uma parte imaginária, que tem por objetivo simular a perda de fluxo do canal elástico para os demais canais de reação envolvidos na colisão. Dessa forma, o estudo da distribuição angular elástica de sistemas que envolvem projéteis exóticos fornece importantes informações sobre o potencial de interação nuclear óptico e também permite calcular a seção de choque de reação total. Tem sido observado um significativo aumento da seção de choque de reação total em sistemas compostos de projéteis exóticos com halos de neutron (${}^6\text{He}$, por exemplo) em colisão com alvos pesados (${}^{208}\text{Pb}$, ${}^{209}\text{Bi}$) e de massa intermediária (${}^{64}\text{Zn}$, ${}^{65}\text{Cu}$) [7,8,9], quando comparados com projéteis estáveis fracamente ligados, porém não-halos, como o ${}^{6,7}\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}$, entre outros [10], ou com núcleos fortemente ligados como ${}^4\text{He}$ [8, 9]. No presente trabalho buscou-se compreender o que ocorre nas interações induzidas por projéteis exóticos em alvos de massa intermediária no regime de baixas energias, através da análise de dados de espalhamento elástico. Os dados experimentais foram obtidos na primeira experiência realizada com o sistema RIBRAS, que está instalado na canalização 45B da sala experimental do acelerador Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Esta experiência ocorreu em janeiro de 2004, durante a XIII Escola de Verão "Jorge André Swieca" de Física Nuclear Experimental, da qual participei ativamente.

Os projéteis radioativos usados foram ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$, e o alvo sólido é de ${}^{51}\text{V}$ com espessura de $1,9\text{ mg/cm}^2$. As energias dos feixes secundários de ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$ foram 23,0 MeV e 26,0 MeV, respectivamente. A intensidade do feixe radioativo, $10^4 - 10^5$ pps, não pode ser medida diretamente, devido a seu pequeno valor. Ela é determinada indiretamente, usando o espalhamento elástico Rutherford do feixe radioativo sobre um alvo de ${}^{197}\text{Au}$ cuja seção de choque é bem conhecida, restando como única incógnita a intensidade do feixe radioativo. Também foram

analisados dados referentes ao sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, e sua distribuição angular foi comparada com os resultados obtidos para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ambos medidos à mesma energia no referencial do laboratório. A presente dissertação está organizada da seguinte forma: A introdução é apresentada no capítulo 1. A Fundamentação Teórica usada em nosso trabalho é descrita no capítulo 2. No capítulo 3, é descrito o procedimento experimental utilizado para a obtenção dos dados. No capítulo 4, apresentamos o método utilizado para a análise dos dados. No capítulo 5, apresentamos como foram ajustadas as distribuições angulares, os resultados obtidos e as conclusões do presente estudo.

2 Fundamentos Teóricos

2.1 Espalhamento Elástico

Uma das formas de se estudar um núcleo atômico é produzir uma colisão desse núcleo com um projétil devidamente escolhido e, em seguida, medir as propriedades dos produtos formados após a colisão. O principal processo é o espalhamento elástico. As partículas espalhadas são observadas quanto à sua natureza, distribuição angular e energia. Com esses dados é possível obter importantes informações sobre a interação projétil-alvo.

Para simplificar o tratamento, iremos considerar partículas sem spin e no limite não-relativístico. O alvo é considerado com espessura suficientemente delgada para que não ocorra espalhamento múltiplo, excluindo também efeitos de espalhamento coerente, como a difração de raios X e neutrons por um cristal [11].

Considerando a interação de um projétil p com um núcleo alvo A , o espalhamento elástico é esquematicamente representado por:

$$p + A = p + A \quad (2.1)$$

A equação de Schrödinger independente do tempo que descreve o movimento relativo das partículas é:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\Psi + U(r)\Psi = E\Psi, \quad (2.2)$$

onde E é a energia no referencial do centro de massa;

μ é a massa reduzida do sistema, $\mu = \frac{m_p m_a}{m_p + m_a}$, com m_p e m_a representando as massas do projétil e do alvo, respectivamente;

$U(r)$ é o potencial de interação.

O potencial de interação é dado pela soma de um termo referente à interação coulombiana e outro relacionado à interação nuclear.

$$U(r) = V_c(r) + V_n(r), \quad (2.3)$$

onde $V_c(r)$ é o potencial coulombiano e $V_n(r)$ é o potencial nuclear.

A partir da solução assintótica da equação (2.2) pode ser obtida a seção de choque elástica no referencial do centro de massa.

De forma geral, a solução assintótica da equação (2.2) para partículas neutras é dada por:

$$\Psi(r, \theta, \Phi) \longrightarrow N \left[\exp(i \vec{k} \cdot \vec{r}) + \frac{f(\theta, \phi)}{r} \exp(ikr) \right], \quad (2.4)$$

onde o número de ondas k é dado por

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E}{\hbar^2}} \quad (2.5)$$

O primeiro termo da equação (2.4) é referente à onda incidente, que se propaga ao longo do eixo z e possui número de ondas k , e o segundo termo caracteriza a onda emergente, que é esférica e possui amplitude $f(\theta, \phi)$. O potencial $U(r)$ é esféricamente simétrico, o que nos permite separar a função de onda em uma parte radial e outra angular, e assim como temos simetria axial, a solução não deve depender da coordenada ϕ .

A amplitude total de espalhamento, $f(\theta)$, é dada pela soma das amplitudes de espalhamento coulombiano e nuclear, de modo que:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f_n(\theta) \quad (2.6)$$

Fazendo a expansão em termos do momento angular orbital l , temos que:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} [S_l - 1] P_l(\cos\theta), \quad (2.7)$$

onde o segundo termo representa a parte nuclear da amplitude de espalhamento, $f_n(\theta)$.

S_l é a matriz de espalhamento nuclear e é dada por:

$$S_l = \eta_l e^{2i\delta_l}, \quad (2.8)$$

onde η_l é o coeficiente de reflexão e δ_l é a defasagem nuclear, que neste caso é real e deve obedecer a condição: $\delta_l = 0$ para $U(r) = 0$, para qualquer valor de l . O coeficiente de reflexão, η_l , está associado à absorção de partículas, ou seja, a perda de fluxo do canal elástico na presença de um potencial nuclear complexo, $U_n(r)$. No caso em que se tem $|\eta_l| = 1$, o potencial é real e não há absorção. Se $|\eta_l| < 1$ há absorção de partículas do canal elástico.

Para o espalhamento puramente coulombiano temos $\delta_l = 0$ com $\eta_l = 1$, e podemos mostrar que para este caso:

$$f(\theta) = f_c(\theta) \quad (2.9)$$

obtendo-se a amplitude de espalhamento coulombiana como:

$$f_c(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) [\exp(2i\sigma_l) - 1] P_l(\cos\theta) \quad (2.10)$$

A seção de choque diferencial elástica é

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 \quad (2.11)$$

e a seção de choque total elástica é dada por

$$\sigma_{el} = \int_0^{2\pi} \int_0^\pi |f(\theta)|^2 \sin \theta d\theta d\phi = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_l|^2 \quad (2.12)$$

Como o potencial de interação total, $U(r)$, é complexo, e sua parte imaginária corresponde à absorção de fluxo do canal elástico, a seção de choque de absorção, também conhecida como seção de choque de reação, é expressa através de

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l|^2) \quad (2.13)$$

A seção de choque total, σ_T , é dada pela soma da seção de choque total elástica, σ_{el} , e a seção de choque de reação, σ_R :

$$\sigma_T = \sigma_{el} + \sigma_R \quad (2.14)$$

$$\sigma_T = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - \text{Re} S_l) \quad (2.15)$$

2.2 Modelo Óptico

Considerando a colisão entre um projétil (Z_p, A_p) e um núcleo-alvo (Z_a, A_a) , onde Z e A são definidos como o número atômico e o de massa, respectivamente. Podemos admitir que este projétil possa ser absorvido pelo alvo, de modo análogo ao que ocorre na ótica, quando raios de luz incidem sobre meios translúcidos e são absorvidos. Daí advém o nome Modelo Óptico [13].

Como visto na seção anterior, a equação de Schrödinger independente do tempo para esta colisão numa energia de centro de massa E , é dada por:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 \Psi + U(R, E) \Psi = E \Psi \quad (2.16)$$

$U(R, E)$ é o potencial de interação entre os núcleos projétil e alvo, sendo dado pela soma de um termo que se refere a interação coulombiana com um termo relacionado ao potencial óptico, de modo que:

$$U(R, E) = V_c(R) + V_{opt}(R, E) \quad (2.17)$$

$V_c(R)$ é o potencial coulombiano, sendo considerado como o potencial de interação entre uma carga puntiforme ($Z_p e$), que representa o projétil, e uma esfera carregada ($Z_a e$) de raio R_c , assim:

$$V_c(R) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_a e^2}{R}; & \text{se } R > R_c \\ \frac{Z_p Z_a e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{R^2}{R_c^2}\right); & \text{se } R \leq R_c \end{cases} \quad (2.18)$$

onde o raio R_c é definido como $R_c = r_0(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})$, e $r_0 \sim 1,2$ fm é o valor reduzido do raio nuclear.

O potencial óptico depende diretamente da distância projétil-alvo e da energia, ambos no referencial do centro de massa. É composto de uma parte real, $V(R, E)$ e outra imaginária, $W(R, E)$.

$$V_{opt}(R, E) = V(R, E) + iW(R, E) \quad (2.19)$$

A parte imaginária do potencial tem uma função similar à parte imaginária do índice de refração da luz, o qual representa a absorção da luz. No caso nuclear, este termo representa a atenuação do fluxo incidente no canal de entrada, simulando a abertura de diversos canais de reação, ou seja, a perda de fluxo do canal elástico para outros como transferência, fusão, fissão, dissociação e outros.

Ao longo dos anos, os físicos têm realizado análises de dados baseadas no modelo óptico, usando principalmente o potencial de Woods-Saxon como fator de forma do potencial óptico.

$$V(R) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left[\frac{R-R_0}{a_r}\right]} \quad (2.20)$$

$$W(R) = \frac{-W_0}{1 + \exp\left[\frac{R-R_{i0}}{a_i}\right]} \quad (2.21)$$

O potencial de Woods-Saxon não tem fundamentos microscópicos, e representa a distribuição da matéria nuclear de forma empírica. Possui seis parâmetros livres ($V_0, a_r, R_0, W_0, a_i, R_{i0}$), e que são ajustados a fim de obter um bom acordo com a seção de choque experimental de espalhamento elástico. Este potencial tem sido bem sucedido numa ampla região de energia, tanto para íons leves quanto para íons pesados, apesar das ambigüidades nos parâmetros obtidos [12].

Ao longo dos anos, modelos mais realistas têm sido propostos, buscando-se representar melhor a dependência do potencial óptico com a energia e com o sistema de interesse. Nestes modelos, outros tipos de potenciais têm sido utilizados como, por exemplo, o Potencial de Convolução(Double-Folding) e o Potencial de Interação Não-Local (Potencial de São Paulo).

2.3 Modelo de Convolução

Foi proposto em 1954 por Feshbach e colaboradores [13], com o objetivo de eliminar ambigüidades oriundas da utilização de potenciais fenomenológicos, como o de Woods-Saxon. Este potencial é conhecido como potencial de convolução, e foi usado pela primeira vez para sistemas pesados em 1964 [14].

Este potencial é obtido da convolução da interação nucleon-nucleon com as densidades dos núcleos da colisão[15] e é dado por:

$$V_{Fold}(R) = \int \int \rho_1(r_1) \rho_2(r_2) V_{nn}(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2) d\vec{r}_1 d\vec{r}_2, \quad (2.22)$$

onde $V_{nn}(r)$ é a interação efetiva nucleon-nucleon, ρ_i são as respectivas distribuições de densidade de matéria dos dois núcleos no estado fundamental, e R é a distância entre os centros dos núcleos.

Esse potencial é chamado de Dupla Convolução (*Double – Folding*), pois envolve a integração sobre duas densidades. As coordenadas envolvidas na equação (2.22) são ilustradas na figura a seguir:

Figura 2.1: Coordenadas utilizadas para o Potencial de Dupla Convolução

Vários modelos têm sido propostos para descrever a interação nucleon-nucleon. O modelo realístico mais utilizado é o M3Y [16], que utiliza potenciais de Yukawa. Existem duas versões deste modelo, a M3Y-Reid [15] e a M3Y-Paris [17] e que têm descrito muito bem tal interação. O modelo M3Y-Reid é dado por

$$V_{nn}(\vec{r}) = 7999 \frac{e^{-4r}}{4r} - 2134 \frac{e^{-2r}}{2,5r} + J_{00} \delta(\vec{r}) \quad (2.23)$$

Os dois primeiros termos se referem a potenciais de Yukawa e são responsáveis pela parte direta da interação nucleon-nucleon efetiva. O terceiro termo está relacionada a não localidade de Pauli, simulando efeitos não locais de trocas do projétil e alvo na aproximação de alcance nulo. A magnitude de J_{00} é determinada empiricamente, através do espalhamento de

prótons em energias até 80 MeV. Este termo está levemente relacionado a energia do próton, e é dado através da expressão:

$$J_{00} \sim -276[1 - 0,005E](MeV fm^3) \quad (2.24)$$

O potencial de convolução tem sido bem sucedido na descrição de um grande número de dados de seção de choque de espalhamento elástico numa grande faixa de energia [15]. A parte real do potencial óptico é descrita pelo potencial de convolução multiplicado por um fator de normalização, o qual é dependente da energia e ajustável. O potencial de convolução está diretamente ligado à interação nuclear, enquanto o fator de normalização deve simular os efeitos do potencial de polarização. Valores próximos a unidade têm sido obtidos para o fator de normalização [15], em energias em torno da barreira coulombiana, o que é um indicativo da validade deste potencial na descrição da interação projétil-alvo nesta faixa de energia. A parte imaginária do potencial óptico é do tipo Woods-Saxon com três parâmetros ajustáveis.

O fator de normalização apresenta uma grande variação com a energia, sendo que em alguns casos tem se apresentado com um valor bem menor que a unidade [16]. Em experimentos utilizando partículas alfa, com energias em torno de 35 MeV/ nucleon, foi encontrado um valor de cerca de 0,5 [18]. Fato semelhante foi observado em experiências envolvendo sistemas pesados. Tais resultados (fator de normalização bem menor que um) não podem ser justificados com efeitos devidos ao potencial de polarização, pois previsões teóricas [19] têm evidenciado que a magnitude deste potencial em relação ao potencial de convolução é mínima nesta região de energia. Além disso, para que esses efeitos fossem relevantes seria necessário que a parte real do potencial de polarização fosse repulsiva. O que ocorre entretanto é que esta é atrativa e portanto o fator de normalização deveria ser maior que a unidade.

Com o objetivo de resolver essas questões, outros modelos, baseados no potencial de convolução e que levavam em consideração a dependência da interação nucleon-nucleon com a densidade nuclear, começaram a ser propostos para descrever a interação nuclear em sistemas pesados. A primeira versão desses modelos de convolução dependentes da densidade admite

que a interação M3Y-Reid é multiplicada por um fator dado por:

$$f(\rho, E_n) = C(E_n) [1 + \alpha(E_n)e^{-\beta(E_n)\rho}] \quad (2.25)$$

Onde $\rho = \rho_1(r_1) + \rho_2(r_2)$ e E_n é a energia do nucleon incidente. Os parâmetros C , α e β dependem da energia, e são determinados de modo que a integral de volume do potencial se ajuste bem aos cálculos de Brueckner [20], para o espalhamento de um nucleon pela matéria nuclear. Porém, existem problemas em se utilizar a equação (2.25) para o cálculo do fator $f(\rho, E_n)$. Por exemplo, quando ocorre a superposição de dois íons, esse modelo fornece resultados para a densidade cerca de duas vezes maior que a da matéria nuclear "normal", o que demonstra problemas relacionados à saturação da matéria nuclear. A energia de ligação por nucleon (B) deveria saturar, ou seja, apresentar um mínimo em função da densidade, ρ , para um valor $\rho_0 \sim 0,17 \text{ fm}^{-3}$ e que está relacionada com a incompressibilidade, K , através da relação:

$$K = 9\rho_0^2 \left(\frac{\partial^2 B}{\partial \rho^2} \right) \quad (2.26)$$

A fim de contornar esses problemas envolvendo a saturação da matéria nuclear, novos modelos foram propostos buscando dar conta de descrições mais reais da interação nuclear [21, 22, 23, 24]. Esses modelos procuram obter informações sobre a incompressibilidade, através de experiências de espalhamento elástico com sistemas pesados em energias intermediárias [25], e propõem que parâmetros livres no fator $f(\rho, E_n)$ são ajustáveis através destes dados experimentais [25]. Um modelo que tem sido muito bem sucedido é o DDM3Y1, que fornece uma incompressibilidade $K=270 \text{ MeV}$, o que está de acordo com resultados experimentais de ressonâncias gigantes isoescalares [26].

O modelo de convolução acima descrito é bem sucedido e amplamente utilizado, podendo no entanto se questionar a forma arbitrária de sua dependência com a densidade e o grande número de parâmetros ajustáveis.

2.4 Modelo de Interação Não-Local

Vários modelos foram propostos com o objetivo de descrever a interação nuclear entre íons pesados. A evolução desses modelos demonstrou que o potencial nuclear além de dependente em energia, possuía uma forte dependência com a densidade nuclear. A análise de dados de espalhamento elástico ilustrava que esses modelos ainda precisavam ser refinados e dessa forma foi proposto o modelo de interação não-local [27, 28, 29], o qual relacionava a dependência em energia do potencial nuclear com efeitos de não-localidade de Pauli, que são oriundos da natureza fermiônica dos nucleons que constituem a matéria nuclear.

O primeiro modelo desenvolvido, que levava em consideração os efeitos de não-localidade de Pauli, foi proposto em 1962 por Perey e Buck, com o objetivo de descrever a interação nucleon-núcleo [30]. Poucos anos depois, este modelo foi utilizado por Jackson e Johnson no estudo do comportamento de potenciais fenomenológicos em sistemas com partículas alfa[31].

A não-localidade de Pauli prevê que durante a interação entre dois núcleos pode ocorrer que um nucleon pertencente ao projétil troque de lugar com outro nucleon pertencente ao alvo. O potencial de interação $U(\vec{R}, \vec{R}')$ leva em conta essa troca de nucleons e depende diretamente dos vetores $(\vec{R}, \vec{R}')$, os quais conectam os centros de massa dos dois núcleos antes e depois da troca, respectivamente, indicados na figura (2.2).

Figura 2.2: Ilustração do sistema de coordenadas utilizadas no Potencial de Interação Não-Local. O núcleon do alvo (a), de coordenada ($\vec{r}_a$), troca de posição com o nucleon do projétil (p), de coordenada ($\vec{r}_p$). Após a troca, o nucleon no projétil e no alvo assumem as coordenadas ($\vec{r}'_p$) e ($\vec{r}'_a$), respectivamente. Os centros de massa do projétil (P_{CM}) e do alvo (A_{CM}) são movidos conforme indicado.

Ao tratarmos o espalhamento entre íons pesados devido a interações não-locais, é indispensável resolver a seguinte equação integro-diferencial

$$-\frac{\hbar}{2\mu}\nabla^2\Psi(\vec{R})+[V_c(R)+V_{pol}(R,E)+iW_{pol}(R,E)]\Psi(\vec{R}')+\int U(\vec{R},\vec{R}')\Psi(\vec{R}')d\vec{R}'=E\Psi(\vec{R}'), \quad (2.27)$$

V_c é a interação coulombiana, considerada como sendo local. V_{pol} e W_{pol} são as partes real e imaginária do potencial de polarização, respectivamente e contêm a contribuição proveniente do acoplamento de canais inelásticos. Estes termos estão relacionados com a não-localidade de Feshbach [27], resultando numa dependência adicional do potencial óptico com a energia. $U(\vec{R},\vec{R}')$ corresponde à interação nuclear "bare" e sua não-localidade é denominada não-localidade de Pauli.

No trabalho de Perey-Buck [30], a parte dependente da não-localidade do potencial $U(\vec{R},\vec{R}')$ é representada por uma função gaussiana [30, 33]. O uso deste tipo de função foi fundamentado por meio de estudos sustentados em um tratamento teórico microscópico do

espalhamento nucleon-núcleo [18,30,33].

$$U(\vec{R}, \vec{R}') = V_{NL}\left(\frac{\vec{R} + \vec{R}'}{2}\right) \frac{1}{\pi^{3/2}b^3} \exp^{-(\vec{R} + \vec{R}')/b)^2} \quad (2.28)$$

sendo b o alcance da não-localidade de Pauli. No limite em que $b \rightarrow 0$, a equação (2.27) se reduz a equação de Schrödinger convencional.

O alcance da não-localidade para sistemas de íons pesados está relacionado ao alcance para sistemas nucleon-núcleo [24, 27, 34], b_0 , através de:

$$b \approx \frac{b_0 m_0}{\mu} \quad (2.29)$$

Onde $b_0 = 0,85$ fm, m_0 é massa do nucleon e μ a massa reduzida do sistema.

A grande dificuldade em se solucionar numericamente a equação integro-diferencial (equação 2.27) se encontra no fato dos altos valores de momento angular orbital apresentados por íons pesados. Nos anos 60, Perey e Buck [30] propuseram um potencial local-equivalente para a descrição de sistemas nucleon-núcleo. Este modelo foi generalizado por Chamon e colaboradores [27, 28, 29] para sistemas de íons pesados. O potencial local equivalente obtido é real, não-absortivo e independente do momento angular.

$$V_{LE}(r, E) \simeq V_{NL}(r) e^{-\gamma[E_{c.m} - V_c - V_{LE}(r, E)]} \quad (2.30)$$

onde $\gamma = \frac{\mu b^2}{2\hbar^2}$ e b é o alcance da não-localidade de Pauli.

O potencial não-local $V_{NL}(r)$, para sistemas de íons pesados, foi associado ao potencial de convolução (Double-Folding)[35].

$$V_{NL}(r) = V_{Fold}(r) \quad (2.31)$$

onde V_{Fold} é dado pela equação (2.22)

As densidades dos núcleos interagentes foram obtidas a partir de uma sistematização de densidades nucleares feita por Chamon e colaboradores [29], e será discutido no próximo tópico.

Classicamente, podemos relacionar os termos do expoente da equação (2.30) com a energia cinética (E_k) e a velocidade relativa entre os nucleons (v), de modo que:

$$v^2 = \frac{2}{\mu} [E - V_c(R) - V_{LE}(R, E)] \quad (2.32)$$

Em energias próximas da barreira coulombiana $E \approx V_c(r_B) + V_{LE}(r_B)$, onde r_B é raio da barreira coulombiana, o efeito da não-localidade é desprezível e $V_{LE}(r, E) \sim V_{Fold}(r)$. Porém, quanto maior for a energia, maior será este efeito. Por exemplo, em energias próximas de 200 MeV/nucleon, o potencial local equivalente é cerca de uma ordem de grandeza menos intenso que o potencial de convolução correspondente [29, 35].

O potencial de convolução é dado pela convolução entre as densidades de matéria dos núcleos e o potencial de interação nucleon-nucleon, $V_{nn}(r)$ (interação M3Y-Reid). Neste caso, a dependência com a energia está totalmente associada ao alcance da não-localidade de Pauli. A equação (2.30) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$V_{LE}(r, E) = V_{Fold}(r) e^{-[m_o b_o v / 2\hbar^2]} \simeq V_{Fold}(r) e^{-4v^2/c^2}, \quad (2.33)$$

onde c é a velocidade da luz.

De modo que, o efeito da não-localidade de Pauli equivale a uma interação nuclear dependente da velocidade relativa dos núcleos participantes da reação.

O modelo não-local acima apresentado foi usado para o ajuste dos dados experimentais deste trabalho, sendo que para a parte imaginária foi adotado o mesmo fator de forma da parte real, $W(r) = N_i V(r)$, onde N_i é a normalização da parte imaginária, podendo ser ajustada.

2.4.1 Sistematização das densidades

No modelo de convolução, o potencial está diretamente relacionado com as densidades dos núcleos interagentes. A densidade de matéria nuclear é obtida por meio da convolução entre a densidade de matéria do nucleon, que é considerada como sendo aproximadamente igual à densidade de carga do próton $\rho_{ch,p}$ e as densidades de nucleons do núcleo. As distribuições de carga e matéria são normalizadas pelo número de prótons e nucleons, respectivamente. A distribuição de carga (ρ_{ch}) é obtida através da convolução entre a distribuição de prótons do núcleo (ρ_p) com a distribuição de carga intrínseca do próton no espaço livre ($\rho_{ch,p}$):

$$\rho_{ch}(r) = \int \rho_p(\vec{r}') \rho_{ch,p}(\vec{r} - \vec{r}') d\vec{r}' \quad (2.34)$$

onde $\rho_{ch,p}$ é representada por uma função exponencial com $a = 0,235$ fm.

Isto conduziu à sistematização das densidades nucleares de íons pesados feita por Chamon e colaboradores [29]. Nesta sistematização, as densidades foram calculadas através do modelo DHB (Dirac-Hartree-Bogoliubov)[37], e comparadas com as distribuições de carga experimentais obtidas do espalhamento de elétrons por núcleos [38]. As densidades de carga e matéria, de forma aproximada, podem ser descritas por uma distribuição de Fermi-Dirac com dois parâmetros (2pF), aqui R_0 e a .

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \quad (2.35)$$

$$4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^2 dr = X \quad (2.36)$$

onde X pode ser o número de prótons (Z), neutrons (N) ou de nucleons ($N + Z$)

A forma da densidade de nucleons(figura 2.3, equação 2.35) demonstra um comportamento "linear" nas regiões internas, devido à saturação do meio nuclear, decaindo rapidamente nas regiões externas, o que está relacionado com o parâmetro de difusividade, a .

Figura 2.3: Densidade de nucleons para o ^{56}Fe . 2pF representa o cálculo para a distribuição de dois parâmetros de Fermi (equação 2.35) com $a = 0,5$ fm e $R_0 = 4,17$ fm, e (DHB) representa a distribuição Dirac-Hartree-Bogoliubov [39]

As distribuições de Fermi-Dirac não descrevem de maneira exata nem as densidades teóricas nem a maioria das densidades obtidas experimentalmente [29]. No entanto, o seu uso sistemático permite determinar comportamentos gerais para os raios e difusividades.

As difusividades correspondentes às densidades são determinadas através do cálculo da derivada logarítmica da densidade na região da superfície ($R \cong R_0 \pm 2\text{fm}$).

$$a \sim \frac{-\rho(r)}{\frac{d\rho}{dr}} \quad (2.37)$$

Resultados obtidos por Chamon e colaboradores [29], através da sistematização de densidades para diferentes núcleos, apontam que a difusividade se estende em torno de um valor médio $\bar{a}_N = 0,5$ fm para a densidade de nucleons e $\bar{a}_M = 0,56$ fm para a densidade de matéria, sendo este valor expressivamente maior para $\bar{a}_M$, uma consequência do uso do procedimento folding [29]. O desvio padrão, para ambos, é de 0,02 fm e deve-se a efeitos de estrutura nuclear. Em relação ao potencial de convolução, os efeitos de estrutura nuclear se manifestam predominantemente na região superficial e estão diretamente ligados a dispersão da difusividade da densidade [29].

O raio quadrático médio (r_{rms}) da distribuição é determinado por meio da equação (2.38):

$$r_{rms} = \sqrt{\frac{\int r^2 \rho(r) d\vec{r}}{\int \rho(r) d\vec{r}}} \quad (2.38)$$

O raio R_0 para a distribuição de Fermi-Dirac é determinado admitindo que r_{rms} deve ser igual aos resultados obtidos através do espalhamento de elétrons [38] e de cálculos teóricos (DHB) [37], que apresentam boa concordância.

As densidades de nucleons e de matéria exibem resultados muito similares para R_0 , R_0^N e R_0^M , respectivamente (figura 2.4), com um desvio padrão de 0,07 fm, também devido a efeitos de estrutura nuclear. Os raios R_0^N e R_0^M são descritos através da equação:

$$R_0^N = R_0^M = 1,31A^{1/3} - 0,84(fm) \quad (2.39)$$

Figura 2.4: Parâmetro R_0 para as distribuições de Fermi-Dirac, obtido a partir das densidade de nucleons e de matéria nuclear[29]

3 Arranjo Experimental

3.1 Fonte de Íons

A fonte de íons utilizada em nossa experiência é do tipo MC-SNICS (Multi Cathode Source of Negative Ion by Cesium Sputtering), fabricada pela NEC e localizada no oitavo andar do Laboratório Pelletron (figura 3.1). Esta fonte foi instalada em 2003, e assim foi possível obter feixes mais intensos do que os produzidos com a fonte anterior, que era do tipo SNICS-I.

Figura 3.1: Fonte de Íons MC-SNICS da empresa NEC

Esta fonte é capaz de produzir feixes negativos da maioria dos elementos químicos, que abrangem desde hidrogênio até os mais pesados, com exceção dos gases nobres. Possui um disco multi-catodo que tem capacidade para até 32 catodos, cada catodo com raio de 0,5 mm, que podem ser substituídos sem perda do vácuo ou interrupção de seu funcionamento. Seu princípio de funcionamento está ilustrado na figura (3.2).

Um reservatório de césio é aquecido até cerca de 120°C, produzindo vapor do mesmo,

Figura 3.2: Diagrama esquemático do princípio de funcionamento da Fonte de Íons

o qual é introduzido no interior de uma câmara blindada que está localizada entre o ionizador e o cátodo refrigerado. Uma parte deposita-se sobre o cátodo formando uma fina camada de césio e a outra entra em contato com a superfície aquecida do ionizador ($1000\text{-}1200^\circ\text{C}$), onde evapora imediatamente em altas taxas de íons positivos de césio. Esses íons são acelerados em direção ao cátodo. Este cátodo possui uma pequena amostra do elemento que se deseja como feixe, que se encontra na forma de pastilha. O césio acelerado ao incidir na pastilha, extrai partículas do cátodo, através do processo de *sputtering* (pulverização catódica). As partículas arrancadas, ao atravessarem a película de césio formada na superfície do cátodo, ganham elétrons, formando um feixe negativo. Este feixe é extraído através do extrator, que opera a 12 KV. Se este feixe extraído fosse diretamente injetado no acelerador sofreria grande dispersão à entrada do Pelletron devido ao forte gradiente de potencial no tubo acelerador. A fim de melhorar as condições de injeção e transmissão do feixe no acelerador, aumenta-se a energia cinética do feixe incidente. Isso é feito através da elevação de toda a região de produção de íons negativos a um potencial de cerca de -80 KV. Em seguida, o feixe é introduzido no ímã ME-20 cujo valor máximo de ME/Z^2 é 20 MeV. Este eletroímã tem por função fazer uma seleção em massa do feixe e defletá-lo de 90° , pois este é produzido na direção horizontal e o acelerador está na vertical. Após atravessar o eletroímã, o feixe é focalizado por quadrupólos magnéticos, os quais fornecem ao feixe as condições óticas ideais de entrada no acelerador.

3.2 Acelerador Pelletron e a Linha do Feixe

O acelerador Pelletron é um acelerador do tipo Tandem, o qual é uma evolução dos antigos Van der Graff amplamente utilizados no passado. Foi fabricado pela empresa NEC e instalado no Instituto de Física da Universidade de São Paulo em 1972 (figura 3.3).

Figura 3.3: Edifício Oscar Sala, no qual está localizado o Acelerador Pelletron

O nome Pelletron origina-se de um processo inovador, introduzido pela empresa fabricante, para transporte de carga até o terminal de alta tensão. Este transporte é feito por uma corrente constituída de "pelotas" (*pellets*) de metal (figura 3.4), ligadas umas às outras por isolantes de nylon.

Atinge uma tensão no terminal de no máximo 8MV, e a vantagem de sua utilização consiste no fato de que a fonte de íons não precisa ser mantida na tensão do terminal. A fim de se isolar eletricamente o terminal de alta tensão, preenche-se seu tanque com gás SF₆. No interior do terminal existem folhas de carbono (*stripper*) com espessura de aproximadamente $10 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Então o feixe injetado no acelerador é acelerado em direção ao terminal, atravessando o *stripper* e perdendo eletróns. Torna-se positivo, sofrendo uma força repulsiva devido ao potencial positivo do terminal, sendo reacelerado em direção à saída do tubo acelerador. Neste ponto, a energia das partículas com estado de carga q é dada por:

Figura 3.4: Corrente responsável pelo transporte de carga até o terminal no acelerador Pelletron.

$$E_{feixe} = eV_{pre} + (q + 1)eV_t \quad (3.1)$$

e = Carga do életron;

V_{ext} = Potencial de extração da fonte de íons;

V_{pre} = Potencial de pré-aceleração;

q = Estado de carga do feixe;

V_t = Tensão no terminal.

A fim de melhorar sua focalização, ao sair da extremidade inferior do acelerador, o feixe atravessa dois quadropólos magnéticos e é novamente defletido, neste caso, pelo eletroímã analisador de dupla focalização ME-200. A função deste imã é selecionar um feixe com determinado estado de carga q . Através de uma sonda de ressonância magnética nuclear (RMN) inserida no interior do ME-200 e posicionada no entreferro, próxima a trajetória do feixe, é possível medir o campo magnético com precisão e dessa forma determinar a energia do feixe. A relação entre a energia do feixe com a frequência de ressonância obtida através da sonda é dada por:

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

M = Massa de repouso do íon;

c = Velocidade da luz;

q = Estado de carga do feixe;

f = Frequência de ressonância nuclear;

k = Constante de calibração do ME-200.

O controle de energia é exercido pelo ME-200 através de um sistema composto por duas fendas horizontais colocadas no ponto de imagem do eletroimã e uma agulha de corona no terminal, a qual está ligada à placa de um triodo, com sua extremidade positiva ligada ao terra. Ao ocorrer uma flutuação no potencial do terminal, isso reflete numa mudança na energia e na trajetória do feixe. Então, temos uma variação na tensão da grade do triodo, devido ao fato do feixe incidir numa das fendas verticais. Como resultado desta variação pode ocorrer acréscimo ou decréscimo na corrente da agulha de corona, de modo a restabelecer o potencial correto. Ao sair do ME-200, o feixe é desviado para a canalização escolhida, através de um eletroimã defletor (*switching magnet*). O feixe é monitorado por copos de Faraday durante todo percurso, que medem sua corrente quando o interceptam. Ao todo são 6 dispositivos deste tipo.

3.3 Sistema Ribras

A instalação do sistema RIBRAS estende a capacidade do acelerador Pelletron original, através da produção de feixes secundários exóticos. Encontra-se na canalização 45B da sala experimental do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, e foi construído pela empresa *Cryomagnetics Inc.* Este sistema nos permite produzir feixes radioativos leves ($6 < A < 20$) e de baixa energia, o que torna possível estudarmos problemas de Astrofísica Nuclear, e de reações periféricas sensíveis a fenômenos anômalos como halo, em energias próximas à barreira coulombiana. Os componentes mais im-

portantes do RIBRAS são dois solenóides supercondutores que possuem um campo magnético máximo central de 6.5 T, e uma aceitação angular de $2^{\circ} \leq \theta \leq 15^{\circ}$ no referencial do laboratório. Este sistema foi projetado para operar depois do pós-acelerador linear LINAC de energia máxima de 10 MeV/nucleon, atualmente em instalação. Esta energia será cerca de 2 a 3 vezes maior do que a que o Pelletron opera atualmente, 3 – 5 MeV/ nucleon com uma tensão no terminal de 8 MV.

Figura 3.5: Sistema de Duplo Solenóides RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil), instalado no Laboratório Pelletron no Instituto de Física da Universidade de São Paulo (Foto por Orly Camargo)

O segundo solenóide está montado, porém está aguardando a instalação de uma segunda câmara de espalhamento. Deste modo estamos somente trabalhando com o primeiro solenóide. A câmara de espalhamento usada é do tipo ISO 250 e está localizada entre os solenóides. Possui um prato giratório, onde vários telescópios podem ser montados e suas posições podem ser variadas em relação a direção do feixe incidente. A dificuldade de se usar somente o primeiro solenóide é que além do feixe secundário de interesse, feixes de contaminação também passam pelo solenóide. Devido a este fato, nosso grupo tem se dedicado à obtenção de distribuições angulares elásticas, onde estes feixes de contaminação não causam problemas. Estas são analisadas usando o modelo óptico e desse modo, é possível determinar a seção de choque total elástica e a seção de choque total de reação, que são quantidades importantes no estudo

das interações nucleares. Os feixes exóticos, atualmente produzidos no RIBRAS, são de núcleos instáveis leves obtidos a partir de reações de transferência de poucos nucleons.

Reações de Produção		
Feixe Secundário	Reação de Produção	Produção de Partículas/seg por 1μA de feixe primário
	$E_{7\text{Li}} = 32 \text{ MeV}$	
${}^6\text{He}$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$	10^5
${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li})$	10^6
${}^7\text{Be}$	${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$	10^5
${}^7\text{Be}$	${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})$	10^5
${}^8\text{B}$	${}^3\text{He}({}^6\text{Li}, {}^8\text{B})$	10^4

Figura 3.6: Alguns exemplos de reações de transferência de poucos nucleons usados na produção de feixes radioativos com o sistema RIBRAS.

3.3.1 Sistema de Produção de Feixes Secundários

Para produção de feixes radioativos, o sistema RIBRAS utiliza feixes primários intensos (10^{12} pps) de ${}^7\text{Li}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$ e etc, que são produzidos pelo acelerador Pelletron.

O sistema de produção RIBRAS consiste de uma célula de gás montada numa câmara ISO seguida de um copo de Faraday (um cilindro de tungstênio de ~ 10 cm de comprimento), o qual suprime o feixe primário e mede sua corrente. A célula de gás foi montada com uma janela de entrada de Havar de $2,2 \mu\text{m}$ e uma janela de saída de ${}^9\text{Be}$ de $16 \mu\text{m}$. O gás dentro da célula tem o propósito de resfriar a folha de berílio aquecida pelo feixe primário, e também pode ser usado como alvo de produção. Caso desejarmos usar um alvo gasoso para produzir os feixes secundários, a folha de berílio pode ser substituída por outra folha de Havar e a pressão dentro da célula pode ser aumentada até vários "bars" [5].

Alguns centímetros atrás da célula de gás existe um copo de Faraday, o qual tem por

Figura 3.7: Esquema do sistema RIBRAS com a indicação do feixe primário de ${}^7\text{Li}$ incidindo sobre o alvo primário de ${}^9\text{Be}$.

objetivo parar e coletar as partículas do feixe primário. Em frente ao copo de Faraday coloca-se um colimador (no caso da presente experiência ele era circular), o qual é polarizado negativamente (tensão de 250 V) com o objetivo de suprimir os elétrons emitidos pelo copo. Como o copo de Faraday está isolado, a corrente do feixe é medida e a carga total pode ser integrada fornecendo o número de partículas do feixe primário incidentes no alvo primário. Esta carga é fornecida por um medidor chamado integrador.

O perfil do feixe secundário (x-y) produzido pelo sistema RIBRAS foi medido por um detector de placas paralelas sensível a posição, PPAC (Paralell Plate Avalanche Counter), colocado no ponto de focalização do primeiro solenóide. Maiores detalhes sobre o sistema de detecção serão discutidos em seções posteriores.

3.3.2 Processo de Seleção e Separação do Feixe Secundário

Uma das maiores dificuldades em se obter feixes puros de núcleos exóticos a partir de reações de feixes primários em alvos finos, está na separação do feixe de interesse de feixes

de outros núcleos, também produzidos na reação, ou do feixe primário. A presença dos dois magnetos é muito importante para produzir feixes secundários puros, pois apresentam a vantagem adicional de ter um ângulo sólido de aceitação grande (2° a 6°) em comparação com os dipolos magnéticos. Essa larga aceitação angular permite a focalização de praticamente 90 por cento dos produtos da reação. A relação entre a rigidez magnética $B\rho$ e massa, carga e energia das partículas focalizadas pelo solenóide é dada por:

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2mE}}{q} \quad (3.3)$$

onde q é o estado de carga da partícula proveniente do alvo primário e m , v e E são respectivamente a massa, velocidade e energia da partícula.

Os solenóides fazem uma seleção pela rigidez magnética (equação 3.3), e assim, é possível usar colimadores e bloqueadores em posições estratégicas, de forma a selecionar apenas partículas com uma determinada rigidez magnética, $B\rho$. Os solenóides que compõem o sistema RIBRAS têm uma integral de campo de no máximo 5.0 T.m (equivalente a $B = 6.5$ T). Quando o pós-acelerador LINAC entrar em funcionamento, aumentando a energia do feixe primário, haverá a necessidade desses campos intensos para a sua focalização. Uma seleção adicional é possível medindo o tempo de voo das partículas emergentes do alvo primário sobre uma distância L . Essa medida pode ser realizada entre o detector na câmara de detecção e o feixe primário pulsado ou entre dois detectores do feixe secundário [5].

O sistema de duplo solenóides pode trabalhar nas seguintes configurações [5]:

- 1) Os solenóides têm seus campos magnéticos dispostos em paralelo e o feixe secundário é focalizado na câmara de espalhamento, a qual encontra-se atrás do segundo magneto (figura 3.8-a). Posicionados desta forma, os magnetos agem como se fossem um único ímã, cuja intensidade de campo magnético é de 6.5 T, ampliando-se assim sua capacidade de coleta e focalização de feixes radioativos. Este campo mais intenso nos permite trabalhar com feixes secundários de energia mais alta, $E \sim 10$ MeV/nucleon, e transportá-los a distâncias maiores, em particular, para uma área experimental isolada para poder utilizá-los em experimentos com

fundo reduzido, o que é especialmente relevante para reações de baixa seção de choque, como as de interesse em Astrofísica. Esta configuração é geralmente usada quando a contaminação do feixe secundário é pequena.

2) O feixe é focalizado em dois pontos: entre os solenóides e também após o segundo solenóide (figura 3.8-b). Essa configuração é conhecida como cruzada ou "*cross-over*", geralmente usada em energias baixas ($E \sim 5$ MeV/ nucleon) e com feixes secundários de alto grau de contaminação. O primeiro solenóide faz uma seleção em vô dos produtos da reação emergentes do alvo primário na região dos ângulos dianteiros, transmitindo as partículas com o mesmo $B\rho$. Neste modo de operação uma seletividade e pureza mais alta pode ser obtida, pois feixes radioativos contaminantes, que passaram pelo primeiro solenóide por terem rigidez magnética igual ao feixe de interesse, podem ser eliminados por algum tipo de "colimador ativo", ou degradador, localizado no ponto de cruzamento. Detectores (Si, PPAC ou MCP) colocados neste ponto podem agir como "colimadores ativos" selecionando os íons de interesse e rejeitando os contaminantes. Degradadores atravessados pelo feixe radioativo, o qual tem perda de energia proporcional a Z^2 , também permitem selecionar o feixe desejado. Uma seleção adicional do feixe secundário pode ser feita com a medida do tempo de vô, que permite uma seleção em massa e velocidade.

Figura 3.8: Modos de focalização do sistema de duplo solenóides: (a) modo paralelo e (b) modo cruzado ou *cross-over*

3) O alvo secundário está no foco intermediário e o segundo solenóide pode ser usado para selecionar e focalizar os produtos da reação final.

3.4 Câmara de Espalhamento

A câmara utilizada em nossa experiência está localizada entre os dois solenóides supercondutores do sistema RIBRAS. Esta câmara possui um diâmetro de 240 mm e 240 mm de altura. Em seu centro localiza-se o porta-alvos, o qual possui capacidade de comportar até 3 alvos simultaneamente. Com este dispositivo torna-se possível a troca de alvos e variação da posição angular dos mesmos, sem comprometer a qualidade do vácuo.

O sistema de detecção é composto pelos detectores ΔE , $E1$ e $E2$ de barreira de superfície de Silício e é conhecido como telescópio. Ele é posicionado em um prato giratório que se encontra no interior da câmara (figura 3.9), o qual pode ser girado através de um dispositivo exterior à mesma. O prato é graduado, de modo que se torna possível variar o ângulo entre o telescópio e o feixe incidente no alvo secundário. Os feixes que entram na câmara são focalizados pelo primeiro solenóide do sistema RIBRAS.

Figura 3.9: Esquema do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento da canalização 45B

3.5 Alvos

O primeiro alvo foi provavelmente confeccionado por Rutherford, em 1911, para o desenvolvimento de seu famoso experimento em que bombardeou folhas finas de ^{197}Au com partículas alfa (^4He), quando provavelmente utilizou o mesmo processo adotado na presente experiência, a laminação, porém naquela época as máquinas eram manuais. A máquina de laminação foi originalmente desenvolvida para utilização dos ourives, e as primeiras se assemelhavam a máquinas caseiras para afinar massas, como macarrão. Hoje existem laminadoras próprias para a ourivesaria e outras aplicações. Essas máquinas foram adaptadas para atender as necessidades dos laboratórios onde se confeccionam alvos, e com isso é possível obter a precisão necessária. Em geral, alvos com densidade da ordem de mg/cm^2 são confeccionados através do processo de laminação. Existem alguns casos específicos em que se utilizam outros métodos de confecção como evaporação a vácuo e bombardeamento eletrônico. A evaporação a vácuo é mais usada que o bombardeamento, por causa do processo de sputtering no qual a aderência é privilegiada devido a energia de deposição do material. Some-se o fato de que alvos que possuem uma espessura superior a $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, em geral, são mecanicamente instáveis quando confeccionados por bombardeamento eletrônico em baixa potência [39]. O Laboratório de Alvos Nucleares (LAN) da Universidade de São Paulo possui uma laminadora constituída de 2 cilindros de 6 cm de diâmetro por 12 cm de comprimento cada, uma potência

de 0,75 W e um disco através do qual pode-se variar a pressão nos cilindros, e o sentido de rotação dos mesmos. Os alvos, aqui utilizados, foram preparados no LAN. Como alvo primário foi usado um alvo de ^9Be de 16 μm de espessura, no qual ocorrem as reações para produção dos feixes secundários de ^8Li e ^6He . Como alvos secundários foram usados alvos de ^{51}V e ^{197}Au , sendo confeccionados através do processo de laminação, pois em experiências que envolvem projéteis exóticos são necessários alvos grossos da ordem de mg/cm^2 , devido a baixa intensidade do feixe secundário produzido. O alvo de ^{197}Au foi utilizado para normalizar os dados, pois na faixa de energia que trabalhamos a seção de choque do espalhamento das partículas sobre ouro é do tipo Rutherford em toda região angular, além de ser importante para a calibração, possibilitando a identificação das partículas nos espectros biparamétricos. O alvo de ^{51}V possui espessura de 1,9 mg/cm^2 e o de ^{197}Au uma espessura de 5,1 mg/cm^2 .

3.5.1 Processo de Laminação dos Alvos

Neste processo utilizam-se lâminas de aço inox ANSI 304, previamente polidas e que vem com uma película protetora de polietileno, retirada apenas no momento da utilização. Para evitar a contaminação do material por resíduos, a lâmina é previamente tratada com água e detergente neutro e colocada em um ultra-som por cerca de 2 minutos, onde é limpo com álcool isopropílico. Retiramos do ultra-som, secamos com nitrogênio seco e dobramos a lâmina ao meio. A seguir passamos-a pela laminadora, a fim de uniformizar a superfície. Após esta etapa, inserimos o material do alvo desejado no meio da lâmina, como se fosse um sanduíche. Este conjunto é passado na laminadora. A pressão é aumentada gradativamente até que a lâmina atinja seu limite elástico, o qual é observado através da temperatura e deformação da lâmina e também do ruído proveniente da máquina. Neste momento, a lâmina é substituída por uma nova. Para cada amostra esta troca é feita 5 a 10 vezes, dependendo do material e espessura do alvo desejado. Como queremos um alvo densidade de uniforme, a amostra é recortada na forma de um retângulo e o resto é armazenado para uso futuro. Depois de sucessivas passagens pela laminadora, a fim de promover o alongamento em direções perpendiculares, alternamos as direções vertical e horizontal, passamos duas vezes cada e voltando a

anterior. Com o tempo é preciso ter cautela, pois a amostra vai afinando e começam a surgir cisões na borda, que podem se estender e provocar o rompimento da folha. Para evitar que isso ocorra, a amostra é retirada com auxílio de papel vegetal porque mãos e pinças podem romper o material. Ao final as bordas da amostra são recortadas. A figura (3.10) ilustra o processo de laminação.

Figura 3.10: Estágios do processo de laminação [39]

Na parte final da laminação, as lâminas que antes passavam 3 a 5 vezes na laminadora, só podem ser usadas 2 vezes, e a amostra é sempre mudada de posição. Isso ocorre pois o material pode aderir ao aço devido a pressão e temperatura. Assim que a amostra apresenta uma aparência uniforme, ela é retirada e levada para ser pesada numa balança de precisão e sua área também é medida. Fazendo-se a relação massa-área, obtém-se a espessura. A folha de espessura adequada é colocada no porta-alvos. Para isso é usada uma cola como, por exemplo, araldite, que é uniformemente distribuída no frame.

3.6 Sistema de Detecção

O objetivo de nossa experiência é detectar produtos da reação que sejam idênticos às partículas que compõe o feixe incidente, ou seja, que tenham mesmo número atômico, Z e número de massa, A , diferindo apenas nas direções de seus movimentos. O sistema de detecção usado foi um telescópio triplo, $\Delta E - E1 - E2$, que nos permite identificar as partículas detectadas e um detector sensível à posição PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter) através do qual podemos medir o perfil do feixe. O telescópio é composto de 3 detectores do tipo barreira de superfície, dispostos em sequência e possui ângulo sólido $\Delta\Omega = 47,2 \text{ m sr}$. O detector ΔE , de espessura de $22\mu\text{m}$, é seguido por dois detectores $E1$ e $E2$, ambos com espessura de $150\mu\text{m}$.

Figura 3.11: Desenhos esquemáticos: (a) Detector barreira de superfície (b) Suporte do telescópio triplo $\Delta E - E1 - E2$

Este telescópio foi montado na câmara de espalhamento a uma distância de 60 mm do alvo secundário sobre um disco giratório. Um colimador é colocado na entrada do telescópio, a fim de definir seu ângulo sólido. A partícula incide com uma energia E_0 , e perde parcialmente sua energia. A perda de energia no detector ΔE está diretamente relacionada ao poder de freiamento da partícula, que é dado pela equação de Bethe-Bloch [40]:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \sim \frac{mZ^2}{E} \quad (3.4)$$

onde: ΔE é a energia perdida, Δx é a espessura atravessada e m , Z e E são a massa, carga e energia da partícula, respectivamente.

Desta maneira, é possível identificar as partículas de ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$, que são aquelas a serem detectadas. Após atravessar o detector ΔE , a partícula perde uma energia $\Delta E'$ e em seguida, incide no detector $E1$, perdendo uma energia E_1 e ficando com uma energia residual, E_{res} , dada por:

$$E_{res} = E_0 - \Delta E' - E_1 \quad (3.5)$$

Se $E_{res} = 0$, a partícula pára no detector $E1$, onde tem sua energia detectada e se $E_{res} \neq 0$, a partícula atravessa $E1$ e pára no detector $E2$, que detecta sua energia.

Para medirmos a energia total E_0 , os sinais $\Delta E'$, E_1 e E_{res} são somados.

Com o auxílio do PPAC, que é um detector de placas paralelas, medimos o perfil do feixe secundário (x-y)(figura 3.12).

Este detector estava localizado no centro da câmara, no lugar do alvo secundário, e o telescópio foi posicionado 6 cm atrás deste. O PPAC consiste de uma caixa de 10 x 10 cm com duas janelas de mylar, cada uma com espessura de 1,5 μm com tiras aluminizadas que permitem medidas de posição nas direções horizontal e vertical. As placas são separadas por 5,2 mm, com uma placa catodo aluminizada entre elas, a qual é polarizada em cerca de 500 Volts. Duas janelas de mylar aluminizadas isolam o isobutano do vácuo no interior da câmara ISO- 250. As tiras são conectadas por linhas de atraso que permitem a medida das direções X e Y a partir da diferença de tempo entre os sinais nas duas extremidades de cada placa. Existem 41 tiras (espaçadas de 2,54 mm) em cada placa. O atraso total de linha é de 80 ns o que corresponde a 1,95 ns/tira. O detector PPAC foi retirado quando colocamos o alvo secundário de ${}^{51}\text{V}$ (ou ${}^{197}\text{Au}$) e medimos o espalhamento elástico.

Figura 3.12: Perfil do feixe secundário de ^8Li , medida com o PPAC (Parallel Plate Avalanche Counter)

3.7 Eletrônica e Sistema de Aquisição de Dados

O processamento dos sinais oriundos do sistema de detecção é feito pela eletrônica que se encontra ilustrada na figura (3.13).

Figura 3.13: Desenho esquemático da eletrônica usada na aquisição dos dados experimentais

Na saída da câmara de espalhamento, os sinais analógicos provenientes dos detectores são pré-amplificados e enviados para amplificadores lentos localizados na sala experimental e então são ajustados o ganho e a forma dos sinais. Os pulsos amplificados de energia unipolares, provenientes dos 3 detectores, são enviados diretamente aos ADC's (Conversores Analógico-Digitais), onde são convertidos e passam para o módulo "Event Handler" (EH), previamente programado. Esta é a chamada fase lenta da eletrônica. Simultaneamente ocorre a fase rápida da eletrônica. Os sinais de tempo dos pré-amplificadores são enviados para amplificadores rápidos 474TFA (Timing Filter Amplifier). Depois seguem para um módulo CFD (Constant Fraction Discriminator), onde os sinais são convertidos em pulsos lógicos de tempo do tipo NIM. Estes pulsos são transmitidos, através de um módulo Logic Fan In/ Fan Out, para um módulo OGG (Octal Gate Generator), o qual gera um sinal lógico ajustável. Este sinal é enviado como um sinal START para o CAMAC, que o reconhece como um aviso de que ocorreu um evento. Ao receber este sinal, o módulo EH inicia um programa que controla e armazena os dados provenientes dos ADC'S. Posteriormente, os dados são enviados ao sistema de aquisição de dados, que além de controlar o CAMAC, é responsável pela gravação dos dados, evento por evento (modo FILA), no computador de aquisição.

4 Redução e Análise de Dados

Neste capítulo apresentamos o método de análise empregado para obtenção das distribuições angulares de espalhamento elástico dos sistemas: ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, às energias de 23,0 e 15,4 MeV, ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, com energias de 26,0 e 23,2 MeV, respectivamente.

4.1 Redução dos Dados

Para redução e análise dos dados obtidos em nosso experimento foi usado um pacote computacional chamado VAXPAK [41], que está disponível nos computadores do Laboratório Pelletron. Os programas utilizados foram: *Damm*, *Stopx* e *Kineq*.

O programa *Damm* (Display, Analysis and Manipulation Module) é um código que permite visualizar espectros monoparamétricos e biparamétricos e também permite selecionar condições sobre os parâmetros, como Z ou energia. Dessa forma, é possível determinar características dos picos nos espectros como os centróides, o fundo, a largura à meia altura dos picos e a área dos picos (o número de partículas detectadas).

O código *Stopx* permite calcular as perdas sucessivas de energia de íons carregados em meios absorvedores.

O código *kineq* é um programa que calcula a cinemática de uma certa reação nuclear. Fornece a energia da partícula espalhada, em função dos ângulos de espalhamento desejados, converte ângulos do referencial do laboratório para o do centro de massa e determina o jacobiano.

4.1.0.1 Espectros do Experimento

Os espectros foram calibrados usando somente as informações referentes ao espalhamento elástico entre cada projétil e o alvo secundário. Consideramos as perdas de energia do projétil radioativo no alvo de produção, no alvo secundário e em cada detector semicondutor (ΔE , $E1$ e $E2$), sendo elas calculadas com o programa *STOPX*. Os cálculos cinemáticos referentes às reações ocorridas nos alvos de produção e secundário foram realizados com o código *KINEQ*.

Figura 4.1: Espectro biparamétrico $E \times \Delta E$ obtido à energia de 23,0 MeV com alvo de ${}^{51}\text{V}$.

Para a identificação das partículas de nosso interesse (${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$), determinamos a energia depositada por cada uma delas em cada um dos detectores, e construímos curvas de calibração, energia $\times$ canal. Também calculamos o parâmetro energia total, por meio da equação:

$$E = 0,8(E_1 + \frac{\Delta E'}{5} + \frac{E_2}{2,4}), \quad (4.1)$$

onde $\Delta E'$, E_1 e E_2 são as energias depositadas nos detectores ΔE , E_1 e E_2 , respectivamente e os coeficientes numéricos levam em conta os diferentes ganhos de amplificação nas linhas ΔE , E_1 e E_2 . As curvas de calibração serviram para determinar os ganhos dessas 3 linhas.

Nas figuras (4.1) e (4.2), apresentamos espectros biparamétricos do tipo ΔE - E .

Figura 4.2: Espectro biparamétrico $E \times \Delta E$ obtido à energia de 26,0 MeV com alvo de ^{51}V .

Como pode ser observado na figura 4.2, além do feixe secundário de ^8Li , também passaram pelo solenóide feixes contaminantes: $^7\text{Li}^{2+}$, ^6He e ^4He , que em seguida foram espalhados pelo alvo secundário, ^{51}V . Aproveitamos estas medidas e determinamos a distribuição angular de ^4He e ^6He sobre ^{51}V às energias de 23,2 e 15,4 MeV, respectivamente. A figura (4.2) ilustra um espectro biparamétrico E - ΔE , no qual visualizamos as partículas $^4,6\text{He}$ e

${}^7,8\text{Li}$, dentre outras que aparecem sobre faixas bem separadas correspondentes a diferentes valores de Z . Esta boa separação é devido ao fato de que a perda de energia varia com Z^2 [42].

As áreas foram extraídas projetando-se, no eixo escolhido (x ou y), a região delimitada no espectro biparamétrico. Esta área é referente a partícula de interesse, e dessa maneira, obtém-se um espectro monoparamétrico (histograma), com o qual calculamos área do pico de interesse (figura 4.3). Esse procedimento é adotado para obtenção de todas as áreas de cada *run* de cada sistema de interesse.

Figura 4.3: Espectro monoparamétrico referente ao espectro biparamétrico do ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ (figura 4.2), onde o pico de ${}^8\text{Li}$ é indicado e sua área nos fornece o número de contagens.

4.2 Determinação da Energia do Feixe Secundário

A determinação da energia dos feixes de ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$ é indireta, pois as informações diretas são relativas ao feixe primário de ${}^7\text{Li}$, $E_{\text{Lab}} = 30$ MeV. Os feixes secundários de ${}^8\text{Li}$ e ${}^6\text{He}$ são produzidos através das reações ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^8\text{Be}$ e ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$, respectivamente. Admitimos que estas reações ocorrem no meio do alvo de produção. Determinamos a energia do feixe secundário através do cálculo de perdas sucessivas de energia do feixe de ${}^7\text{Li}$ e dos próprios feixes secundários.

4.2.1 Energia dos Feixes Secundários de ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$

São consideradas todas as perdas de energia, desde a saída do feixe primário do Acelerador Pelletron até o momento em que o feixe secundário espalhado atinge o telescópio. As perdas de energia do feixe, nos meios absorvedores, são calculadas com o programa *STOPX*. A variação de energia do feixe secundário proveniente da reação que ocorre no alvo primário (E_5), é obtida através do *KINEQ*. Dessa maneira, a energia do feixe secundário (Tabelas 4.1 e 4.2) é a mesma que este possui assim que deixa o alvo de produção (E_6).

Figura 4.4: Esquema da variação de energia do feixe, devido às reações nos alvos primário e secundário, e perdas nos meios absorvedores.

4.2.2 Energia dos Feixes contaminantes de ${}^4\text{He}$ e de ${}^6\text{He}$, focalizados juntamente com o feixe de ${}^8\text{Li}$

Em nossa experiência, os feixes secundários de ${}^4\text{He}$ e ${}^6\text{He}$ são produzidos no alvo primário junto com o feixe radioativo de ${}^8\text{Li}$, de $E_{Lab}=30,2$ MeV. As reações ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$ e ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{12}\text{B}$ produziram feixes secundários de ${}^6\text{He}$ e α , de 26,4 MeV e 40,2 MeV, respectivamente. No entanto, eles não passam juntamente com o feixe de ${}^8\text{Li}$ de 30,2 MeV, pois foram degradados colidindo com a borda do copo de Faraday, reduzindo suas energias.

O solenóide do sistema RIBRAS faz uma seleção das partículas por meio da rigidez magnética, $B\rho$. Consequentemente, diferentes partículas que apresentam a mesma rigidez

magnética são igualmente focalizados no alvo secundário, porém, com diferentes energias.

$$B\rho(^6He) = B\rho(^4He) = B\rho(^8Li) \quad (4.2)$$

A energia dos feixes secundários de 4He e de 6He é obtida através da equação que define a rigidez magnética, levando em conta a equação (4.2)

$$E(^4He) = \frac{m_{^8Li}}{m_{^4He}} \left(\frac{q_{^4He}}{q_{^8Li}} \right)^2 \cdot E(^8Li) \quad (4.3)$$

Desse modo, considerando as variações de energia no alvo de produção, impondo a mesma rigidez magnética para os feixes e calculando suas perdas de energia no alvo secundário obtemos que no centro do alvo de ^{51}V , as energias são: $E(^8Li) = 26,0$ MeV, $E(^6He) = 15,4$ MeV e $E(^4He) = 23,2$ MeV.

4.3 Seção de Choque Experimental

A descrição do espalhamento elástico é, em geral, feita no referencial do centro de massa. A seção de choque, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{c.m.}$, neste referencial é expressa por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.} = \frac{N_{cont}(p_{sec})}{\Delta\Omega \cdot N_{alvo} \cdot N_{inc}(p_{sec})} \cdot J \quad (4.4)$$

onde:

$N_{cont}(p_{sec})$ = Número de partículas secundárias detectadas pelo telescópio;

N_{alvo} = Número de núcleos do alvo secundário/cm²;

J = Jacobiano;

$\Delta\Omega$ = Ângulo sólido subentendido pelo detector no referencial do laboratório, dado em sr.

$N_{inc}(p_{sec})$ = Número de partículas secundárias que incidem sobre o alvo secundário;

p_{sec} = Partículas secundárias de 4He , 6He ou 8Li .

As seções de choque, nos referenciais do centro de massa e do laboratório, estão rela-

cionadas através do jacobiano, da seguinte forma:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{c.m} = J \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Lab} \quad (4.5)$$

4.3.1 Determinação do Número de Partículas Secundárias e do Jacobiano

O número de partículas secundárias detectadas pelo telescópio, $N_{cont}(p_{sec})$, representa o número de partículas espalhadas elasticamente, e é obtido a partir dos espectros biparamétricos, conforme discutido no item (4.1.0.1). O jacobiano, J , é fator de transformação entre o referencial do centro de massa e o do laboratório, dado pela equação (4.6), e foi calculado através do *Kineq*.

$$J = \frac{|1 + \lambda \cdot \cos\theta_{c.m}|}{(1 + 2 \cdot \lambda \cdot \cos\theta_{c.m} + \lambda^2)^{3/2}} \quad (4.6)$$

$$\text{onde: } \lambda = \frac{M_{proj\acute{e}til}}{M_{alvo}} \text{ e } \theta_{c.m} = \arcsin(\lambda \sin \theta_{Lab}) + \theta_{Lab}$$

4.3.2 Determinação do Ângulo Sólido e do Número de Partículas do Alvo Secundário

O ângulo sólido subentendido pelo sistema de detecção, $\Delta\Omega$, é determinado através de considerações geométricas relacionadas ao detector e à distância entre o mesmo e o alvo secundário. Assim:

$$\Delta\Omega = \frac{\pi r^2}{d^2} = 47.2 \text{ msr} \quad (4.7)$$

onde r é o raio da janela circular do colimador e d é a distância entre o alvo secundário e o colimador do telescópio.

O número de núcleos do alvo secundário por unidade de área ($nucl/cm^2$), N_{alvo} , é calculado levando em consideração a espessura, ϵ , e a posição angular do alvo, θ_{alvo} . As espessuras dos alvos de ^{51}V e ^{197}Au são $1,9 \text{ mg/cm}^2$ e $5,1 \text{ mg/cm}^2$, respectivamente. Dessa forma, N_{alvo} é dado por:

$$N_{alvo} = \frac{\epsilon \cdot N_{avog}}{M_{alvo} \cdot \cos(\theta_{alvo})} \quad (4.8)$$

onde N_{avog} é o número de Avogadro ($6,02 \times 10^{23}$ núcleos/mol), ϵ é a espessura do alvo e M_{alvo} é a massa do alvo, em unidades de massa atômica.

4.3.3 Número de Partículas Incidentes do Feixe Secundário

A determinação do número de partículas incidentes no alvo secundário, $N_{inc}(p_{sec})$, foi feita de forma indireta, devido à baixa intensidade do feixe radioativo, $10^4 - 10^6$ pps. As informações diretas, como carga e energia, estão relacionadas ao feixe primário de 7Li . Para determinar o número de partículas radioativas utilizamos um alvo de ${}^{197}Au$. Assim, foi possível determinar o número de partículas incidentes no alvo de ${}^{197}Au$, pois em energias abaixo da barreira coulombiana, a seção de choque de espalhamento no ouro é do tipo Rutherford. A energia da barreira coulombiana e a seção de choque Rutherford são calculadas através das equações (4.9) e (4.10), respectivamente,

$$V_{BC} = \frac{Z_p Z_{Au}}{1,33(A_p^{1/3} + A_{Au}^{1/3})} e^2 \quad (4.9)$$

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth}^{c.m.} = \left(\frac{Z_p Z_a e^2}{4.E_{c.m.}}\right)^2 \frac{1}{\sin^4\left(\frac{\theta_{c.m.}}{2}\right)} \quad (4.10)$$

onde Z_p e A_p são os números atômico e de massa do projétil, respectivamente e $e^2 = 1,44$ MeV.fm. $E_{c.m.}$ é a energia no referencial do centro de massa, $E_{c.m.} = \left(\frac{m_a}{m_a + m_p}\right) E_{Lab}$, e m_a e m_p são as massas do alvo e do projétil, respectivamente.

Como pode ser visto na tabela (4.1), as energias (no meio do alvo secundário) em que foram realizadas as medidas de espalhamento para nossos sistemas encontram-se abaixo ou na energia da barreira coulombiana.

O número de partículas secundárias incidentes no alvo de ${}^{197}Au$ é dado por:

Sistema	$E_{Lab}(MeV)$	$E_{c.m}(MeV)$	$V_{BC}(MeV)$
${}^6He + {}^{197}Au$	22,80	22,13	22,40
	15,20	14,75	22,40
${}^4He + {}^{197}Au$	23,10	22,64	23,10
${}^8Li + {}^{197}Au$	25,60	24,60	32,82

Tabela 4.1: Energia do feixe secundário no meio do alvo de ${}^{197}Au$, nos referenciais do laboratório e do centro de massa, respectivamente e a barreira coulombiana para cada sistema de interesse.

$$N_{inc}(p_{sec}) = \frac{N_{cont}(p_{sec})}{\Delta\Omega \cdot N_{Au} \cdot \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth}^{Lab}} \quad (4.11)$$

onde $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Ruth}^{Lab}$ é a seção de choque Rutherford calculada no referencial do laboratório.

Através desse procedimento, para cada um dos sistemas de nosso estudo, calculamos o número de partículas secundárias incidentes no alvo de ${}^{197}Au$ para cada *run*, ou seja, para uma dada aquisição de dados experimentais para um ângulo específico de espalhamento. Em seguida, determinamos a eficiência de produção, ε_{ff} . A eficiência de produção é a razão entre o número de partículas do feixe radioativo, $N_{inc}(p_{sec})$, e o número de partículas incidentes do feixe primário de 7Li , $N_{inc}({}^7Li)$ e é dada por:

$$\varepsilon_{ff} = \frac{N_{inc}(p_{sec})}{N_{inc}({}^7Li)} \quad (4.12)$$

O número de partículas do feixe primário de 7Li é obtido através da equação:

$$N_{inc}({}^7Li) = \frac{Q}{q \cdot e}, \quad (4.13)$$

onde Q é a carga elétrica de 7Li acumulada no integrador; e é a carga do elétron e q é o estado de carga do feixe de 7Li ($q=3$).

As eficiências de produção foram calculadas, para cada *run* com o alvo de ${}^{197}Au$. Posteriormente, foi calculado o valor médio das eficiências de produção sobre os runs para cada feixe secundário (8Li , 6He e 4He), $\overline{\varepsilon_{ff}}^{197Au}$, que representa a eficiência de produção para cada feixe secundário.

Como a eficiência de produção é independente do alvo secundário, admitimos que

$$\varepsilon_{ff}^{^{197}\text{Au}}(p_{sec}) = \varepsilon_{ff}^{^{51}\text{V}}(p_{sec}) \quad (4.14)$$

Conhecida a eficiência de produção relativa a cada feixe secundário, o número de partículas secundárias incidentes no alvo de ^{51}V é dado por:

$$N_{inc}(p_{sec})^{^{51}\text{V}} = \varepsilon_{ff} \cdot N_{inc}(^{7}\text{Li})^{^{51}\text{V}}, \quad (4.15)$$

onde $N_{inc}(^{7}\text{Li})^{^{51}\text{V}}$ é determinado a partir da carga acumulada no integrador nos runs com o alvo secundário de ^{51}V . Infelizmente, nesta primeira experiência realizada na Escola de Verão, não tivemos os cuidados necessários, e as medidas de um feixe secundário sobre alvo de ^{197}Au e ^{51}V não foram realizadas seguidamente, comprometendo a precisão na determinação da produção. Devido a isto, acrescentamos aos erros estatísticos um erro sistemático de 15 por cento em decorrência das incertezas na produção. Com auxílio da equação (4.15), determinamos o número de partículas secundárias incidentes no alvo de ^{51}V , $N_{inc}^{run}(p_{sec})^{^{51}\text{V}}$, para cada *run* de cada um dos sistemas a uma dada energia. Com os resultados obtidos, as seções de choque foram calculadas para cada sistema que envolve os alvos de ^{51}V e ^{197}Au , através da equação (4.4). A intensidade dos feixes secundários, i , de ^4He , ^6He e ^8Li , para um feixe primário de $1\mu\text{A}$ de ^7Li é determinada através da relação: $i = \frac{N_{inc}(p_{sec})}{\mu\text{A}(^{7}\text{Li})}$ e seus valores foram: $1,6 \times 10^5$, $1,1 \times 10^5$ e $5,0 \times 10^5$, respectivamente.

4.4 Determinação da Distribuição Angular

As medidas de espalhamento elástico para os sistemas $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ e $^8\text{Li} + ^{197}\text{Au}$ (consequentemente, os outros também) foram feitas com o alvo secundário em diferentes posições angulares. Porém, a eficiência de produção deve ser independente destas posições.

Figura 4.5: Gráfico da eficiência de produção do sistema ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, à energia de 22,8 MeV.

Para nossos sistemas, o método adotado para determinação da seção de choque experimental foi exatamente o descrito na seção anterior. Para os sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ (26,0 MeV) e ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ (23,0 MeV), a eficiência de produção usada foi a determinada a partir dos dados dos sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ e ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (figura 4.5). Contudo, no caso do sistema ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (15,2 MeV) medido como contaminação do feixe secundário de ${}^8\text{Li}$, a eficiência não era bem constante com o tempo, decrescendo lentamente, provavelmente devido à direção do feixe degradado. Para o feixe contaminante de ${}^4\text{He}$ sobre o ${}^{197}\text{Au}$ (23,1 MeV), as eficiências também variaram com o tempo. Para ângulos bem dianteiros, a seção de choque do ${}^6\text{He}$ (15,4 MeV) e ${}^4\text{He}$ (23,2 MeV) sobre o vanádio é do tipo Rutherford e assim foi possível normalizar a seção de choque e determinarmos a distribuição angular experimental. Os resultados demonstram que a intensidade do feixe secundário foi caindo com o tempo, o que justifica a grande dispersão de pontos experimentais nos gráficos das distribuições angulares, principalmente para os sistemas ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ (figuras 4.7 e 4.8). O principal motivo é que a focalização do solenóide foi feita para a passagem das partículas de ${}^8\text{Li}$ e sendo

assim, as partículas ${}^6\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ tiveram a energia reduzida por espalhamentos sucessivos no cilindro de tungstênio, no colimador e talvez até nas paredes do tubo, diminuindo o fluxo de partículas que chegam ao alvo secundário. A seção de choque experimental foi obtida através da equação (4.4), e as incertezas foram estimadas considerando o erro estatístico no número de contagens de partículas secundários e erros sistemáticos de 15 por cento na produção do feixe secundário. O erro total é a raiz da soma dos quadrados do erro estatístico e do erro na produção.

Sistema	E_{Lab} (MeV)	θ_{alvo} ($^\circ$)	Eficiência
${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$	22,80	$10^\circ, 30^\circ$	$5,30 \times 10^{-8}$
	15,20	0°	$1,80 \times 10^{-8}$
${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$	23,10	$0^\circ, 30^\circ, 0^\circ$	$2,85 \times 10^{-7}$
${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$	25,60		$2,40 \times 10^{-7}$
${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$	23,0	30°	$5,30 \times 10^{-8}$
	15,4	$0^\circ, 10^\circ, 30^\circ$	$1,80 \times 10^{-8}$
${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$	23,20		$7,5 \times 10^{-8}$
${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$	25,90		$2,40 \times 10^{-7}$

Tabela 4.2: Energias dos feixes secundários no meio do alvo, posição angular do alvo secundário e eficiência de produção, respectivamente.

4.5 Correção Angular

Os feixes secundários radioativos produzidos são largos (não pontuais), divergentes e de baixa intensidade. Devido a esse fato, o aparato de detecção é composto de detectores de grande ângulo sólido e usam-se alvos espessos. Devido ao *straggling angular* do feixe no alvo secundário e as aberturas angulares do feixe e do detector, as partículas espalhadas são detectadas em uma faixa angular ($\theta = \theta_{lab} + \Delta\theta_{lab}$). Além disto a probabilidade de espalhamento varia rapidamente com o ângulo, favorecendo os ângulos menores no detector. A fim de levarmos em consideração as características citadas faz-se necessária uma correção no ângulo médio de detecção. Essa correção angular é feita através de um programa chamado RIBRAS. O RIBRAS é uma programa de simulação Monte Carlo, desenvolvido em rotina Fortran pelo professor R. Lichtenthäler [42]. O programa considera a geometria do feixe radioativo e sua divergência angular, o *straggling angular*, o tamanho do feixe sobre o alvo

e o ângulo sólido do detector, que são parâmetros de entrada definidos pelo usuário. Também, trabalha com uma distribuição de probabilidades de espalhamento, podendo ser Rutherford ou modificado pelo potencial nuclear. Sendo assim, para os sistemas ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ e ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$, foi usada a distribuição tipo Rutherford, e para os sistemas ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$, foi usada uma distribuição angular calculada pelo Potencial Nuclear de São Paulo. Detalhes sobre os potenciais utilizados são apresentados em seções posteriores. Como o potencial de interação é do tipo coulombiano para os sistemas ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ e ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$, temos como consequência que a razão $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ é igual à unidade. Os resultados com e sem correção angular para nossos sistemas são apresentados na figura (4.6). Observa-se que sem correção, $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ não é constante, decrescendo com o ângulo e torna-se clara a necessidade da correção angular. Assim, foram ajustados os parâmetros relativos à geometria e divergência do feixe e corrigidos os ângulos médios de detecção até tornar constante $\frac{\sigma}{\sigma_{\text{Ruth}}}$ com a variação angular.

Os ângulos médios dos sistemas: ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ foram corrigidos usando os parâmetros dos feixes de ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$ ajustados para o ${}^{197}\text{Au}$ (Tabela 4.3).

Este procedimento foi utilizado para a correção de cada ângulo referente a cada sistema. Os ângulos corrigidos foram utilizados no cálculo da seção de choque experimental (equação 4.4).

Sistema	$E_{\text{Lab}}(\text{MeV})$	$\theta_{\text{min}} (^{\circ})$	$\theta_{\text{max}} (^{\circ})$	$R_{\text{feixe}} (\text{cm})$
${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$	22,80	2,1	4,0	0,175
	15,20	2,1	4,0	0,175
${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$	23,10	2,1	4,0	0,175
${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$	25,60	2,1	4,0	0,300

Tabela 4.3: Divergência angular e mancha do raio do feixe secundário, respectivamente, para cada energia.

Figura 4.6: Comparação das distribuições angulares de nossos sistemas, considerando a correção no ângulo médio de detecção (círculos cheios) e sem a correção (círculos vazados).

4.6 Resultados Experimentais

A seguir são apresentadas as 4 distribuições angulares elásticas obtidas para os sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$, ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$. Apesar da dispersão dos pontos experimentais e os erros

experimentais grandes, pode se verificar um comportamento geral que será evidenciado no ajuste destes dados pelo potencial óptico, a ser descrito no próximo capítulo.

Figura 4.7: Distribuições angulares dos sistemas $^8\text{Li} + ^{51}\text{V}$ e $^4\text{He} + ^{51}\text{V}$.

Figura 4.8: Distribuições angulares do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ com $E_{\text{lab}}=23,0 \text{ MeV}$ e $E_{\text{lab}}=15,4 \text{ MeV}$, respectivamente.

5 Resultados

As distribuições angulares de espalhamento elástico medidas neste trabalho, estão apresentadas no fim do capítulo 4. Neste capítulo apresentaremos os ajustes feitos a estas distribuições com cálculos de modelo óptico, utilizando o Potencial de São Paulo.

5.1 Ajuste das Distribuições Angulares

O ajuste das distribuições angulares foi feito através do uso do Potencial de São Paulo, o qual é um potencial de convolução e que inclui efeitos de não-localidade [28, 29]. Este potencial foi adotado tanto para a parte real (V), quanto para a parte imaginária do potencial óptico (W), representada por $W = N_i \cdot V$, onde N_i é uma normalização da parte imaginária. Em nossa análise de dados a difusividade a é considerada como sendo um parâmetro ajustável, bem como a normalização da parte imaginária, N_i .

5.1.1 Ajuste de Dados do Sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$

A difusividade a é uma característica da densidade dos núcleos interagentes, de modo que este parâmetro não deve depender da energia do sistema, e sim da natureza dos núcleos interagentes. A difusividade do alvo secundário de Vanádio, a_a , foi o primeiro parâmetro a ser determinado. O cálculo da distribuição angular para o ajuste de dados foi feito para o sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$. Neste sistema temos como projétil a partícula alfa cuja densidade é bem conhecida, tendo sido obtida da sistematização de dados de espalhamento de elétrons por partículas alfa [38]. Para o sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$ foi feita uma busca do melhor ajuste por meio da variação dos parâmetros a_a e N_i .

O ponto de partida foram os valores: $a_a = 0,56$ fm e $N_i = 0,78$, que são valores médios para a difusividade e para a normalização da parte imaginária, obtidos de um estudo sistemático das densidades nucleares feito para diversos sistemas [29], conforme discutido no capítulo 2. O parâmetro a_a foi mantido fixo e N_i foi variado até determinarmos o valor que melhor se ajusta aos dados experimentais. Em seguida, com N_i fixado variamos a difusividade a_a até obtermos o valor que reproduz mais satisfatoriamente os dados experimentais. A principal característica do conjunto de parâmetros (a e N_i) que representa o melhor ajuste de dados é de que o cálculo feito com seus respectivos valores, deve conduzir ao menor valor de χ_{total}^2 , sendo que χ_{total}^2 é expresso por:

$$\chi_{total}^2 = \sum_i \left[\frac{\sigma_{exp}^i - \sigma_{calc}^i}{\Delta \sigma_{exp}^i} \right]^2 \quad (5.1)$$

com

$$\chi_{red}^2 = \frac{1}{(n - p)} \cdot \chi_{total}^2, \quad (5.2)$$

onde a soma no índice i refere-se aos diferentes ângulos do centro de massa (θ_{cm}), 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 é o número de dados experimentais e p é o número de parâmetros variados na busca do melhor ajuste.

Figura 5.1: Comportamento do χ_{total}^2 , dado pela equação 5.1, para a difusividade do vanádio, a_a .

Para estimar, por exemplo, a incerteza do parâmetro a_a , o valor de a_a é variado em torno do melhor valor e o χ^2_{total} é calculado para cada caso. Fazendo o gráfico do χ^2_{total} contra a_a obtém-se uma parábola como podemos verificar na figura 5,1. O mínimo da parábola nos fornece o melhor valor do parâmetro $a_a = 0,59$ fm. A incerteza de a_a é obtida quando $\chi^2_{total} = (\chi^2_{total})_{min} + 1 = 8,6$, isto é, os limites de a_a são 0,54 e 0,63 fm.

A partir desse ajuste de dados, foi encontrada uma difusividade para o vanádio de $a_a = 0,59 \pm 0,05$ fm, que dentro da barra de erros concorda com o valor da sistemática $a_a = 0,56 \pm 0,02$ fm [29] e para a normalização da parte imaginária chegamos a $N_i = 0,45 \pm 0,15$. Nas figuras 5.1 e 5.2, apresentamos a variação de χ^2_{total} para os parâmetros a_a e N_i para o sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e usados para estimar suas respectivas incertezas.

Figura 5.2: Comportamento do χ^2_{total} , dado pela equação 5,1, para o parâmetro de normalização da parte imaginária do potencial, N_i .

5.1.2 Ajuste de Dados para os Sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$

Figura 5.3: Comportamento do χ^2_{total} , dado pela equação 5,1, para a difusividade do projétil, a_p

No cálculo das distribuições angulares para os sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ foram determinadas as difusividades, a_p , dos projéteis (${}^8\text{Li}$ e ${}^6\text{He}$) e a normalização da parte imaginária, N_i , para cada sistema. Para a difusividade de ${}^{51}\text{V}$ foi usado o valor de $a_a = 0,59$ fm, determinado através do ajuste de dados do sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$.

O procedimento adotado foi idêntico ao descrito anteriormente, com os parâmetros a_p e N_i sendo variados até se obter os valores que apresentam o menor χ^2_{total} (figuras 5.2 e 5.3), representando o melhor ajuste de dados experimentais.

O χ^2_{total} do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ é obtido através da soma dos valores de χ^2_{total} obtidos

para cada energia, ou seja, $\chi_{total}^2 = \chi_{total}^2(15,4 \text{ MeV}) + \chi_{total}^2(23,0 \text{ MeV})$.

As incertezas foram estimadas de acordo com o descrito para o sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$. Os resultados obtidos com suas respectivas incertezas encontram-se na tabela 5.1.

Sistema	E_{Lab} (MeV)	a_p (fm)	Δa_p (fm)	a_a (fm)	Δa_a (fm)	N_i	ΔN_i	σ_R (mb)	$\Delta \sigma_R$ (mb)
${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$	26,0	0,49	0,04	0,59	0,05	1,70	0,7	1657	150
${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$	15,4	0,67	0,03	0,59	0,05	1,40	0,40	1836	130
${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$	23,0	0,67	0,03	0,59	0,05	1,40	0,40	2219	145
${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$	23,2	-	-	0,59	0,05	0,45	0,15	1283	120

Tabela 5.1: Resultados para as difusividades do projétil (a_p) e do alvo (a_a), normalização da parte imaginária (N_i) e a seção de choque de reação (σ_R).

5.2 Resultados do Ajuste das Distribuições Angulares

Quando estudamos reações induzidas por projéteis exóticos, como o ${}^8\text{Li}$ e ${}^6\text{He}$, devido à baixa energia de ligação destes projéteis, por exemplo $S_{2n}({}^6\text{He}) = 0,973 \text{ MeV}$, espera-se um aumento da importância dos processos de dissociação (quebra do projétil no campo nuclear e coulombiano de alvo) e assim, uma parte significativa de fluxo do canal elástico é removida para este canal. Como consequência, estes processos de dissociação devem ser levados em consideração pois possuem um forte efeito sobre seção de choque de reação total e possivelmente sobre a seção de choque de fusão total. No caso do ${}^8\text{Li}$ não existe halo de neutrons, mas para o ${}^6\text{He}$ temos evidências que os dois neutrons encontram-se em torno do caroço de ${}^4\text{He}$ constituindo um halo de dois neutrons. A dissociação deve ser afetada pela presença do halo como veremos a seguir.

São apresentados os ajustes dos dados experimentais obtidos para cada energia (figuras 5.4 e 5.5). A difusividade a , adotada nesta análise de dados, que descreve as densidades dos núcleos interagentes, se refere à difusividade da densidade de matéria, a_M .

Figura 5.4: Ajustes das distribuições angulares dos sistemas $^4\text{He} + ^{51}\text{V}$ e $^8\text{Li} + ^{51}\text{V}$, utilizando o Potencial de São Paulo, com os parâmetros ajustáveis indicados.

Figura 5.5: Ajustes das distribuições angulares do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, utilizando o Potencial de São Paulo, com os parâmetros ajustáveis indicados.

Para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ encontramos o resultado de $a_M = 0,67 \pm 0,03 \text{ fm}$ para a difusividade do núcleo de ${}^6\text{He}$. Em trabalho anterior, com alvo de ${}^{27}\text{Al}$ [47], que também

utilizou o Modelo de Interação Não-Local, foi encontrado para a difusividade do ${}^6\text{He}$ o valor de $a_M = 0,56 \pm 0,02 \text{ fm}$. Comparando os resultados, verificamos que o valor de difusividade que encontramos é significativamente maior que aquele obtido para ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ [47]. Fato que se justifica quando levamos em consideração, que no caso do sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ verificou-se que o halo nuclear do ${}^6\text{He}$ não produziu um aumento na seção de choque de reação quando comparado com outros sistemas estáveis e fracamente ligados como ${}^{6,7}\text{Li} + {}^{27}\text{Al}$ e ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al}$. Para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$, o canal de dissociação nuclear (*break up* nuclear) é dominante e o de dissociação coulombiana é menor quando comparado com sistemas que envolvem alvos de massa intermediária (V, Zn, Cu), onde o canal de dissociação coulombiana (*break up* coulombiana) passa ter uma presença significativa. Assim no sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, o canal de dissociação coulombiana é o que prevalece. Isto explica o motivo do valor que encontramos para a difusividade do ${}^6\text{He}$ ser significativamente maior que a encontrada para este projétil no sistema ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ [47].

Cálculos teóricos [49, 50], usando o modelo de função de onda de Fadeev e diferentes potenciais n-n e n-p, obtém para a densidade do ${}^6\text{He}$ uma difusividade $a = 0,65 \text{ fm}$, que concorda bem com nosso resultado. Nas figuras (5.6) e (5.7) são comparados a distribuição angular elástica do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ (15,4 MeV e 23,0 MeV) com cálculos obtidos considerando que a densidade deste projétil é descrita por uma função Fermi-Dirac, que ajusta as densidades dos cálculos teóricos acima citados (a)[49] e (b)[50] e uma densidade obtida da análise dos dados de espalhamento do $p + {}^6\text{He}$ a 700 MeV/nucleon utilizando a teoria de espalhamento múltiplo de Glauber [48], respectivamente. O resultado obtido neste trabalho para o ${}^6\text{He}$ concorda com os resultados das referências citadas [48, 49, 50], principalmente a densidade obtida do espalhamento do $p + {}^6\text{He}$ a 700 MeV/nucleon.

Figura 5.6: Distribuição angular elástica do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, à energia de 15,4 MeV, comparada com cálculos usando densidade nuclear extraída das referências: (a)[40] e (b)[50] e os dados experimentais para $p + {}^6\text{He}$ foram extraídos da referência (c)[48].

Figura 5.7: Distribuição angular elástica do sistema ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, à energia de 23,0 MeV, comparada com cálculos usando densidade nuclear extraída das referências: (a)[49] e (b)[50] e os dados experimentais para $p + {}^6\text{He}$ foram extraídos da referência (c)[48].

5.3 Cálculo da Seção de Choque de Reação

A determinação da seção de choque de reação é o principal objetivo deste trabalho, porque nos permite dimensionar a quantidade de fluxo perdida pelo canal elástico para os

demaís canais de reação de um sistema, como transferência, dissociação (*break up*) e outros. A seção de choque de reação foi calculada através da equação (2.14), dentro do contexto do Modelo de Interação Não-Local, usando o cálculo de distribuição angular feito com o potencial de São Paulo que melhor ajusta os dados experimentais. Estes cálculos foram feitos com auxílio do programa *Global* [29,43,44], com os parâmetros (a_p , a_a e N_i) determinados para cada energia. A incerteza desta quantidade foi estimada através da sistemática feita para a obtenção dos parâmetros (a_p , a_a e N_i), para cada energia. Com o objetivo de comparar os resultados de seção de choque de reação de diferentes sistemas, foi adotado o critério proposto por P.R.S. Gomes [10] e com o qual efeitos geométricos e de carga elétrica são removidos. Desse modo, a energia no centro de massa e a seção de choque de reação são apresentadas numa versão reduzida, dadas pelas equações (5.3) e (5.4).

$$E_{c.m}^{red} = E_{c.m} \frac{A_p^{1/3} + A_a^{1/3}}{Z_p Z_a} \quad (5.3)$$

$$\sigma_R^{red} = \sigma_R \frac{1}{(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})^2} \quad (5.4)$$

Na figura (5.8) apresentamos resultados disponíveis na literatura de σ_R^{red} em função da $E_{c.m}^{red}$ para diferentes sistemas. Comparando os resultados apresentados, observa-se que a menor seção de choque de reação reduzida é apresentada pelo ^{16}O [7], seguido pelo ^4He , o que confirma resultados anteriores de que para núcleos estáveis fortemente ligados o canal de dissociação pode ser desprezível. Os projéteis estáveis fracamente ligados (^6Li , ^9Be) apresentam uma seção de choque de reação reduzida maior do que a encontrada para os núcleos fortemente ligados, sendo o valor de σ_R^{red} encontrado para o ^8Li compatível com este resultado. Para o caso do ^6He observa-se que nossos resultados para a seção de choque de reação reduzida complementam os resultados apresentados na literatura [8], medidos em energias mais baixas. Podemos verificar que a seção de choque de reação reduzida para o ^6He é significativamente maior do que para os demais núcleos, confirmando o efeito do halo e da baixíssima energia de limiar de dissociação sobre a seção de choque de reação para este

Figura 5.8: Resultados disponíveis na literatura para sistemas com projéteis fracamente ligados e/ou com halo sobre alvos de massa intermediária. (1) Resultados da ref.[7], (2) Resultados da ref.[8] e (3) Resultados obtidos no presente trabalho.

núcleo. Os resultados obtidos neste trabalho, complementam os dados presentes na literatura, confirmando os comportamentos previstos por conceitos teóricos para estes núcleos (^4He , ^6He , ^8Li).

Sistema	E_{Lab} (MeV)	$E_{c.m}$ (MeV)	$E_{c.m}^{red}$ (MeV/ fm)	σ_R (mb)	σ_R^{red} (mb)	$\Delta\sigma_R^{red}$ (mb)
$^8\text{Li} + ^{51}\text{V}$	26,0	22,47	1,86	1657	51	4,60
$^6\text{He} + ^{51}\text{V}$	23,0	20,58	2,47	2219	73	4,75
$^6\text{He} + ^{51}\text{V}$	15,4	13,78	1,65	1836	60	4,25
$^4\text{He} + ^{51}\text{V}$	23,2	21,51	2,48	1283	46	4,28

Tabela 5.2: Resultados para a seção de choque de reação total reduzida, σ_R^{red} e para a energia no centro de massa reduzida para os sistemas de nosso estudo.

Figura 5.9: Distribuição angular elástica para os sistemas ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ambas com $E_{\text{Lab}} = 23,0 \text{ MeV}$, ajustadas com Potencial de São Paulo.

Em energias em torno da barreira coulombiana, as reações de dissociação para núcleos estáveis são pouco importantes. Enquanto que para os núcleos radioativos temos um cenário bem diferente, como discutido previamente. Fato que fica mais evidente ao compararmos resultados obtidos neste trabalho para os sistemas ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ambos à mesma energia. A seção de choque de reação reduzida do ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ é significativamente maior do que para o ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$ (figuras 5.8 e 5.9), demonstrando que o comportamento apresentado por nossos sistemas está em acordo com resultados obtidos em experiências realizadas anteriormente [7,8,9] (figuras (5.10) e (5.11)).

Consideramos que nossos resultados foram bem satisfatórios para todos os sistemas estudados neste trabalho, uma vez que são compatíveis com o conceito de que quanto menor a energia de limiar de dissociação, maior será a seção de choque de reação total a uma dada energia.

Figura 5.10: a) Distribuição Angular para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ b) Distribuições angulares elásticas para os sistemas ${}^6\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ e ${}^4\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$ e os ajustes foram feitos com ECIS97. c) O mesmo que em b) para os sistemas ${}^8\text{He} + {}^{63}\text{Cu}$ e ${}^4\text{He} + {}^{65}\text{Cu}$. Resultados extraídos da ref.[9]

Figura 5.11: a) Distribuição angular elástica para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ a $E_{c.m.} = 9,0$ MeV (diamantes) e $E_{c.m.} = 12,4$ MeV (triângulos). b) Distribuição angular de espalhamento elástico para o sistema ${}^4\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ (círculos) e ${}^6\text{He} + {}^{64}\text{Zn}$ (triângulos), ambos a $E_{c.m.} = 12,4$ MeV. Também são apresentados os respectivos ajustes feitos com cálculos de modelo óptico [8].

5.4 Conclusão

Foram apresentados resultados experimentais de distribuições angulares do espalhamento elástico dos sistemas ${}^8\text{Li} + {}^{51}\text{V}$, ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$ em energias acima da barreira coulombiana. As medidas foram feitas no Laboratório Pelletron, onde foi usado o sistema RIBRAS para a focalização dos feixes radioativos de ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$. O alvo secundário foi posicionado dentro da câmara de espalhamento, localizada após o primeiro solenóide. Medidas com alvo de ${}^{197}\text{Au}$ foram feitas com objetivo de determinar a eficiência de produção dos feixes secundários, uma

vez que estes apresentam baixa intensidades. As distribuições angulares elásticas foram ajustadas usando o Potencial de São Paulo, o qual é baseado no Modelo de Interação Não-Local e inclui efeitos de não-localidade de Pauli. Neste potencial temos como parâmetros ajustáveis as difusividades do projétil e do alvo, a_p e a_a e a normalização da parte imaginária, N_i . A difusividade, a , corresponde à difusividade da distribuição de matéria do núcleo. Foram obtidos valores para os parâmetros a_p , a_a e N_i para cada sistema e os resultados obtidos foram satisfatórios. A difusividade do Vánadio, $a_a = 0,59 \pm 0,05$ fm, foi determinada a partir do ajuste de dados para o sistema ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, sendo este resultado usado nos demais sistemas.

A discrepância entre o resultado para a difusividade do ${}^6\text{He}$ apresentado neste trabalho, $a_{{}^6\text{He}} = 0,67$ fm e resultados obtidos recentemente para ${}^6\text{He} + {}^{27}\text{Al}$ [47] é uma consequência de que em nossos cálculos, somente o canal elástico foi considerado explicitamente sem inclusão de outros canais, como a dissociação. No caso do ${}^{27}\text{Al}$ a dissociação coulombiana é bem menor, mas no caso do ${}^{51}\text{V}$ ela já deve ser importante. O alto valor da difusividade deve simular efeitos da dissociação coulombiana. Dessa forma, os resultados para o ${}^6\text{He}$ demonstram a importância dos canais de dissociação nuclear, mas principalmente a coulombiana, para sistemas envolvendo projéteis exóticos e núcleos-alvo de massa intermediária.

Os resultados encontrados para o parâmetro N_i para nossos sistemas apresenta boa concordância com o previsto, pois espera-se que o canal de dissociação exerça um importante papel nos mecanismos de espalhamento afetando a parte imaginária do potencial, o que justifica os valores de N_i encontrados para os núcleos instáveis, ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{Li}$ serem aproximadamente 4 vezes maiores do que o encontrado para o núcleo estável fortemente ligado, ${}^4\text{He}$.

Foram obtidas as distribuições angulares elásticas dos sistemas ${}^6\text{He} + {}^{51}\text{V}$ e ${}^4\text{He} + {}^{51}\text{V}$, ambas à mesma energia (23 MeV). A partir dos resultados, observamos que a seção de choque de reação reduzida para o ${}^6\text{He}$ é maior que para o ${}^4\text{He}$, o que está de acordo com dados anteriores obtidos em reações envolvendo esses projéteis [8], em que espera-se que núcleos que possuem baixíssimas energias de limiar de dissociação apresentem uma maior seção de choque de reação.

Os resultados encontrados para a seção de choque de reação neste trabalho estão em plena concordância com trabalhos anteriores, como pode ser observado na figura (5.8) [10]. Os resultados para o ${}^6\text{He}$ são bem maiores que para os demais núcleos, mesmo quando comparados com o núcleo radioativo de ${}^8\text{Li}$, sendo uma evidência do significativo efeito do halo de neutrons e da baixíssima energia de limiar de dissociação sobre a seção de choque de reação. O valor de σ_R obtido para ${}^8\text{Li}$ é compatível com esperado, uma vez que é maior do que o encontrado para o núcleo estável ${}^4\text{He}$, para qual espera-se que o canal de dissociação seja desprezível. Concluimos que o processo de dissociação é um importante mecanismo de reação para sistemas que envolvem projéteis exóticos e núcleos-alvo de massa intermediária.

6 Referências

- [1] C.E. Rolfs and W. S. Rodney, Cauldrons in the Cosmos.
- [2] Raabe R, Sida JL, Charvet JL, Alamanos N et al., Nature 431, (2004) 823.
- [3] B. Johnson, Nucl. Phys. A583, (1995) 733 .
- [4] M.V. Zhukov et al., Phys. Reports 231(1993)151.
- [5] G. Rudstam, Nucl. Instr. Meth 38, (1965) 282.
- [6] R. Lichtenthäler et al., Eur. Phys. J. A25, (2005) 733- Suppl. 1 .
- [7] P.R.S. Gomes et al., Phys. Lett. B601, (2004) 20.
- [8] A. Di Pietro et al., Europhys. Lett. 64 (3), (2003) 309 .
- [9] A. Navin et al., Phys. Rev. C70, (2004) 044601.
- [10] P.R.S. Gomes et al., Phys. Rev. C71, (2005) 017601 .
- [11] H. M. Nussenzveig, apostila de Mecânica Quântica 2, não publicado, UFRJ(1998).
- [12] A.C.C. Villari, tese de mestrado do Instituto de Física da USP - IFUSP, (1982).
- [13] H. Feshbach, C.E. Porter, V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 96, (1954) 448.
- [14] J.S. MacIntosh, S.C. Park e G.H. Rawitscher, Phys. Rev. B134, (1964) 10108.
- [15] G.R. Satchler e W.G. Love, Phys. Rep. 55, (1979) 183.
- [16] G. Bertsch, J. Borysowicz, H. MaManus e W.G. Love, Nucl. Phys. A284, (1977) 399.
- [17] M. Lacombe et al., Phys. Rev. C21, (1980) 861.

- [18] M.E. Brandan e G.R. Satchler, Phys. Rep. 285, (1997) 143.
- [19] N.V. Mau, Phys. Lett. B71, (1977) 5.
- [20] J.P. Jeukenne, A. Lejeune e C. Mahaux, Phys. Rev. C16, (1977) 80.
- [21] D. T. Khoa e W. V. Oertzen, Phys. Lett. B304, (1993) 8.
- [22] D. T. Khoa, W. V. Oertzen et al., Phys. Rev. C49, (1994) 1652.
- [23] D.T. Khoa e W. V. Oertzen, Phys. Lett. B342, (1995) 6.
- [24] D.T. Khoa, W. V. Oertzen e A.A. Oglobin, Nucl. Phys. A602, (1996) 98.
- [25] D. T. Khoa, W. V. Oertzen, H.G. Bohlen et al., Phys. Rev. Lett 74, (1995) 34.
- [26] D.H. Youngblood, H.L. Clark et al., Phys. Rev. Lett. 82, (1999) 691.
- [27] M.A. Cândido Ribeiro, L.C. Chamon, D. Pereira et al., Phys. Rev. Lett. 78, (1997) 3270.
- [28] L.C. Chamon, D. Pereira e M.S. Hussein, Phys. Rev. Lett. 79, (1997) 5218.
- [29] L.C. Chamon, B.V. Carlson, L.R. Gasques et al., Phys. Rev. C66, (2002) 014610.
- [30] F. Perey e P. Buck, Nucl. Phys. 32(1962)353.
- [31] D.F. Jackson, R.C. Johnson, Phys. Lett. B49(1974)249.
- [32] W.E. Frahn, R.H. Lemmer, Nuovo Cimento 5, (1957) 1564.
- [33] W. Bauhoff, H.V. Von Geramb and G. Palla, Phys. Rev. C27, (1983) 2466.
- [34] D.F. Jackson, Rep. Prog. Phys. 37, (1974) 55.
- [35] L.C. Chamon, D. Pereira e M.S. Hussein, Phys. Rev. C58, (1998) 576.
- [36] G. R. Satchler, Phys. Rep. 199, (1991) 147.
- [37] B.V. Carlson, D. Hirata, Phys. Rev. C62, (2000) 054310.
- [38] H. De Vries, C.W. De Jager e C. De Vries, At. Data Nucl. Data Tables 36, (1987) 495.
- [39] N. Ueta , W.G.P. Engel e J.J.G. Leandro, Confecção de Alvos Nucleares, publicação

- interna do Depto. de Física Nuclear, Inst. de Física - USP, (1996).
- [40] W.R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, SpringerVerlag, (1992).
- [41] W.T. Milner, *Programas do VAXPAK*, Oak Ridge National Laboratory, (1987).
- [42] R.Lichtenthaler, *Código Fortran RIBRAS*, não publicado, IFUSP(2005).
- [43] L.C. Chamon, G.P.A. Nobre, D. Pereira et al., *Phys. Rev. C* 70, (2004) 014604.
- [44] L.C. Chamon, *rotina FORTRAN para cálculos utilizando o Modelo de Interação Não-Local*, não publicado, IFUSP(2001).
- [45] A. Di Pietro, P.Figuera, F. Amorini et al., *Phys. Rev. C* 69, (2004) 044613.
- [46] L.R. Gasques, L.C. Chamon, D. Pereira, V. Guimarães et al., *Phys. Rev. C* 67, (2003) 024602.
- [47] E.A. Benjamin, *Tese de Doutorado do Instituto de Física da USP - IFUSP*, (2005).
- [48] G.D. Alkhazov et al., *Phys. Rev. Lett* 78, (1997) 2313.
- [49] J.S. Al-Kalili et al., *Phys. Rev. C* 54, (1996) 1843.
- [50] M.V. Zhukov, D.V. Fedorov et al., *Nucl. Phys. A* 552, (1993) 353.