UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Estudo de Sistemas de Núcleos
Exóticos Leves ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$.**

Kelly Cristina Cezaretto Pires

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho
Co-Orientador: Prof. Dr. Antonio M. Moro Muñoz

Tese apresentada ao Instituto de Física
da Universidade de São Paulo para a
obtenção do título de DOUTOR EM
CIÊNCIAS.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho (IF-USP)
Prof. Dr. Dirceu Pereira (IF-USP)
Prof. Dr. José Roberto de Oliveira Brandão (IF-USP)
Prof. Dr. Odilon Antônio de Paula Tavares (CBPF)
Prof. Dr. Paulo Roberto Siqueira Gomes (IF-UFF)

São Paulo
2011

Agradecimentos

Meus sinceros agradecimentos:

Ao meu orientador, Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho, pela orientação segura, pela dedicação, paciência e amizade demonstrada ao longo desses mais de 7 anos de convívio.

Ao meu co-orientador, Prof. Dr. Antonio M. Moro Muñoz, pelo empenho e paciência demonstrada ao longo desse trabalho.

À Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily, pela ajuda valiosa nos períodos de máquina e, principalmente, pela sua dedicação para manter em funcionamento o acelerador Pelletron, tornando possível a realização deste trabalho.

À todos os membros do Grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos: Dra. Adriana Barioni, Dr. Djalma R. M. Junior, Erich Leistenschneider, Juan C. Zamora, Dra. Maria Carmen Morais, Profa. Dra. Marlete Assunção, Dr. Pedro Neto de Faria, Me. Rubén Pampa Condori, Prof. Dr. Valdir Guimarães e Ma. Viviane Morcelle pelas discussões, apoio e grande colaboração na realização dos experimentos.

Ao Prof. Dr. Edilson Crema, Dr. Julian M. B. Shorto, Prof. Dr. Surjit Mukherjee pela colaboração na realização dos experimentos.

Aos amigos Me. Renato Negrão, Dr. Roberto Linares e Vinicius Zagatto pelas várias discussões.

Ao Prof. Dr. Ivan Mukha pelo incentivo para a realização da análise teórica dos dados obtidos na Bélgica e pela autorização para utilizar tais dados neste trabalho.

À Dra. Manuela Rodríguez-Gallardo e ao Prof. Dr. Joaquín Gomez-Camacho pela colaboração na análise teórica.

Aos colegas do IFUSP pelo apoio e por tornaram a passagem dos dias mais agradáveis.

À todos os funcionários do Edifício Oscar Sala que, direta ou indiretamente, permitiram que este trabalho fosse realizado.

À minha mãe Maria Madalena, pelo apoio incondicional. À meu pai Antonio Carlos e minha irmã Flavia, que sempre estiveram ao meu lado em todos os momentos. Em especial à minha irmã Silmara por sempre ter acreditado em mim desde o início da minha vida acadêmica. Obrigada à todos vocês pelo amor, carinho e compreensão.

Pelo apoio financeiro, gostaria de agradecer:

À FAPESP, pelo suporte financeiro deste projeto.

À *Consejería de Innovación, Ciencia y Empresa de Junta de Andalucía*, pelo auxílio concedido através do programa de *Incentivos para la realización de Actividades de Carácter Científico y Técnico*.

Ao Banco Santander, pelo auxílio concedido através do *Programa de Bolsas de Modalidade Internacional de Alunos de Pós Graduação*, possibilitando a realização do *Doutorado-Sandwich*.

Kelly Cristina Cezaretto Pires

Março, 2011

Resumo

Neste trabalho é apresentado um estudo do espalhamento elástico e de reações nucleares dos sistemas exóticos leves ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ e ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$. A colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ foi medida nas energias de $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e $21,3$ MeV utilizando o sistema RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico, inelástico e a distribuição de partículas alfa produzidas na colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$. As distribuições angulares elásticas foram analisadas por cálculos de Modelo Óptico, Canais Acoplados (CC) e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC). A secção de choque total de reação foi obtida da análise do espalhamento elástico. As distribuições de partículas alfa medidas foram comparadas com os resultados dos cálculos de CDCC para a quebra do projétil ${}^6\text{He}$ e de CC para a quebra do alvo de ${}^9\text{Be}$ e a secção de choque integrada em ângulo foi obtida.

Analisamos dados do espalhamento quasielástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV que foram obtidos no laboratório CRC de *Louvain-la-Neuve*, na Bélgica. A distribuição angular quasielástica foi analisada primeiramente utilizando o formalismo de Modelo Óptico, o que forneceu o potencial de interação para este sistema e um fator de normalização para os dados experimentais que não foi obtido no experimento. A contribuição da excitação inelástica do núcleo ${}^7\text{Be}$ na secção de choque quasielástica e a influência dos estados do contínuo no canal elástico foram investigadas por meio de cálculos de Canais Acoplados e de CDCC, respectivamente. A secção de choque total de reação ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ foi obtida e comparada com ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ e outros sistemas da literatura.

Abstract

A study of the elastic scattering and nuclear reactions in light exotic systems ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ and ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ is presented. The ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ collision was measured at the energies $E_{\text{lab}} = 16.2$ MeV and 21.3 MeV, using the RIBRAS system (*Radioactive Ion Beams in Brazil*) of the Institute of Physics of the University of São Paulo. Angular distributions of the elastic and inelastic scattering and the alpha-particles production in the ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ collision were measured. The elastic scattering angular distributions were analyzed by Optical Model, Coupled Channels (CC) and Continuum-Discretization Coupled-Channels (CDCC) calculations. The total reaction cross section was obtained from the elastic scattering analysis. The alpha-particle angular distributions were compared with the results of the CDCC calculations for the breakup of the ${}^6\text{He}$ projectile and, CC for the breakup of the ${}^9\text{Be}$ target and the angle-integrated cross section have been obtained.

The data for the ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ quasielastic scattering has been measured at $E_{\text{lab}} = 23.7$ MeV at CRC Radioactive Beam Facility at *Louvain-la-Neuve*, Belgium. The quasielastic angular distribution was analyzed firstly using the optical model formalism, which provided the potential for the ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ interaction and a normalization factor for the experimental data that was not obtained in the experiment. The contribution of the inelastic excitation of the ${}^7\text{Be}$ nucleus to quasielastic cross sections and the influence of the states of the continuum in the elastic scattering were investigated by Coupled Channels and CDCC calculations. The total reaction cross section ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ has been obtained and compared with the ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ system and other systems of the literature.

ÍNDICE

Agradecimentos	i
Resumo	iii
Abstract	v
1 Introdução	1
2 Aparato Experimental	7
2.1 Fonte de Íons	7
2.2 Acelerador Pelletron	9
2.3 Sistema RIBRAS	11
2.4 Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção	18
2.5 Eletrônica de Aquisição	20
3 A Experiência ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	23
3.1 Características do feixe secundário de ${}^6\text{He}$	23
3.2 Medidas de ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	29
3.2.1 Calibração dos Detectores e Cálculo da Energia Total .	30
3.2.2 Cálculo da Secção de Choque Experimental	32
3.3 Distribuições Angulares Elásticas	34
3.4 Comparação com Dados da Literatura	40
3.5 Produção de Partículas Alfa	44
3.6 Espalhamento Inelástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}^*$	47

4	Descrição Teórica	53
4.1	Espalhamento Elástico	54
4.2	Espalhamento Inelástico	58
4.2.1	Modelo Coletivo	61
4.2.2	Modelo de Partícula Única (<i>Cluster</i>)	66
4.3	Processos de <i>Breakup</i>	66
4.4	Métodos Perturbativos na Aproximação de Born	70
4.4.1	Método DWBA	70
4.4.2	Método CCBA	73
5	Análise das Distribuições Elásticas $^4\text{He}, ^6\text{He} + ^9\text{Be}$	75
5.1	O Espalhamento Elástico $^6\text{He} + ^9\text{Be}$	75
5.1.1	Cálculo de Modelo Óptico	75
5.1.2	Cálculo de Canais Acoplados (CC)	82
5.1.3	Cálculo de CDCC de 3 corpos	85
5.1.4	Cálculo de CDCC de 4 corpos	90
5.1.5	Potencial de Polarização	94
5.2	O Espalhamento Elástico $^4\text{He} + ^9\text{Be}$	97
5.2.1	Cálculo de Modelo Óptico	97
6	Produção de Partículas Alfa na Colisão $^6\text{He} + ^9\text{Be}$	99
6.1	Análise da faixa de Partículas Alfa	100
6.2	Análise da faixa de ^6He	102
7	Análise da Distribuição Quasielástica $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$	105
7.1	O Espalhamento Quasielástico $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$	106
7.1.1	Cálculo de Modelo Óptico	106
7.1.2	Cálculo de Canais Acoplados (CC)	110
7.1.3	Cálculo de CDCC de 3 corpos	116
8	Secção de Choque Total de Reação e de Produção de Partículas Alfa	121
8.1	Secção de Choque e Energia Reduzidas	121

9 Conclusões	127
Lista de Figuras	131
Lista de Tabelas	141
Bibliografia	143

Introdução

O núcleo atômico consiste em um sistema de muitos corpos formado por prótons e nêutrons unidos pela interação forte. Os núcleos estáveis leves se caracterizam por possuir uma certa proporção entre o número de prótons e nêutrons de tal maneira que, ao representá-los em um diagrama de Z (prótons) versus N (nêutrons), eles se concentram na faixa $N \approx Z$, conhecida como vale de estabilidade. Na medida em que a massa aumenta, a linha de estabilidade se inclina para $N > Z$ devido à repulsão coulombiana. A linha de estabilidade está representada pelos quadrados negros na carta de nuclídeos que pode ser vista na Figura 1.1.

Na medida em que nos afastamos da linha de estabilidade, encontramos os núcleos denominados exóticos, que se caracterizam por um excesso do número de prótons ou nêutrons em relação aos isótopos estáveis. À direita da linha de estabilidade encontram-se os núcleos ricos em nêutrons, e acima, os ricos em prótons. Os núcleos fora da linha de estabilidade, possuem propriedades muito diferentes daquelas dos núcleos estáveis, em alguns casos com a formação de halos¹ de nêutrons ou prótons que se estendem a grandes distâncias. Atualmente existem aproximadamente 300 núcleos estáveis conhecidos na natureza e milhares (mais de 3000) de núcleos fora da linha de estabilidade, representados pela região em amarelo na Figura 1.1. A região em verde corresponde a núcleos ainda não observados, mas previstos pelos

¹Um núcleo atômico é chamado de núcleo halo ou é dito ter halo nuclear se o seu raio for consideravelmente maior do que a predição do modelo de gota líquida, no qual supõe-se que o núcleo é uma esfera com densidade constante.

Figura 1.1: Carta de nuclídeos construída em 1996.

diferentes cálculos de massa e energia de ligação nucleares.

Os núcleos exóticos constituem uma área de investigação extremamente extensa, envolvendo desde núcleos leves até elementos superpesados². Os núcleos mais distantes da linha de estabilidade se caracterizam pelas pequenas energias de ligação, e em algumas situações, pelo elevado valor do isospin e constituem um “laboratório” de testes para os modelos nucleares. Além disso, podem ser importantes na nucleossíntese e em alguns processos estelares.

Em particular, o núcleo halo ${}^6\text{He}$ apresenta baixa energia de ligação dos dois nêutrons de valência, $E_{\text{lig}} \approx 0,973 \text{ MeV}$, e conseqüentemente forte probabilidade de se deformar e quebrar em uma partícula alfa e dois nêutrons durante um processo de colisão. Alguns núcleos com halo de dois nêutrons, como o ${}^6\text{He}$ e ${}^{11}\text{Li}$, se quebram em três fragmentos (sistemas de três corpos) e são chamados de núcleos borromeanos³ pelo fato de precisarem dos três

²Núcleos com número de massa $A < 25$ denominaremos aqui núcleos leves. Para núcleos com $25 < A < 80$, núcleos de massas intermediárias. Para $80 < A < 240$, núcleos pesados e para $A > 240$, denominaremos núcleos superpesados.

³Estrutura borromeana é definida como um sistema ligado de três corpos em que qual-

fragmentos para permanecerem ligados (ver Figura 1.2).

Figura 1.2: Representação esquemática do núcleo ${}^6\text{He}$ que apresenta halo de nêutrons (*Cortesia de V. Morcelle [2]*).

Ao estudar halos de nêutrons, incluindo forças de 3 corpos, espera-se obter uma maior compreensão das forças presentes no núcleo atômico. Com o objetivo de investigar esse tipo de estrutura e sua influência nos dados de espalhamento, medidas experimentais envolvendo o espalhamento do núcleo ${}^6\text{He}$ em vários tipos de alvos, principalmente pesados, têm sido realizadas por diversos laboratórios. Os resultados mostram que o comportamento desta interação depende principalmente da massa do alvo. Por exemplo:

- (i) Para alvos pesados, a seção de choque elástica apresenta dependência angular suave, com a supressão parcial ou total das oscilações de Fresnel. Esse comportamento pode ser reproduzido utilizando um potencial óptico com uma parte imaginária de longo alcance, o que sugere a presença de canais de reação que removam fluxo do canal elástico [3, 4, 5, 6]. Cálculos de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) usando um modelo simplificado de *di-nêutron* [7, 8] ou um modelo mais realista de 3 corpos [9, 10, 11] para o núcleo ${}^6\text{He}$ indicam que esse fenômeno de absorção de longo alcance pode ser explicado em termos dos acoplamentos com canais de quebra, devido principalmente à interação Coulombiana.
 - (ii) Para alvos de massa leve, observou-se que o acoplamento com os canais de
-
- quer um dos dois subsistemas são não ligados [1].

quebra (*breakup*) devido à interação nuclear se torna importante e afeta o espalhamento elástico de sistemas fracamente ligados, como *deuterons* [12, 13], ${}^6\text{Li}$ [14], entre outros. Para o núcleo ${}^6\text{He}$, existem poucos dados na literatura. *Ostrowski et al.* mediram o espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$ em $E_{\text{lab}}=5,9$ MeV obtendo uma distribuição angular elástica, além de informações a respeito da reação de transferência ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^{14}\text{C}$, populando vários estados do núcleo residual ${}^{14}\text{C}$ [15]. *Milin et al.* mediram o espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$, em $E_{\text{lab}}=18$ MeV, a reação de transferência ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})$ e a reação ${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}\rightarrow{}^{10}\text{Be}^*+2\alpha$ [16]. Obtiveram parâmetros do potencial óptico para espalhamento elástico e notaram que a distribuição angular elástica apresenta comportamento semelhante ao sistema similar ${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$. *Smith et al.* fizeram medidas dos sistemas ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$, ${}^{nat}\text{Ti}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{nat}\text{C}$, ${}^9\text{Be}$ na região de $E_{\text{lab}}=8-9$ MeV, e obtiveram distribuições angulares para os diversos espalhamentos [17]. *Chen Tao et al.* mediram o espalhamento quasielástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E=25$ MeV/A, obtendo, além da distribuição angular, os parâmetros do potencial óptico [18]. *Benjamim et al.* mediram o espalhamento ${}^6\text{He}+{}^{27}\text{Al}$ na região $E_{\text{lab}}=9,5-13,4$ MeV e verificaram que a secção de choque de reação reduzida é semelhante às encontradas para sistemas envolvendo projéteis estáveis fracamente ligados como ${}^{6,7}\text{Li}, {}^9\text{Be}+{}^{27}\text{Al}$ em energias próximas [19]. Recentemente, *Majer et al.* realizaram medidas do sistema ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=16,8$ MeV, apresentando resultados para o espalhamento elástico e para a transferência de dois nêutrons [20]. Observaram que a secção de choque diferencial elástica é semelhante à do sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$, medida por *Muskat et al.* em $E_{\text{lab}}=16,6$ MeV [21].

Esses trabalhos mostram características comuns entre o espalhamento do núcleo ${}^6\text{He}$ e o espalhamento envolvendo núcleos fracamente ligados como, por exemplo, o núcleo ${}^6\text{Li}$. Isto contrasta com o caso de espalhamento por alvos pesados, em que os núcleos ${}^6\text{He}$ e ${}^6\text{Li}$ se comportam de maneiras muito diferentes, devido à forte interação Coulombiana [22].

Neste trabalho, apresentamos dados experimentais para a reação ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em duas energias: 16,2 MeV e 21,3 MeV. As medidas foram realizadas no

Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo utilizando o sistema RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*). Os dados de espalhamento elástico foram analisados em termos dos formalismos de Modelo Óptico, Canais Acoplados (CC) e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) de 3 e 4 corpos. Além disso, o experimento mostrou a presença de uma faixa de partículas alfa, provavelmente provenientes do rompimento do projétil e/ou alvo. Obtivemos a distribuição angular destas partículas alfa e comparamos com cálculos de CDCC considerando a quebra do núcleo ${}^6\text{He}$. Analisamos também eventos relacionados ao núcleo ${}^6\text{He}$, espalhados inelasticamente no alvo de ${}^9\text{Be}$, que correspondem à quebra do alvo.

Além disso, foram analisados dados experimentais do espalhamento quasielástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV obtidos no laboratório CRC de *Louvain-la-Neuve*, na Bélgica, pelo *Prof. Dr. Ivan Mukha* [23]. A distribuição angular quasielástica ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$, foi analisada utilizando formalismos de Modelo Óptico, Canais Acoplados e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) considerando a quebra do projétil ${}^7\text{Be}$ em ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$.

Esta tese está estruturada da seguinte forma: No Capítulo 2 descrevemos os equipamentos e os detalhes do arranjo experimental utilizado. No Capítulo 3 discutimos o processo de redução dos dados experimentais e apresentamos as distribuições angulares obtidas. No Capítulo 4 apresentamos os tópicos mais relevantes da teoria, úteis para o entendimento dos resultados obtidos. No Capítulo 5 apresentamos os cálculos teóricos realizados para as distribuições angulares elásticas ${}^4\text{He}, {}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$. No Capítulo 6, apresentamos a análise da faixa das partículas alfa produzidas e do núcleo ${}^6\text{He}$ espalhado inelasticamente. No Capítulo 7 apresentamos os cálculos teóricos realizados para o espalhamento quasielástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$. No Capítulo 8 apresentamos as secções de choque totais de reação, obtidas do espalhamento elástico para os sistemas ${}^4\text{He}, {}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$, do espalhamento quasielástico para o sistema ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$, para as partículas alfa produzidas e para o ${}^6\text{He}$ espalhado inelasticamente. Apresentamos uma comparação com resultados obtidos da

literatura para outros sistemas, envolvendo projéteis e alvos fortemente ligados. Finalmente, no Capítulo 9 apresentamos as conclusões deste trabalho e as perspectivas futuras.

Aparato Experimental

As medidas das distribuições angulares elásticas do sistema ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ foram realizadas no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo utilizando o sistema RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil). Neste capítulo descreveremos os equipamentos e a montagem experimental utilizada.

2.1 Fonte de Íons

Foi utilizada uma fonte de íons do tipo MC-SNICS (*Multi Cathode Source of Negative Ion by Cesium Sputtering*) [24, 25, 26], localizada no oitavo andar do Edifício Oscar Sala do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Essa fonte de íons é capaz de produzir feixes de íons negativos de praticamente todos os elementos químicos desde os mais leves, como prótons e dêutrons, até os mais pesados. Feixes de gases nobres, como hélio, neônio e argônio, não são produzidos em fontes deste tipo, já que esses elementos não possuem estado ligado para o elétron.

Para obter um feixe de um determinado núcleo, um material contendo esse elemento é depositado em cadinhos de aproximadamente 1 mm de diâmetro, denominados cátodos. Esta fonte opera com 32 cátodos, posicionados em um disco giratório, que possibilita a troca do feixe durante a operação da fonte sem alterar o vácuo.

Esta fonte utiliza um feixe de cézio ionizado, elemento químico mais

eletropositivo¹ do grupo dos metais alcalinos, para extrair os íons da amostra do elemento que se deseja como feixe e que se encontra depositada no cadinho na forma sólida (pastilha). Este processo é conhecido como *sputtering*.

O esquema e o princípio básico de operação desta fonte são apresentados na Figura 2.1. O vapor de cério proveniente do aquecimento do reservatório de cério a temperatura de aproximadamente 120°C é introduzido, por meio de uma válvula, em uma câmara blindada entre o cátodo refrigerado, que está a uma tensão de -5 kV que atrai os íons positivos do cério, e uma superfície ionizante que é aquecida. Uma parte do vapor de cério deposita-se no cátodo formando uma fina película, enquanto íons de cério penetram na pastilha arrancando átomos. Os átomos arrancados, ao passarem pela película de cério que se depositou na superfície, ganham elétrons tornando-se negativos, formando assim um feixe negativo.

Figura 2.1: (esquerda) Visão lateral da fonte de íons: (1) reservatório de cério, (2) refrigeração dos cátodos, (3) válvula, (4) cilindros pneumáticos, (5) corrente do ionizador, (6) extrator, (7) válvula, (8) tensão do focalizador, (9) trilhos, (10) porta auxiliar, (11) válvula de refrigeração. (direita) Diagrama esquemático do princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS.

¹Eletropositividade é uma propriedade que está associada com a tendência de um átomo em perder elétrons. Está relacionada com o raio atômico, ou seja, quanto maior o raio atômico, menor a atração que o núcleo do átomo exerce sobre o elétron que vai adquirir e, portanto, maior sua eletropositividade.

O feixe é extraído da fonte de íons devido a tensão do extrator e injetado no acelerador. A fonte de íons opera sob um potencial de $V_{\text{ext}} = 20$ kV, enquanto toda a fonte de íons está a um potencial de $V_{\text{pre}} = 90$ kV em relação ao tubo do acelerador. Ao ser extraído da fonte de íons, o feixe contém uma variedade de íons produzidos na fonte, e desta forma, um processo de seleção de massa (M) e carga (Z) se torna necessário. Isto é feito pelo eletroímã ME-20, que possui este nome devido ao valor máximo da relação ME/Z^2 ser igual a 20. O feixe selecionado é então defletido em 90° e injetado verticalmente no tubo do Acelerador Pelletron (ver Figura 2.2). Na entrada e saída do eletroímã ME-20, que controla a direção do feixe, há um sistema de fendas que possibilita a colimação e o controle da intensidade do feixe.

2.2 Acelerador Pelletron

O Acelerador Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo é uma máquina eletrostática do tipo *Tandem*, que acelera as partículas por estágios. Foi construído pela NEC (*National Electrostatic Corporation*) e adquirido pela USP em 1972 [27], e ocupa atualmente 4 andares do Edifício Oscar Sala. O nome Pelletron origina-se de um processo introduzido pela NEC para o transporte de carga até o terminal de alta tensão. Nessas máquinas o transporte de carga é feito por uma corrente segmentada formada por elos de metal, chamados *pellets*, ligados por isolantes de nylon. O terminal de alta tensão (positiva) localiza-se no centro do acelerador e possui uma tensão máxima de 8 MV. É composto por 16 secções de 1 MV cada, sendo 8 na região de baixa energia e 8 na região de alta energia. No terminal há um trocador de folhas de carbono, denominado *stripper*, com capacidade de 88 folhas. Cada folha possui espessura de aproximadamente $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e tem a função de arrancar elétrons dos íons do feixe que a atravessam.

O feixe que foi inicialmente extraído da fonte de íons com carga negativa, ao entrar no tubo acelerador, “enxerga” uma tensão positiva e sofre uma primeira aceleração adquirindo uma energia igual a tensão no termi-

nal somada a energia de extração da fonte de íons. Ao passar pela folha de carbono, perde elétrons tornando-se positivo e, devido ao potencial positivo do terminal, é reacelerado em direção à saída do acelerador, adquirindo a energia dada pela seguinte equação:

$$E_{feixe} = e(V_{ext} + V_{pre}) + (q + 1)eV_t \quad (2.1)$$

onde: e é a carga do elétron, V_{ext} é o potencial de extração da fonte de íons, V_{pre} é o potencial de pré-aceleração, q é o estado de carga do feixe e V_t é a tensão no terminal.

Ao longo de toda a linha do feixe existem quadrupolos elétricos e magnéticos que permitem focalizar o feixe em posições estratégicas, além de fendas e elementos desviadores (ver Figura 2.2). Ao sair do terminal do acelerador, o feixe contém íons de vários estados de carga e consequentemente diferentes energias. Assim, uma seleção em energia é realizada por meio do eletroímã ME-200, que possui dupla focalização e tem a função de defletir o feixe em 90° , mudando sua trajetória da vertical para a horizontal.

O campo magnético, apropriado para defletir o feixe com o estado de carga e energia desejada, é medido no interior da câmara do ME-200 por uma sonda de ressonância magnética nuclear. A energia de um íon de massa M , estado de carga q , atravessando um campo magnético uniforme, é dada por uma expressão que relaciona a energia do feixe E e a frequência de ressonância f [28]:

$$E = Mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2(qfc)^2 k}{(Mc^2)}} - 1 \right) \quad (2.2)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo e k é a constante de calibração do (ME-200).

O eletroímã ME-200 também exerce um controle fino na tensão do terminal por meio de um sistema de fendas verticais situado em sua saída e por uma agulha de corona no terminal, acoplados a um triodo. Assim, desvios na trajetória do feixe com relação às fendas, ocasionarão alterações na tensão da

grade do triodo, variando a tensão na agulha de corona de modo a corrigir a tensão no terminal.

Após a seleção, o feixe é dirigido para um eletroímã defletor (*switching magnet*), que desvia o feixe para a canalização escolhida, dentre as sete existentes nas salas experimentais *A* e *B*.

Todo o percurso do feixe, desde a fonte de íons até a sala experimental, é monitorado utilizando copos de Faraday que medem a corrente interceptando a passagem do feixe. Um diagrama do sistema de montagem do acelerador Pelletron pode ser visualizado na Figura 2.2.

2.3 Sistema RIBRAS (*Radioactive Ion Beams in Brasil*)

O RIBRAS é um sistema formado por dois solenóides supercondutores que permite a seleção e a focalização de feixes leves ($6 < A < 20$) de núcleos fora da linha de estabilidade. Está instalado na canalização a 45 graus da sala experimental B do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo e é atualmente o único equipamento do hemisfério sul que possibilita estudos com feixes de núcleos exóticos [29, 30].

Os solenóides foram fabricados pela empresa *Cryomagnetics Inc.* (EUA), e o primeiro solenóide está em funcionamento desde 2004. A Figura 2.3 mostra as principais instituições/laboratórios de pesquisa no mundo que atualmente produzem feixes radioativos.

O feixe primário produzido pelo acelerador Pelletron possui baixas energias, ($E \approx 3\text{-}5 \text{ MeV/A}$), e desta forma a produção de feixes radioativos no sistema RIBRAS é realizada pelo mecanismo de transferência de poucos nucleons ou por reações de fusão. Em energias intermediárias, $30 < E \leq 100 \text{ MeV/A}$, o processo de produção é a fragmentação nuclear que possui secções de choque da ordem de 100 mb, tipicamente um fator 10 acima das

Figura 2.2: Diagrama do sistema de montagem do acelerador Pelletron.

seções de choque de transferência em baixas energias. A Tabela 2.1 mostra alguns exemplos de reações de transferência utilizadas neste sistema para a produção de íons radioativos. Até o momento foram produzidos feixes de

Figura 2.3: Mapa-múndi mostrando as instituições/laboratórios de pesquisa que atualmente produzem feixes radioativos.

^8Li , ^6He , $^{7,10}\text{Be}$, ^8B com intensidades entre 10^4 e 10^6 pps. As intensidades dos feixes secundários dependem de vários fatores como, intensidade do feixe primário, secção de choque da reação de produção e sistema de detecção. Em geral, esses feixes secundários são um fator $10^{-6,-7}$ do feixe primário.

Tabela 2.1: Algumas reações de transferência de poucos nucleons utilizadas na produção de feixes radioativos utilizando o sistema RIBRAS.

Reação	Feixe Secundário	Part/ μAseg
$^9\text{Be}(^6\text{Li}, ^6\text{He})$	^6He	10^5
$^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})$	^6He	10^5
$^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$	^8Li	10^6
$^3\text{He}(^7\text{Li}, ^7\text{Be})$	^7Be	10^5
$^3\text{He}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})$	^7Be	10^5
$^3\text{He}(^6\text{Li}, ^8\text{B})$	^8B	10^4

O sistema RIBRAS funciona basicamente da seguinte forma: o feixe primário incide sobre o alvo primário gerando reações nucleares. Os produtos

dessas reações que saírem numa região angular entre $2^\circ < \theta_{\text{lab}} < 6^\circ$ (ver Figura 2.5), atravessam o solenóide supercondutor sendo submetidos a um processo de seleção devido ao campo magnético existente. Finalmente, os íons selecionados (feixe secundário) incidem sobre o alvo secundário localizado no centro da câmara de espalhamento gerando as reações de interesse (ver Figura 2.7). Atualmente, utiliza-se a câmara de espalhamento central, pois o segundo solenóide ainda não entrou em operação. Uma foto e um esquema da fase atual do sistema RIBRAS podem ser vistos na Figura 2.4.

Uma das maiores dificuldades na obtenção de feixes puros de núcleos exóticos, a partir de reações entre feixes primários e alvos, está na separação do feixe de interesse, de outros núcleos produzidos na reação entre o feixe primário e o alvo primário. Esta separação é possível com este sistema de solenóides supercondutores, que possuem campo magnético suficientemente intenso e apresentam a vantagem de ter um ângulo sólido de grande aceitação, ± 2 a ± 15 graus no sistema de laboratório, permitindo a focalização da maior parte dos produtos. Essa propriedade é muito importante para a produção de feixes secundários de baixas energias, devido à cinemática das reações e também às baixas secções de choque das reações de produção (≈ 10 mb). Atualmente o ângulo de aceitação está entre ± 2 e ± 6 graus no sistema de laboratório, o que corresponde a um ângulo sólido de 30 msr. A limitação de 0 a 2 graus deve-se ao copo de Faraday (cilindro de tungstênio) que bloqueia o feixe primário medindo sua intensidade e impedindo sua entrada no solenóide; e a limitação acima de 6 graus se deve a um colimador colocado antes do primeiro solenóide (ver Figura 2.7). Um esquema contendo o alvo primário e o copo de Faraday pode ser visualizado na Figura 2.5.

Figura 2.4: Foto e esquema da atual fase do sistema de duplo solenóides RIBRAS, instalado na linha 45B no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

O alvo primário consiste em uma câmara de aproximadamente 3,6 cm de largura que contém aberturas retangulares (janelas de entrada e saída) que permitem a entrada e saída do feixe. Essas aberturas podem ser cobertas com a finalidade de preencher esta câmara com gás, obtendo assim um alvo gasoso. No nosso caso utilizamos alvo sólido, ou seja, somente uma folha de ^9Be foi colocada na janela de saída do feixe.

Figura 2.5: Desenho esquemático do alvo primário e do copo de Faraday utilizados no sistema RIBRAS (*Cortesia de P.N. de Faria [31]*).

Um corte transversal do solenóide é mostrado na Figura 2.6, onde visualiza-se sua estrutura interna, que é composta por camadas isolantes a diferentes temperaturas. A bobina interna, responsável pelo campo magnético, está imersa em hélio líquido a uma temperatura de 4 K. As partículas no interior do solenóide seguem uma trajetória helicoidal até atingirem o alvo secundário.

Os solenóides fazem uma seleção pela rigidez magnética, ou seja, o campo magnético B produzido pelo solenóide atua sobre os íons de massa m , estado de carga q e velocidade v segundo a equação:

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2mE}}{q} \quad (2.3)$$

onde ρ é o raio de curvatura da trajetória e E é a energia do íon emergente do alvo primário. Desta forma, as partículas são focalizadas em diferentes posições ao longo do eixo z (feixe) de acordo com sua rigidez magnética. Contudo, é possível que partículas remanescentes do feixe primário, devido

Figura 2.6: Corte transversal no solenóide mostrando seus componentes (*Cortesia de D.R. Mendes Jr. [32]*).

a espalhamentos secundários e/ou outros contaminantes, tenham a mesma rigidez magnética que o feixe de interesse e também acabem sendo aceitas pelo solenóide. Desta forma é possível utilizar degradadores, colimadores e bloqueadores (ver Figura 2.7) em posições estratégicas, de forma a separar as partículas e eliminar parcialmente possíveis contaminantes.

O primeiro passo para uma experiência utilizando o RIBRAS é calcular a corrente de solenóide adequada para focalizar o feixe secundário de interesse. Isso é feito com um código computacional denominado TWSP, desenvolvido inicialmente por *W. Lion* [33] e modificado por *R. Lichtenthäler* para os parâmetros do sistema RIBRAS. Este programa integra numericamente a equação de movimento de uma partícula emitida no alvo primário com energia E e ângulo θ , que atravessa o solenóide e atinge o alvo secundário, obtendo a trajetória da partícula ponto a ponto. Assim, a trajetória vista na Figura 2.7 pode ser calculada, e a corrente de solenóide obtida, de modo a focalizar o feixe na posição desejada.

Figura 2.7: Esquema da focalização de diversos feixes com diferentes valores de rigidez magnética.

2.4 Câmara de Espalhamento e Sistema de Detecção

O arranjo experimental foi montado no interior da câmara de espalhamento central que possui diâmetro de aproximadamente 25 cm e está localizada entre os dois solenóides (ver Figura 2.4).

A câmara possui um prato giratório com divisões espaçadas de 15° que permitem a montagem e a movimentação dos detectores em torno do alvo. A leitura dos ângulos é realizada utilizando uma graduação existente na parte externa da câmara. Os alvos utilizados foram montados em um suporte, com capacidade máxima para três alvos, posicionado no centro da câmara de espalhamento. Este sistema permite a troca do alvo sem afetar o vácuo do sistema.

O sistema de detecção utilizado consistiu em quatro telescópios ΔE - E formados por detectores de barreira de superfície de silício com $20\mu\text{m}$ e $1000\mu\text{m}$ de espessura, respectivamente. Um telescópio consiste basicamente em dois detectores colocados em linha, como pode ser visto na Figura 2.8.

As partículas carregadas atravessam o primeiro detector ΔE , perdendo parte da sua energia, e param no segundo detector E , perdendo o restante de sua energia.

Figura 2.8: Desenho esquemático de um telescópio ΔE - E . (1) Fenda frontal. (2) Base do Telescópio. (3) Detector ΔE . (4) Detector E . (5) Tampa de fixação.

A característica do sistema de detecção está relacionada com o poder de freamento de uma partícula carregada com energia E , massa m e carga Z pela seguinte relação, válida para altas energias [34]:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{mZ^2}{E} \quad (2.4)$$

Nota-se que a perda de energia no detector está relacionada com o quadrado do número atômico Z da partícula. Assim, partículas com diferentes cargas Z e mesma energia E sofrerão perdas, ΔE , diferentes. Desta forma, medindo a energia perdida no primeiro detector ΔE em função da energia total E_T das partículas, ($E_T = \Delta E + E$), torna-se possível identificar o número atômico e a massa.

Nas Figuras 2.9 e 2.10 são mostrados esquemas, associados à fotos, do interior da câmara de espalhamento com a montagem experimental utilizada.

Figura 2.9: Vista lateral do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento. (a) Esquema (*Cortesia de E.A. Benjamim* [35]). (b) Foto da vista lateral onde podemos visualizar: (1) telescópios $\Delta E-E$, (2) torre de alvos.

Figura 2.10: Vista superior do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento. (a) Esquema (*Cortesia de E.A. Benjamim* [35]). (b) Foto da vista superior onde podemos visualizar quatro telescópios $\Delta E-E$ montados sobre o prato giratório.

2.5 Eletrônica de Aquisição

Os sinais de energia provenientes dos detectores são pulsos de carga, que devem ser convertidos em sinais de tensão para que possam ser transformados em sinais digitais e armazenados no computador.

Inicialmente, os pulsos provenientes dos detectores de barreira de superfície de silício passam por pré-amplificadores na saída da câmara de espalhamento, na sala experimental. Esses pré-amplificadores possuem duas saídas: uma com o sinal de “energia” e a outra com o sinal rápido de “tempo”.

Os sinais de energia passam por amplificadores onde são ajustadas a forma e a altura dos pulsos e então são enviados diretamente aos ADC's (*Analog to Digital Converter*), onde é feita a conversão do sinal analógico para o digital.

Simultaneamente, os sinais de tempo dos pré-amplificadores passam por um amplificador rápido e são levados para um Discriminador de Fração Constante que gera um sinal lógico e rápido que chamamos de *gate*. Os sinais lógicos de todos os detectores são levados para o módulo *Fan-In/Fan-Out*, onde é gerado um único sinal que é direcionado ao módulo *Gate & Delay Generator*, o qual gera um sinal lógico de largura ajustável. Esse pulso lógico avisa aos ADC's e ao módulo EH (*Event Handler*) da chegada de um evento, o que faz disparar a aquisição e iniciar a execução de um programa que trata do controle e armazenamento dos sinais, evento por evento. Todo o processo de aquisição é feito por um equipamento denominado CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*). Podemos controlar a aquisição dos dados pela chegada de um determinado evento, ou seja, sempre que ocorre um evento em algum detector, seja ΔE , E ou ambos, podemos programar para ser gerado um sinal de *gate* que faz disparar o sistema de aquisição eletrônica. Nos experimentos realizados neste trabalho optou-se pela geração do *gate* pelos detectores E , pois havia muito ruído nos detectores ΔE gerando uma quantidade muito grande de sinais que não correspondiam a eventos físicos.

A transferência de dados do sistema de aquisição para o computador é feita utilizando um *buffer* de memória, que acumula os eventos até um determinado limite para então enviá-los ao computador para serem gravados no disco. Isto evita que o computador seja interrompido para o envio de dados toda vez que ocorre um evento. Um esquema da eletrônica utilizada nas ex-

Figura 2.11: Esquema da eletrônica utilizada na aquisição dos dados experimentais
(Figura do computador e da impressora: cortesia de J.M.B. Shorto [36]).

periências, para o caso de um telescópio, pode ser visualizado na Figura 2.11.

A aquisição dos dados, referentes aos experimentos realizados neste trabalho, foi feita utilizando o programa SPM-ROOT [37].

A Experiência ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$

Neste capítulo apresentaremos os experimentos realizados neste trabalho e o método utilizado para a redução dos dados. As medidas experimentais foram realizadas no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo utilizando o sistema RIBRAS. Foram realizados dois experimentos com o objetivo de obter distribuições angulares para a colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV. Realizamos também medidas do sistema ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ que foram utilizadas para a normalização dos dados de espalhamento elástico com alvo de ${}^9\text{Be}$, já que o espalhamento ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ segue o comportamento do espalhamento Rutherford nas energias e ângulos medidos. Os alvos secundários sólidos de ${}^9\text{Be}$ e ${}^{197}\text{Au}$ tinham $1,93$ mg/cm² e $2,95$ mg/cm² de espessura, respectivamente. O folha de ${}^9\text{Be}$ foi comprada na Brushwellman-EUA, enquanto que o alvo de ${}^{197}\text{Au}$ foi confeccionado no Laboratório de Alvos do IFUSP. O feixe de ${}^6\text{He}$ foi produzido a partir da reação de transferência de 1 próton ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He}){}^{10}\text{B}$, e a intensidade do feixe primário de ${}^7\text{Li}$ ficou em torno de $I_{7\text{Li}} \approx 200$ nA para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e em torno de $I_{7\text{Li}} \approx 150$ nA para $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV.

3.1 Características do feixe secundário de ${}^6\text{He}$

Para focalizar um determinado feixe, a corrente do solenóide é calculada conforme descrito na Seção 2.3, ou seja, utilizando o programa TWSP que calcula a trajetória das partículas que saem do alvo primário e que chegam

ao alvo secundário.

Utilizando o código TWSP, obtivemos os valores de 35,8 A e 40,5 A para os experimentos referentes a $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV respectivamente. A Figura 3.1 mostra um exemplo da focalização do feixe de ${}^6\text{He}$ no alvo secundário obtida utilizando esse código. Como podemos ver, colimadores e bloqueadores de feixe são posicionados para reduzir o efeito dos feixes contaminantes.

Figura 3.1: Exemplo esquemático do resultado da simulação com o programa TWSP para a focalização do feixe de ${}^6\text{He}$ no alvo secundário. Note o bloqueio dos feixes de ${}^8\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$.

Apesar disto é interessante verificar experimentalmente o valor obtido pela simulação, para a corrente do solenóide. Isso é feito variando a corrente do solenóide e medindo uma taxa de produção. Desta forma, é possível obter a melhor focalização da trajetória de interesse no alvo secundário, que está posicionado no centro da câmara (a 2,65 m do alvo primário), ou nos detectores.

Para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV utilizou-se um telescópio posicionado a zero grau e variou-se a corrente do solenóide a fim de focalizar o feixe de ${}^6\text{He}$ no detector. O mesmo procedimento foi utilizado em $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV. Esse procedimento de focalizar o feixe de interesse diretamente no telescópio permite maximizar a produção e deve diminuir o efeito da divergência angular do feixe secundário (ver Figura 3.2).

Figura 3.2: Esquema do procedimento utilizado para focalizar o feixe exótico ${}^6\text{He}$ diretamente em um telescópio posicionado em zero grau.

Para medir o número de partículas de ${}^6\text{He}$ que eram produzidas no alvo primário e que chegavam ao telescópio em zero grau, diminuiu-se a intensidade do feixe primário para aproximadamente 0,1 nA. Isso é necessário pois os detectores não suportam taxas de contagem acima de 10^4 pps. Um espectro biparamétrico obtido a zero grau pode ser visto na Figura 3.3. Podemos observar os diversos contaminantes presentes no experimento, assim como o pico de ${}^6\text{He}$ de interesse.

Com o número de contagens no pico de ${}^6\text{He}$, $N_{{}^6\text{He}}$, e a corrente total do feixe primário de ${}^7\text{Li}$ integrada em tempo (integrador do feixe primário), $I_{{}^7\text{Li}}$, é possível calcular a taxa de produção, T , que pode ser maximizada variando a corrente do solenóide, I_{sol} :

$$T = \frac{N_{{}^6\text{He}}}{I_{{}^7\text{Li}}} \quad (3.1)$$

Figura 3.3: Espectro biparamétrico obtido com feixe de ${}^6\text{He}$ e alvo de ${}^9\text{Be}$ para $\theta_{\text{lab}}=0^\circ$. A graduação colorida ao lado direito da figura indica a quantidade de partículas detectadas.

A Figura 3.4 mostra os gráficos de T versus I_{sol} obtidos nos experimentos, onde vemos que a produção de ${}^6\text{He}$ é máxima para certos valores de corrente no solenóide.

Figura 3.4: Gráfico da taxa de produção T versus corrente do solenóide I_{sol} para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV (esquerda) e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV (direita). Foram utilizados os valores de $I_{\text{sol}}=35,00$ A para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $I_{\text{sol}}=40,07$ A para $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV para a realização dos experimentos.

O número total de partículas do feixe primário incidente para uma determinada medida (*run*) é dado por:

$$N_{\gamma\text{Li}} = \frac{Q}{q.e} \quad (3.2)$$

onde $Q = I \times 10^{-10}(\text{C})$, com I sendo o integrador¹, q é o estado de carga de cada partícula do feixe primário (para ${}^7\text{Li}$, $q = 3^+$), e e é a carga elementar ($1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$).

A eficiência de produção, que é a eficiência com que são produzidas as partículas do feixe secundário ao longo do experimento, ε_f , pode ser calculada de duas formas distintas:

1. MÉTODO DIRETO (MEDIDA EM ZERO GRAU): Este método relaciona o número de partículas de ${}^6\text{He}$ produzidas, $N_{6\text{He}}$, e o número de partículas de ${}^7\text{Li}$ incidentes, $N_{\gamma\text{Li}}$, obtido da Equação (3.2). Neste caso, $N_{6\text{He}}$ é medido diretamente utilizando um detector posicionado em zero grau.

$$\varepsilon_f = \frac{N_{6\text{He}}}{N_{\gamma\text{Li}}} \quad (3.3)$$

2. MÉTODO INDIRETO: Este método determina $N_{6\text{He}}$ de forma indireta, colocando o detector em um certo ângulo e utilizando um alvo de ${}^{197}\text{Au}$ para espalhar o feixe. Considera-se a secção de choque para o sistema ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ como sendo a secção de choque de Rutherford² (σ_R), o que é verdadeiro nas energias e nos ângulos medidos neste trabalho. Assim,

¹O *integrador* é um módulo eletrônico NIM (ORTEC) que integra, em tempo, a corrente vinda do copo de Faraday e fornece pulsos lógicos, cujo número é proporcional à carga. Fornece uma medida da carga elétrica total incidente no copo de Faraday para um dado intervalo de tempo.

²Ernest Rutherford realizou um experimento em que fez incidir um feixe de partículas alfa sobre uma folha de ouro e observou que, em vez de sofrerem pequenos desvios, muitas partículas apresentaram grandes desvios. Desta forma, o espalhamento provocado pela força repulsiva coulombiana ficou conhecido como *espalhamento Rutherford*.

o número de partículas de ${}^6\text{He}$ incidentes no alvo de ${}^{197}\text{Au}$ pode ser determinado pela equação:

$$N_{6He} = \frac{N_c J}{\sigma_R N_a \Delta\Omega} \quad (3.4)$$

onde N_c é o número de contagens no pico de ${}^6\text{He}$, J é o fator de conversão geométrica do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa, N_a é o número de partículas/cm² do alvo secundário, e $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido do detector em (sr).

O número de partículas secundárias de ${}^6\text{He}$ incidentes no alvo de ${}^{197}\text{Au}$ pode ser calculado para cada medida, desta forma uma eficiência de produção média pode ser obtida. Os valores de ε_f obtidos para os experimentos realizados neste trabalho, utilizando os diferentes métodos, são mostrados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: Valores obtidos para a eficiência (ε_f) de produção do núcleo exótico ${}^6\text{He}$ utilizando os diferentes métodos apresentados anteriormente.

	MÉTODO DIRETO	MÉTODO INDIRETO
$E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$	$(1,52 \pm 0,05) \times 10^{-8}$	$(3,84 \pm 0,34) \times 10^{-8}$
$E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$	$(1,89 \pm 0,03) \times 10^{-8}$	$(4,07 \pm 0,48) \times 10^{-8}$

Para o experimento a $E_{\text{lab}}=16,2 \text{ MeV}$, o feixe primário de ${}^7\text{Li}$ tinha intensidade de 200 nA. Desta forma da Equação 3.2, podemos escrever:

$$N_{7Li} = \frac{200 \times 10^{-9}(A)}{3 \cdot 1,6 \times 10^{-19}} = 4,16 \times 10^{11} pps \quad (3.5)$$

Com o valor apresentado na Equação 3.5 e os valores obtidos para a eficiência de produção, ε_f , apresentados na Tabela 3.1, a intensidade do feixe secundário de ${}^6\text{He}$ pode ser obtida por meio da Equação 3.3:

$$N_{6He} = 4,16 \times 10^{11} \cdot 3,84 \times 10^{-8} = 1,59 \times 10^4 pps \quad (3.6)$$

Da mesma forma, para $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV obtivemos o valor de $1,27 \times 10^4$ pps de ${}^6\text{He}$. A discrepância entre os valores obtidos com os diferentes métodos pode estar associada ao método utilizado. O método indireto, por exemplo, envolve várias variáveis e consequentemente várias incertezas.

3.2 Medidas de ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$

Foram realizadas medidas do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ nas energias $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV ($E_{\text{cm}}=9,72$ MeV e $12,78$ MeV). A energia da barreira para este sistema, no referencial do centro de massa, é $E_B=2,22$ MeV.

Obtivemos informação a respeito do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$, obtido do feixe contaminante de ${}^4\text{He}$, nas energias de $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e $E_{\text{lab}}=32,2$ MeV ($E_{\text{cm}}=16,55$ MeV e $E_{\text{cm}}=22,29$ MeV). A energia da barreira para este sistema, no referencial do centro de massa, é $E_B=2,36$ MeV.

Um espectro biparamétrico típico obtido nos experimentos pode ser visto na Figura 3.5, onde é possível visualizar picos correspondentes às partículas de ${}^7\text{Li}$, ${}^6\text{He}$ e ${}^4\text{He}$.

Figura 3.5: Típico espectro biparamétrico $\Delta E \times E$ medido em $\theta_{\text{lab}} = 18^\circ$ com feixe de ${}^6\text{He}$ e alvo de ${}^9\text{Be}$.

A redução dos dados experimentais foi feita utilizando o código computacional ROOT [38], juntamente com o pacote de rotinas VAXPAK [39], que inclui programas para criação de espectros (SCAN), programas para cálculo de perda de energia (STOPX), programas para cálculo de cinemática (KINEQ), entre outros.

3.2.1 Calibração dos Detectores e Cálculo da Energia Total

Para a calibração dos detectores utilizou-se uma fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$, que emite partículas alfa³ com $E_\alpha = 5,486 \text{ MeV}$.

Foram construídos espectros biparamétricos $\Delta E \times E_T$ ($E_T = \Delta E + E$), a fim de obter uma melhor resolução em energia dos picos de interesse. Para fazer essa soma corretamente é necessário que as quantidades envolvidas tenham o mesmo ganho, isso é possível introduzindo uma constante k , tal que:

$$E_T = E + k\Delta E \quad (3.7)$$

onde E e ΔE são as perdas de energia correspondentes aos detectores de barreira de superfície de silício grosso e fino, respectivamente.

As partículas de ${}^4\text{He}$ e ${}^7\text{Li}$ (contaminantes) incidentes no alvo secundário (ver Figura 3.5) possuem o mesmo $B\rho$ da partícula de interesse (${}^6\text{He}$), portanto torna-se possível calcular a energia dessas partículas com a Equação 2.3. Desta forma foram calculadas as perdas de energia das partículas no alvo secundário e nos detectores, utilizando o programa STOPX. Os canais foram obtidos diretamente dos espectros biparamétricos. De posse desses valores, foram construídos gráficos $(E + \Delta E)_{\text{energia}}$ versus $(E + k\Delta E)_{\text{canal}}$ ajustando o

³O espectro característico da fonte radioativa de ${}^{241}\text{Am}$ contém 5 grupos de partículas alfa, com energias 5,389, 5,443, 5,486, 5,513 e 5,545 MeV. O grupo mais intenso (85,2%) é o que corresponde à energia de 5,486 MeV e em geral nossa resolução não permite visualizar os outros picos.

valor da constante k de forma a obter o melhor Coeficiente de Correlação⁴.

Obtido o valor da constante k , é possível construir espectros biparamétricos $\Delta E \times E_T$, como pode ser visto na Figura 3.6.

Figura 3.6: Espectro biparamétrico $\Delta E \times E_T$ obtido com feixe de ${}^6\text{He}$ e (acima) alvo de ${}^9\text{Be}$ para $\theta_{\text{lab}} = 18^\circ$ e (abaixo) alvo de ${}^{197}\text{Au}$ para $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$.

As retas de calibração, que são necessárias para a correta identificação das partículas, foram construídas utilizando os espectros biparamétricos so-

⁴O *Coeficiente de Correlação* é uma medida do grau de relação linear entre duas variáveis quantitativas. Este coeficiente varia entre os valores -1 e 1. O valor 0 (zero) significa que não há relação linear, o valor 1 indica uma relação linear perfeita e o valor -1 indica uma relação linear perfeita porém inversa.

mados. Os resultados obtidos podem ser vistos na Figura 3.7.

Figura 3.7: Retas de calibração para todos os telescópios utilizados nos experimentos. (a,b,c) $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV. (d,e,f,g) $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV.

3.2.2 Cálculo da Secção de Choque Experimental

Uma vez identificados os picos das reações de interesse nos espectros biparamétricos torna-se possível calcular experimentalmente a seção de choque. Esta grandeza é obtida, para uma dada reação, a partir da seguinte expressão [40]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{N_c J}{N_f N_a \Delta\Omega} \quad (3.8)$$

onde $d\sigma(\theta)/d\Omega$ é a secção de choque diferencial no sistema do centro de massa, N_c é o número de contagens no pico de interesse, J é o fator de conversão geométrica do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa, N_f é o número de partículas de feixe secundário incidente, N_a é o número de partículas/cm² do alvo secundário e $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido do detector.

Os valores dos ângulos sólidos foram calculados utilizando a Equação 3.9 e são apresentados na Tabela 3.2.

$$\Delta\Omega = \frac{A}{d^2} \quad (3.9)$$

onde A é a área útil do detector definida pelo colimador do telescópio, e d é a distância do colimador ao alvo.

Tabela 3.2: Valores dos ângulos sólidos dos telescópios utilizados nos experimentos.

	$\Delta\Omega_{T1}$	$\Delta\Omega_{T2}$	$\Delta\Omega_{T3}$	$\Delta\Omega_{T4}$
	(msr)	(msr)	(msr)	(msr)
$E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$	$19,13 \pm 0,27$	$13,01 \pm 0,19$	$19,68 \pm 0,28$	$17,47 \pm 0,26$
$E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$	$20,35 \pm 0,29$	$20,25 \pm 0,35$	$20,17 \pm 0,29$	$28,79 \pm 0,52$

Espalhamentos elásticos medidos com feixes exóticos são usualmente normalizados com o auxílio de medidas realizadas com alvo de ${}^{197}\text{Au}$. Isto é necessário uma vez que não possuímos medidas diretas da intensidade do feixe secundário, N_f . Desta forma, é necessária a seguinte consideração:

$$\frac{N_f^{Au}}{N_f^{Be}} = \frac{I^{Au}}{I^{Be}} \quad (3.10)$$

onde $N_f^{Au,Be}$ é o número de partículas do feixe secundário incidente nos alvos de ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^9\text{Be}$, respectivamente, e $I^{Au,Be}$ é o integrador das medidas com alvos de ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^9\text{Be}$, respectivamente.

Como já mencionado anteriormente, o espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ possui o comportamento do espalhamento elástico descrito por Rutherford nas energias e ângulos medidos nesse trabalho, dado por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_R} = \left(\frac{Z_p Z_a e^2}{4E_{cm}} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta_{cm}}{2}} \quad (3.11)$$

onde Z_p e Z_a são os números atômicos do projétil e do alvo respectivamente, E_{cm} é a energia do projétil no referencial do centro de massa $\left(E_{cm} = \frac{m_a}{m_a+m_p} E_{lab} \right)$, e $e^2 \cong 1,44 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$.

Assim, a secção de choque experimental, relativo a Rutherford, foi obtida a partir da seguinte normalização:

$$\frac{\sigma_{{}^6\text{He}+{}^9\text{Be}}}{\sigma_R} = \frac{\sigma_{{}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}}}{\sigma_R} \cdot \frac{N_c^{Be}}{N_c^{Au}} \cdot \frac{J^{Be}}{J^{Au}} \cdot \left(\frac{I^{Au}}{I^{Be}} \right) \cdot \frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}} \quad (3.12)$$

onde σ , por simplicidade de notação, é a secção de choque diferencial.

O cálculo utilizando a Equação 3.12 corrige, individualmente, problemas relacionados ao número de partículas incidentes, além de ser independente do ângulo sólido dos telescópios.

3.3 Distribuições Angulares Elásticas

As distribuições angulares foram medidas entre 15 e 75 graus com passo de 3 graus no sistema de laboratório. A Figura 3.8 apresenta as distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para $E_{lab}= 16,2 \text{ MeV}$ e $E_{lab}= 21,3 \text{ MeV}$. Na Figura 3.10 apresentamos os mesmos dados em escala absoluta.

Figura 3.8: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$, $\sigma/\sigma_R \times \theta_{\text{cm}}$, para (a) $E_{\text{lab}} = 16.2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 21.3$ MeV.

Na Figura 3.9 pode-se visualizar as distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 23.9$ MeV e $E_{\text{lab}} = 32.2$ MeV obtidas do feixe contaminante de ${}^4\text{He}$.

Figura 3.9: Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 23.9 \text{ MeV}$ e (b) $E_{\text{lab}} = 32.2 \text{ MeV}$.

3.3.0.1 Correção no Ângulo Médio de Detecção

Os feixes secundários produzidos no sistema RIBRAS possuem uma divergência angular intrínseca de 1.5° - 4.5° devido à aceitação de 2° - 6° do so-

lenóide. Além disso, a utilização de detectores com ângulos sólidos grandes é necessária devido à baixa intensidade do feixe secundário. Quando esses detectores são posicionados em um determinado ângulo de detecção θ_{lab} , são detectadas as partículas espalhadas em um determinado intervalo angular ($\theta_{\text{lab}} \pm \Delta\theta$). Neste intervalo angular, a secção de choque pode variar consideravelmente e isso deve ser levado em consideração. Isso é feito com um código computacional de Monte Carlo, chamado RIBRAS I [41], que simula o feixe secundário sendo espalhado pelo alvo secundário e fornece o ângulo de espalhamento das partículas que chegam ao detector. Esse código leva em consideração o ângulo sólido do detector, o tamanho e a divergência do feixe secundário e o *straggling* angular experimentado pelo feixe ao atravessar o alvo secundário. Além disso, considera o fato de que partículas espalhadas em diferentes ângulos sólidos obedecem a uma distribuição de probabilidades dada pela Equação 3.11, o que faz aumentar a probabilidade das partículas em ângulos dianteiros, implicando um deslocamento considerável no ângulo médio de detecção nesta região. Este código foi utilizado para obter o ângulo médio das partículas detectadas e corrigir as distribuições angulares experimentais obtidas com alvo de ^{197}Au . Esta correção não foi feita para as distribuições angulares obtidas com alvo de ^9Be , uma vez que essas apresentaram comportamento oscilatório, como pode ser visto na Figura 3.10.

A Figura 3.11 apresenta as distribuições angulares do espalhamento $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$. Os círculos brancos representam as distribuições angulares calculadas utilizando a Equação 3.8, e os círculos negros correspondem à correção angular realizada com o código RIBRAS. Vemos que a correção elimina o efeito da subida de σ/σ_R observado em ângulos dianteiros. Após a correção, as distribuições angulares $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$ passaram a apresentar valores próximos à unidade, como esperado, com variações que são razoáveis devido à diferença entre os ângulos sólidos dos telescópios.

Figura 3.10: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em escala absoluta para (a) $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV .

Figura 3.11: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 16.4 \text{ MeV}$ e (b) $E_{\text{lab}} = 21.4 \text{ MeV}$.

3.4 Comparação com Dados da Literatura

A distribuição angular ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV, obtida neste trabalho, foi comparada com dados encontrados na literatura para o mesmo sistema em $E_{\text{lab}}=16,8$ MeV [20]. Esta comparação pode ser vista na Figura 3.12.

Figura 3.12: Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em escala absoluta. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV, e os círculos brancos representam os dados obtidos por *Majer et al.* em $E_{\text{lab}}=16,8$ MeV [20].

Os dados experimentais obtidos por *Majer et al.* em $E_{\text{lab}}=16,8$ MeV [20] complementam de certa forma os dados obtidos neste trabalho, como pode ser visto na Figura 3.12. Os dois conjuntos de dados são consistentes exceto para ângulos traseiros, onde os dados obtidos por *Majer et al.* estão abaixo dos nossos. A diferença entre os dois conjuntos de dados está em um fator de normalização de $N \approx 0,8$. Isso pode ter origem, por exemplo, em desvios na espessura dos alvos, além da diferença em energia.

Além disso, as distribuições angulares ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e $E_{\text{lab}}=32,2$ MeV, obtidas neste trabalho, foram comparadas com dados en-

Figura 3.13: Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e os círculos brancos representam os dados obtidos por *Taylor et al.* [42] em $E_{\text{lab}}=20,0$ MeV. Em (b), os círculos brancos representam uma média em ângulo dos dados de *Taylor*, como mencionado no texto.

contrados na literatura para o mesmo sistema em $E_{\text{lab}}=20,0$ MeV [42], $E_{\text{lab}}=23,8$ MeV [43], e $E_{\text{lab}}=35,0$ MeV [44]. Estas comparações podem ser vistas

Figura 3.14: Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e os círculos brancos representam os dados obtidos por *Gregoire et al.* [43] em $E_{\text{lab}}=23,8$ MeV. Em (b), os círculos brancos representam uma média em ângulo dos dados de *Gregoire*, como mencionado no texto.

nas Figuras 3.13, 3.14 e 3.15.

Observando as Figuras 3.13-(a), 3.14-(a) e 3.15-(a) notamos um bom

Figura 3.15: Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=32,2$ MeV e os círculos brancos representam os dados obtidos por *Peterson et al.* [44] em $E_{\text{lab}}=35,0$ MeV. Em (b), os círculos brancos representam uma média em ângulo dos dados de *Peterson*, como mencionado no texto.

acordo entre os dados com relação à magnitude, porém existe uma discrepância bastante acentuada com relação à estrutura da distribuição angular. Essa discrepância pode estar relacionada à resolução angular experimental, já que os dados experimentais obtidos no sistema RIBRAS possuem resolução angular experimental inferior quando comparados aos dados obtidos por *Taylor et al.* [42], *Gregoire et al.* [43] e *Peterson et al.* [44]. Deste modo, uma forma de comparar coerentemente é fazer uma média nos dados experimentais de *Taylor et al.* (Figura 3.13-(b)), *Gregoire et al.* (Figura 3.14-(b)) e de *Peterson et al.* (Figura 3.15-(b)) de forma a levar em consideração a nossa resolução angular experimental, que foi estimada por uma simulação de Monte Carlo (RIBRAS I) como sendo da ordem de $\Delta\theta_{\text{lab}}=2,7^\circ$. Essa resolução angular experimental causou um amortecimento nas oscilações que são vistas nos dados experimentais da literatura e que não são vistas na distribuição angular obtida neste trabalho. Este efeito foi levado em consideração em todas as comparações entre os dados experimentais, obtidos neste trabalho utilizando o sistema RIBRAS, e os cálculos teóricos, como será mencionado no Capítulo 5.

3.5 Produção de Partículas Alfa

Uma grande produção de partículas alfa foi observada nos espectros biparamétricos obtidos com feixe de ${}^6\text{He}$ e alvo de ${}^9\text{Be}$, porém não foi observada nos espectros obtidos com alvo de ${}^{197}\text{Au}$, conforme pode ser visto na Figura 3.16.

A barreira coulombiana para o sistema ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ é muito grande ($E_B=22,40$ MeV) quando comparada à barreira para o sistema envolvendo o alvo de ${}^9\text{Be}$ ($E_B=2,22$ MeV). Diante deste fato, o núcleo ${}^6\text{He}$ (feixe) não tem energia suficiente para romper a barreira e se quebrar no campo nuclear do alvo, que é de curto alcance. Assim, a presença da faixa das partículas alfas é observada somente no espectro biparamétrico obtido com alvo de ${}^9\text{Be}$ e indica que o *breakup* nuclear do projétil e do alvo são de fato importantes

Figura 3.16: Espectros biparamétricos $\Delta E \times E_T$ obtidos com feixe de ${}^6\text{He}$ para $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$ utilizando alvos de (a) ${}^9\text{Be}$ e (b) ${}^{197}\text{Au}$.

canais de reação.

Um estudo envolvendo a distribuição das partículas alfas foi realizado com o objetivo de obter informações a respeito da quebra do projétil ${}^6\text{He}$ e do alvo ${}^9\text{Be}$ já que ambos levam a produção de partículas alfa. Outras reações podem também produzir partículas alfa e isso será discutido no Capítulo 6. Nesta análise foi considerada toda a distribuição em energia das partículas alfas desconsiderando os espalhamentos elásticos ${}^4\text{He}^{2+} + {}^9\text{Be}$ e ${}^4\text{He}^{1+} + {}^9\text{Be}$ que vem do feixe contaminante de ${}^4\text{He}$. Além disso, desconsideramos eventos com energia superior ao espalhamento elástico ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$, pois espera-se que o *breakup* produza eventos com energia, em média, menor do que ${}^6\text{He}$ elástico. Os eventos com energia superior ao espalhamento elástico ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$, estão provavelmente relacionados a outras reações, e foram considerados separadamente.

A secção de choque foi obtida utilizando uma normalização com medidas envolvendo alvo de ${}^{197}\text{Au}$ conforme a Equação 3.13. O resultado pode ser visto na Figura 3.17. Os círculos negros representam a secção de choque obtida desconsiderando os eventos com energia superior ao pico do espalhamento elástico ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ e os círculos brancos representam a secção de choque obtida considerando os eventos com energia superior ao pico do espalhamento elástico ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\alpha} = \frac{N_c^\alpha}{N_c^{Au}} \frac{I^{Au}}{I^{Be}} \frac{N_a^{Au}}{N_a^{Be}} \frac{d\sigma^{6He+{}^{197}Au}}{d\Omega_R} \quad (3.13)$$

Figura 3.17: Distribuição angular da faixa das partículas alfas produzidas na colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$.

3.6 Espalhamento Inelástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}^*$

Como pode-se notar nos espectros biparamétricos, obtidos com alvo de ${}^9\text{Be}$, apresentados nas Figuras 3.5, 3.6-(acima) e 3.16-(a), existem eventos relacionados ao núcleo ${}^6\text{He}$ com energia menor que a do pico do espalhamento elástico. Já que o projétil ${}^6\text{He}$ não possui estados excitados ligados, nossa hipótese é de que estes eventos correspondem a colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em que houve a excitação de estados do alvo ${}^9\text{Be}$. Porém, como os estados excitados do núcleo ${}^9\text{Be}$ também não são ligados, interpretamos estes estados como devidos a quebra do alvo (*breakup* do ${}^9\text{Be}$). Utilizamos a Equação 3.13 para obter a distribuição angular de todos os eventos de ${}^6\text{He}$ com energia inferior à do pico do espalhamento elástico. Assim, para $E < E_{\text{elástico}}$ consideramos N_c^α como sendo N_c^{6He} na Equação 3.13. As distribuições angulares experimentais são apresentadas na Figura 3.18.

Em seguida analisamos estes dados integrados em ângulo, com objetivo de aumentar a estatística. Para isso, construímos espectros de contagens versus energia de excitação do núcleo ${}^9\text{Be}$. Isso foi feito transformando-se o eixo de energia total do ${}^6\text{He}$ dos espectros biparamétricos para energia de excitação do ${}^9\text{Be}$ através de relações cinemáticas. Considerando o espalhamento ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ como representado na Figura 3.19, podemos escrever:

$$\begin{aligned} E_0 &= E_1 + E_2 + E_x \\ p_0 &= p_1 \cos\theta + p_2 \cos\varphi \\ p_1 \sin\theta &= p_2 \sin\varphi \end{aligned} \tag{3.14}$$

onde E_0 é a energia inicial do ${}^6\text{He}$, E_1 e E_2 são as energias dos núcleos ${}^6\text{He}$ e ${}^9\text{Be}$ após o espalhamento, respectivamente, p_0 é o momento linear inicial do ${}^6\text{He}$, p_1 e p_2 representam o momento linear dos núcleos ${}^6\text{He}$ e ${}^9\text{Be}$ após o espalhamento, respectivamente.

Resolvendo as equações, temos:

Figura 3.18: Distribuição angular da faixa das partículas de ${}^6\text{He}$ responsáveis pela quebra do núcleo alvo ${}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}}=16,2 \text{ MeV}$ (acima) e $E_{\text{lab}}=21,3 \text{ MeV}$ (abaixo).

Figura 3.19: Esquema da cinemática do espalhamento ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$.

$$E_x = E_0 \left(1 - \frac{m_1}{m_2} \right) - E_1 \left(1 + \frac{m_1}{m_2} \right) + \frac{2m_1}{m_2} \sqrt{E_0 E_1} \cos \theta \quad (3.15)$$

onde m_1 é a massa do núcleo ${}^6\text{He}$ e m_2 é a massa do núcleo ${}^9\text{Be}$.

Assim, obtivemos os espectros biparamétricos, como mostrado na Figura 3.20.

Figura 3.20: Espectro biparamétrico $\Delta E \times E_x({}^9\text{Be})$ obtido após cálculos de cinemática.

Como a energia de excitação não depende do ângulo, é possível somar os espectros de todos os ângulos medidos, aumentando assim a estatística dos espectros. A projeção da faixa do ${}^6\text{He}$ obtida pode ser vista na Figura 3.21.

Figura 3.21: Espectro apresentando o Número de Contagens $\times$ Energia de Excitação do núcleo ${}^9\text{Be}$.

As linhas verticais indicam as posições dos primeiros estados presentes no espectro de níveis do núcleo ${}^9\text{Be}$, que pode ser visto na Figura 3.22.

Vemos o estado fundamental posicionado em $E_x=0$ MeV, o que corresponde a centróide do pico do espalhamento elástico. Entretanto, ainda devido a baixa estatística não vemos claramente a presença de picos correspondentes a estados do núcleo ${}^9\text{Be}$.

Figura 3.22: Esquema de níveis de energia do núcleo ${}^9\text{Be}$ [45].

Descrição Teórica

Os interesses no estudo de reações nucleares são diversos, dentre os quais podemos citar: (i) possibilidade de se compreender os diversos mecanismos de reação, (ii) obtenção de informações a respeito da estrutura nuclear, (iii) aplicações em análise de materiais, produção de energia, produção de radioisótopos para o uso na medicina (em particular na terapia de tumores), agricultura, entre outros.

Em geral, no processo de colisão, os núcleos podem interagir de diversas maneiras. Em colisões centrais, ou seja, quando o parâmetro de impacto é pequeno ($b \approx 0$) e a energia do projétil é maior que a barreira coulombiana, os dois núcleos interagem fortemente e como consequência podem se fundir formando um núcleo composto. No processo de fusão o projétil e o alvo formam o núcleo composto em um estado excitado que posteriormente decai emitindo partículas e radiação gama em um tempo da ordem de 10^{-19} a 10^{-16} s.

Por outro lado, pode haver simplesmente uma transição direta do estado inicial ao estado final da reação, sem formação de um estado intermediário. Essas são chamadas reações diretas, nas quais a interação entre o projétil e o núcleo alvo é superficial, ou seja, somente alguns nucleons de valência, próximos à superfície do núcleo, participam do processo, enquanto o restante do núcleo permanece intacto. Estas reações ocorrem, em geral, em tempos menores, da ordem de 10^{-21} s, entretanto atualmente se sabe que há toda uma gama de tempos de reações nucleares com a formação de estados intermediários de diversos tipos e de grande complexidade. Tais reações podem

excitar um dado nucleon (espalhamento inelástico) ou, transferir um ou mais nucleons do projétil ao alvo, ou vice-versa. Esta última recebe o nome de transferência. A seguir serão apresentados brevemente alguns dos processos nucleares mais importantes envolvidos neste trabalho.

4.1 Espalhamento Elástico

O espalhamento elástico é caracterizado como o processo mais simples e mais provável que pode ocorrer na colisão entre dois núcleos em baixas energias. Neste processo, as partículas colidem sem que haja mudança em sua estrutura interna, ou seja, elas mantêm sua identidade antes e depois da colisão, conservando a energia cinética e o momento angular. Com o estudo do espalhamento elástico podemos obter informações a respeito do potencial de interação e da secção de choque total de reação.

Em geral, em uma colisão envolvendo partículas carregadas, os núcleos experimentam a presença de um potencial que pode ser descrito como uma combinação dos efeitos da força nuclear (atrativa) e da força coulombiana (repulsiva). Esta última desempenha um papel importante, principalmente quando a colisão envolve íons pesados, devido ao grande número de prótons do sistema. Desta forma, o potencial pode ser escrito como:

$$V(r) = V_N(r) + V_C(r) \quad (4.1)$$

onde r é a distância entre os núcleos colidentes.

Considerando o núcleo como uma esfera uniformemente carregada, o potencial coulombiano, responsável pelas interações de longo alcance entre os núcleos, pode ser escrito como:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_a e^2}{2R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right] & r < R_c \\ \frac{Z_p Z_a e^2}{r} & r > R_c \end{cases}$$

onde $R_c = r_{0c}(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})$ representa a soma dos raios de carga dos dois núcleos, e Z_p e Z_a são os números atômicos do projétil e do alvo, respectivamente.

Não se conhece uma expressão analítica para descrever o potencial nuclear, desta forma algumas parametrizações foram propostas com o objetivo de reproduzir a grande quantidade de dados experimentais de distribuições angulares existentes. A parte central do potencial¹ é dada pela Equação (4.2), que descreve as características de um potencial nuclear, levando em consideração, devido a introdução do termo imaginário, a absorção do fluxo incidente de partículas para outros canais de reação.

$$U(r) = V(r) + iW(r) \quad (4.2)$$

onde $V(r)$ e $W(r)$ são funções da coordenada relativa projétil-alvo e correspondem às partes real e imaginária do potencial óptico, respectivamente. Essas funções são geralmente parametrizadas sob a forma:

$$\begin{aligned} V(r) &= Vf(r) \\ W(r) &= Wg(r) \end{aligned} \quad (4.3)$$

onde $f(r)$ é o fator de forma de Woods-Saxon [46], dado por:

$$f(r) = \frac{1}{(1 + e^{(r-R_r)/a_r})} \quad (4.4)$$

e $g(r)$ representa o fator de Woods-Saxon, sua derivada ou uma combinação de ambos. Na Equação (4.4), R_r é o raio do potencial e a é o parâmetro de difusividade do potencial.

A equação de Schrödinger para o espalhamento *Coulombiano + Nuclear* é dada por:

¹ *Potencial central* é um potencial que depende somente do módulo da distância relativa entre duas partículas, não dependendo da orientação, ou seja, $V=V(|\vec{r}|)$.

$$\left(-\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2}V(r) - k^2\right)\Psi(\vec{r}) = 0 \quad (4.5)$$

onde $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$ é o número de onda, m é a massa da partícula, E é a energia cinética da partícula incidente.

A função de onda $\Psi(\vec{r})$ pode ser escrita como uma soma do termo devido ao potencial coulombiano e um termo relacionado à onda espalhada que contém a contribuição do potencial nuclear:

$$\Psi(\vec{r}) = \Psi_C(\vec{r}) + \Psi_e(\vec{r}) \quad (4.6)$$

A função $\Psi_C(\vec{r})$ contém uma onda incidente, e o termo $\Psi_e(\vec{r})$, devido ao potencial nuclear, contém puramente uma onda espalhada, e assintoticamente pode ser escrito como:

$$\Psi_e(\vec{r}) \approx f_n(\theta) \frac{e^{i[kr - \eta \ln(2kr)]}}{r} \quad (4.7)$$

onde $f_n(\theta)$ é a amplitude de espalhamento nuclear.

Inicialmente vamos admitir que o potencial $V(r)$ refere-se apenas à interação nuclear de curto alcance, ignorando a atuação da parte coulombiana ($V_C=0$). A solução deve obedecer a condição de contorno na região assintótica ($r \rightarrow \infty$), que inclui a onda plana incidente $e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}$ somada a onda esférica emergente $\frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r}$ espalhada:

$$\Psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} \Psi^{inc} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r} \quad (4.8)$$

Uma solução numérica da equação de Schrödinger, mostrada em (4.5), pode ser obtida por uma expansão em ondas parciais da função de onda nuclear incidente e espalhada, dada por:

$$\Psi(r, \theta) = \frac{1}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^\ell e^{i\sigma_\ell} y_\ell(r) P_\ell(\cos\theta) \quad (4.9)$$

e a equação de onda para a função radial $y_\ell(r)$ pode ser escrita como:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_c(r) + V_n(r)] + k^2 \right) y_\ell(r) = 0 \quad (4.10)$$

A função de onda total $\Psi(\vec{r})$, para $r > a$, sendo a o alcance do potencial nuclear V_N , pode ser escrita como uma superposição das funções Coulombianas regular e irregular (F_ℓ e G_ℓ):

$$\Psi(\vec{r}) = \frac{1}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^\ell e^{i\sigma_\ell} [g_\ell^N F_\ell(\eta, kr) + f_\ell^N G_\ell(\eta, kr)] P_\ell(\cos\theta) \quad (4.11)$$

com os coeficientes complexos g_ℓ^N e f_ℓ^N dados por:

$$\begin{aligned} g_\ell^N &= 1 + i f_\ell^N \\ f_\ell^N &= \frac{1}{2i} (S_\ell^N - 1) \end{aligned} \quad (4.12)$$

onde σ_ℓ é a defasagem coulombiana.

O termo S_ℓ é a matriz S do espalhamento elástico, o qual é importante por armazenar toda a informação a respeito do espalhamento e é dado por:

$$S_\ell^N = e^{2i\delta_\ell^N} \quad (4.13)$$

onde δ_ℓ^N é a defasagem nuclear.

A forma assintótica da parte nuclear da função de onda pode ser escrita como:

$$\Psi(\vec{r}) \longrightarrow \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^\ell e^{i\sigma_\ell} (e^{2i\delta_\ell^N} - 1) e^{i(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}\ell + \sigma_\ell)} P_\ell(\cos\theta) \quad (4.14)$$

A amplitude de espalhamento total é dada pela soma das amplitudes de espalhamento coulombiana e nuclear:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f_n(\theta) \quad (4.15)$$

A amplitude de espalhamento coulombiana $f_c(\theta)$ é dada por:

$$f_c(\theta) = \frac{-\eta}{2k \operatorname{sen}^2\left(\frac{\theta}{2}\right)} e^{-i(\eta \ln[\operatorname{sen}^2(\frac{\theta}{2})] + 2\delta_0)} \quad (4.16)$$

onde δ_0 é a defasagem coulombiana. A amplitude de espalhamento nuclear pode ser obtida comparando as Eqs. (4.7) e (4.14):

$$f_n(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) e^{2i\sigma_\ell} e^{(2i\delta_\ell^N - 1)} P_\ell(\cos\theta) \quad (4.17)$$

Assim, a seção de choque diferencial do espalhamento elástico está relacionada com a amplitude de espalhamento $f(\theta)$, de acordo com a equação:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2 = |f_c(\theta)|^2 + 2\operatorname{Re}(f_c^* f_n) + |f_n(\theta)|^2 \quad (4.18)$$

A seção de choque total de reação, σ_{reac} , pode ser expressa em termos da matriz S do espalhamento elástico:

$$\sigma_{\text{reac}} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell} (2L + 1) (1 - |S_\ell|^2) \quad (4.19)$$

4.2 Espalhamento Inelástico: Método de Canais Acoplados (CC)

No processo conhecido como *espalhamento inelástico*, não há transferência de partículas durante a colisão, mas há excitação de estados internos de um ou dois dos núcleos colidentes. O método de canais acoplados, que foi introduzido por Yoshida [47], Margolis e Troubelzkoy [48] e Chase, Wilets e Edmonds [49], é uma das técnicas mais utilizadas para interpretar e analisar dados experimentais de reações diretas. Tem sido aplicado com considerável

sucesso e fornece informações quantitativa e qualitativa a respeito da estrutura e da dinâmica nuclear.

Diferentemente do espalhamento elástico, em que a contribuição dos possíveis canais inelásticos é levada em consideração pela parte imaginária do potencial óptico, neste método alguns processos inelásticos são incluídos explicitamente.

Neste formalismo, os estados da base, ou seja, os estados que serão acoplados pertencem a uma mesma partição² e desta forma, calcular a probabilidade de excitar um núcleo para um determinado estado torna-se possível.

A Figura 4.1 apresenta possíveis transições para o caso de espalhamento inelástico, em particular, indica que não existe acoplamento direto do estado fundamental A para o estado A^{**} , ou seja, este estado deve ser excitado a partir do estado intermediário A^* . A solução das equações acopladas pelo *Método de Canais Acoplados* para este sistema, por exemplo, corresponderia a uma soma de todas as possíveis combinações das interações representadas pelas setas na Figura 4.1.

Figura 4.1: Representação esquemática do processo inelástico, $A(a, a')A^*$, (CC).

Se considerarmos o espalhamento de um projétil a sobre um alvo A , no qual denotaremos α ($\alpha = a + A$) como índice desta partição, a hamiltoniana do sistema, que agora incorpora explicitamente a estrutura interna do núcleo que está sendo excitado, pode ser expressa como:

²Por “partição” entendem-se os canais de reação com mesma massa dos núcleos colidentes.

$$H = T_\alpha + h_\alpha + V_\alpha \quad (4.20)$$

onde T_α é a energia cinética total, h_α é a soma das hamiltonianas que agem nas coordenadas internas ($h_\alpha = H_a + H_A$), e V_α é o potencial de interação projétil-alvo.

Por simplicidade, assumiremos que apenas um dos núcleos é excitado durante a colisão, por exemplo o alvo (A), e que este núcleo tem apenas um estado excitado. Desta forma, a função de onda que descreve este sistema pode ser expressa como:

$$\Psi(\vec{R}, \xi) = \phi_\alpha(\xi)\chi_\alpha(\vec{R}) + \phi_{\alpha'}(\xi)\chi_{\alpha'}(\vec{R}) \quad (4.21)$$

onde $\phi_\alpha(\xi)$ representa a função de onda do alvo no estado fundamental, $\chi_\alpha(\vec{R})$ descreve o movimento relativo projétil-alvo com o alvo no estado inicial (espalhamento elástico), $\phi_{\alpha'}(\xi)$ é a função de onda interna do alvo no estado excitado, e $\chi_{\alpha'}(\vec{R})$ descreve o movimento relativo projétil-alvo com o alvo no estado excitado (espalhamento inelástico).

Para calcular os coeficientes $\chi_i(\vec{R})$, que podem nos fornecer informações a respeito da secção de choque associada a cada processo, devemos resolver a equação de Schrödinger [50, 46]:

$$[H - E]\Psi = 0 \quad (4.22)$$

onde H é dado pela Equação (4.20).

Projetando sobre todos os estados internos, obtém-se um sistema de equações acopladas:

$$[E - \epsilon_\alpha - K_\alpha - V_{\alpha,\alpha}(\vec{R})]\chi_\alpha(\vec{R}) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} V_{\alpha,\alpha'}(\vec{R})\chi_{\alpha'}(\vec{R}) \quad (4.23)$$

onde ϵ_α representa a energia interna do projétil/alvo, ou seja, o autovalor associado ao hamiltoniano h_α que aparece na Equação (4.20). $V_{\alpha,\alpha'}(\vec{R})$ é o potencial de acoplamento entre os estados α e α' e pode ser expresso por:

$$V_{\alpha,\alpha'}(\vec{R}) = \int \phi_{\alpha}^*(\xi) V_{\alpha}(\xi, \vec{R}) \phi_{\alpha'}(\xi) d\xi \quad (4.24)$$

onde $\phi_{\alpha}(\xi)$ depende do modelo de estrutura considerado. Para tratar formalmente as excitações inelásticas, consideramos dois modelos:

- *Modelo Coletivo*: Este modelo envolve o movimento coerente de vários nucleons do núcleo. Esses movimentos podem ser interpretados macroscopicamente como rotações (núcleos não esféricos) ou vibrações da superfície (núcleos esféricos) do núcleo.
- *Modelo de Partícula Única (ou Cluster)*: Este modelo envolve a excitação de um único nucleon ou *cluster* (agregado de nucleons).

Macroscopicamente, o que descrevemos em ambos os casos são transições quânticas entre estados discretos ou do contínuo. As excitações coletivas podem ser consideradas como uma superposição de várias excitações de partícula única. A seguir descreveremos brevemente o formalismo envolvido em cada um desses modelos.

4.2.1 Modelo Coletivo

Neste formalismo, as excitações são interpretadas em termos da deformação da distribuição de carga e/ou massa dos núcleos.

Para núcleos esféricos, o raio R , o qual define a distância entre o centro do núcleo e a superfície, é constante em qualquer ponto da superfície. Porém, em núcleos deformados, o raio depende da posição na superfície na qual se deseja determiná-lo e pode ser expresso como:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (4.25)$$

onde R_0 é o raio, $\alpha_{\lambda\mu}$ é o parâmetro de deformação nuclear e $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ são os harmônicos esféricos. A Figura 4.2 (acima) mostra a dependência de

β na estrutura nuclear, e a Figura 4.2 (abaixo) apresenta alguns tipos de deformações nucleares³.

Figura 4.2: (acima) Representação esquemática de (a) um núcleo esférico ($\beta = 0$) e (b) deformado ($\beta \neq 0$). (abaixo) Representação esquemática de algumas deformações nucleares.

Sendo assim, a excitação de um núcleo é descrita, no formalismo do *modelo coletivo*, por potenciais nucleares deformados, que dependem das coordenadas internas. Apresentaremos a seguir, de forma sucinta, o formalismo dos potenciais coulombiano e nuclear deformados.

³O núcleo se comporta semelhantemente a um fluido, ou seja, não é um corpo rígido. Pode ser considerado como um sistema de várias partículas interagentes. Estas interações podem influenciar a forma nuclear. Normalmente os núcleos com números de prótons e nêutrons situados em torno de camadas fechadas, isto é, que correspondem a N ou $Z = 2, 8, 20, 50, 82$, etc., são esféricos. Os núcleos com deformações podem possuir formas alongadas, $\beta > 0$ (prolatas), ou achatadas, $\beta < 0$ (oblatas).

Potencial Coulombiano Deformado

Quando falamos de excitação coletiva estamos nos referindo a várias possíveis excitações de um núcleo. A interação Coulombiana é um caso típico, pois somente uma parte do núcleo, os prótons, experimenta a força coulombiana, o que provoca uma certa instabilidade no núcleo podendo excitar, quebrar, arrancar partículas, etc. Considerando que a partícula excitada seja o projétil, a interação Coulombiana projétil-alvo seria dada pela soma das interações de todos os constituintes do projétil:

$$V_C(R, \xi) = Ze^2 \sum_i \frac{1}{|\vec{R} - \vec{r}_i|} \quad (4.26)$$

onde Z é o número atômico do alvo e i são os constituintes do projétil.

A Equação (4.26) envolve uma parte de coordenada interna e uma parte de movimento relativo. Para um tratamento de canais acoplados é conveniente separar essas duas partes, e isso pode ser feito por uma expansão em multipolos:

$$\frac{1}{|\vec{R} - \vec{r}_i|} = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi}{2\lambda+1} \frac{r_i^\lambda}{R^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i) Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R}) \quad (R > r_i) \quad (4.27)$$

onde λ é a multipolaridade e μ é a projeção de λ . Essa expressão envolve harmônicos esféricos que dependem das coordenadas internas e harmônicos esféricos que dependem do movimento relativo.

Definimos o operador multipolar elétrico, que depende apenas da estrutura interna, como:

$$M(E\lambda, \mu) = e \sum_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{r}_i) \quad (4.28)$$

que envolve a soma sobre a posição de todas as partículas e os harmônicos esféricos correspondentes. E assim, o potencial pode ser escrito como:

$$\begin{aligned}
V_C(\vec{R}, \xi) &= V_0(\vec{R}) + \Delta(\vec{R}, \xi) \\
&= \frac{Zze^2}{R} + Ze \sum_{\lambda \neq 0, \mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} M(E\lambda, \mu) \frac{Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R})}{R^{\lambda+1}} \quad (4.29)
\end{aligned}$$

O primeiro termo não depende das coordenadas internas, portanto não pode provocar excitações ($\lambda = 0$), já o segundo termo é o responsável pelas transições de um estado a outro ($\lambda \neq 0$). O elemento de matriz do potencial coulombiano de acoplamento, expresso pela Equação (4.29), é dado por:

$$\langle IM | V_C^{coupl} | I'M' \rangle = Ze \sum_{\lambda \neq 0, \mu} \frac{4\pi}{2\lambda + 1} \langle IM | M(E\lambda, \mu) | I'M' \rangle \frac{Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R})}{R^{\lambda+1}} \quad (4.30)$$

onde (IM) e $(I'M')$ correspondem ao momento angular e a sua projeção nos estados inicial e final, respectivamente.

A Equação (4.30) é um elemento de matriz do potencial dado pela Equação (4.29) entre os estados inicial e final. Para calcular esse elemento de matriz é necessário conhecer $\langle IM | M(E\lambda, \mu) | I'M' \rangle$. Pode-se obter informação desta quantidade por exemplo, a partir de valores experimentais para a probabilidade de transição elétrica $B(E\lambda; I \rightarrow I')$. A relação entre essas duas grandezas é dada pela seguinte equação:

$$\langle IM | M(E\lambda, \mu) | I'M' \rangle = \langle IM\lambda\mu | I'M' \rangle \sqrt{\frac{2I' + 1}{2I + 1}} \sqrt{B(E\lambda, I \rightarrow I')} \quad (4.31)$$

Nota-se que os potenciais de transição coulombianos estão relacionados com a probabilidade de transição elétrica entre os estados.

Potencial Nuclear Deformado

Para um potencial real, por exemplo, do tipo Woods-Saxon, a introdução de uma dependência angular no raio leva a um potencial deformado:

$$V_N(R, \alpha) = V_N[R - R_\alpha(\theta, \phi)] \quad (4.32)$$

Considerando que as deformações são pequenas, pode-se expandir o potencial apresentado na Equação (4.32) em série de Taylor ($r = R_0$). Desta forma, obtemos:

$$V_N(R, \alpha) = V_N(R - R_0) - \sum_{\lambda, \mu} \hat{\delta}_\lambda \left(\frac{\partial}{\partial R} V_N(R - R_0) \right) Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \phi) \quad (4.33)$$

onde $\hat{\delta}_\lambda$ é um operador de deformação, que depende do parâmetro de deformação.

Quando se resolve um conjunto de equações acopladas, a estrutura do núcleo é levada em consideração pelo potencial de acoplamento (também conhecido como potencial de transição), que é um elemento de matriz do potencial de interação V entre dois estados do projétil ou do alvo, e pode ser expresso por:

$$\langle IM | V_{coupl}^N | I'M' \rangle = - \sum_{\lambda, \mu} \left(\frac{\partial}{\partial R} V_N(R - R_0) \right) \langle IM | \hat{\delta}_\lambda | I'M' \rangle Y_{\lambda\mu}^*(\theta, \phi) \quad (4.34)$$

onde I é o momento angular interno (por exemplo, do projétil) e M sua projeção. A notação (I, M) e (I', M') corresponde aos estados inicial e final, respectivamente. Pode-se escrever os elementos de matriz dos parâmetros de deformação em termos dos coeficientes de Clebsh-Gordan e do elemento de matriz reduzido:

$$\langle IM | \hat{\delta}_{\lambda, \mu} | I'M' \rangle = \frac{\langle IM\lambda, \mu | I'M' \rangle}{\sqrt{2I+1}} \langle I || \delta_\lambda || I' \rangle \quad (4.35)$$

4.2.2 Modelo de Partícula Única (*Cluster*)

Vários núcleos permitem uma descrição aproximada de suas estruturas em termos de dois ou mais *clusters*. Como exemplo, podemos citar os núcleos de ${}^6\text{He}$ e ${}^7\text{Be}$, envolvidos neste trabalho, que podem ser descritos da seguinte forma: ${}^6\text{He} \rightarrow \alpha + n + n$ e ${}^7\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^3\text{He}$.

Sendo assim, considerando que o projétil é composto por dois fragmentos, que denotaremos a e b , podemos escrever:

$$V(\vec{R}, \vec{r}) = U_a(\vec{R}_a) + U_b(\vec{R}_b) \quad (4.36)$$

com

$$\vec{R}_a = \vec{R} + \frac{m_b}{m_a + m_b} \vec{r} \quad \vec{R}_b = \vec{R} - \frac{m_a}{m_a + m_b} \vec{r} \quad (4.37)$$

A interação $V(\vec{R}, \vec{r})$ é escrita como função da coordenada do centro de massa $\vec{R}$ e das coordenadas internas entre os *clusters*, $\vec{r}$.

Neste modelo, o potencial de transição, que contém as informações da estrutura do núcleo, é dado por:

$$V_{n,n'}(\vec{R}) = \int d\vec{r} \phi_n^*(\vec{r}) V(\vec{r}, \vec{R}) \phi_{n'}(\vec{r}) \quad (4.38)$$

onde $\phi_n(\vec{r})$ é a função de onda que descreve o movimento relativo entre os fragmentos a e b .

4.3 Processos de *Breakup*: Método de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC)

Os cálculos de CDCC têm se tornado populares nos últimos anos devido ao crescente interesse no espalhamento de núcleos halo e/ou fracamente ligados. Os núcleos fracamente ligados têm uma grande probabilidade de se

romperem quando em colisão com outro núcleo e, para descrever esse tipo de processo com mais precisão, a inclusão do acoplamento com estados do contínuo se torna necessária.

A dificuldade deste tipo de abordagem é que no contínuo não temos estados discretos, ou seja, não temos valores de energias definidos, consequentemente podemos ter estados para qualquer valor de energia. Para simplificar, o que fazemos é a chamada *Discretização do Contínuo*, ou seja, dividimos o contínuo em regiões finitas que usualmente chamamos de *bins*. A Figura 4.3 mostra um esquema deste método.

Figura 4.3: Desenho esquemático da discretização do contínuo para o núcleo ${}^7\text{Be}$.

O procedimento utilizado para incluir estados excitados (ligados) explicitamente no método de canais acoplados, pode ser estendido para descrever o acoplamento de estados não ligados. Entretanto, a função de onda para estados ligados é normalizável e decai exponencialmente para grandes distâncias, já a função de onda para estados não ligados (contínuo) é algo que oscila indefinidamente (ver Figura 4.4), ou seja, até o infinito, e não é normalizável. Funções deste tipo não são convenientes para um tratamento de canais acoplados por duas razões: (i) primeiro, podem proporcionar proble-

mas de convergência no cálculo dos potenciais de acoplamento; (ii) segundo, dado que formam um contínuo, teríamos um conjunto infinito de equações acopladas. Sendo assim, a construção de *bins* é uma forma de representar o contínuo por um conjunto de estados finito e obter um conjunto finito de equações acopladas. Em outras palavras, a ideia básica do método de CDCC é usar um procedimento de discretização que substitua o contínuo por um número finito de estados normalizáveis que, no limite adequado, represente o efeito do contínuo verdadeiro [12].

Figura 4.4: Representação da parte radial da função de onda do contínuo (linha vermelha) e do bin (linha azul) associada à mesma energia.

No formalismo de CDCC, os estados são construídos da seguinte forma: (i) primeiro, o espectro do contínuo é truncado para um certo valor de energia de excitação máxima, ε_x (para vários casos é possível utilizar $\varepsilon_x \approx E_{cm}$); (ii) segundo, o intervalo de energia $0 \leq \varepsilon \leq \varepsilon_x$ é dividido em faixas de energia com uma certa largura (*bins*); (iii) finalmente, para cada *bin* do contínuo é construída uma função de onda representativa que pode ser definida como:

$$\psi_{lsj[k_1, k_2]}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N}} \int_{k_1}^{k_2} w(k) u_{lsj, k} dk \quad (4.39)$$

onde $u_{lsj,k}$ é a parte radial da função de onda do contínuo, $N = \int_{k_1}^{k_2} |w(k)|^2 dk$, $w(k)$ é uma função peso, em geral toma-se $w(k)=1$, e k é o momento linear, dado por:

$$k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar} \quad (4.40)$$

onde μ é a massa reduzida.

Para este tipo de cálculo é conveniente definir um potencial de ligação para os estados com o mesmo valor de l . Em todos os cálculos realizados neste trabalho, para simplificar, utilizamos potenciais dependentes da paridade, ou seja, um potencial para l par e outro para l ímpar. Um segundo esquema do método de discretização do contínuo pode ser visualizado na Figura 4.5 com destaque para o acoplamento envolvendo diferentes ondas parciais.

Figura 4.5: Esquema do processo de discretização do contínuo indicando as ondas parciais, as funções de onda e a energia de excitação.

Desta forma, sobre o conjunto de estados discretos é realizado o cálculo de canais acoplados convencional. Para que esta “aproximação” seja confiável é necessária a convergência dos cálculos com relação a algumas variáveis, tais como: quantidade e largura dos *bins*, energia de excitação, etc.

4.4 Métodos Perturbativos na Aproximação de Born

4.4.1 Método DWBA

O método de Aproximação de Born de Ondas Distorcidas (do acrônimo inglês, DWBA – *Distorted Wave Born Approximation*) [46, 51, 52, 53, 54] é um método que calcula a transição de um estado inicial i para um estado final f em primeira ordem de teoria de perturbação. Vale para quaisquer estados i e f , como por exemplo, para espalhamentos inelásticos, reações de transferência, entre outros. A seguir iremos descrever este método para as reações de transferência.

Uma reação de transferência pode ser definida como uma colisão nuclear na qual um nucleon ou um grupo de nucleons se separam de um núcleo “ A ” e se unem a um núcleo “ B ”.

$$\underbrace{(a + v)}_A + b \rightarrow a + \underbrace{(b + v)}_B \quad (4.41)$$

Qualitativamente, podemos dizer que este método descreve o movimento relativo projétil-alvo por meio de ondas distorcidas, que são calculadas utilizando um potencial óptico fenomenológico. Este formalismo é baseado na teoria de perturbação, na qual se admite que o espalhamento elástico é o processo mais importante que ocorre e que o acoplamento com canais de excitação ou transferência é fraco, podendo ser tratado em primeira ordem de perturbação, o que é chamado de Aproximação de Born.

Neste formalismo, a interação projétil-alvo é descrita em termos dos núcleos do canal de entrada (formulação *Prior*) ou do canal de saída (formulação *Post*) da seguinte forma:

$$\begin{aligned} V(\vec{R}_\alpha, \vec{r})_{prior} &= V_{vb} + U_{ab} \\ V(\vec{R}_\beta, \vec{r}')_{post} &= V_{av} + U_{ab} \end{aligned} \quad (4.42)$$

onde V_{vb} e V_{av} são potenciais reais que ligam a partícula de valência v aos caroços a e b , e U_{ab} é o potencial óptico que descreve o espalhamento entre os caroços a e b e contém tipicamente uma parte real e uma parte imaginária. V_{vb} , V_{av} e U_{ab} são interações capazes de induzir transferências e transições. As coordenadas relevantes são mostradas na Figura 4.6.

Na representação *Prior*, a matriz de transição para o processo de transferência é dada por [51, 55]:

$$T_{prior} = \langle \Psi_\beta^{(-)} | V_{vb} + U_{ab} | \phi_\alpha e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} \rangle \quad (4.43)$$

onde $\Psi_\beta^{(-)}$ é a função de onda exata do problema de espalhamento e ϕ_α é a função de onda do estado ligado.

Figura 4.6: Representação esquemática de uma reação de transferência indicando o conjunto de coordenadas adotado para o sistema de três corpos.

A aproximação DWBA em sua forma *Prior* resulta em escrever $\Psi_\beta^{(-)} \approx \chi_\beta^{(-)} \phi_\beta$. A onda distorcida é gerada por um potencial óptico auxiliar U_α . O potencial auxiliar U_α é, em princípio arbitrário mas, na prática, é escolhido de forma a reproduzir os dados de espalhamento elástico do canal de entrada. Da mesma forma, é introduzido um potencial U_β , que descreve o espalhamento elástico no canal de saída. Esses potenciais não produzem transferência e são

usados para gerar as ondas distorcidas. Desta forma, a Equação (4.43) pode ser escrita como:

$$T_{prior} = \langle \chi_{\beta}^{(-)} \phi_{\beta} \mid V_{vb} + U_{ab} - U_{\alpha} \mid \chi_{\alpha}^{(+)} \phi_{\alpha} \rangle \quad (4.44)$$

onde $\chi_{\beta}^{(-)}$ e $\chi_{\alpha}^{(+)}$ são ondas distorcidas que descrevem o movimento relativo do sistema ($a-v$) com relação ao alvo b , ϕ_{α} e ϕ_{β} são funções de onda que descrevem os estados inicial e final (ligados) do projétil.

A amplitude de transição está relacionada com a secção de choque de transferência pela seguinte expressão [50]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{DWBA} = \frac{\mu_{\alpha}\mu_{\beta}}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_{\beta}}{k_{\alpha}} \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{M_A, m_a} |T_{DWBA}|^2 \quad (4.45)$$

onde M_A e m_a são as projeções dos momentos angulares I_A e I_a , respectivamente.

Para calcular a amplitude de transferência na formulação *Prior*, por exemplo, é necessário conhecer as funções de onda internas do núcleo para o estado inicial (ϕ_{α}) e final (ϕ_{β}). Na notação que adotamos, a partícula de valência v é ligada ao caroço b para gerar o composto B , desta forma, a função de onda pode ser escrita como:

$$\phi_B^{JM}(\xi', \vec{r}) = [\phi_b^I(\xi') \otimes \varphi_{lsj}(\vec{r})]_{JM} \quad (4.46)$$

Em um método mais realista, as funções de onda dos estados ligados são dadas pela superposição de todas as configurações possíveis entre o caroço b com spin I e a partícula de valência v :

$$\phi_B^{JM}(\xi', \vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{n_B}} \sum_{\Pi j} A_{lsj}^{IJ} [\phi_b^I(\xi') \otimes \varphi_{lsj}(\vec{r})]_{JM} \quad (4.47)$$

onde A_{lsj}^{IJ} é a amplitude espectroscópica, n_B é o número de nucleons equivalentes (ou “idênticos”) ao nucleon transferido, ou seja, o número de nucleons

na camada do nucleon transferido, $\varphi_{lsj}(\vec{r})$ é a função de onda da partícula de valência v relativa ao caroço b . Esta é obtida resolvendo-se a equação de Schrödinger para o estado ligado $v+b$ num potencial do tipo Woods-Saxon, cuja profundidade é ajustada para dar a energia de ligação e o número de nós da função de onda corretos.

Os coeficientes da Equação (4.47) são as chamadas amplitudes espectroscópicas e, o seu quadrado, é o *fator espectroscópico*. Fisicamente, o fator espectroscópico, que pode ser escrito como:

$$S_{lsj}^{IJ} = |A_{lsj}^{IJ}|^2 \quad (4.48)$$

corresponderia a probabilidade de encontrar o nucleon v na configuração lsj ligado ao caroço no estado com spin I .

4.4.2 Método CCBA

Quando existem fortes acoplamentos de estados excitados nas partições inicial e final, os formalismos de Canais Acoplados (CC) e Aproximação de Born de Ondas Distorcidas (DWBA) podem ser combinados gerando o formalismo conhecido como Aproximação de Born de Canais Acoplados (do acrônimo inglês, CCBA – *Coupled-Channels Born Approximation*). Este formalismo foi proposto inicialmente por Penny e Satchler [56] e pode ser visto esquematicamente na Figura 4.7, que representa uma colisão de rearranjo na qual temos transições inelásticas antes e depois.

Supondo que as partições do canal de entrada e saída sejam representadas como A e B respectivamente, na aproximação CCBA temos a seguinte situação: Se os estados da partição A estão fortemente acoplados, a transição entre eles pode ser calculada pelo método de CC resolvendo as equações acopladas correspondentes. O mesmo é válido para a partição B . Nesta aproximação transições entre os estados A e B são possíveis, porém são suficientemente fracas para serem tratadas em primeira ordem de aproximação.

Figura 4.7: Representação esquemática do método de CCBA, que envolve espalhamento inelástico e rearranjo. Exemplo: $A(a, a')A^*(a', b)B$.

No método CCBA, apenas são resolvidos dois conjuntos de equações acopladas, para as transições inelásticas antes e depois do rearranjo (tratando o rearranjo em primeira ordem).

A matriz de transição calculada pela aproximação CCBA é análoga à calculada para a aproximação DWBA e é expressa por:

$$T_{\beta\alpha}^{CCBA} = \sum_{\alpha'\beta'} \langle \chi_{\beta'\beta}^{(-)} \phi_{\beta'} | (H - E) | \chi_{\alpha'\alpha}^{(+)} \phi_{\alpha'} \rangle \quad (4.49)$$

onde $(H - E) \rightarrow (V_\beta - U_\beta)$ na formulação *Post* e $(H - E) \rightarrow (V_\alpha - U_\alpha)$ na formulação *Prior*.

O segundo de cada par de índice de $\chi_{i,j}$ da Equação (4.49) representa um canal particular de entrada ou saída de interesse. A secção de choque na aproximação CCBA está relacionada à amplitude de transição pela seguinte expressão [46, 54]:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{CCBA} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{1}{(2I_A + 1)(2I_a + 1)} \sum_{M_A, m_a} |T_{CCBA}|^2 \quad (4.50)$$

que é análoga à expressão que descreve a secção de choque na Aproximação DWBA.

Análise das Distribuições Elásticas $^4\text{He}, ^6\text{He} + ^9\text{Be}$

A análise teórica das distribuições angulares do espalhamento elástico $^6\text{He} + ^9\text{Be}$ foi feita utilizando os formalismos de Modelo Óptico, Canais Acoplados (CC) considerando a excitação do alvo ^9Be , e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) considerando a quebra do projétil ^6He . A análise das distribuições angulares do espalhamento elástico $^4\text{He} + ^9\text{Be}$ foi feita utilizando apenas o formalismo de Modelo Óptico. Todos os cálculos foram realizados utilizando o código computacional FRESCO [57] e convolucionados com a resolução angular experimental, como será descrito adiante. Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos com a realização destas análises.

5.1 O Espalhamento Elástico $^6\text{He} + ^9\text{Be}$

5.1.1 Cálculo de Modelo Óptico

Com o objetivo de obter os parâmetros do potencial óptico para o sistema $^6\text{He} + ^9\text{Be}$ foi realizada, primeiramente, uma análise utilizando o formalismo do Modelo Óptico. Informações a respeito do sistema $^6\text{He} + ^9\text{Be}$ são escassas na literatura, apenas poucas medidas podem ser encontradas [17, 18, 20]. Desta forma, foram utilizados potenciais para os sistemas pró-

ximos $^6\text{Li}+^9\text{Be}$ ($E_{\text{lab}}=11,67$ MeV) [21] e $^7\text{Li}+^9\text{Be}$ ($E_{\text{lab}}=24$ MeV) [58] para a realização dos cálculos de espalhamento elástico. Os parâmetros desses potenciais, que foram chamados de c_1 e c_2 , respectivamente, podem ser vistos na Tabela 5.1.

Tabela 5.1: Conjuntos de parâmetros utilizados para os cálculos de espalhamento elástico $^6\text{He}+^9\text{Be}$ à $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV. A parte real do potencial c_2 foi gerada utilizando o potencial de São Paulo como mencionado no texto. O índice “ d ” indica que o termo é de superfície. ($R = r_0(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})$).

<i>Conj</i>	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_0 (MeV)	r_{id} (fm)	a_{id} (fm)	σ_{reac} (mb)	χ^2	Referência
c_1	60,00	1,28	0,88	17,4	1,86	0,78	1579	-	[58]
c_2	-	-	-	4,00	1,15	0,60	-	-	[21]
c_{1a}	46,97	1,20	0,80	3,32	2,41	0,86	1588	3,97	
c_{1b}	102,80	1,21	0,81	4,45	1,99	1,00	1613	2,67	

Foi utilizado um mecanismo de ajuste que emprega uma busca automática de parâmetros, chamado SFRESCO, parte do código FRESCO, a fim de obter o melhor ajuste da secção de choque experimental do espalhamento elástico com menor valor de χ^2 . Os parâmetros obtidos, c_{1a} para $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e c_{1b} para $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV, podem ser visualizados na Tabela 5.1, e os resultados dos cálculos utilizando este mecanismo de busca automática são representados pela linha contínua nas Figuras 5.1-(a) e 5.2-(a). O valor de χ^2 é o valor reduzido¹.

Comparando os parâmetros apresentados na Tabela 5.1, obtidos com a busca automática (SFRESCO), com os valores originais do potencial, podemos dizer que os conjuntos c_{1a} e c_{1b} apresentam valores elevados para o raio

¹O coeficiente χ^2 é o valor da dispersão para duas variáveis de escala nominal. Ele nos diz em que medida os valores observados se desviam do valor esperado, caso as duas variáveis não estivessem correlacionadas. O χ^2 reduzido é simplesmente o χ^2 dividido pelo número de graus de liberdade.

Figura 5.1: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV. (a) A linha tracejada corresponde ao cálculo utilizando o conjunto c_1 , e a linha contínua corresponde ao cálculo com ajuste nos parâmetros (conjunto c_{1a}), ambos convolucionados com a resolução angular experimental. (b) A linha contínua corresponde ao cálculo, utilizando o conjunto c_2 (sem ajustes), convolucionado com a resolução angular experimental.

Figura 5.2: Distribuição angular do espalhamento elástico $^6\text{He}+^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. (a) A linha tracejada corresponde ao cálculo utilizando o conjunto c_1 , e a linha contínua corresponde ao cálculo com ajuste nos parâmetros (conjunto c_{1b}), ambos convolucionados com a resolução angular experimental. (b) A linha contínua corresponde ao cálculo, utilizando o conjunto c_2 (sem ajustes), convolucionado com a resolução experimental.

e para a difusividade imaginária, o que pode indicar a presença de um efeito devido ao halo no núcleo de ${}^6\text{He}$. E também, é interessante observar que a secção de choque de reação aumenta para os sistemas envolvendo o núcleo exótico ${}^6\text{He}$.

As Figuras 5.1-(b) e 5.2-(b) apresentam um cálculo de Modelo Óptico utilizando o conjunto c_2 da Tabela 5.1 [21]. Para a parte real do potencial c_2 foi utilizado o potencial de São Paulo². Utilizamos para este procedimento a versão do programa que faz cálculos com a interação nucleon-nucleon de alcance finito (global2.for), utilizando uma interação de convolução [60]. Foi utilizada a densidade de nucleons para o ${}^6\text{He}$ embutida no programa ($R_0=1,31\cdot A^{1/3}-0,84$ fm com $a=0,5$ fm) e uma parametrização para densidade de nucleons do núcleo ${}^9\text{Be}$ proposta por *Muskat et al.* na Referência [21]. Os resultados obtidos podem ser visualizados nas Figuras 5.1-(b) e 5.2-(b). Neste cálculo não foram feitos ajustes nos parâmetros, e o resultado apresentado foi convolucionado com a resolução angular experimental, conforme descrito a seguir.

5.1.1.1 Convolução com a Resolução Angular Experimental

Devido ao fato de os feixes secundários radioativos possuírem baixas intensidades e de utilizarmos detectores com abertura angular grande para compensar isso, uma “correção” no cálculo teórico se torna necessária a fim de apresentarmos uma comparação com os dados experimentais mais realista.

O código que faz essa convolução foi escrito em fortran por *A. Moro* e funciona basicamente da seguinte forma: através do cálculo teórico com o código FRESCO obtém-se $\frac{d\sigma^{calc}}{d\Omega}$ e, a partir disso, calcula-se uma distribuição suavizada (convolucionada), $\frac{d\sigma^{conv}}{d\Omega}$. Para isso, cada ponto do cálculo teórico

²O Potencial de São Paulo contém uma sistemática de densidades nucleares obtida com íons pesados. Apesar desse potencial ser apropriado para descrever sistemas envolvendo núcleos pesados, alguns trabalhos mostram que o núcleo ${}^6\text{He}$ segue a sistemática embutida no programa que calcula o Potencial de São Paulo [59, 19].

é convolucionado com uma distribuição gaussiana de largura σ dada pela resolução angular experimental (vide Figura 5.3), ou seja:

$$\frac{d\sigma^{conv}}{d\theta} = \int \frac{d\sigma^{calc}}{d\theta'} G(\theta, \theta') d\theta' \quad (5.1)$$

onde $G(\theta, \theta')$ é uma distribuição gaussiana normalizada a 1, centrada no ângulo θ' e com largura σ .

Figura 5.3: Espectro da simulação da distribuição das partículas no detector, obtido com o programa RIBRAS para $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$. A linha contínua representa um ajuste com uma distribuição gaussiana de largura $\sigma \approx 2.7^\circ$.

Como temos:

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = 2\pi \sin\theta \frac{d\sigma}{d\Omega} \quad (5.2)$$

a Equação (5.1) pode ser escrita como:

$$\frac{d\sigma^{conv}}{d\Omega} = \left(\frac{1}{2\pi \sin\theta} \right) \int \frac{d\sigma^{calc}}{d\Omega} G(\theta, \theta') 2\pi \sin\theta' d\theta' \quad (5.3)$$

Essa correção foi feita em todas as distribuições angulares teóricas obtidas neste trabalho utilizando o sistema RIBRAS.

A Figura 5.4 mostra o cálculo apresentado anteriormente (Figura 5.1) sem e com a convolução. Podemos notar o efeito que a convolução provoca no cálculo.

Figura 5.4: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$. A linha tracejada corresponde ao cálculo de modelo óptico utilizando o conjunto c_{1a} da Tabela 5.1 sem a convolução e a linha contínua corresponde ao mesmo cálculo, porém com a convolução com a resolução angular experimental.

5.1.2 Cálculo de Canais Acoplados (CC)

Além da baixa energia de ligação do núcleo ${}^6\text{He}$, a dinâmica da reação ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ pode ser afetada pelo acoplamento com estados excitados do núcleo ${}^9\text{Be}$.

Para a reação ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{cm}}=7$ MeV, a inclusão simultânea do acoplamento com estados do alvo ${}^9\text{Be}$ e com estados do projétil ${}^6\text{Li}$ no cálculo de canais acoplados, utilizando o formalismo do Modelo Coletivo, mostra-se muito importante, melhorando significativamente a descrição da distribuição angular do espalhamento elástico com relação aos cálculos utilizando o formalismo de canais acoplados com acoplamento somente com estados do projétil ${}^6\text{Li}$ [21]. Dada a similaridade entre as duas reações, é de se esperar que esses acoplamentos também sejam importantes para o espalhamento envolvendo o núcleo ${}^6\text{He}$. Além disso, verificou-se que o espalhamento elástico ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ é influenciado pelo acoplamento com a ressonância 3^+ do núcleo ${}^6\text{Li}$ em $E_x=2,186$ MeV [21]. Analogamente, espera-se que a ressonância 2^+ do núcleo ${}^6\text{He}$ ($E_x=1,797$ MeV) tenha importância, podendo afetar o espalhamento elástico.

Sendo assim, foram realizados cálculos de canais acoplados, utilizando o formalismo do Modelo Coletivo, incluindo simultaneamente o acoplamento com estados do alvo (${}^9\text{Be}$) e o acoplamento com a ressonância 2^+ do núcleo ${}^6\text{He}$. Um ingrediente essencial para os cálculos de canais acoplados é o potencial *bare*³ entre o projétil e o alvo. Para a parte real deste potencial utilizou-se o potencial de São Paulo com interação nucleon-nucleon de alcance finito [61, 60] e uma densidade de nucleons externa para o núcleo ${}^9\text{Be}$, dada por uma parametrização proposta por *Muskat et al* e apresentada na Referência [21]. Para a parte imaginária utilizou-se um potencial do tipo Woods-Saxon dado por $V_0=W_0=4,0$ MeV, $r_i=1,15$ fm, $a_i=0,6$ fm para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV.

Além do estado fundamental $3/2_1^-$, foram incluídos os estados excitados $5/2_1^-$ ($E_x=2,43$ MeV) e $7/2_1^-$ ($E_x=6,38$ MeV) do núcleo ${}^9\text{Be}$. Estes três estados fazem parte da mesma banda rotacional $K = 3/2$. O acoplamento

³Potencial *bare* é definido como o potencial na ausência de acoplamentos.

entre esses estados é gerado a partir do potencial *bare* usando o comprimento de deformação quadrupolar $\delta_2=2,9$ fm, obtido da Referência [21] pelo valor da probabilidade de transição elétrica, $B(E2)$, para a transição $3/2^- \rightarrow 5/2^-$. O comprimento de deformação dipolar $\delta_1=1,7$ fm foi obtido da Referência [62] e foi utilizado para acoplar o estado 2^+ do núcleo ${}^6\text{He}$, de paridade positiva.

Na Figura 5.5 comparamos a secção de choque elástica (relativo a Rutherford) medida com os cálculos teóricos. Apresentamos os resultados para as energias $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV. A linha pontilhada representa o cálculo sem a inclusão de acoplamentos realizado apenas com o potencial *bare*. Para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV, podemos notar um acordo razoável com relação a posição dos máximos e mínimos, porém as oscilações estão pronunciadas. Incluindo o acoplamento com a ressonância 2_1^+ do núcleo ${}^6\text{He}$ e o acoplamento com os estados do alvo ${}^9\text{Be}$, obtemos o resultado representado pela linha contínua, onde observa-se um menor pronunciamento das oscilações, melhorando o acordo com os dados experimentais.

Como já mencionado anteriormente, para uma comparação significativa, os cálculos apresentados na Figura 5.5 foram convolucionados com uma distribuição gaussiana com largura dada pela resolução experimental. Podemos notar que para a energia de $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV, o cálculo teórico subestima a secção de choque experimental na região de $\theta_{\text{cm}} > 70^\circ$.

Os resultados desses cálculos mostram claramente que a excitação coletiva, do projétil e do alvo, possui uma influência significativa na dinâmica da reação.

Figura 5.5: Distribuição angular do espalhamento elástico $^6\text{He}+^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. A linha pontilhada representa o cálculo de modelo óptico realizado com o potencial *bare*, e a linha sólida corresponde ao cálculo de canais acoplados (CC), incluindo o acoplamento com a ressonância 2^+ do ^6He e alguns estados do alvo de ^9Be , como mencionado no texto. Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução angular experimental.

5.1.3 Cálculo de CDCC de 3 corpos

Apesar de o tratamento preciso requerer um modelo de 3 corpos do núcleo ${}^6\text{He}$, foi observado na literatura, em análises de reações induzidas por ${}^6\text{He}$, que um modelo que considera este núcleo como uma partícula alfa somada a um *cluster* de dois nêutrons (*di-nêutron*) fornece uma descrição simples e confiável [7, 8, 20]. Neste formalismo a interação entre os dois *clusters* (${}^4\text{He}+2n$) é descrita com um potencial do tipo Woods-Saxon, com $R=1,9$ MeV e $a=0,39$ fm [8]. Para os estados com momento angular $l = 0$, a profundidade deste potencial foi ajustada de forma a fornecer a energia de separação efetiva de 1,6 MeV entre os dois clusters. Foi demonstrado que o uso deste valor, em vez do valor da energia de separação de dois nêutrons ($S_{2n} = 0,97$ MeV), fornece uma descrição mais realista da função de onda do estado fundamental [8]. Além disso, o fato de usar uma energia de separação efetiva maior (em valor absoluto) do que o valor de S_{2n} é uma maneira de levar em consideração que num modelo realista de 3 corpos existe uma energia positiva entre os dois neutrons ($n-n$). Para $l = 2$, o potencial foi ajustado para reproduzir a posição da ressonância 2^+ do núcleo ${}^6\text{He}$ em $E_x = 1,8$ MeV.

Foram incluídos estados do contínuo com momento angular $l = 0 - 4$. Para $l = 1, 3, 4$ foi utilizada a profundidade obtida para $l = 0$. Os estados do contínuo foram truncados na energia de excitação máxima de $\varepsilon_x \approx 14$ MeV e foram discretizados utilizando 12, 12, 23, 12 e 6 bins e 6, 6, 11, 6 e 6 bins de energia para as ondas s, p, d, f e g , nas energias $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV, respectivamente. Um exemplo do estudo comprovando a convergência do cálculo é mostrada na Figura 5.6.

Figura 5.6: Secção de choque de *breakup versus* Energia de excitação mostrando a convergência do cálculo de CDCC incluindo as ondas s , p , d e f para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV. ε_x é a energia relativa ao limiar.

Para a interação $^4\text{He}+^9\text{Be}$ foi utilizado o potencial óptico obtido por *Taylor et al.*, no qual verificou-se que a forma da distribuição angular elástica era bem reproduzida apenas quando a componente spin-órbita (devido ao spin do núcleo ^9Be) era incluída no potencial de modelo óptico [42]. Uma vez que o código utilizado neste trabalho para realizar os cálculos de canais acoplados não permite a inclusão de componentes não centrais na interação fragmento-alvo (para este tipo de cálculo), consideramos esta interação de um modo aproximado, ou seja, incluímos a interação spin-órbita como parte do potencial entre $^6\text{He}+^9\text{Be}$. Neste cálculo possíveis efeitos provenientes da excitação do alvo não são considerados explicitamente, porém são efetivamente levados em consideração pelos potenciais ópticos fragmento-alvo.

Para a interação $2n+^9\text{Be}$ foi utilizado um modelo no qual é necessário o potencial para a interação $n+^9\text{Be}$, U_n , que foi obtido da parametrização de

Dave et al. e calculado utilizando a energia por nucleon apropriada [63], e uma distribuição de densidade n - n (ρ_{nn}), que foi obtida por um cálculo de CDCC de 4 corpos [8]. Este potencial de convolução pode ser escrito como:

$$U_{2n+{}^9\text{Be}}(\vec{R}) = \int \rho_{nn}(r_{nn}) \times \left[U_n \left(\vec{R} + \frac{\vec{r}_{nn}}{2} \right) + U_n \left(\vec{R} - \frac{\vec{r}_{nn}}{2} \right) \right] dr_{nn} \quad (5.4)$$

onde $|\rho_{nn}(r_{nn})|^2$ é a densidade de probabilidade do sistema n - n que é calculada utilizando a função de onda n - n obtida no cálculo de CDCC de 4 corpos e pode ser expressa por:

$$\rho_{nn}(r_{nn}) = r_{nn}^2 \int |\Psi^{3c}(\vec{r}_{nn}, \vec{r}_{2n-{}^4\text{He}})|^2 d\vec{r}_{2n-{}^4\text{He}} d\Omega_{nn} \quad (5.5)$$

onde $\Psi^{3c}(\vec{r}_{nn}, \vec{r}_{2n-{}^4\text{He}})$ é a função de onda de 3 corpos e $d\Omega_{nn}$ representa as coordenadas (θ_{nn}, ϕ_{nn}) .

Os resultados do cálculo de CDCC de 3 corpos para o sistema ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ nas energias $E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$ e $E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$ são apresentados na Figura 5.7. A linha pontilhada representa o cálculo no qual o acoplamento com o contínuo foi omitido. Para ângulos dianteiros este cálculo apresenta um mínimo pronunciado não observado nos dados experimentais, ao passo que para ângulos traseiros o cálculo superestima os dados experimentais. A linha sólida representa o cálculo de CDCC de 3 corpos completo. A inclusão do acoplamento com estados do contínuo do núcleo ${}^6\text{He}$ produz uma supressão da secção de choque para ângulos traseiros, melhorando o acordo com os dados experimentais. Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução angular experimental.

Figura 5.7: Distribuição angular do espalhamento elástico $^6\text{He}+^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*. A linha sólida representa o cálculo de CDCC de 3 corpos. Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução angular experimental.

Para convergência total da secção de choque do espalhamento elástico foi necessária a inclusão de ondas parciais ($2n-{}^4\text{He}$) até $l = 4$. Apesar disto, grande parte do efeito observado na distribuição angular elástica surge do acoplamento com a ressonância 2^+ (onda- d) do núcleo ${}^6\text{He}$ ($E_x = 1,8$ MeV), como pode ser visto na Figura 5.8, que apresenta o efeito da inclusão das ondas parciais no cálculo de CDCC de 3 corpos para $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV. Vemos claramente que a inclusão da onda- d afeta significativamente o cálculo de CDCC de 3 corpos, melhorando o acordo da distribuição angular com os dados experimentais, principalmente na região de ângulos traseiros.

Figura 5.8: Cálculo de CDCC de 3 corpos para a distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV, considerando separadamente as ondas s , p e d convolucionado com a resolução experimental. A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*.

Pelos cálculos de CDCC de 3 corpos realizados, verificamos que o acoplamento nuclear com a ressonância 2^+ do núcleo ${}^6\text{He}$ afeta consideravelmente a distribuição angular de espalhamento elástico, fato que vai em contraste com a situação vista no caso de alvos pesados, em que o principal efeito é devido

ao acoplamento com a ressonância 1^- (acoplamentos Coulombianos) [7].

5.1.4 Cálculo de CDCC de 4 corpos

Como já mencionado anteriormente, foi observado por análises de reações induzidas por ^6He [7, 8, 20] que um modelo que considera o núcleo ^6He como uma partícula alfa somada a um *cluster* de dois nêutrons (*di-nêutron*), fornece uma descrição simples e confiável. Apesar disso, um tratamento preciso de reações que envolvam o núcleo ^6He requer um modelo de 4 corpos ($n+n+^4\text{He}+\text{ALVO}$). Isto é possível com o formalismo de CDCC que foi recentemente estendido para problemas envolvendo 4 corpos [9, 10, 11, 64, 65]. Neste cálculo é possível considerar, de maneira explícita, a coordenada $n-n$, portanto podemos ter excitações do núcleo ^6He devido a esta coordenada, enquanto que no cálculo de CDCC de 3 corpos somente podemos excitar a coordenada $2n-^4\text{He}$, ou seja, considera-se que os dois nêutrons ($2n$) estão “congelados” sendo tratados como uma partícula ou *cluster*.

Neste formalismo são necessários potenciais que descrevam as interações ($^4\text{He}+^9\text{Be}$) e ($n+^9\text{Be}$). Para uma comparação confiável com o cálculo de CDCC de 3 corpos, foram utilizados os mesmos potenciais ópticos para as interações entre os fragmentos do projétil e o alvo nos dois cálculos (mencionados na seção anterior). Esses cálculos foram realizados pela *Dr. Manuela Rodríguez-Gallardo* da Universidade de Sevilha, Espanha, e podem ser vistos na Figura 5.9.

Figura 5.9: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ Me e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*. A linha sólida representa o cálculo de CDCC de 4 corpos. Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução experimental.

Observando os resultados apresentados na Figura 5.9, vemos um acordo muito bom entre os dados experimentais e o cálculo de CDCC de 4 corpos para $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV, enquanto que para $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV o cálculo parece subestimar os dados em ângulos traseiros, assim como obtido para o cálculo de canais acoplados utilizando o formalismo do Modelo Coletivo.

A Figura 5.10 apresenta uma comparação dos cálculos de CDCC de 3 e 4 corpos para as energias $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Podemos observar que estes dois formalismos apresentam algumas diferenças, em contraste com os resultados encontrados na Referência [8], na qual ambos os modelos previram resultados muito semelhantes para todos os alvos e energias analisadas. Uma possível razão para isso é que os cálculos da Referência [8] correspondem a alvos mais pesados, onde os acoplamentos coulombianos são dominantes. No presente trabalho, envolvendo alvo leve, o efeito do contínuo no espalhamento elástico é provavelmente dominado pelo acoplamento nuclear. Outra possível explicação seria devido às limitações do modelo de *di-nêutron* para um sistema de 3 corpos e também devido às dificuldades numéricas inerentes ao cálculo de CDCC de 4 corpos.

Figura 5.10: Comparação dos cálculos de CDCC de 3 e 4 corpos para o espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. As linhas contínua e tracejada correspondem aos cálculos de CDCC de 3 e 4 corpos, respectivamente, convolucionados com a resolução angular experimental.

5.1.5 Potencial de Polarização

O efeito dos canais de acoplamento pode ser caracterizado em termos do potencial de polarização, que é uma interação que simula o efeito de todos os acoplamentos no espalhamento elástico.

Foi observado que, para o espalhamento de sistemas fracamente ligados por alvos leves, o potencial de polarização é caracterizado por uma parte real repulsiva e uma parte imaginária de longo alcance [12, 14]. Para espalhamentos envolvendo alvos pesados o potencial de polarização contém também uma parte real atrativa de longo alcance, originada pela interação Coulombiana.

Neste trabalho, o potencial de polarização foi gerado usando a descrição de *Thompson et al* [66]. O potencial calculado é conhecido como *Trivial Local Polarization* (TLP) e pode ser considerado como uma aproximação simplificada do sistema complicado de canais acoplados. A Figura 5.11 apresenta uma comparação entre o cálculo completo de canais acoplados (CC) e o resultado obtido com o cálculo realizado utilizando o potencial *bare* somado ao potencial de polarização, extraído do cálculo de canais acoplados. Vemos que o potencial de polarização simula muito bem o efeito de todos os acoplamentos no espalhamento elástico.

A Figura 5.12 apresenta o potencial TLP para o espalhamento $^6\text{He}+^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$, extraído dos cálculos de CDCC de 3 corpos (linha tracejada) e 4 corpos (linha contínua). Podemos observar as partes real (acima) e imaginária (abaixo). Para efeitos de comparação, incluímos o potencial *bare*, sem acoplamentos (linha pontilhada). As setas mostram a posição da soma dos raios do sistema ($R = 1,2(6^{1/3}+9^{1/3})$), ou seja, uma estimativa do raio de interação.

Figura 5.11: Comparação entre o cálculo completo de Canais Acoplados (linha verde) e o cálculo realizado utilizando o potencial *bare* somado ao potencial de polarização (linha vermelha). A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*. Os cálculos apresentados foram convolucionados com a resolução angular experimental.

Qualitativamente, os cálculos do potencial TLP extraídos dos cálculos de CDCC de 3 e 4 corpos apresentam o mesmo comportamento. A parte real é repulsiva ($V > 0$) para distâncias próximas ao valor do raio de interação, ao passo que a parte imaginária é absorptiva ($W < 0$), possuindo uma calda que se estende a distâncias significativamente longas quando comparada ao potencial sem acoplamentos. Essas características são muito similares às encontradas para o espalhamento de outros sistemas fracamente ligados por alvos leves, nos quais o efeito coulombiano é pequeno [12, 14]. Esse resultado confirma nossas conclusões que, para sistemas leves, a dinâmica da reação é dominada pelo efeito nuclear. Apesar da concordância qualitativa, a parte imaginária do potencial TLP extraído do cálculo de CDCC de 4 corpos se

estende a distâncias maiores quando comparado com o potencial TLP obtido do cálculo de CDCC de 3 corpos. Isso poderia explicar as diferenças encontradas nos resultados obtidos para o espalhamento elástico (ver Figura 5.10).

Figura 5.12: Potencial TLP extraído dos cálculos de CDCC de 3 corpos (linha tracejada) e 4 corpos (linha contínua) para o sistema $^6\text{He} + ^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Podemos observar as partes real (acima) e imaginária (abaixo). A linha pontilhada representa o cálculo sem incluir acoplamentos (potencial *bare*). As setas mostram a posição da soma dos raios do sistema, ou seja, uma estimativa do raio de interação.

5.2 O Espalhamento Elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$

5.2.1 Cálculo de Modelo Óptico

Como o núcleo ${}^4\text{He}$ é o caroço do núcleo ${}^6\text{He}$, sua análise, em comparação com a do ${}^6\text{He}$, fornece informações sobre o halo de dois nêutrons [67]. Desta forma, as distribuições angulares ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ serão úteis em uma análise futura. Com o objetivo de obter informações do potencial de interação ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$, analisamos o pico de partículas alfas (contaminantes) presente em nossos espectros biparamétricos experimentais, como pode ser visto na Figura 3.6. Os cálculos das secções de choque elástica para ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e $E_{\text{lab}}=32,2$ MeV foram realizados utilizando o formalismo de Modelo Óptico com potenciais da literatura obtidos para energias em torno de 20 MeV. Os parâmetros utilizados, que chamamos de a_1 e a_2 são os mesmos utilizados nos cálculos de CDCC, e podem ser vistos na Tabela 5.2.

Tabela 5.2: Conjunto de parâmetros utilizados para o cálculo do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. O índice “so” representa spin-órbita. ($R = r_0 A_a^{1/3}$).

<i>Conj</i>	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_0 (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	W_{so} (MeV)	r_{so} (fm)	a_{so} (fm)	σ_{reac} (mb)	χ_{red}^2	Ref
a_1	60,90	1,846	0,53	4,50	1,846	0,53	2,4	1,846	0,53	847	-	[42]
a_2	61,00	1,846	0,58	4,60	1,846	0,58	1,9	1,846	0,58	778	-	[42]
a_{1a}	69,81	1,846	0,53	9,83	1,846	0,53	2,4	1,846	0,53	904	3,19	
a_{2a}	35,25	1,846	0,58	12,79	1,846	0,58	1,9	1,846	0,58	913	2,34	

A fim de otimizar os resultados obtidos, foi feita uma busca automática nas profundidades real (V_0) e imaginária (W_0), utilizando o código SFRESCO. Os parâmetros finais (a_{1a} e a_{1b}) também podem ser visualizados na Tabela 5.2 e o resultado do cálculo pode ser visualizado na Figura 5.13.

Observando os resultados apresentados na Tabela 5.2 vemos que quando ajustamos os parâmetros da literatura para reproduzir o dados experimentais obtidos neste trabalho, que foram medidos numa região de energia mais alta, um aumento na profundidade imaginária (W_0) foi necessário.

Figura 5.13: Distribuição angular do espalhamento elástico $^4\text{He}+^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 23,9$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 32,2$ MeV. A linha tracejada corresponde ao cálculo de modelo óptico com potenciais da literatura (a) a_1 e (b) a_2 , e a linha contínua corresponde ao cálculo com ajuste nos parâmetros (a) a_{1a} e (b) a_{2a} . Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução angular experimental.

Produção de Partículas Alfa na Colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$

Como já mencionado anteriormente, uma grande produção de partículas alfa foi observada nos espectros biparamétricos obtidos com feixe de ${}^6\text{He}$ e alvo de ${}^9\text{Be}$ (ver Figura 3.16). Como as contagens referentes às partículas alfa são inclusivas, não temos como saber se são produzidas por um mecanismo de quebra, por um mecanismo de transferência ou fusão. Estas partículas podem ser provenientes de diferentes canais de reação, como, por exemplo, a quebra do projétil ${}^6\text{He}$, a excitação e a quebra do alvo ${}^9\text{Be}$, a transferência de 2 nêutrons ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He}){}^{11}\text{Be}$, a transferência de 1 nêutron, ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^5\text{He}){}^{10}\text{Be}$, na qual o núcleo ${}^5\text{He}$ se quebra em ${}^4\text{He}+n$. Além destes processos diretos, podemos citar a fusão completa ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be} \rightarrow {}^{15}_6\text{C}$ formando o núcleo composto ${}^{15}\text{C}$ que decai emitindo nêutrons, alfas e gamas.

O núcleo ${}^6\text{He}$ na configuração $(n+n+{}^4\text{He})$ é ligado apenas por $E_{\text{lig}} = 0,973 \text{ MeV}$, ou seja, acima dessa energia o núcleo ${}^6\text{He}$ se quebra. Como o primeiro estado excitado está em $E_x = 1,797 \text{ MeV}$, todos os estados excitados deste núcleo são não ligados, ou seja, estão no contínuo. O mesmo ocorre para o núcleo ${}^9\text{Be}$ na configuração $(n+{}^4\text{He}+{}^4\text{He})$, ou seja, é ligado apenas por $E_{\text{lig}} = 1,574 \text{ MeV}$ e o primeiro estado excitado está em $E_x = 1,684 \text{ MeV}$. Da mesma forma, todos os estados excitados do núcleo ${}^9\text{Be}$ estão no contínuo. Portanto é de se esperar, como observado, uma grande produção de partículas alfa na colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$.

6.1 Análise da faixa de Partículas Alfa

A secção de choque experimental da distribuição de partículas alfa foi obtida conforme descrito na Seção 3.5.

Na Figura 6.1 apresentamos o resultado de cálculos de quebra do ${}^6\text{He}$ (*breakup*) obtidos pelo formalismo de CDCC de 3-corpos. Para comparar o resultado do cálculo de CDCC com os dados experimentais foi necessário transformar a secção de choque diferencial calculada pelo código FRESKO em uma secção de choque relativa ao ângulo das alfas no referencial do laboratório. Isto foi feito utilizando dois códigos computacionais, chamados CDCN e HUSK, fornecidos pelo *Prof. Dr. Jeff Tostevin* da Universidade de Surrey, Reino Unido [68].

Este cálculo de CDCC considera apenas a quebra do projétil ${}^6\text{He}$, ou seja, o alvo ${}^9\text{Be}$ não é excitado, ficando portanto no estado fundamental. Neste cálculo somamos as secções de choque diferenciais de quebra do núcleo ${}^6\text{He}$ para todas as energias de excitação desde o limiar até $\varepsilon_x=14$ MeV. O resultado deste cálculo é apresentado no sistema de laboratório a fim de poder ser comparado com os dados experimentais. Vemos que a forma da distribuição angular é bem reproduzida, porém o cálculo de CDCC para o *breakup* do núcleo ${}^6\text{He}$ subestima a secção de choque medida e os fatores de normalização estão indicados na Figura 6.1. Como o núcleo ${}^9\text{Be}$ é pouco ligado ($E_{\text{lig}}=1,57$ MeV), talvez exista uma contribuição da quebra relacionada ao canal inelástico, que não é possível calcular. Além disso, esta diferença entre o cálculo teórico e os dados experimentais pode ser devido a contribuições de outras ondas parciais no cálculo de CDCC ou a outros processos que levem a produção de partículas alfa como reações de transferência.

As secções de choque de *breakup*, normalizadas e integradas em ângulo, resultaram em 299 ± 29 mb para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e 384 ± 38 mb para $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV.

Figura 6.1: Distribuições angulares ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})$ para $E_{\text{lab}} = 16.2$ MeV (acima) e $E_{\text{lab}} = 21.3$ MeV (abaixo) comparadas com um cálculo de CDCC considerando apenas a quebra do projétil ${}^6\text{He}$.

6.2 Análise da faixa de ${}^6\text{He}$

Aqui apresentamos as distribuições angulares de excitação do alvo, mostrados na Figura 3.18, com cálculos de Canais Acoplados utilizando o formalismo de Modelo Coletivo (CC), ambos no sistema de laboratório.

Figura 6.2: Distribuição angular da faixa das partículas de ${}^6\text{He}$ responsáveis pela quebra do núcleo alvo ${}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV (acima) e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV (abaixo) comparadas com um cálculo de CC.

A linha sólida na Figura 6.2 corresponde a soma de todas as distribuições angulares dos estados excitados do núcleo ${}^9\text{Be}$ considerado no cálculo de CC (ver Seção 5.1.2). O resultado do cálculo de CC superestima a secção de choque medida e os fatores de normalização estão indicados na Figura 6.2.

As secções de choque inelásticas, normalizadas e integradas em ângulo, resultaram em 10 ± 1 mb para $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e 28 ± 3 mb para $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV.

Análise da Distribuição Quasielástica ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$

A medida do espalhamento ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=23,7\text{ MeV}$ ($E_{\text{cm}}=13,33\text{ MeV}$) foi realizada no laboratório CRC Radioactive Beam Facility, em Louvain-la-Neuve na Bélgica pelo Prof. Dr. Ivan Mukha, pesquisador do Instituto Helmholtzzentrum fuer Schwerionenforschung do GSI, Alemanha [69]. A energia da barreira para esse sistema, no referencial do centro de massa, é $E_B=4,44\text{ MeV}$. A resolução em energia do experimento não permite separar a contribuição do primeiro estado excitado do núcleo ${}^7\text{Be}$ ($E_x=0,429\text{ MeV}$), portanto denominamos quasielástica a distribuição angular medida. A distribuição angular quasielástica ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ foi analisada utilizando os formalismos de Modelo Óptico, Canais Acoplados (CC) e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC). Todos os cálculos foram realizados utilizando o código computacional FRESCO [57]. Neste capítulo serão apresentados os resultados obtidos dessas análises.

7.1 O Espalhamento Quasielástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$

7.1.1 Cálculo de Modelo Óptico

A distribuição angular experimental da secção de choque quasielástica¹ foi analisada, primeiramente, utilizando potenciais ópticos fenomenológicos. Os objetivos desta análise foram dois: (i) Extrair o potencial óptico da interação ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$. (ii) Encontrar uma normalização absoluta dos dados experimentais, que não foi obtida no experimento. Essa normalização não foi obtida devido ao fato de que esses dados experimentais serem derivados da busca por estados no núcleo ${}^6\text{Be}$ por meio da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, {}^4\text{He})$, onde o alvo de ${}^9\text{Be}$ foi utilizado apenas para fornecer uma calibração em energia. Desta forma não foram realizadas medidas de normalização do espalhamento do núcleo ${}^7\text{Be}$ envolvendo alvos pesados, como ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{208}\text{Pb}$, onde a secção de choque absoluta pode ser extraída, pois o espalhamento é puramente Coulombiano.

Foram considerados seis diferentes potenciais ópticos ($\text{OM}_1\text{--}\text{OM}_6$), obtidos para o sistema similar ${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em energias entre 24 MeV e 34 MeV [58, 70], cujos parâmetros podem ser vistos na Tabela 7.1.

A fim de obter um fator de normalização para os dados experimentais, foram realizados cálculos de modelo óptico utilizando cada um dos conjuntos de parâmetros mostrados na Tabela 7.1 mantidos fixos, variando-se a normalização dos dados e minimizando o valor do χ^2_{red} . Os resultados obtidos podem ser vistos na Figura 7.1.

A fim de otimizar o acordo entre o cálculo e os dados, uma busca automática foi realizada nos conjuntos que apresentaram menor valor de χ^2_{red} , ou seja, nos conjuntos OM_1 e OM_3 . Nesta segunda etapa, as profundidades real (V_0) e imaginária (W_0/W_d), assim como a normalização dos dados (N), foram variadas de forma a minimizar o valor de χ^2_{red} . Os parâmetros obtidos

¹Pelo termo quasielástico se entende a soma do espalhamento elástico com os espalhamentos inelásticos que não são possíveis separar experimentalmente do elástico numa dada experiência.

Tabela 7.1: Conjunto de parâmetros utilizados no cálculo do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$. Os valores dos raios reduzidos foram convertidos para raio absoluto utilizando a expressão $R = r_0(4^{1/3} + 7^{1/3})$. A parte imaginária do potencial OM_1 é de superfície e é definida como: $4a_d W_d d/dr f(r, r_d, a_d)$, onde $f(r, r_d, a_d)$ é o fator de forma de Woods-Saxon [58].

<i>Conj</i>	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_0 (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	W_d (MeV)	r_d (fm)	a_d (fm)	N	χ^2_{red}	Ref.
OM ₁	60,00	1,28	0,88	-	-	-	17,4	1,86	0,78	39,65	54,29	[58]
OM ₂	152,0	1,38	0,75	6,72	2,72	0,76	-	-	-	39,30	111,13	[58]
OM ₃	30,00	2,30	0,57	7,1	2,71	0,79	-	-	-	34,05	60,49	[58]
OM ₄	73,1	1,19	0,78	8,90	2,52	0,92	-	-	-	29,71	118,89	[70]
OM ₅	34,4	1,21	0,76	8,90	2,43	1,02	-	-	-	27,71	170,06	[70]
OM ₆	23,0	2,15	0,61	10,3	1,89	1,13	-	-	-	27,39	102,03	[70]
OM _{1a}	48,61	1,28	0,88	-	-	-	12,13	1,86	0,78	37,93	36,39	-
OM _{3a}	12,08	2,30	0,57	7,51	2,71	0,79	-	-	-	39,99	41,29	-

Figura 7.1: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV. (a) OM₁. (b) OM₂. (c) OM₃. (d) OM₄. (e) OM₅. (f) OM₆.

com esse procedimento (OM_{1a} e OM_{3a}) também são mostrados na Tabela 7.1, e os resultados podem ser vistos na Figura 7.2.

Os valores obtidos para a normalização dos dados são consistentes entre si, apresentando uma diferença de aproximadamente 5%.

A distribuição angular para o espalhamento quasielástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ foi comparada com dados experimentais encontrados na literatura obtidos por *Verma et al.* [71]. Essa comparação pode ser vista na Figura 7.3.

Figura 7.2: Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 23.7$ MeV. (a) OM_{1a} e (b) OM_{3a}. A barra de erro nos dados experimentais foi calculada considerando apenas o erro estatístico no número de contagens.

Figura 7.3: Comparação entre os dados experimentais para o espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ obtidos por *Mukha et al.* em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV (círculos negros) e obtidos por *Verma et al.* em $E_{\text{lab}} = 21$ MeV (círculos brancos) [71].

Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos por *Mukha et al.* em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV, enquanto os círculos brancos representam os dados experimentais de *Verma et al.* em $E_{\text{lab}} = 21$ MeV [71]. Os dois conjuntos de dados são totalmente consistentes, o que nos dá maior confiabilidade no fator de normalização obtido no cálculo de modelo óptico. Podemos dizer que esta comparação foi mais uma forma de checar o resultado obtido, neste trabalho, para a normalização dos dados experimentais.

7.1.2 Cálculo de Canais Acoplados (CC)

A resolução em energia do experimento não permitiu separar as contribuições do espalhamento elástico e do primeiro estado excitado do núcleo de ${}^7\text{Be}$ em $E_x = 0,429$ MeV. Para estimar a contribuição deste estado excitado e verificar se é significativa, foram realizados cálculos de canais acoplados, utilizando o formalismo do *Modelo de Cluster*, no qual incluiu-se explicitamente

este estado. O esquema de níveis do ${}^7\text{Be}$ é mostrado na Figura 7.4, onde pode ser visualizado o estado citado anteriormente.

Neste cálculo, o núcleo ${}^7\text{Be}$ foi considerado como um sistema de dois corpos (${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$), como pode ser visto na Figura 7.5, e a interação efetiva projétil-alvo foi descrita como a soma das interações de cada fragmento com o alvo (isto é, ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ e ${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$). Os potenciais de espalhamento *cluster-alvo* para as interações ${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$ e ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ foram obtidos da literatura e podem ser vistos na Tabela 7.2 [72]. As profundidades do potencial de ligação foram ajustadas para reproduzir simultaneamente a energia de separação do estado fundamental e do primeiro estado excitado do ${}^7\text{Be}$ ($J^\pi=1/2^-$), admitindo que esses estados correspondem a configuração $2p$ no modelo de camadas para o movimento relativo ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$. Essa configuração corresponde ao número quântico principal $N=2$ (número de nós) incluindo o infinito mas não a origem, e $l=1$ para o momento angular orbital. Note que a configuração $1p$ não é permitida devido ao princípio de exclusão de Pauli.

Figura 7.4: Esquema de níveis de energia do núcleo ${}^7\text{Be}$, no qual podemos visualizar o estado fundamental $3/2^-$ e o primeiro estado excitado em $E_x = 0,429 \text{ MeV}$ ($1/2^-$)[45].

Figura 7.5: Esquema do modelo de estrutura adotado para o ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ no cálculo de canais acoplados utilizando o formalismo do *Modelo de Cluster*.

Estudamos a dependência nos parâmetros do potencial ${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$ utilizando diferentes combinações dos conjuntos de parâmetros mostrados na Tabela 7.2. Definimos o conjunto d_1 como sendo a combinação dos conjuntos (1,2,5), o d_2 como sendo (1,2,6), o d_3 como (1,3,5), o d_4 como (1,3,6), o d_5 como (1,4,5) e o d_6 como (1,4,6). Esses cálculos foram feitos para $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV, o que corresponde a $E_\alpha \approx (4/7)E_{\text{lab}}$ e $E_{3\text{He}} \approx (3/7)E_{\text{lab}}$.

Tabela 7.2: Conjunto de parâmetros utilizados para o cálculo de espalhamento elástico utilizando o *modelo de cluster* ($R = r_0(A_a^{1/3})$). O potencial demarcado por (*) possui forma gaussiana dada por [73]:

$$V(r) = -V_0 e^{-(r/r_0)^2} \text{ (parte real)}$$

$$V_{ls}(r) = -V_{so} e^{-(r/r_{so})^2} (2l \cdot s) \text{ (parte spin-órbita)}$$

Sistema	V_0 (MeV)	r_0 (fm)	a_0 (fm)	W_0 (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)	V_{so} (MeV)	r_{so} (fm)	a_{so} (fm)	Conj.	Ref.
${}^3\text{He}+{}^4\text{He}^*$	83,77	2,52	-	-	-	-	0,63	2,52	-	1	[73, 74]
${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$	109,00	1,60	0,64	22,00	1,60	0,64	-	-	-	2	[72]
${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$	171,00	1,20	0,51	18,00	1,20	1,99	5,50	1,20	0,51	3	[72]
${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$	141,20	1,16	0,76	16,40	1,54	0,99	-	-	-	4	[72]
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	54,10	1,85	0,58	4,20	1,85	0,58	2,60	1,85	0,58	5	[72]
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	57,00	1,85	0,58	4,80	1,85	0,58	2,40	1,85	0,58	6	[72]

O resultado dos cálculos de Canais Acoplados são mostrados na Figura 7.6. Os círculos negros são os dados experimentais com o fator de normalização obtido da análise de modelo óptico. As linhas tracejada e pontilhada correspondem às contribuições do espalhamento elástico e inelástico respectivamente. A linha sólida representa a secção de choque total quasielástica. Vemos que a contribuição do espalhamento inelástico é pequena na região angular que corresponde aos dados experimentais. Nota-se que o cálculo de canais acoplados é totalmente consistente com a normalização obtida na análise de modelo óptico, fornecendo uma maior confiança na normalização obtida. Além de determinar a contribuição da secção de choque inelástica, este estudo permitiu uma verificação independente da normalização dos dados obtida através da análise de modelo óptico.

A Figura 7.7 mostra uma comparação dos cálculos de modelo óptico (OM_{1a}) e canais acoplados (conj. d_3), na qual vemos que as duas abordagens (MO e CC) fornecem resultados consistentes. As motivações para se realizar esses dois cálculos foram duas: (i) verificar se as duas abordagens (MO e CC) proporcionam resultados consistentes; (ii) estimar a contribuição do

Figura 7.6: Cálculo de canais acoplados para ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV; vemos separadamente as contribuições do espalhamento elástico (linha tracejada), inelástico (linha pontilhada) e a soma resultando no espalhamento quasielástico (linha sólida).

canal inelástico (excitação do núcleo ${}^7\text{Be}$) nos dados quasielásticos. No caso da análise com Modelo Óptico, o cálculo permitiu obter uma normalização para os dados e o potencial de interação entre os núcleos ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$. No caso da análise com o formalismo de Canais Acoplados, estudamos até que ponto o espalhamento envolvendo o núcleo ${}^7\text{Be}$ pode ser descrito em termos de um modelo simples de 2 corpos, (${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$), ou seja, em termos das interações ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ e ${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$. Esta informação não poderia ser obtida por cálculos de Modelo Óptico.

Figura 7.7: Comparação dos cálculos de modelo óptico (linha vermelha) e canais acoplados (linha verde) para ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV.

7.1.3 Cálculo de CDCC de 3 corpos

O núcleo ${}^7\text{Be}$, descrito como ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$, é ligado por uma energia de $E_x=1,59$ MeV e, diante disso, pode ter uma probabilidade grande de se quebrar (*breakup*). Se isso ocorre, o acoplamento com estados do contínuo deve ser levado em consideração, pois pode afetar a dinâmica da reação. Diante disto, foram realizados cálculos de Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) de 3 corpos, que é uma extensão do formalismo de canais acoplados onde, além dos estados ligados, alguns estados do contínuo do núcleo ${}^7\text{Be}$ foram incluídos explicitamente.

Foram utilizados os conjuntos d_1 , d_3 e d_5 apresentados na Tabela 7.2. O potencial de ligação para $({}^3\text{He}+{}^4\text{He})$, obtido por *Buck e Merchant* [73], também utilizado nos cálculos de Canais Acoplados, tem a forma gaussiana, cujos parâmetros estão mostrados na Tabela 7.2. É dependente da paridade sendo definido por: $V_r = 66,10$ MeV (l par), $V_r = 83,77$ MeV (l ímpar), $r_{so} = r_r = 2,52$ fm e $V_{so} = 0,63$ MeV.

Para total convergência desse cálculo foram necessárias ondas parciais

até $l = 3$, conforme pode ser visto na Figura 7.8 na qual apresentamos um exemplo do estudo comprovando a convergência do cálculo.

Figura 7.8: Secção de choque de *breakup* versus Energia de excitação relativa ao limiar, para várias ondas parciais do contínuo do sistema (${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$). Esses espectros mostram a convergência do cálculo de CDCC incluindo as ondas s , p , d e f .

De acordo com o esquema de níveis de energia do núcleo ${}^7\text{Be}$, mostrado na Figura 7.4, observa-se que a onda parcial f possui ressonâncias em 4,57 MeV (estado $7/2^-$), 6,73 MeV e 7,21 MeV (estado $5/2^-$). Embora o núcleo ${}^7\text{Be}$ possua duas ressonâncias $5/2^-$, muito próximas, somente a ressonância em 6,73 MeV é bem descrita pela configuração ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$. A outra ressonância, por tanto, não foi considerada nos cálculos, porém esperamos que nesta reação não seja populada de maneira importante. Para $l = 1$ foi utilizada a

mesma profundidade obtida para o estado fundamental e o primeiro estado excitado. Para $l=3$, a profundidade foi ajustada a fim de reproduzir a posição das ressonâncias $7/2^-$ e $5/2^-$. Neste cálculo a função de onda do contínuo foi truncada numa energia de excitação máxima de aproximadamente $\varepsilon_x \approx 10$ MeV e discretizada em um conjunto finito de bins construídos utilizando 5, 8, 12 e 13 bins de energia para as ondas s , p , d e f respectivamente. Os resultados obtidos podem ser visualizados na Figura 7.9.

Figura 7.9: Cálculo de CDCC incluindo as ondas s , p , d e f para ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV, juntamente com o cálculo de canais acoplados (CC) onde foi incluído o estado excitado ligado do ${}^7\text{Be}$, mas não o contínuo.

A Figura 7.10 mostra uma comparação entre os cálculos de Modelo Óptico (MO), Canais Acoplados (CC) e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC). Percebe-se que secção de choque obtida com o cálculo de CDCC é semelhante às obtidas com o cálculo de Canais Acoplados e Modelo Óptico. Isto indica que o efeito do contínuo nesta reação é muito pequeno na região angular medida experimentalmente. Podemos ainda afirmar que a inclusão do contínuo torna-se mais importante para ângulos superiores a 60 graus, onde praticamente não há dados experimentais.

Figura 7.10: Comparação entre cálculos realizados para o espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV, utilizando o formalismo de Canais Acoplados (linha verde), o Modelo Óptico (linha vermelha) e os cálculos incluindo o contínuo (linha azul).

Secção de Choque Total de Reação e de Produção de Partículas Alfa

A secção de choque total de reação foi obtida da análise dos espalhamentos ^4He , ^6He , $^7\text{Be}+^9\text{Be}$, por meio de cálculos de Modelo Óptico, Canais Acoplados e CDCC descritos nos Capítulos 5 e 7. Com o objetivo de comparar os resultados obtidos para diferentes sistemas, utilizamos um método simples que remove os efeitos geométricos e de barreira coulombiana de modo que é possível comparar secções de choque de reação de diferentes sistemas em diferentes energias [75]. Comparamos a secção de choque total de reação com a produção de partículas alfas.

8.1 Secção de Choque e Energia Reduzidas

A fim de comparar dados para diferentes sistemas, transformamos a secção de choque e a energia pelas seguintes relações [75, 76]:

$$E_{red}^{cm} = \frac{E_{cm}(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})}{Z_p Z_a} \quad (8.1)$$

$$\sigma_{red}^{cm} = \frac{\sigma_{reac}}{(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})^2} \quad (8.2)$$

Tabela 8.1: Secção de choque total de reação reduzida e energia do centro de massa reduzida para os sistemas estudados neste trabalho.

Sistema	E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	E_{red} (MeV)	Cálculo	σ_{reac} (mb)	$\sigma_{\text{red}}^{\text{cm}}$ (mb)	Ref.
${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	16,2	9,7	4,7	MO	1588	104,6	este trabalho
	"	"	"	CC	1445	95,1	"
	"	"	"	CDCC-3c	1488	98,0	"
	"	"	"	CDCC-4c	1643	108,2	"
	21,3	12,8	6,2	MO	1613	106,2	"
	"	"	"	CC	1449	95,4	"
	"	"	"	CDCC-3c	1483	97,7	"
	"	"	"	CDCC-4c	1648	108,5	"
${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$	23,9	16,6	7,6	MO	904	67,2	"
	32,2	22,3	10,2	MO	913	67,9	"
${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$	23,7	13,3	3,3	MO	1295	81,2	"
	"	"	"	CC-d ₁	1396	87,5	"
	"	"	"	CC-d ₂	1401	87,9	"
	"	"	"	CC-d ₃	1282	80,4	"
	"	"	"	CC-d ₄	1289	80,8	"
	"	"	"	CC-d ₅	1492	93,6	"
	"	"	"	CC-d ₆	1496	93,8	"
	"	"	"	CDCC-3c-d ₁	1373	86,1	"
	"	"	"	CDCC-3c-d ₃	1243	77,9	"
	"	"	"	CDCC-3c-d ₅	1475	92,5	"

onde E_{cm} é a energia no centro de massa, σ_{reac} é a secção de choque total de reação, $A_{\text{p,a}}$ é a massa do projétil e do alvo, respectivamente e $Z_{\text{p,a}}$ é o número atômico do projétil e do alvo, respectivamente. Os valores obtidos podem ser vistos na Tabela 8.1 e 8.2.

Observando as Tabelas 8.1 e 8.2, para um mesmo sistema e mesma energia, nota-se pequenas diferenças entre as secções de choque de reação obtidas através de diferentes cálculos. Diante disso, calculamos um valor médio e a barra de erro foi obtida utilizando o desvio padrão. Os resultados estão apresentados na Figura 8.1, que mostra as secções de choque total de reação reduzidas em função das energias reduzidas para os sistemas estudados neste trabalho juntamente com sistemas obtidos da literatura, envolvendo núcleos estáveis e radioativos fracamente e fortemente ligados [64, 71, 77, 78, 79, 80, 81, 82, 83, 84, 85, 86, 87]. Para o sistema ${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$,

Tabela 8.2: Secção de choque total de reação reduzida e energia do centro de massa reduzida para sistemas da literatura.

Sistema	E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	E_{red} (MeV)	Cálculo	σ_{reac} (mb)	$\sigma_{\text{red}}^{\text{cm}}$ (mb)	Ref.
${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$	17,0	9,6	2,4	MO	1060	66,5	[71]
	19,0	10,7	2,7	"	1116	69,9	"
	21,0	11,8	2,9	"	1197	75,1	"
${}^7\text{Li}+{}^9\text{Be}$	15,7	8,8	2,9	MO	1323	82,9	[77]
	24,0	13,5	4,5	"	1365	85,6	"
	30,0	16,9	5,6	"	1414	88,7	"
${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$	4,0	2,4	0,8	MO	358	23,6	[78]
	6,0	3,6	1,2	"	763	50,2	"
${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$	14,0	7,4	2,5	MO	1267	76,1	[79]
	19,6	10,4	3,5	"	1332	80,0	"
	27,0	14,3	4,9	"	1370	82,3	"
${}^{16}\text{O}+{}^9\text{Be}$	15,0	5,4	0,8	MO	187	8,8	[80]
	18,0	6,5	0,9	"	465	21,9	"
	21,5	7,7	1,1	"	742	35,1	"
	25,0	9,0	1,3	"	905	42,8	"
${}^4\text{He}+{}^{12}\text{C}$	11,7	8,8	2,8	AD	591	39,3	[81]
	12,1	9,1	2,9	"	490	32,6	"
	12,5	9,4	3,0	"	572	38,1	"
	13,0	9,8	3,2	"	603	40,1	"
	14,0	10,5	3,4	"	597	39,7	"
	14,5	10,9	3,5	"	739	49,2	"
	15,0	11,3	3,6	"	652	43,4	"
	16,0	12,0	3,9	"	735	48,9	"
	17,0	12,8	4,1	"	773	51,4	"
	17,0	12,8	4,1	"	726	48,3	"
	17,5	13,1	4,3	"	813	54,1	"
	18,0	13,5	4,4	"	813	54,1	"
	18,5	13,9	4,5	"	791	52,6	"
	19,0	14,3	4,6	"	810	53,9	"
${}^6\text{He}+{}^{12}\text{C}$	18,0	12,0	4,1	CDCC-3c	1547	91,8	[64]
				CDCC-4c	1650	97,9	"
${}^6\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	9,0	6,0	1,4	MO-WS	812	48,1	[82]
	11,0	7,3	1,7	"	962	57,0	"
	11,0	7,3	1,7	"	1031	61,1	[83]
	24,0	16,0	3,7	"	1308	77,6	"
	30,0	20,0	4,6	"	1282	76,0	"
${}^7\text{Li}+{}^{12}\text{C}$	7,5	4,7	1,1	MO-WS	673	38,1	[84]
	9,0	5,7	1,3	"	849	48,1	"
	12,0	7,6	1,8	"	1058	59,9	"
	15,0	9,5	2,2	"	1169	66,2	"

Sistema	E_{lab} (MeV)	E_{cm} (MeV)	E_{red} (MeV)	Cálculo	σ_{reac} (mb)	$\sigma_{\text{red}}^{\text{cm}}$ (mb)	Ref.
$^8\text{Li}+^{12}\text{C}$	14,0	8,4	2,0	MO-WS	1380	75,0	[85]
	23,9	14,3	3,4	"	1605	87,3	[86]
	"	"	"	MO-PSP	1523	82,8	"
$^{11}\text{B}+^{12}\text{C}$	10,5	5,4	0,8	MO-PSP	283	13,9	[87]
	12,5	6,5	0,9	"	555	27,2	"
	14,6	7,6	1,1	"	764	37,5	"
	15,5	8,1	1,2	"	839	41,2	"
	16,5	8,6	1,3	"	904	44,4	"
	20,1	10,5	1,6	"	1089	53,5	"
	22,0	11,5	1,7	"	1158	56,9	"
	27,9	14,6	2,2	"	1299	63,8	"
	40,1	20,9	3,1	"	1430	70,2	"
	50,0	26,1	3,9	"	1474	72,4	"

a secção de choque total de reação foi obtida, na Referência [81], através de uma análise de defasagens (AD). É interessante mencionar que, para algumas energias, esta análise não apresenta bons resultados, o que podemos notar através da dispersão dos pontos obtidos para a secção de choque total de reação reduzida, mostrados na Figura 8.1.

Observando a Figura 8.1, é possível notar que aparentemente há uma primeira faixa envolvendo núcleos fortemente ligados. Um pouco acima aparece os resultados obtidos para os sistemas envolvendo projéteis e alvos fracamente ligados. E acima desta faixa aparece os resultados obtidos para o sistema $^6\text{He}+^9\text{Be}$, no qual temos projétil e alvo fracamente ligado porém com o projétil sendo um núcleo halo. Desta forma, podemos dizer que as secções de choque totais de reação para o sistema envolvendo o projétil ^6He , são um pouco maiores do que as de sistemas envolvendo projéteis fortemente e fracamente ligados.

Além disso, a Tabela 8.3 apresenta os valores das secções de choque de reação obtidos na produção de partículas alfas, integradas em ângulo, e do espalhamento inelástico $^6\text{He}+^9\text{Be}^*$.

Observando os valores mostrados na Tabela 8.3, vemos que a maior parte das partículas alfas produzidas na colisão $^6\text{He}+^9\text{Be}$ são provavelmente devido a quebra do núcleo ^6He . A contribuição vinda da quebra do alvo ^9Be é muito

Figura 8.1: Secções de choque de reação total reduzidas para sistemas envolvendo projéteis fracamente e fortemente ligados.

Tabela 8.3: Secção de choque total de reação para a produção de partículas alfas.

	Cálculo	E_{lab} (MeV)	σ_{α} (mb)
Faixa das Alfas	CDCC-3c	16,2	300 ± 30
	CDCC-3c	21,3	384 ± 38
${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}^*$ inelástico	CC	16,2	10 ± 1
(faixa do ${}^6\text{He}$)	CC	21,3	28 ± 3

pequena.

Observa-se que a secção de choque de produção de partículas alfa aumenta com a energia passando de 300 mb em $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV para 384 mb em $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV, o que representa entre 19% e 25% da secção de choque total de reação. Isto está em contraste com os mais de 50% obtidos no sistema ${}^6\text{He} + {}^{120}\text{Sn}$ [88].

Conclusões

Foram apresentados dados experimentais do espalhamento elástico, inelástico e da produção de partículas alfas na colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 16,2 \text{ MeV}$ e $E_{\text{lab}} = 21,3 \text{ MeV}$ obtidos no sistema RIBRAS da Universidade de São Paulo. As distribuições angulares do espalhamento elástico foram analisadas utilizando os formalismos de Modelo Óptico, Canais Acoplados e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC) considerando a quebra do projétil ${}^6\text{He}$. Foram realizados, primeiramente, cálculos de Modelo Óptico com o objetivo de obter informações a respeito dos parâmetros do potencial de interação ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ nas duas energias. Obtivemos valores elevados para o raio nuclear e a difusividade imaginária quando comparados aos parâmetros obtidos para o sistema similar envolvendo os núcleos estáveis ${}^{6,7}\text{Li}$, o que pode indicar efeitos devido a presença da estrutura de halo do núcleo ${}^6\text{He}$. O efeito da excitação do alvo (${}^9\text{Be}$) foi investigado por meio de cálculos de Canais Acoplados, utilizando o formalismo do Modelo Coletivo, incluindo o acoplamento aos três primeiros estados da banda rotacional ($K=3/2$) do núcleo ${}^9\text{Be}$. Além disso, o acoplamento com a ressonância 2^+ do núcleo ${}^6\text{He}$ foi incluído utilizando valores para o comprimento de deformação obtidos da literatura [21]. Com a intenção de diminuir o número de parâmetros ajustáveis, a interação projétil-alvo (potencial *bare*) foi descrita utilizando um potencial de dupla convolução (Potencial de São Paulo) para a parte real, com uma parametrização para densidade de nucleons do núcleo ${}^9\text{Be}$ proposta por *Muskat et al.* [21], e um potencial do tipo Woods-Saxon para a parte imaginária, obtido para o sistema ${}^6\text{Li}+{}^9\text{Be}$ em energias próximas [21]. Os resultados

mostram que esses acoplamentos afetam de forma significativa a dinâmica da reação, melhorando consideravelmente o acordo com os dados experimentais quando comparados ao cálculo sem a inclusão de acoplamentos (potencial *bare*). Foram realizados cálculos de CDCC de 3 e 4 corpos com o objetivo de estudar o efeito da quebra do projétil ${}^6\text{He}$. Os resultados mostram que o acoplamento com estados do contínuo, em particular o acoplamento com a ressonância 2^+ do núcleo ${}^6\text{He}$, afeta consideravelmente o espalhamento elástico. No presente trabalho verificou-se que a quebra do ${}^6\text{He}$ no campo nuclear do ${}^9\text{Be}$ é dominante, e a quebra Coulombiana é desprezível. Este resultado está em contraste com os resultados obtidos para as reações envolvendo o núcleo ${}^6\text{He}$ e alvos pesados, nas quais o acoplamento relacionado com a interação Coulombiana é mais significativo [7]. Adicionalmente, um potencial de polarização (TLP) foi extraído dos cálculos de CDCC e mostrou que o efeito do acoplamento com estados do contínuo gera uma contribuição repulsiva na parte real do potencial ($V > 0$) e uma contribuição de longo alcance na parte imaginária do potencial ($W < 0$). Desta forma esses cálculos indicam que o acoplamento com estados do contínuo também são importantes em reações envolvendo o núcleo de ${}^6\text{He}$ e alvos leves, porém a natureza desses acoplamentos é bastante distinta em comparação com reações envolvendo alvos pesados, nas quais a excitação coulombiana é importante

Uma grande produção de partículas alfas foi observada nos espectros biparamétricos obtidos com feixe de ${}^6\text{He}$ e alvo de ${}^9\text{Be}$, porém não foi observada nos espectros obtidos com alvo de ${}^{197}\text{Au}$. Um estudo envolvendo a distribuição das partículas alfas foi realizado com o objetivo de obter informações a respeito da quebra do projétil ${}^6\text{He}$ e do alvo ${}^9\text{Be}$. A seção de choque absoluta foi obtida, utilizando uma normalização com medidas envolvendo o alvo de ${}^{197}\text{Au}$. Os resultados foram comparados com cálculos de CDCC, obtendo-se um bom acordo com relação à estrutura porém o cálculo subestima os dados experimentais sendo necessário um fator de normalização ($N \approx 1,2-2,2$). Isso pode ser devido ao fato de que o cálculo de CDCC realizado considera apenas a quebra (*breakup*) do projétil ${}^6\text{He}$, ou seja, a

quebra do alvo não é considerada. Como o núcleo ^9Be é pouco ligado, talvez a contribuição do *breakup* inelástico seja importante, porém não é possível de ser calculada simultaneamente com a quebra do projétil. Além disso, a diferença obtida entre o cálculo teórico e os dados experimentais pode ser devido a contribuições de outras ondas parciais ou a outros processos que levem a produção de partículas alfa como reações de transferência direta ou efeitos do feixe contaminante de ^4He .

Foram observados eventos de espalhamento inelástico do núcleo ^6He no alvo de ^9Be em $E_{^6\text{He}} < E_{^6\text{He}}^{\text{elástico}}$. Essa faixa de partículas de ^6He detectada foi identificada como sendo proveniente da excitação e quebra do alvo de ^9Be ($^9\text{Be} = n + ^4\text{He} + ^4\text{He}$), por isso possui energia inferior a do espalhamento elástico. Um estudo envolvendo a distribuição das partículas de ^6He foi realizado obtendo-se distribuições angulares, que foram comparadas com a soma dos estados inelásticos do núcleo ^9Be do cálculo de Canais Acoplados. O resultado do cálculo superestima a seção de choque medida experimentalmente e assim como na análise da faixa das partículas alfas, um fator de normalização foi necessário ($N \approx 0,3-0,8$).

Além disso, analisamos o espalhamento quasielástico $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$ medido no laboratório CRC de *Louvain-la-Neuve* em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV por *I. Mukha*. A distribuição angular para o espalhamento quasielástico $^7\text{Be} + ^9\text{Be}$ foi analisada em termos dos formalismos de Modelo Óptico, Canais Acoplados (CC) e Canais Acoplados com Discretização do Contínuo (CDCC). Através dos cálculos utilizando o formalismo de Modelo Óptico, obtivemos informações a respeito do potencial de interação para este sistema, usando como ponto de partida potenciais existentes na literatura para o sistema similar $^7\text{Li} + ^9\text{Be}$, em energias entre 24 MeV e 34 MeV. Além disso, foi possível obter um fator de normalização para os dados experimentais que não foi obtido no experimento. Cálculos de Canais Acoplados utilizando o formalismo do *Modelo de Cluster* foram realizados devido ao fato de a resolução experimental não permitir a separação das contribuições do espalhamento elástico e do espalhamento inelástico (primeiro estado excitado do núcleo ^7Be em $E_x = 0,429$ MeV). Os

resultados destes cálculos indicam que a contribuição da secção de choque inelástica nos dados quasielásticos é apenas significativa para ângulos acima de 60 graus. Vimos que os cálculos de Modelo Óptico e Canais Acoplados fornecem resultados semelhantes tanto para a magnitude dos dados experimentais, quanto para a forma das distribuições angulares quasielásticas, aumentando a confiança no fator de normalização obtido. Através de cálculos utilizando o formalismo de CDCC, com um modelo de *cluster* para o núcleo ${}^7\text{Be}$ (${}^7\text{Be} = {}^3\text{He} + {}^4\text{He}$), foi estudado o efeito da quebra do ${}^7\text{Be}$ na secção de choque quasielástica. Os resultados mostram que este efeito é muito pequeno na região angular onde existem dados experimentais.

As secções de choque totais de reação foram obtidas para os sistemas ${}^4\text{He} + {}^9\text{Be}$, ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ (projétil rico em nêutrons) e ${}^7\text{Be} + {}^9\text{Be}$ (projétil rico em prótons) e foram comparadas com dados da literatura para sistemas estáveis. A fim de permitir a comparação entre diferentes sistemas, utilizamos um procedimento de redução das secções de choque e das energias. O resultado desta comparação mostra que, aparentemente, os sistemas se agrupam em três categorias conforme a magnitude da sua secção de choque de reação reduzida. Os núcleos estáveis, fortemente ligados, apresentam menor secção de choque de reação; os estáveis fracamente ligados como o ${}^{6,7,8}\text{Li}$ e ${}^7\text{Be}$ apresentam secção de choque de reação um pouco maior; finalmente, o núcleo ${}^6\text{He}$ apresenta a maior secção de choque de reação. Este comportamento já foi observado anteriormente em sistemas com alvos pesados e este é o primeiro resultado para sistemas leves. Finalmente, a secção de choque de produção de partículas alfa integrada foi obtida e dá conta de aproximadamente 20-30% da secção de choque total de reação da colisão ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$, em contraste com os 50% obtido em sistemas mais pesados.

LISTA DE FIGURAS

1.1	Carta de nuclídeos construída em 1996.	2
1.2	Representação esquemática do núcleo ${}^6\text{He}$ que apresenta halo de nêutrons (<i>Cortesia de V. Morcelle</i> [2]).	3
2.1	(esquerda) Visão lateral da fonte de íons: (1) reservatório de cézio, (2) refrigeração dos cátodos, (3) válvula, (4) cilindros pneumáticos, (5) corrente do ionizador, (6) extrator, (7) válvula, (8) tensão do focalizador, (9) trilhos, (10) porta auxiliar, (11) válvula de refrigeração. (direita) Diagrama esquemático do princípio de operação da fonte de íons MC-SNICS.	8
2.2	Diagrama do sistema de montagem do acelerador Pelletron.	12
2.3	Mapa-múndi mostrando as instituições/laboratórios de pesquisa que atualmente produzem feixes radioativos.	13
2.4	Foto e esquema da atual fase do sistema de duplo solenóides RIBRAS, instalado na linha 45B no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.	15
2.5	Desenho esquemático do alvo primário e do copo de Faraday utilizados no sistema RIBRAS (<i>Cortesia de P.N. de Faria</i> [31]).	16
2.6	Corte transversal no solenóide mostrando seus componentes (<i>Cortesia de D.R. Mendes Jr.</i> [32]).	17
2.7	Esquema da focalização de diversos feixes com diferentes valores de rigidez magnética.	18

2.8	Desenho esquemático de um telescópio ΔE -E. (1) Fenda frontal. (2) Base do Telescópio. (3) Detector ΔE . (4) Detector E. (5) Tampa de fixação.	19
2.9	Vista lateral do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento. (a) Esquema (<i>Cortesia de E.A. Benjamim</i> [35]). (b) Foto da vista lateral onde podemos visualizar: (1) telescópios ΔE -E, (2) torre de alvos.	20
2.10	Vista superior do arranjo experimental montado na câmara de espalhamento. (a) Esquema (<i>Cortesia de E.A. Benjamim</i> [35]). (b) Foto da vista superior onde podemos visualizar quatro telescópios ΔE -E montados sobre o prato giratório.	20
2.11	Esquema da eletrônica utilizada na aquisição dos dados experimentais (<i>Figura do computador e da impressora: cortesia de J.M.B. Shorto</i> [36]).	22
3.1	Exemplo esquemático do resultado da simulação com o programa TWSP para a focalização do feixe de ${}^6\text{He}$ no alvo secundário. Note o bloqueio dos feixes de ${}^8\text{Li}$ e ${}^7\text{Li}$	24
3.2	Esquema do procedimento utilizado para focalizar o feixe exótico ${}^6\text{He}$ diretamente em um telescópio posicionado em zero grau. . . .	25
3.3	Espectro biparamétrico obtido com feixe de ${}^6\text{He}$ e alvo de ${}^9\text{Be}$ para $\theta_{\text{lab}}=0^\circ$. A graduação colorida ao lado direito da figura indica a quantidade de partículas detectadas.	26
3.4	Gráfico da taxa de produção T versus corrente do solenóide I_{sol} para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV (esquerda) e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV (direita). Foram utilizados os valores de $I_{\text{sol}}=35,00$ A para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e $I_{\text{sol}}=40,07$ A para $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV para a realização dos experimentos. .	26
3.5	Típico espectro biparamétrico ΔE x E medido em $\theta_{\text{lab}} = 18^\circ$ com feixe de ${}^6\text{He}$ e alvo de ${}^9\text{Be}$	29
3.6	Espectro biparamétrico ΔE x E_T obtido com feixe de ${}^6\text{He}$ e (acima) alvo de ${}^9\text{Be}$ para $\theta_{\text{lab}} = 18^\circ$ e (abaixo) alvo de ${}^{197}\text{Au}$ para $\theta_{\text{lab}} = 15^\circ$	31

-
- 3.7 Retas de calibração para todos os telescópios utilizados nos experimentos. (a,b,c) $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV. (d,e,f,g) $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV. 32
- 3.8 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$, $\sigma/\sigma_R \times \theta_{cm}$, para (a) $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV. 35
- 3.9 Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e (b) $E_{\text{lab}}=32,2$ MeV. 36
- 3.10 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em escala absoluta para (a) $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV 38
- 3.11 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ para (a) $E_{\text{lab}}=16,4$ MeV e (b) $E_{\text{lab}}=21,4$ MeV 39
- 3.12 Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em escala absoluta. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV, e os círculos brancos representam os dados obtidos por *Majer et al.* em $E_{\text{lab}}=16,8$ MeV [20]. 40
- 3.13 Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e os círculos brancos representam os dados obtidos por *Taylor et al.* [42] em $E_{\text{lab}}=20,0$ MeV. Em (b), os círculos brancos representam uma média em ângulo dos dados de *Taylor*, como mencionado no texto. 41
- 3.14 Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=23,9$ MeV e os círculos brancos representam os dados obtidos por *Gregoire et al.* [43] em $E_{\text{lab}}=23,8$ MeV. Em (b), os círculos brancos representam uma média em ângulo dos dados de *Gregoire*, como mencionado no texto. 42

3.15	Distribuições angulares do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. Os círculos negros representam os dados experimentais obtidos neste trabalho em $E_{\text{lab}}=32,2$ MeV e os círculos brancos representam os dados obtidos por <i>Peterson et al.</i> [44] em $E_{\text{lab}}=35,0$ MeV. Em (b), os círculos brancos representam uma média em ângulo dos dados de <i>Peterson</i> , como mencionado no texto.	43
3.16	Espectros biparamétricos $\Delta E \times E_T$ obtidos com feixe de ${}^6\text{He}$ para $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$ utilizando alvos de (a) ${}^9\text{Be}$ e (b) ${}^{197}\text{Au}$	45
3.17	Distribuição angular da faixa das partículas alfas produzidas na colisão ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	46
3.18	Distribuição angular da faixa das partículas de ${}^6\text{He}$ responsáveis pela quebra do núcleo alvo ${}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV (acima) e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV (abaixo).	48
3.19	Esquema da cinemática do espalhamento ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$	49
3.20	Espectro biparamétrico $\Delta E \times E_x({}^9\text{Be})$ obtido após cálculos de cinemática.	49
3.21	Espectro apresentando o Número de Contagens $\times$ Energia de Excitação do núcleo ${}^9\text{Be}$	50
3.22	Esquema de níveis de energia do núcleo ${}^9\text{Be}$ [45].	51
4.1	Representação esquemática do processo inelástico, $A(a, a')A^*$, (CC).	59
4.2	(acima) Representação esquemática de (a) um núcleo esférico ($\beta = 0$) e (b) deformado ($\beta \neq 0$). (abaixo) Representação esquemática de algumas deformações nucleares.	62
4.3	Desenho esquemático da discretização do contínuo para o núcleo ${}^7\text{Be}$	67
4.4	Representação da parte radial da função de onda do contínuo (linha vermelha) e do bin (linha azul) associada à mesma energia.	68
4.5	Esquema do processo de discretização do contínuo indicando as ondas parciais, as funções de onda e a energia de excitação.	69

- 4.6 Representação esquemática de uma reação de transferência indicando o conjunto de coordenadas adotado para o sistema de três corpos. 71
- 4.7 Representação esquemática do método de CCBA, que envolve espalhamento inelástico e rearranjo. Exemplo: $A(a, a')A^*(a', b)B$. . . 74
- 5.1 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV. (a) A linha tracejada corresponde ao cálculo utilizando o conjunto c_1 , e a linha contínua corresponde ao cálculo com ajuste nos parâmetros (conjunto c_{1a}), ambos convolucionados com a resolução angular experimental. (b) A linha contínua corresponde ao cálculo, utilizando o conjunto c_2 (sem ajustes), convolucionado com a resolução angular experimental. 77
- 5.2 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. (a) A linha tracejada corresponde ao cálculo utilizando o conjunto c_1 , e a linha contínua corresponde ao cálculo com ajuste nos parâmetros (conjunto c_{1b}), ambos convolucionados com a resolução angular experimental. (b) A linha contínua corresponde ao cálculo, utilizando o conjunto c_2 (sem ajustes), convolucionado com a resolução experimental. 78
- 5.3 Espectro da simulação da distribuição das partículas no detector, obtido com o programa RIBRAS para $\theta_{\text{lab}}=30^\circ$. A linha contínua representa um ajuste com uma distribuição gaussiana de largura $\sigma \approx 2.7^\circ$ 80
- 5.4 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV. A linha tracejada corresponde ao cálculo de modelo óptico utilizando o conjunto c_{1a} da Tabela 5.1 sem a convolução e a linha contínua corresponde ao mesmo cálculo, porém com a convolução com a resolução angular experimental. 81

- 5.5 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. A linha pontilhada representa o cálculo de modelo óptico realizado com o potencial *bare*, e a linha sólida corresponde ao cálculo de canais acoplados (CC), incluindo o acoplamento com a ressonância 2^+ do ${}^6\text{He}$ e alguns estados do alvo de ${}^9\text{Be}$, como mencionado no texto. Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução angular experimental. 84
- 5.6 Secção de choque de *breakup versus* Energia de excitação mostrando a convergência do cálculo de CDCC incluindo as ondas *s*, *p*, *d* e *f* para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV. ε_x é a energia relativa ao limiar. 86
- 5.7 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*. A linha sólida representa o cálculo de CDCC de 3 corpos. Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução angular experimental. 88
- 5.8 Cálculo de CDCC de 3 corpos para a distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV, considerando separadamente as ondas *s*, *p* e *d* convolucionado com a resolução experimental. A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*. 89
- 5.9 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ Me e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*. A linha sólida representa o cálculo de CDCC de 4 corpos. Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução experimental. 91

- 5.10 Comparação dos cálculos de CDCC de 3 e 4 corpos para o espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em (a) $E_{\text{lab}} = 16,2$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Os círculos negros são os dados experimentais. As linhas contínua e tracejada correspondem aos cálculos de CDCC de 3 e 4 corpos, respectivamente, convolucionados com a resolução angular experimental. 93
- 5.11 Comparação entre o cálculo completo de Canais Acoplados (linha verde) e o cálculo realizado utilizando o potencial *bare* somado ao potencial de polarização (linha vermelha). A linha pontilhada representa o cálculo sem acoplamentos, realizado com o potencial *bare*. Os cálculos apresentados foram convolucionados com a resolução angular experimental. 95
- 5.12 Potencial TLP extraído dos cálculos de CDCC de 3 corpos (linha tracejada) e 4 corpos (linha contínua) para o sistema ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 21,3$ MeV. Podemos observar as partes real (acima) e imaginária (abaixo). A linha pontilhada representa o cálculo sem incluir acoplamentos (potencial *bare*). As setas mostram a posição da soma dos raios do sistema, ou seja, uma estimativa do raio de interação. 96
- 5.13 Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$ para (a) $E_{\text{lab}} = 23,9$ MeV e (b) $E_{\text{lab}} = 32,2$ MeV. A linha tracejada corresponde ao cálculo de modelo óptico com potenciais da literatura (a) a_1 e (b) a_2 , e a linha contínua corresponde ao cálculo com ajuste nos parâmetros (a) a_{1a} e (b) a_{2a} . Ambos cálculos foram convolucionados com a resolução angular experimental. 98
- 6.1 Distribuições angulares ${}^9\text{Be}({}^6\text{He}, {}^4\text{He})$ para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV (acima) e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV (abaixo) comparadas com um cálculo de CDCC considerando apenas a quebra do projétil ${}^6\text{He}$ 101
- 6.2 Distribuição angular da faixa das partículas de ${}^6\text{He}$ responsáveis pela quebra do núcleo alvo ${}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}}=16,2$ MeV (acima) e $E_{\text{lab}}=21,3$ MeV (abaixo) comparadas com um cálculo de CC. . . . 102

7.1	Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV. (a) OM ₁ . (b) OM ₂ . (c) OM ₃ . (d) OM ₄ . (e) OM ₅ . (f) OM ₆	107
7.2	Distribuição angular do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ para $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV. (a) OM _{1a} e (b) OM _{3a} . A barra de erro nos dados experimentais foi calculada considerando apenas o erro estatístico no número de contagens.	109
7.3	Comparação entre os dados experimentais para o espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ obtidos por <i>Mukha et al.</i> em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV (círculos negros) e obtidos por <i>Verma et al.</i> em $E_{\text{lab}} = 21$ MeV (círculos brancos) [71].	110
7.4	Esquema de níveis de energia do núcleo ${}^7\text{Be}$, no qual podemos visualizar o estado fundamental $3/2^-$ e o primeiro estado excitado em $E_x = 0,429$ MeV ($1/2^-$)[45].	112
7.5	Esquema do modelo de estrutura adotado para o ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ no cálculo de canais acoplados utilizando o formalismo do <i>Modelo de Cluster</i>	113
7.6	Cálculo de canais acoplados para ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV; vemos separadamente as contribuições do espalhamento elástico (linha tracejada), inelástico (linha pontilhada) e a soma resultando no espalhamento quasielástico (linha sólida).	115
7.7	Comparação dos cálculos de modelo óptico (linha vermelha) e canais acoplados (linha verde) para ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV. . . .	116
7.8	Secção de choque de <i>breakup versus</i> Energia de excitação relativa ao limiar, para várias ondas parciais do contínuo do sistema (${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$). Esses espectros mostram a convergência do cálculo de CDCC incluindo as ondas s , p , d e f	117
7.9	Cálculo de CDCC incluindo as ondas s , p , d e f para ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV, juntamente com o cálculo de canais acoplados (CC) onde foi incluído o estado excitado ligado do ${}^7\text{Be}$, mas não o contínuo.	118

-
- 7.10 Comparação entre cálculos realizados para o espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ em $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV, utilizando o formalismo de Canais Acoplados (linha verde), o Modelo Óptico (linha vermelha) e os cálculos incluindo o contínuo (linha azul). 119
- 8.1 Secções de choque de reação total reduzidas para sistemas envolvendo projéteis fracamente e fortemente ligados. 125

LISTA DE TABELAS

2.1	Algumas reações de transferência de poucos nucleons utilizadas na produção de feixes radioativos utilizando o sistema RIBRAS.	13
3.1	Valores obtidos para a eficiência (ε_f) de produção do núcleo exótico ${}^6\text{He}$ utilizando os diferentes métodos apresentados anteriormente.	28
3.2	Valores dos ângulos sólidos dos telescópios utilizados nos experimentos.	33
5.1	Conjuntos de parâmetros utilizados para os cálculos de espalhamento elástico ${}^6\text{He}+{}^9\text{Be}$ à $E_{\text{lab}}=16,2\text{ MeV}$ e $E_{\text{lab}}=21,3\text{ MeV}$. A parte real do potencial c_2 foi gerada utilizando o potencial de São Paulo como mencionado no texto. O índice “ d ” indica que o termo é de superfície. ($R = r_0(A_p^{1/3} + A_a^{1/3})$).	76
5.2	Conjunto de parâmetros utilizados para o cálculo do espalhamento elástico ${}^4\text{He}+{}^9\text{Be}$. O índice “ so ” representa spin-órbita. ($R = r_0 A_a^{1/3}$).	97
7.1	Conjunto de parâmetros utilizados no cálculo do espalhamento elástico ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$. Os valores dos raios reduzidos foram convertidos para raio absoluto utilizando a expressão $R = r_0(4^{1/3} + 7^{1/3})$. A parte imaginária do potencial OM_1 é de superfície e é definida como: $4a_d W_d d/dr f(r, r_d, a_d)$, onde $f(r, r_d, a_d)$ é o fator de forma de Woods-Saxon [58].	107

7.2	Conjunto de parâmetros utilizados para o cálculo de espalhamento elástico utilizando o <i>modelo de cluster</i> ($R = r_0(A_a^{1/3})$). O potencial demarcado por (*) possui forma gaussiana dada por [73]: $V(r) = -V_0 e^{-(r/r_0)^2}$ (parte real) $V_{ls}(r) = -V_{so} e^{-(r/r_{so})^2} (2l \cdot s)$ (parte spin-órbita)	114
8.1	Secção de choque total de reação reduzida e energia do centro de massa reduzida para os sistemas estudados neste trabalho.	122
8.2	Secção de choque total de reação reduzida e energia do centro de massa reduzida para sistemas da literatura.	123
8.3	Secção de choque total de reação para a produção de partículas alfas.	125

BIBLIOGRAFIA

- [1] M. V. Zhukov, B. V. Danilin, D. V. Fedorov, J. M. Bang, I. J. Thompson e J. S. Vaagen. *Physics Reports* **231**(4), 151 – 199 (1993).
- [2] Viviane Morcelle de Almeida. *Estudo do Espalhamento Elástico de Projéteis Exóticos por Alvo de Massa Intermediária*. Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, (2007).
- [3] O. R. Kakuee et al. *Nucl. Phys. A* **728**, 339 (2003).
- [4] O. R. Kakuee et al. *Nucl. Phys. A* **765**, 294 (2006).
- [5] A. M. Sánchez-Benítez et al. *Nucl. Phys.* **A803**, 30 (2008).
- [6] P. N. de Faria, R. Lichtenthaler, K. C. C. Pires, A. M. Moro, A. Lepine-Szily, V. Guimarães, D. R. Mendes Jr., , A. Arazi, M. Rodríguez-Gallardo, A. Barioni, V. Morcelle, M. C. Morais, O. Camargo, J. Alcantara-Nuñez e M. Assunção. *Phys. Rev. C* **81**, 044605 (2010).
- [7] K. Rusek, I. Martel, J. Gómez-Camacho, A. M. Moro e R. Raabe. *Phys. Rev. C* **72**(3), 037603 Sep (2005).
- [8] A. M. Moro, K. Rusek, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho e M. Rodríguez-Gallardo. *Phys. Rev. C* **75**(6), 064607 Jun (2007).
- [9] M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, R. C. Johnson, A. M. Moro, I. J. Thompson e J. A. Tostevin. *Eur. Phys. J. S.T.* **150**, 51 (2007).

- [10] M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, R. C. Johnson, A. M. Moro, I. J. Thompson e J. A. Tostevin. *Phys. Rev. C* **77**, 064609 (2008).
- [11] M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, J. Gómez-Camacho, A. M. Moro, I. J. Thompson e J. A. Tostevin. *Phys. Rev. C* **80**, 051601(R) (2009).
- [12] N. Austern, Y. Iseri, M. Kamimura, M. Kawai, G. Rawitscher e M. Yahiro. *Physics Reports* **154**(3), 125 – 204 (1987).
- [13] M. Yahiro, Y. Iseri, H. Kameyama, M. Kamimura e M. Kawai. *Prog. Theor. Phys. Supplement* **89**, 32–83 (1986).
- [14] Y. Sakuragi. *Phys. Rev. C* **35**(6), 2161–2174 (1987).
- [15] A.N. Ostrowski, A.C. Shotter, W. Bradfield-Smith, A.M. Laird, A. Di Pietro, T. Davinson, S. Morrow, P.J. Woods, S. Cherubini, W. Galster, J.S. Graulich, P. Leleux, L. Michel, A. Ninane, J. Vervier, M. Aliotta, C. Cali, F. Cappuzzello, A. Cunsolo, C. Spitalieri, J. Görres, M. Wiescher, J. Rahighi e J. Hinnefeld. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **24**(8), 1553 (1998).
- [16] M. Milin, S. Cherubini, T. Davinson, A. Di Pietro, P. Figuera, D. Miljanic, A. Musumarra, A. Ninane, A. N. Ostrowski, M. G. Pellegriti, A. C. Shotter, N. Soic, C. Spitaleri e M. Zadro. *Nucl.Phys. A* **730**, 285 (2004).
- [17] R. J. Smith, J. J. Kolata, K. Lamkin, A. Morsad, K. Ashktorab, F. D. Becchetti, J. A. Brown, J. W. Janecke, W. Z. Liu e D. A. Roberts. *Phys. Rev. C* **43**(2), 761–765 Feb (1991).
- [18] Chen Tao, Ye Yan-Lin, Li Zhi-Huan, Jiang Dong-Xing, Hua Hui, Li Xiang-Qing, Wang Quan-Jing, Ge Yu-Cheng, Pang Dan-Yang, Di Zhen-Yu, Jin Gen-Ming, Xiao Guo-Qing, Guo Zhong-Yan, Xiao Zhi-Gang, Wang Hong-Wei, Zhang Bao-Guo, Wu He-Yu, Li Jia-Xing, Sun Zhi-Yu e Zhan Wen-Long. *Chinese Physics Letters* **19**(7), 921 (2002).

-
- [19] E. A. Benjamim e et al. *Physics Letters B* **647**(1), 30 – 35 (2007).
- [20] M. Majer e et al. *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* **43**(2), 153 (2010).
- [21] E. Muskat, J. Carter, R. W. Fearick e V. Hnizdo. *Nuclear Physics A* **581**(1), 42 – 60 (1995).
- [22] N. Keeley, J. M. Cook, K. W. Kemper, B. T. Roeder, W. D. Weintraub, F. Maréchal e K. Rusek. *Phys. Rev. C* **68**(5), 054601 Nov (2003).
- [23] I. Mukha e et al. . Comunicação Privada.
- [24] G.A. Norton e et al. *Proc. 25th Symp. N.E. Accel. Personnel (SNEAP XXV)* (1991).
- [25] R. Middleton e Charles T. Adams. *Nuclear Instruments and Methods* **118**(2), 329 – 336 (1974).
- [26] R. Middleton. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* **5**(2), 193 – 199 (1984).
- [27] Oscar Sala e George Spalek. *Nuclear Instruments and Methods* **122**, 213 – 225 (1974).
- [28] M. N. Rao N. Ueta V. Rotberg, D. Pereira e O. Sala. *Revista Brasileira de Física* **6**(3), 413–427 Jun (1976).
- [29] R. Lichtenthäler e et al. *Eur. Phys. J. A* **25**(Supplement 1) September (2005).
- [30] R. Lichtenthäler e et al. *The European Physical Journal - Special Topics* **150**(1), 27 Nov (2007).
- [31] P.N. Faria. *Estudo do Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundários de Núcleos Exóticos*. Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, (2008).

- [32] D. R. Mendes Jr. *Estudo da Reação $8\text{Li}(p,\alpha)5\text{He}$ com feixe radioativo de 8Li* . Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, (2009).
- [33] M.Y. Lee. *Twinsol: A dual superconducting solenoid ion-optical system for the production and study of low-energy radioactive nuclear beam reactions*. Tese de Doutorado, University of Michigan, (2002).
- [34] R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Ed. Springer-Verlag, (1992).
- [35] E. A. Benjamim. *Estudo do espalhamento elástico entre núcleos pesados leves estáveis e radioativos*. Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, (2006).
- [36] J.M.B. Shorto. *Mecanismos de Reação nos Sistemas $^{16,18}\text{O}+^{63,65}\text{Cu}$* . Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, (2007).
- [37] A.A.P. Suaide. Programas gráficos de aquisição e análise baseados no Root, <http://www.dfn.if.usp.br/suaide>.
- [38] R. Brun e F. Rademakers. <http://root.cern.ch/drupal/content/users-guide> (1990).
- [39] W. T. Milner. *Programas do VAXPAK* (1987).
- [40] G.R. Satchler. *Introduction to Nuclear Reactions*. Oxford University Press, (1990).
- [41] R. Lichtenthäler. *Código Fortran RIBRAS*. **Não publicado**. (2005).
- [42] R. B. Taylor, N. R. Fletcher e R. H. Davis. *Nuclear Physics* **65**(2), 318 – 328 (1965).
- [43] G. Gregoire e P. C. Macq. *Physics Letters* **8**(5), 328 – 330 (1964).

-
- [44] R. J. Peterson. *Nuclear Physics A* **377**(1), 41 – 52 (1982).
- [45] TUNL Nuclear Data Evaluation. Energy Level Diagrams for A=3-20. <http://www.tunl.duke.edu/nucldata/>, Online; Acesso em 14-Dez-2010.
- [46] G.R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Oxford University Press, (1983).
- [47] S. Yoshida. *Proceedings of the Physical Society. Section A* **69**(9), 668 Mar (1956).
- [48] B. Margolis e E. S. Toubetzky. *Phys. Rev.* **106**(1), 105–109 (1957).
- [49] D. M. Chase, L. Wilets e A. R. Edmonds. *Phys. Rev.* **110**(5), 1080–1092 (1958).
- [50] P. Fröbrich e R. Lipperheide. *Theory of Nuclear Reactions*. Oxford Science Publications, (1996).
- [51] W. Tobocman. *Theory of Direct Nuclear Reactions*. Oxford, (1961).
- [52] N. Austern. *Selected Topics in Nuclear Theory*. IAEA Wien, (1963).
- [53] N. Glendenning. *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **13**, 191 (1963).
- [54] G.R. Satchler. *Lectures in Theoretical Physics*, volume VIII C. Boulder, (1966).
- [55] K. M. Watson. M. L. Goldberger. *Collision Theory*. New York, (1964).
- [56] S.K. Penny e G.R. Satchler. *Nuclear Physics* **53**, 145 – 158 (1964).
- [57] I. J. Thompson. *Computer Physics Reports* **7**(4), 167 – 212 (1988).
- [58] K. A. Weber, K. Meier-Ewert, H. Schmidt-Böcking e K. Bethge. *Nuclear Physics A* **186**(1), 145 – 151 (1972).

- [59] L. R. Gasques, L. C. Chamon, D. Pereira, V. Guimarães, A. Lépine-Szily, M. A. G. Alvarez, E. S. Rossi, C. P. Silva, B. V. Carlson, J. J. Kolata, L. Lamm, D. Peterson, P. Santi, S. Vincent, P. A. De Young e G. Peasley. *Phys. Rev. C* **67**(2), 024602 (2003).
- [60] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi e C. P. Silva. *Phys. Rev. C* **66**(1), 014610 (2002).
- [61] L. C. Chamon, D. Pereira, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro e D. Galetti. *Phys. Rev. Lett.* **79**(26), 5218–5221 (1997).
- [62] T. Aumann et al. *Phys. Rev. C* **59**, 1252 (1999).
- [63] J. H. Dave e C. R. Gould. *Phys. Rev. C* **28**(6), 2212–2221 (1983).
- [64] T. Matsumoto, E. Hiyama, K. Ogata, Y. Iseri, M. Kamimura, S. Chiba e M. Yahiro. *Phys. Rev. C* **70**, 061601(R) (2004).
- [65] T. Matsumoto, T. Egami, K. Ogata, Y. Iseri, M. Kamimura e M. Yahiro. *Phys. Rev. C* **73**, 051602(R) (2006).
- [66] I. J. Thompson, M. A. Nagarajan, J. S. Lilley e M. J. Smithson. *Nuclear Physics A* **505**(1), 84 – 102 (1989).
- [67] P. Mohr, P. N. de Faria, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, V. Guimarães, A. Lépine-Szily, D. R. Mendes, A. Arazi, A. Barioni, V. Morcelle e M. C. Morais. *Phys. Rev. C* **82**(4), 044606 (2010).
- [68] J. Tostevin. *Códigos CDCN e HUSK*. **Não publicado**.
- [69] K. C. C. Pires et al. *Em preparação*, Elastic scattering and the one-neutron transfer reactions measured with a 23.7 MeV ^7Be beam on ^9Be . (2011).
- [70] K. W. Kemper, G. E. Moore, R. J. Puigh e R. L. White. *Phys. Rev. C* **15**(5), 1726–1731 May (1977).

- [71] Verma, S., Das, J. J., Jhingan, A., Kalita, K., Barua, S., Golda, K. S., Madhavan, N., Sugathan, P., Nath, S., Varughese, T., Gehlot, J., Mandal, S., Ranjit, S., Sahu, P. K., John, B., Nayak, B. K., Saxena, A., Datta, S. K. e Singh, R. *Eur. Phys. J. Special Topics* **150**, 75–78 (2007).
- [72] C.M. Perey e F.G. Perey. *At. Data and Nucl. Data Tables* **17**, 1 (1976).
- [73] B. Buck e A. C. Merchant. *Journal of Physics G: Nuclear Physics* **14**(10), L211 (1988).
- [74] N. C. Summers e F. M. Nunes. *Phys. Rev. C* **70**(1), 011602 (2004).
- [75] P. R. S. Gomes e et al. *Physics Letters B* **601**(1-2), 20 – 26 (2004).
- [76] P. R. S. Gomes, J. Lubian, I. Padron e R. M. Anjos. *Phys. Rev. C* **71**(1), 017601 (2005).
- [77] J. Cook e K. W. Kemper. *Phys. Rev. C* **31**(5), 1745–1751 (1985).
- [78] P. L. Von Behren, E. Norbeck e G. L. Payne. *Phys. Rev. C* **10**(2), 550–555 (1974).
- [79] Mukherjee, S., Deshmukh, N.N., Guimarães, V., Lubian, J., Gomes, P.R.S., Barioni, A., Appannababu, S., Lopes, C.C., Cardozo, E.N., Pires, K.C.C., Lichtenthäler, R., Lépine-Szily, A., Monteiro, D.S., Shorto, J.M.B., de Faria, P.N., Crema, E., Morcelle, V., Morais, M.C. e Pampa Condori, R. *Eur. Phys. J. A* **45**(1), 23–28 (2010).
- [80] Z. E. Switkowski, Wu Shiu-Chin, J. C. Overley e C. A. Barnes. *Nuclear Physics A* **289**(1), 236 – 252 (1977).
- [81] E. B. Carter, G. E. Mitchell e R. H. Davis. *Phys. Rev.* **133**(6B), B1421–B1433 (1964).
- [82] J. E. Poling, E. Norbeck e R. R. Carlson. *Phys. Rev. C* **13**(2), 648–660 (1976).

-
- [83] D. E. Trcka, A. D. Frawley, K. W. Kemper, D. Robson, J. D. Fox e E. G. Myers. *Phys. Rev. C* **41**(5), 2134–2146 (1990).
- [84] V.V. Parkar, K. Mahata, S. Santra, S. Kailas, A. Shrivastava, K. Ramachandran, A. Chatterjee, V. Jha e P. Singh. *Nuclear Physics A* **792**(3-4), 187 – 200 (2007).
- [85] R. J. Smith, J. J. Kolata, K. Lamkin, A. Morsad, F. D. Becchetti, J. A. Brown, W. Z. Liu, J. W. Jänecke, D. A. Roberts e R. E. Warner. *Phys. Rev. C* **43**(5), 2346–2352 (1991).
- [86] A. Barioni, V. Guimarães, A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler, D. R. Mendes, E. Crema, K. C. C. Pires, M. C. Morais, V. Morcelle, P. N. de Faria, R. P. Condori, A. M. Moro, D. S. Monteiro, J. M. B. Shorto, J. Lubian e M. Assunção. *Phys. Rev. C* **80**(3), 034617 (2009).
- [87] L. Jarczyk, B. Kamys, A. Strzałkowski, A. Szczurek, M. Godlewski, J. Lang, R. Müller e J. Sromicki. *Phys. Rev. C* **31**(1), 12–16 (1985).
- [88] P. N. de Faria, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, A. M. Moro, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, D. R. Mendes, A. Arazi, A. Barioni, V. Morcelle e M. C. Morais. *Phys. Rev. C* **82**(3), 034602 (2010).