Universidade de São Paulo

Instituto de Física

**Estudo do espalhamento elástico e reações do
projétil ^8Li em alvos de massa leve,
intermediária e pesada**

Osvaldo Camargo Botelho dos Santos

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo, como requisito parcial para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho (IF-USP)

Prof. Dr. Vito Roberto Vanin (IF-USP)

Prof. Dr. Julian Marco Barbosa Shorto (IPEN)

Prof. Dr. Tobias Frederico (ITA)

Prof. Dr. Jorge Fernandez Niello (TANDAR)

São Paulo

2021

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

Santos, Osvaldo Camargo Botelho dos

Estudo do espalhamento elástico e reações do projétil ^8Li em alvos de massa leve, intermediária e pesada. São Paulo, 2021.

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

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Reações nucleares; 2. Feixes radioativos; 3. Transferência; 4. Espalhamento elástico

USP/IF/SBI-025/2021

University of Sao Paulo

Physics Institute

Study of the elastic scattering and reactions of ^8Li on light, medium and heavy mass targets

Oswaldo Camargo Botelho dos Santos

Supervisor: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Thesis submitted to the Physics Institute
of the University of Sao Paulo in partial
fulfillment of the requirements for the de-
gree of Doctor of Science.

Examining Committee:

Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho (IF-USP)

Prof. Dr. Vito Roberto Vanin (IF-USP)

Prof. Dr. Julian Marco Barbosa Shorto (IPEN)

Prof. Dr. Tobias Frederico (ITA)

Prof. Dr. Jorge Fernandez Niello (TANDAR)

São Paulo

2021

Agradecimentos

A escrita da tese é um momento ímpar na carreira de qualquer cientista, pois é a consolidação de um trabalho e a porta de entrada para uma jornada sem fim. Neste momento, é importante agradecer a todas as pessoas que, de forma direta ou indireta, foram fundamentais para o desenvolvimento do trabalho.

Primeiramente, gostaria de agradecer ao meu orientador, Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho, pela oportunidade de realizar este trabalho, pela orientação e por toda paciência e dedicação. Agradeço aos colegas do grupo de Reações Diretas e de Núcleos Exóticos que contribuíram com discussões e com a obtenção dos dados experimentais: Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily, Dr. André Serra e Ms. Uiran Umbelino, que, sem dúvida, ajudaram muito durante toda a jornada.

Agradeço ao Prof. Dr. Antonio Matías Moro Muñoz, meu supervisor durante a minha estadia na Universidade de Sevilha, com quem aprendi os fundamentos teóricos necessários para interpretar os resultados experimentais. Sempre paciente e solícito, ele me auxiliou muito nessa tarefa.

Agradeço à Profa. Dra. Kelly Cristina Cezaretto Pires, minha esposa e docente do IFUSP. Eu lhe agradeço, em particular, pelo seu apoio incondicional e pelo incentivo em todos os momentos.

Agradeço a todos os colaboradores que participaram dos experimentos ou auxiliaram com discussões e sugestões: Profa. Dra. Marlete Assunção, Prof. Dr. Valdir Guimarães, Dr. Valdir Scarduelli, Dr. Juan Alcántara-Núñez, Dr. Juan Zamora, Dr. Appannababu, Profa. Dra. Adriana Barioni, Profa. Dra. Viviane Morcelle, Dr. Julian Shorto, Profa. Dra. Maria Carmen Morais e Dr. Jin Lei.

Gostaria de agradecer aos meus Avós Geralda de Matos Botelho e Miguel Argemiro pela dedicação e doação na minha criação. Agradeço à minha mãe Maria Aparecida Botelho, por sempre acreditar no meu potencial e por me auxiliar nos momentos mais difíceis. Agradeço aos meus irmãos Vilson Botelho dos Santos, Wericarmona Botelho dos Santos e Gleika Gabriela Botelho dos Santos, por todos os momentos que vivemos na nossa infância que, sem dúvida, foram importantes

para moldar meu caráter.

Agradeço a todos os meus amigos da cidade de Embu-Guaçu. Não vou citar nomes, pois são muitos e poderia me esquecer de alguém. Neste grupo, quero destacar o Diego Mancini. Aqui, abro um parêntesis para mencionar que eu, com quase 20 anos de idade, desconhecia a existência de universidades gratuitas. Nessa época, a minha condição financeira não me permitia arcar com o custo de uma universidade privada. Foi meu amigo Diego que me mostrou a porta de entrada: o cursinho comunitário da cidade de Embu-Guaçu. Aproveito para agradecer a todos os meus professores do cursinho, que foram fundamentais para a minha entrada no IFUSP.

Agradeço ao corpo técnico do DFN, pois os técnicos são fundamentais para o funcionamento do laboratório e sempre me ajudaram quando precisei.

Agradeço aos meus colegas do DFN, Ms. Rafael, Dr. Vitor, Ms. Alessandro, Ms. Erick, Ms. Saulo e Ms. Grace, por todo auxílio e pelas brincadeiras. Foram esses momentos descontraídos que representaram o combustível que eu precisava para finalizar este Doutorado.

Pelo apoio financeiro, gostaria de agradecer:

À CAPES:

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 88887.355019/2019.

Ao *Colegio Doctoral Tordesillas en Física*, pelo auxílio financeiro concedido, possibilitando a minha estadia na Universidade de Sevilla.

Osvaldo Camargo Botelho dos Santos
Janeiro, 2021

*Dedico este trabalho à minha esposa Kelly Cristina,
que não mediu esforços para me apoiar nessa etapa
da minha vida, às minhas filhas, Beatriz e Clara, e
à minha avó, que faleceu de Covid-19 neste ano.*

Resumo

Neste trabalho, foi estudada a colisão do projétil radioativo ^8Li em alvos de massa leve, intermediária e pesada. Foram medidas distribuições angulares quasi-elásticas de ^8Li em ^9Be ($E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV), ^{58}Ni ($E_{\text{lab}} = 23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV) e ^{120}Sn ($E_{\text{lab}} = 21,7$ e $25,8$ MeV). Uma intensa produção de ^7Li foi observada durante os experimentos, cuja origem poderia ser a quebra de ^8Li em $^7\text{Li} + n$, ou uma reação de transferência de nêutrons (stripping) do projétil ^8Li para o alvo. Foram medidas distribuições angulares e de energia do ^7Li . Cálculos de canais acoplados (CC) considerando a excitação do ^8Li para os estados ($0,98$ MeV; $1+$) e ($2,26$ MeV; $3+$), bem como cálculos de canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC), não foram capazes de explicar os dados de espalhamento quasi-elástico. Esses dados e os de produção de ^7Li foram descritos simultaneamente por cálculos de canais acoplados em reação (CRC) considerando o acoplamento com o canal de transferência de 1 nêutron para estados excitados dos núcleos de recuo ^{59}Ni . Foram realizados cálculos utilizando o formalismo de Ichimura-Austern-Vincent (IAV) para descrever, com sucesso, as distribuições angulares e em energia do ^7Li . Para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ foi realizado um cálculo de Modelo Óptico (MO).

Palavras-chave: Reações nucleares, Feixes radioativos, Transferência, Espalhamento elástico.

Abstract

In this work, the collision of the unstable ^8Li projectile on light, intermediate and heavy mass targets has been studied. Quasi-elastic angular distributions of ^8Li on ^9Be ($E_{\text{lab}} = 23.7$ MeV), ^{58}Ni ($E_{\text{lab}} = 23.9, 26.1, 28.7, 30.0$ MeV) and ^{120}Sn ($E_{\text{lab}} = 21.7, 25.8$ MeV) have been measured. An intense ^7Li production has been observed during the experiments whose origin could be either the ^8Li breakup into $^7\text{Li}+n$, or a neutron transfer reaction (stripping) from the ^8Li projectile to the target. Angular and energy distributions of ^7Li have been measured. Coupled Channel (CC) calculations considering the ^8Li excitation to the (0.98 MeV, 1+) and (2.26 MeV, 3+) states, as well as Continuum-Discretized Coupled-Channels (CDCC) calculations were unable to describe the ^8Li angular distributions. Both, the ^8Li and the ^7Li angular distributions have been simultaneously described by Coupled Reaction Channel (CRC) calculations, considering the coupling to the one neutron stripping reaction to excited states of the recoil ^{59}Ni nucleus. Ichimura-Austern-Vincent (IAV) calculations have been performed to successfully describe the ^7Li angular and energy distributions for both, the ^{58}Ni and ^{120}Sn targets. For the $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ system, an optical model calculation was performed.

Keywords: Nuclear reactions, Radioactive beams, Transfer, Elastic scattering

Glossário de acrônimos

- ADC** Analog to Digital Converter (Conversor analógico para digital)
- BE** Binding Energy (Energia de ligação)
- CAMAC** Computer Automated Measurement and Control
- CC** Coupled Channels (Canais acoplados)
- CDCC** Continuum-Discretized Coupled-Channels (Canais acoplados com discretização do contínuo)
- CRC** Coupled Reaction Channel (Acoplamento com canais de reação)
- EBU** Elastic BreakUp
- DF** Double-Folding (Dupla convolução)
- IAV** Ichimura-Austern-Vincent
- NEB** Non-Elastic Breakup
- IFUSP** Instituto de Física da Universidade de São Paulo.
- RIB** Radioactive Ion Beams (Feixes de íons radioativos)
- LAFN** Laboratório Aberto de Física Nuclear
- MC-SNICS** MultiCathode - Source of Negative Ions by Cesium Sputtering
- MO** Modelo Óptico
- RIBRAS** Radioactive Ion Beams in Brasil
- TWSP** TWinsol São Paulo

LISTA DE FIGURAS

1.1	Carta de núclídeos.	3
2.1	Representação esquemática da fonte de íons MC-SNICS do acelerador de partículas Pelletron do IFUSP.	7
2.2	Desenho esquemática do acelerador Pelletron do IFUSP.	8
2.3	Estrutura do acelerador Pelletron do IFUSP.	9
2.4	Esquema do sistema de carregamento do acelerador Pelletron. <i>Figura cortesia de R. Escudeiro.</i>	10
2.5	Foto da corrente utilizada no acelerador Pelletron. <i>Figura cortesia de R. Escudeiro.</i>	10
2.6	Desenho esquemático da canalização do sistema RIBRAS do IFUSP. Distâncias em metros.	12
2.7	Estrutura do alvo primário e copo de Faraday do RIBRAS do IFUSP antes do primeiro solenoide.	13
2.8	Modos de focalização do sistema de duplo solenoides.	15
2.9	Corte transversal do solenoide do RIBRAS.	15
2.10	Foto da montagem experimental na câmara 2.	16
2.11	Figura esquemática de um telescópio ΔE -E. <i>Figura cortesia K.C.C.Pires.</i>	17
2.12	Esquema da eletrônica de aquisição para um telescópio.	19
3.1	Exemplo de espectros bi-paramétricos típicos ΔE -E obtidos com feixe secundário de ^8Li e alvos de ^9Be (acima), ^{58}Ni (meio) e ^{120}Sn (abaixo) para os ângulos $\theta_{\text{lab}}=17^\circ$, 32° e 69° , respectivamente. Ao lado direito são mostrados os espectros com alvo de ^{197}Au para os mesmos ângulos.	22

3.2	Curva de produção para o ^8Li	24
3.3	Curva de produção de ^8Li obtida para os dois picos de ^8Li , separadamente. Os pontos pretos correspondem ao ^8Li produzido no estado fundamental e os pontos vermelhos correspondem ao ^8Li produzido no estado excitado.	25
3.4	Projeção dos picos de ^8Li referente ao espalhamento elástico em 15°	26
3.5	Exemplo da reta de calibração obtida para um telescópio utilizado na medida realizada com alvos de ^{58}Ni e ^{197}Au	27
3.6	Exemplo do espectro bi-paramétrico obtido após a calibração, utilizando feixe secundário de ^8Li e alvo de (a) ^{58}Ni e (b) ^{197}Au para $\theta_{\text{lab}} = 34^\circ$	28
3.7	Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ na energia de 23,7 MeV.	32
3.8	Distribuições angulares do espalhamento elástico obtidas para o sistema $^8\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}} = 23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV.	33
3.9	Distribuição angular do espalhamento elástico obtida para o sistema $^8\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}} = 21,7$ e $25,8$ MeV.	34
3.10	Níveis em energia do núcleo ^{59}Ni	36
3.11	Seções de choque duplamente diferenciais em função do E_{lab} para a produção de partículas de ^7Li provenientes da reação $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$ para $E_{\text{lab}} = 23,9; 26,1. 28,7$ e $30,0$ MeV obtidas para determinados ângulos no sistema de laboratório.	37
3.12	Seções de choque duplamente diferenciais em relação ao Q_{reac} e ângulo sólido em função do Q_{reac} para a produção de partículas de ^7Li provenientes da reação $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$. A seta vermelha indica a posição do limiar de 1 nêutron separando a quebra (à esquerda) da transferência (à direita).	40
3.13	Níveis de energia do núcleo ^{121}Sn	41
3.14	Seção de choque duplamente diferencial em função do ângulo sólido e da energia do ^7Li para a reação $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$ à $E_{\text{lab}} = 25,8$ MeV no ângulo de $\theta_{\text{lab}} = 69^\circ$	43

3.15	Seção de choque duplamente diferencial em relação à energia e ângulo sólido em função da energia para a produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ provenientes da reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ para $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV. A seta vermelha indica a posição do limiar de 1 nêutron separando a quebra (à esquerda) da transferência (à direita).	44
3.16	Distribuições angulares de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ obtidas nas energias de $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV.	45
3.17	Distribuição angular de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ obtida para a energia de $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV.	46
4.1	Figura esquemática para o processo de espalhamento.	48
4.2	Figura ilustrativa do sistema de coordenadas utilizado no potencial de dupla convolução.	57
4.3	Representação esquemática do projétil, descrito como um <i>cluster</i> de dois corpos (a+b), incidindo no alvo.	63
5.1	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ nas energias $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV. Os pontos pretos são os dados e as linhas contínuas representam os cálculos com o potencial do <i>J. Cook</i>	72
5.2	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ nas energias $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos pretos são os dados e as linhas contínuas representam os cálculos com o potencial do <i>J. Cook</i>	72
5.3	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV. Os pontos mostram os dados, e as faixas representam os cálculos com o potencial DF considerando $N_1=(0,4-1,0)$	74
5.4	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos representam os dados, e as faixas representam os cálculos com o potencial DF considerando $N_1=(0,4-1,0)$	74

5.5	Distribuição angular de espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ à $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV. Os pontos pretos são os dados experimentais, e a curva contínua é o ajuste.	75
5.6	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e 30 MeV. Os pontos são os dados e as linhas contínuas os cálculos de MO com $N_R=1$ e $N_I=0,6$ com o potencial de superfície ajustado.	76
5.7	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e 25,8 MeV. Os pontos são os dados e as linhas contínuas os cálculos de MO com $N_R=1$ e $N_I=0,6$ com o potencial de superfície ajustado.	77
5.8	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e 30 MeV. Os pontos são os dados, e a curva representa o resultado do cálculo obtido com o ajuste dos parâmetros de normalização, N_R e N_I	78
5.9	Curvas de nível de χ^2 obtidas nos ajustes das normalizações N_R e N_I para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ nas energias indicadas.	79
5.10	Valores de (a) N_R e (b) N_I em função da energia ajustados para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	80
5.11	Ajuste dos parâmetros de normalização N_R e N_I do potencial DF para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e 25,8 MeV.	81
5.12	Curvas de nível de χ^2 para o ajuste das normalizações N_R e N_I do sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e 25,8 MeV.	81
5.13	Transições consideradas nos cálculos de CC.	83
5.14	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$. Os pontos são os dados experimentais, as curvas pontilhadas são os cálculos de MO, as curvas contínuas são os cálculos de CC para o estado fundamental (gs) do ${}^8\text{Li}$, e as curvas tracejadas são os cálculos de CC somando o gs e o primeiro estado excitado ($1st$) do ${}^8\text{Li}$	84

5.15	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos são os dados experimentais, as curvas pontilhadas são os cálculos de MO, as curvas contínuas são os cálculos de CC para o estado fundamental (gs) do ${}^8\text{Li}$, e as curvas tracejadas são os cálculos de CC somando o gs e o primeiro estado excitado ($1st$) do ${}^8\text{Li}$	85
5.16	Mesmo da figura 5.14.	86
5.17	Mesmo da figura 5.15.	86
5.18	Distribuições angulares de excitação do ${}^8\text{Li}$ em alvo de ${}^{58}\text{Ni}$ considerando $\delta=1,75$ fm e $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+)=55$ e ² fm ⁴	87
5.19	Distribuições angulares da excitação do ${}^8\text{Li}$ em alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ considerando $\delta=1,75$ fm e $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+)=55$ e ² fm ⁴	87
5.20	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e 30 MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CDCC e a linha tracejada representa o cálculo de CDCC sem acoplamento.	89
5.21	Seção de choque de quebra $d\sigma/d\epsilon_x$ em função da energia de excitação ϵ_x obtida nos cálculos de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e 30 MeV.	90
5.22	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CDCC e a linha tracejada representa o cálculo de CDCC sem acoplamentos.	91
5.23	Seção de choque de quebra ($d\sigma/d\epsilon_x$) em função da energia de excitação (ϵ_x) obtida nos cálculos de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV.	92
5.24	Diagrama de níveis para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{59}\text{Ni}$	95

5.25	Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9, 26,1, 28,7$ e 30 MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada representa o cálculo sem considerar os canais de reação (<i>bare</i>).	97
5.26	Distribuição angular de produção de ${}^7\text{Li}$ (pontos pretos) comparada com o cálculo de CRC (linha contínua) para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	98
5.27	Contribuição de cada momento angular para a seção de choque de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	99
5.28	Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada representa o cálculo sem considerar os canais de reação (<i>bare</i>).	101
5.29	Distribuição angular de produção de ${}^7\text{Li}$ (pontos pretos) comparada com o cálculo de CRC (linha contínua) para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$	101
5.30	Contribuição de cada momento angular para a seção de choque de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV.	102
5.31	Distribuição angular de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha tracejada representa o cálculo de IAV (NEB), a linha pontilhada representa o cálculo de CDCC (EBU) e a linha contínua corresponde a soma dos cálculos de IAV e CDCC (NEB+EBU).	104
5.32	Seção de choque duplamente diferencial de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do Q da reação (eixo inferior) e em função da energia de excitação (eixo superior). Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha tracejada representa o cálculo de IAV (NEB), a linha pontilhada representa o cálculo de CDCC (EBU) e a linha contínua corresponde a soma dos cálculos de IVA e CDCC (NEB+EBU).	105

5.33	Distribuição angular de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha tracejada representa o cálculo de IAV (NEB), a linha pontilhada representa o cálculo de CDCC (EBU) e a linha contínua corresponde a soma IVA + CDCC (NEB+EBU).	106
5.34	Seção de choque duplamente diferencial em função da energia para a produção de ${}^7\text{Li}$ relativa à reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do Q da reação. Os pontos representam os dados, a linha tracejada o cálculo de IAV(NEB), a linha pontilhada o cálculo de CDCC(EBU) e a linha contínua corresponde à soma (NEB+EBU).	107
5.35	Seção de choque duplamente diferencial de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do ângulo. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada corresponde à soma dos cálculos de IVA e CDCC (NEB+EBU).	108
5.36	Seção de choque duplamente diferencial de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do ângulo. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada corresponde à soma dos cálculos de IVA e CDC(NEB+EBU).	109
A.1	Distribuições angulares para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$. Os pontos são os dados experimentais da literatura e as linhas sólidas representam os ajustes obtidos a partir dos cálculos de MO.	125
B.1	Distribuições angulares para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$. Os pontos são os dados experimentais e as linhas sólidas os ajustes.	127
C.1	Seção de choque total de reação reduzida em função da energia reduzida para sistemas envolvendo alvos com massa $A=58-60$. As linhas tracejadas servem apenas para guiar os olhos.	130

C.2	Seção de choque total de reação reduzida em função da energia reduzida para os sistemas envolvendo alvo de ^{120}Sn . As linhas tracejadas são apenas guias para os olhos.	131
D.1	Energia do feixe de ^8Li gerado no alvo primário.	135
D.2	Trajetórias das partículas calculadas pelo TWSP. As trajetórias vermelhas são referente ao ^8Li e as trajetórias pretas o $^8\text{Li}^*$	135
D.3	Posição onde é possível separar o ^8Li do $^8\text{Li}^*$	136

LISTA DE TABELAS

2.1	Reações de transferência utilizadas no RIBRAS para a produção de feixes radioativos.	12
5.1	Parâmetros do potencial óptico de superfície obtidos para os sistemas $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ e $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$	77
5.2	Estados representativos de partícula única do nêutron considerados nos cálculos de CRC para a reação $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li},^7\text{Li})$	94
5.3	Valores das amplitudes espectroscópicas para os <i>overlaps</i> $\langle ^8\text{Li} - ^7\text{Li} \rangle$	94
5.4	Potenciais de ligação utilizados nos cálculos de CRC.	96
5.5	Estados representativos de partícula única do nêutron considerados nos cálculos de CRC para a reação $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li},^7\text{Li})$	100
A.1	Parâmetros obtidos do ajuste do potencial nuclear para o sistema $^7\text{Li}+^{58}\text{Ni}$	124
B.1	Parâmetros definidos para o potencial nuclear $^7\text{Li}+^{120}\text{Sn}$	126
C.1	Valores da seção de choque total de reação reduzida e energia reduzida para os sistemas envolvendo alvos com massas $A=58-60$. O símbolo (*) indica que os dados foram reanalisados neste trabalho, utilizando o formalismo de MO.	132
C.2	Valores da seção de choque total de reação reduzida e energia reduzida para sistemas envolvendo alvo de ^{120}Sn . O símbolo (*) indica que os dados foram reanalisados neste trabalho utilizando o formalismo de MO.	133

ÍNDICE

Lista de Figuras	xi
Lista de Tabelas	xix
1 Introdução	1
2 Descrição experimental	6
2.1 Fonte de Íons	6
2.2 Acelerador Pelletron	7
2.3 Sistema RIBRAS	11
2.4 Câmara de espalhamento e sistema de detecção	15
2.5 Eletrônica de aquisição	18
3 Análise experimental	20
3.1 Experimentos realizados	20
3.2 Produção de ^8Li	23
3.3 Calibração em energia	26
3.4 Cálculo da seção de choque experimental	29
3.5 Distribuições angulares elásticas	32
3.6 Produção de partículas de ^7Li	34
3.6.1 Distribuições em energia para $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$	35
3.6.2 Distribuição em energia para $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$	40
3.6.3 Distribuições angulares para a reação $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$	44
3.6.4 Distribuição angular para $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$	45

4	Descrição teórica	47
4.1	Teoria de espalhamento	47
4.2	Amplitude de espalhamento - Método de Ondas Parciais	50
4.3	Seção de choque total de reação	54
4.4	Formalismo de modelo óptico	55
4.4.1	Potenciais do tipo Woods-Saxon	56
4.4.2	Potenciais de dupla convolução	57
4.5	Formalismo de canais acoplados	58
4.5.1	Modelo coletivo	60
4.5.2	Modelo de partícula única	62
4.6	Canais acoplados com discretização do contínuo	63
4.7	Acoplamento com canais de reação	65
4.8	Método de Ichimura-Austern-Vincent (IAV)	67
5	Análise teórica	70
5.1	Comparação com potenciais da literatura	71
5.2	Ajustes de potenciais ópticos	75
5.2.1	Sistema ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$	75
5.2.2	Sistemas ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ e ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$	75
5.2.3	Ajuste com potenciais do tipo DF	77
5.3	Cálculo de canais acoplados	82
5.3.1	CC com deformações teóricas	83
5.3.2	CC com deformações experimentais	85
5.4	Canais acoplados com discretização do contínuo	88
5.4.1	Cálculo de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	88
5.4.2	Cálculo de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$	90
5.5	Cálculo de acoplamento de canais em reação	92
5.5.1	Cálculo de CRC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	93
5.5.2	Cálculo de CRC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$	99
5.6	Método de Ichimura-Austern-Vincent	103
5.6.1	Cálculos de IAV para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	103
5.6.2	Cálculo de IAV para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$	105

5.7	Comparação dos cálculos CRC-(IAV+CDCC)	107
6	Conclusões	110
	Bibliografia	113
	Apêndice	
A	Potenciais ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	124
B	Potenciais ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$	126
C	Seção de choque total de reação	128
D	Simulação do feixe de ${}^8\text{Li}$ no RIBRAS	134

Introdução

O modelo atômico proposto por E. Rutherford foi publicado em 1911 [1]. Rutherford realizou um experimento que consistia em colidir um feixe de partículas α , emitidas de uma fonte radioativa, contra um alvo fino de ouro. Foi observado que, embora a maioria das partículas atravessasse o filme fino de ouro, outras se espalhavam em vários ângulos, inclusive em ângulos bem traseiros, indicando que as partículas alfa colidiam com algo mais pesado. A partir da medida da probabilidade de as partículas alfa serem espalhadas em ângulos maiores do que 90 graus, Rutherford pôde concluir que quase a totalidade da matéria constituinte do átomo deveria ser concentrada em uma região muito pequena, da ordem de alguns Fermi ($1\text{fm} = 10^{-15}\text{ m}$), o que foi denominado núcleo atômico.

Em 1919, E. Rutherford mostrou que o nitrogênio sob o bombardeio de partículas alfa ejeta partículas que se assemelhavam a núcleos de hidrogênio [2]. Pouco tempo depois, ele sugeriu que o núcleo de hidrogênio fosse como uma partícula elementar, chamando-o de próton, e indicou que, dentro dos núcleos, em geral, deveria existir outro tipo de partícula, com massa parecida com a do próton, porém sem carga elétrica. A partícula indicada era o nêutron, tendo sido descoberta por James Chadwick em 1932 [3].

O núcleo atômico é um sistema de muitos corpos (Z prótons e N nêutrons) que interagem entre si através das interações nuclear forte, coulombiana e nuclear fraca. A interação nuclear forte é a força residual resultante da interação entre os quarks no interior dos núcleons, sendo atrativa e de curto alcance (10^{-15} m); a força coulombiana ocorre entre os prótons e tem como característica ser repulsiva e de longo alcance; e, finalmente, a interação nuclear fraca é responsável pelo

decaimento radioativo, tendo alcance da ordem de 10^{-17} m.

Os núcleos estáveis de massa leve, geralmente, têm número de prótons próximos ao número de nêutrons ($N \sim Z$). Entretanto, essa característica se modifica com o aumento da massa nuclear. Para núcleos pesados, a proporção entre nêutrons e prótons deve aumentar para compensar a repulsão coulombiana que se torna mais intensa, diminuindo a energia de ligação e tornando o núcleo menos estável. Por outro lado, o aumento excessivo de nêutrons também provoca instabilidade nuclear, diminuindo a energia de ligação. Os limites de estabilidade do núcleo atômico ainda não são bem conhecidos [4, 5], seja no limite de núcleos superpesados, seja nas linhas de evaporação (*drip lines*) para nêutrons e prótons.

Atualmente, são conhecidos por volta de 4 mil nuclídeos, porém apenas cerca de 300 deles são estáveis [6]. Na carta de nuclídeos apresentada na Figura 1.1, os núcleos estáveis estão localizados na chamada linha de estabilidade, representada pelos quadrados pretos, sendo todos os outros núcleos instáveis. Quanto mais distante da linha de estabilidade os núcleos se encontrarem, menor será a energia de ligação em média, até que os núcleos não permaneçam mais ligados, decaindo por emissão de núcleons. A linha de evaporação de nêutrons se localiza à direita da carta de nuclídeos, na região dos núcleos ricos em nêutrons. A linha de evaporação de prótons, por sua vez, está localizada no limite superior da Figura 1.1, onde estão os núcleos ricos em prótons Ref. [6].

Na região de núcleos leves, observam-se fenômenos interessantes, como estrutura de aglomerados (*cluster*) associados a baixas energias de ligação [7, 8]. Esse comportamento é observado ao longo da linha de estabilidade, em que núcleos como ${}^6\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}$ apresentam energias de ligação com valores na faixa de 1,5-2,5 MeV, que são pequenos em comparação aos valores dos núcleos fortemente ligados, como ${}^{12}\text{C}$ e ${}^{16}\text{O}$, os quais possuem energia de ligação em torno de 7-10 MeV para a quebra com emissão de partículas α .

Figura 1.1: Carta de núclídeos.

Fora da linha de estabilidade, em particular no caso de núcleos distantes da linha de estabilidade, são observados fenômenos como o halo¹ de prótons/nêutrons e, em alguns casos, a estrutura Borromean². Por tais núcleos possuírem essas características excêntricas, eles são chamados de núcleos exóticos. Apesar de serem instáveis por decaimento beta, esses núcleos podem ser importantes para a astrofísica nuclear e, em particular, para a nucleossíntese estelar, explosiva e do Big Bang, sendo portanto fundamentais para entender a abundância dos elementos no universo.

Devido ao fato de as meias-vidas dos referidos núcleos serem relativamente longas quando comparadas com o tempo de voo em aceleradores, é possível produzir feixes secundários de núcleos fora da linha de estabilidade *Radioactive Ion Beams*

¹Considera-se que um núcleo atômico tem halo nuclear quando é composto por um caroço orbitado por prótons ou nêutrons. Esse efeito gera uma extensão espacial de matéria nuclear difusa (baixa densidade), significativamente maior do que aquela dos núcleos próximos à linha de estabilidade.

²Um núcleo com estrutura Borromean possui três componentes ligados, sendo que qualquer subsistema de dois componentes é não-ligado e constitui um “laboratório” para o estudo do problema de 3 corpos em física [9].

(RIB). Experimentos com feixes secundários de núcleos fora da linha de estabilidade têm sido realizados em diversos laboratórios do mundo nas últimas décadas. No Brasil, em particular, esse estudo pode ser realizado utilizando o sistema de duplo solenoides RIBRAS [10–12] do IFUSP. Esse sistema entrou em operação em 2004, permitindo o estudo de núcleos leves fora da linha de estabilidade, tais como o ^8Li , ^6He , ^7Be , ^8B , ^{10}Be e outros.

A produção de feixes secundários de núcleos fora da linha de estabilidade (RIB) pode ser realizada pelo método em voo ou pelo método de separação isotópica ISOL (*Isotopic on-line separator*). No primeiro método, o feixe primário de um acelerador (*driver*) colide com um alvo primário fino, e os núcleos são produzidos em reações nucleares, sendo selecionados em voo segundo sua razão carga/massa para formar o feixe secundário. Diferentemente, no método ISOL, é utilizado um alvo primário suficientemente grosso para parar o feixe primário no alvo; assim, os núcleos secundários produzidos se difundem na matéria quente do alvo até uma fonte de íons, onde serão re-ionizados e re-acelerados por um acelerador secundário. O método ISOL produz feixes de melhor qualidade de emitância, pois as partículas são aceleradas da energia “zero”; já o método em voo produz feixes mais intensos, embora apresente características de emitância piores. Neste método, o feixe secundário possui vários elementos formando um coquetel de feixes.

Os mecanismos de reação envolvidos na produção de feixes secundários dependem muito da energia do acelerador primário. Em energias intermediárias, entre (20 MeV/A–1 GeV/A), o mecanismo dominante é a fragmentação nuclear [13–16]. Este tipo de processo tem seções de choque altas, de centenas de milibarns. Em baixas energia, como no caso do Pelletron-USP, os núcleos são produzidos por reações de transferência e fusão com seções de choque da ordem de dezenas de milibarns. Os feixes secundários produzidos têm intensidades que variam de 10^3 pps até 10^6 pps, dependendo do feixe. Um feixe primário, por sua vez, tem intensidade da ordem de 10^{12} pps.

Para energias baixas, ≤ 10 MeV/A, as estruturas de halo e *cluster* do projétil se manifestam como um aumento na seção de choque total de reação e como um forte acoplamento entre diferentes canais de reação [17–26]. A identificação dos canais de

reação que efetivamente contribuem para o aumento observado na seção de choque total de reação ainda é um desafio, tanto do ponto de vista experimental quanto do ponto de vista teórico. Para núcleos estáveis, o processo não elástico mais importante é a fusão, seguido pelo espalhamento inelástico e pela transferência de partículas para estados ligados. Já para os núcleos radioativos ou exóticos, a quebra e a transferência de partículas são os processos mais importantes [18, 27]. Estudos experimentais indicam que esses processos populam estados excitados com energias altas e podem afetar fortemente a seção de choque do espalhamento elástico e fusão por meio de efeitos de canais acoplados.

Na natureza, não existem núcleos estáveis com número de massa $A=5$ e $A=8$. Dessa forma, o estudo desses núcleos é de interesse para a física nuclear, sendo também possivelmente relevante para os modelos astrofísicos [28]. Tendo isso em vista, explica-se que, neste trabalho, foi realizado um estudo envolvendo o núcleo ${}^8\text{Li}$, que é um isótopo instável, possui meia-vida de 840 ms e energia de ligação de 2,03 MeV para a configuração $n+{}^7\text{Li}$. O Lítio têm cinco isótopos ligados, que são ${}^{6-9,11}\text{Li}$. Os núcleos ${}^{6,7}\text{Li}$ são estáveis e possuem energias de separação de 1,47 e 2,47 MeV para quebra nas configurações $\alpha+d$ e $\alpha+t$, respectivamente. O núcleo de ${}^{11}\text{Li}$ é mais exótico, com estrutura Borromean formada por dois nêutrons fracamente ligados ao núcleo ${}^9\text{Li}$, por apenas 0,369 MeV. O ${}^8\text{Li}$, em particular, não é considerado um núcleo exótico, entretanto, por ser um dos três núcleos ligados com massa $A=8$, juntamente com o ${}^8\text{He}$ e o ${}^8\text{B}$, torna-se um núcleo de interesse. Além disso, o ${}^8\text{Li}$ é um núcleo espelho do ${}^8\text{B}$, o qual é um núcleo halo de um próton.

Esclarece-se que a tese está organizada da seguinte forma: no capítulo 2, é apresentada uma descrição do acelerador Pelletron e do sistema RIBRAS, utilizados nos experimentos; no capítulo 3, é apresentada a análise experimental; nos capítulos 4 e 5, são apresentadas a descrição e a análise teórica, respectivamente; e, por fim, no capítulo 6, são apresentadas as conclusões do estudo.

Descrição experimental

2.1 Fonte de Íons

O laboratório do acelerador Pelletron possui uma fonte de íons do tipo MC-SNICS (*Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*), capaz de produzir uma grande variedade de partículas com estado de carga e^- . Esta fonte dispõe de um forno que evapora átomos de césio (Cs), os quais, ao entrarem em contato com um ionizador, perdem um elétron passando para o estado de carga 1^+ (Cs^+). Em seguida, os átomos de Cs^+ são atraídos para um catodo, compactado em um cadinho, no formato de pastilha, contendo o material que dará origem ao feixe. O Cs^+ , ao interagir com a pastilha, extrai o material compactado pelo processo de pulverização catódica (*sputtering*). Os átomos arrancados interagem com uma camada de Cs e ganham um elétron, visto que o átomo de césio é alcalino, e sua eletropositividade é muito elevada. Em seguida, os íons produzidos são pré-acelerados por um extrator, com tensão da ordem de $V_{\text{ext}} = 10 \text{ kV}$ em relação ao catodo. Toda a fonte de íons está colocada em um potencial de $V_{\text{bias}} = -90 \text{ kV}$ em relação ao acelerador, de modo que o feixe passa por um tubo pré-acelerador na saída da fonte, sendo injetado na linha da óptica da fonte de íons por um potencial de $V_{\text{inj}} = (V_{\text{ext}} + |V_{\text{bias}}|)$. Em seguida, é realizada a seleção da massa pelo ímã analisador ME-20, e feixe é injetado no tubo acelerador. A Figura 2.1, obtida da Ref. [29], é uma representação esquemática da fonte de íons.

Figura 2.1: Representação esquemática da fonte de íons MC-SNICS do acelerador de partículas Pelletron do IFUSP.

2.2 Acelerador Pelletron

O Pelletron é um acelerador eletrostático vertical do tipo tandem e está localizado no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do IFUSP [30]. Possui um terminal cuja tensão pode atingir $U_{\text{max}}=8$ MV. O feixe de partículas, que foi extraído da fonte de íons, é desviado por um ímã (ME20), o qual seleciona a massa das partículas e as direciona ao terminal do acelerador. Ao entrar no tubo acelerador, o feixe de partículas é atraído pela tensão positiva do terminal, obtendo eU de energia. No terminal do acelerador, o feixe atravessa uma folha fina de carbono com espessura da ordem de $1\text{-}5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e, perdendo elétrons nesse processo e adquirindo estado de carga positivo, qe^+ . Em seguida, as partículas sofrem repulsão devido à tensão positiva do terminal, obtendo mais qeU de energia, sendo aceleradas na direção de saída do acelerador. A energia total do feixe é obtida de acordo com a equação:

$$E = eV_{\text{inj}} + (1 + q)eU. \quad (2.1)$$

Após de atravessar a folha de carbono, o feixe pode ter diversos estados de carga. Dessa forma, torna-se necessária uma segunda seleção para que, no experimento, todas as partículas tenham o mesmo estado de carga. Para tanto, utiliza-se

Figura 2.2: Desenho esquemática do acelerador Pelletron do IFUSP.

um segundo ímã seletor (ME200), que seleciona as partículas com a mesma energia. Nesse momento, o feixe possui a energia desejada e está em direção à sala experimental, onde existem sete canalizações, em que podem ser realizados diferentes experimentos, sendo necessário direcionar o feixe para a canalização desejada. Para esse propósito, é utilizado um eletroímã chamado de *switching magnet*. Na Figura 2.2 é apresentado um esquema; na Figura 2.3, é apresentada a estrutura do acelerador, desde a fonte de íons até a sala experimental [31].

Figura 2.3: Estrutura do acelerador Pelletron do IFUSP.

O sistema de carregamento do acelerador Pelletron está representado na Figura 2.4.

Figura 2.4: Esquema do sistema de carregamento do acelerador Pelletron. *Figura cortesia de R. Escudeiro.*

Nesse sistema, a corrente apresentada na Figura 2.5 é responsável pelo transporte das cargas até o terminal do acelerador.

Figura 2.5: Foto da corrente utilizada no acelerador Pelletron. *Figura cortesia de R. Escudeiro.*

A corrente é formada por *pellets* isolados eletricamente por elos de nylon. Seguindo o esquema da Figura 2.4, nota-se que a corrente é induzida por um indutor com tensão da ordem de -50 kV. Como a polia está aterrada, os elétrons dos *pellets* fluem naturalmente, fazendo com que os *pellets* fiquem com carga positiva.

Por ação mecânica, os *pellets* carregados se movimentam em direção ao terminal. Quando se aproximam do terminal, os *pellets* passam por uma polia de Pickoff e, nesse momento, uma pequena quantidade de carga flui para um indutor localizado no outro lado da polia do terminal. Assim, a corrente passa por um supressor de elétrons que diminui a diferença de potencial entre os *pellets* e a polia, inibindo faíscas. Em seguida, os *pellets* encostam na polia do terminal e, quando se afastam do campo do supressor, as cargas migram para a polia, pois a densidade de carga na polia é menor do que a densidade de carga nos *pellets*. Na descida da corrente, cargas negativas são induzidas nos *pellets*, pois o indutor carregado pela primeira polia de Pickoff é positivo. A indução de cargas negativas nos *pellets* é equivalente a carregar o terminal; logo, este é carregado no sentido de subida e descida da corrente. Depois, a corrente passa pela segunda polia de Pickoff, que é responsável por carregar o supressor mencionado anteriormente. A corrente então se movimenta em direção à polia do indutor e encontra um supressor com carga positiva, cujo papel é o de inibir faíscas entre os *pellets*. Ao se afastar do supressor, as cargas migram para a polia aterrada e todo processo se repete novamente.

2.3 Sistema RIBRAS

O RIBRAS é um sistema formado por dois solenoides supercondutores e três câmaras de espalhamento, como pode ser visto na Figura 2.6 obtida da Ref. [12]. Esse sistema possibilita a seleção e a focalização de feixes leves ($6 < A < 20$) fora da linha de estabilidade por meio do método em voo [10–12]. Tal equipamento entrou em operação em 2004 e está instalado na canalização a 45° na sala experimental B do Laboratório Aberto de Física Nuclear do IFUSP. O RIBRAS é, por enquanto, o único equipamento da América Latina que possibilita o estudo com feixes secundários radioativos.

Toda a linha de feixe RIBRAS (ver Figura 2.6) é modular, sendo composta de câmaras ISO em alumínio e válvulas, com exceção dos tubos internos do “bore” dos solenoides que foram feitos no laboratório Pelletron em São Paulo, e da câmara 3, que foi construída por uma empresa em Campinas. Os sistemas de pratos giratórios

das câmaras de espalhamento, o alvo primário e o copo de Faraday foram feitos no Laboratório Pelletron. Todo o sistema RIBRAS está apoiado sobre um banco de alumínio de 7,5 metros de comprimento que foi construído em São Paulo.

Figura 2.6: Desenho esquemático da canalização do sistema RIBRAS do IFUSP. Distâncias em metros.

O feixe secundário é produzido a partir de reações nucleares entre o feixe primário do Pelletron, com energia da ordem de 3-5 MeV/A, e um alvo de produção. A Tabela 2.1 apresenta algumas reações utilizadas no RIBRAS para a produção de feixes radioativos.

Tabela 2.1: Reações de transferência utilizadas no RIBRAS para a produção de feixes radioativos.

Feixe radioativo	Reação de produção	Intensidade (part/ μ Aseg)
^6He	$^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^6\text{He})$	10^5
^7Be	$^3\text{He}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})$	10^5
^7Be	$^7\text{LiF}(^6\text{Li}, ^7\text{Be})$	10^4
^8Li	$^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$	10^6
^8B	$^3\text{He}(^6\text{Li}, ^8\text{B})$	10^4

O processo de produção do feixe radioativo, no RIBRAS, ocorre nas seguintes

etapas:

1. O feixe fornecido pelo acelerador Pelletron colide com um alvo, denominado alvo primário, localizado na câmara 1 (ver Figura 2.6). O alvo primário é um cubo de aproximadamente 3,6 cm de aresta que contém aberturas para entrada e saída do feixe, conforme pode ser visto na Figura 2.7 obtida da Ref. [32]. Esse sistema permite a utilização de alvos de produção sólidos ou gasosos, tendo sido usado, neste trabalho, um alvo sólido de ^9Be . Na colisão entre o feixe fornecido pelo acelerador e o alvo de produção, ocorrem reações nucleares que geram diversas partículas, inclusive partículas que não são de interesse para o presente estudo e, por esse motivo, são chamadas de contaminantes.

Figura 2.7: Estrutura do alvo primário e copo de Faraday do RIBRAS do IFUSP antes do primeiro solenoide.

2. As partículas que são espalhadas no intervalo angular de 2 a 6 graus, em relação à direção incidente do feixe, entram no primeiro solenoide do sistema RIBRAS, logo depois da câmara 1. A limitação de 0-2 graus se deve a

um copo de Faraday utilizado para bloquear o feixe primário e medir sua intensidade. A limitação acima de 6 graus se deve à presença de um colimador circular posicionado antes do primeiro solenoide.

3. As partículas selecionadas são focalizadas pelo primeiro solenoide em um alvo localizado na câmara 2, onde existe um prato giratório com suportes para montar detectores e realizar medidas. Partículas com diferentes valores de rigidez magnética ($B\rho$), definida pela equação (2.2), serão focalizadas em diferentes posições ao longo da linha. Para diminuir a contaminação do feixe secundário, são utilizados bloqueadores: (*lollipop*) e colimadores que são colocados em posições estratégicas. Em alguns casos, faz-se necessário purificar o feixe secundário; assim, o alvo localizado na câmara 2 é utilizado como um degradador de energia (ver Figura 2.8), e o segundo solenoide é utilizado para a realização de uma nova seleção, obtendo um feixe mais purificado, que é focalizado no alvo localizado na câmara 3 (ver Figura 2.6).

O sistema de duplo solenoides RIBRAS focaliza partículas de acordo com a sua rigidez magnética $B\rho$, definida pelo produto entre o campo magnético (B) e o raio de curvatura da trajetória das partículas (ρ), como se nota na equação abaixo:

$$B\rho = \frac{\sqrt{2mE}}{q}, \quad (2.2)$$

onde m é a massa, E é a energia da partícula emergente e q é o estado de carga da partícula incidente. O campo magnético máximo dos solenoides é da ordem de 6 T, e a rigidez magnética máxima que pode ser analisada pelo sistema é da ordem de 2 T.m. Na Figura 2.8 são apresentados os modos possíveis de focalização de feixes radioativos no sistema de duplo solenoides.

A estrutura interna dos solenoides do sistema RIBRAS é apresentada na Figura 2.9, obtida da Ref. [33]. Os solenoides possuem uma bobina interna, responsável pelo campo magnético, mantida resfriada com hélio líquido à temperatura de 4 K. Esse reservatório é isolado por uma camada de vácuo, existindo externamente outro reservatório, que é preenchido com nitrogênio líquido.

Figura 2.8: Modos de focalização do sistema de duplo solenoides.

Figura 2.9: Corte transversal do solenoide do RIBRAS.

2.4 Câmara de espalhamento e sistema de detecção

O sistema RIBRAS possui três câmaras de espalhamento, como pode ser visto na figura 2.6. A câmara 1 está localizada antes do primeiro solenoide e possui o alvo primário, utilizado na produção dos feixes secundários radioativos; a câmara 2 está localizada entre os dois solenoides; e a câmara 3 está localizada após o segundo solenoide. Elas podem ser utilizadas na realização de medidas para estudar

reações nucleares com feixes radioativos/exóticos. Nos experimentos realizados neste trabalho, foi utilizada a câmara 2. Na Figura 2.10, é mostrada uma foto da montagem dos detectores utilizados no presente estudo.

Figura 2.10: Foto da montagem experimental na câmara 2.

Foram utilizados detectores de barreira de superfície produzidos pela ORTEC, os quais possuem espessuras nominais de $25\ \mu\text{m}$, $50\ \mu\text{m}$ e $1000\ \mu\text{m}$ de ^{28}Si , além de camadas superficiais de ^{197}Au e ^{27}Al com espessuras nominais da ordem de $40\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$. Os detectores de $1000\ \mu\text{m}$ são denominados E, e os mais finos são denominados ΔE . Nesses experimentos, foram utilizados quatro telescópios, que consistem em dois detectores ΔE e E montados em série, conforme mostrado esquematicamente na Figura 2.11.

As partículas do feixe que atingem o telescópio atravessam o detector ΔE , depositando parte da sua energia, e param no detector E, depositando o restante da energia. O detector é um diodo de silício formado por uma junção p-n polarizado inversamente. A deposição de energia das partículas do feixe no cristal do detector ocorre através da formação de pares elétrons-buracos (entende-se por buraco a ausência de um elétron). No cristal de silício, são necessários $3,6\ \text{eV}$ para produzir 1 par elétron-buraco. Esses pares são coletados por um campo elétrico perpendicular à superfície do detector (bias do detector), produzindo um pulso de carga que é proporcional à energia depositada pela partícula no detector. Esse

Figura 2.11: Figura esquemática de um telescópio ΔE -E. *Figura cortesia K.C.C.Pires.*

pulso é enviado para a eletrônica, onde é feito um tratamento analógico-digital resultando no acúmulo dessa informação na forma de um histograma. As tensões de polarização do detector (bias) são particulares de cada detector e dependem da sua espessura, podendo variar de alguns volts até milhares de volts.

A perda de energia de uma partícula em um meio material depende do poder de freamento da partícula, como pode ser visto na forma assintótica simplificada da fórmula de Bethe [34, 35]:

$$\frac{\Delta E}{\Delta x} \propto \frac{mZ^2}{E}, \quad (2.3)$$

em que m é a massa da partícula, Z é o número atômico e E é a sua energia. Dessa forma, é possível identificar o número atômico e a massa das partículas conhecendo ΔE .

2.5 Eletrônica de aquisição

Os pulsos de carga gerados pela ionização dos detectores de barreira de superfície de ^{28}Si são enviados para pré-amplificadores que produzem dois sinais: um sinal rápido de tempo, usado para abrir uma “janela temporal de aquisição” (sinal de gate) responsável por avisar à aquisição que ocorreu um evento de interesse, e um sinal pré-amplificado proporcional à energia depositada no detector. Quando uma partícula passa pelo detector ΔE e depois pelo detector E, são gerados dois sinais de tempo oriundos da mesma partícula. O detector ΔE é fino e, por esse motivo, possui ruído maior quando comparado ao detector E. Como apenas um dos sinais abrirá a “janela temporal” e levando em conta que todos os eventos que ocorrerem dentro dessa janela serão coletados, foi considerado apenas o sinal de tempo gerado pelo pré-amplificador do detector E, com o intuito de diminuir o ruído. Além do ruído, há um grande número de partículas que param no detector ΔE e geram sinais que podem sobrecarregar a eletrônica. Entretanto, é possível utilizar os sinais ΔE com gate da aquisição, e isso tem sido feito quando se quer medir as partículas que param no detector ΔE .

O sinal de energia pré-amplificado é enviado para um amplificador, onde a forma e a amplitude dos pulsos são ajustadas. Por fim, os sinais são enviados para um ADC (*Analog to Digital Converter*), que converte o sinal analógico para digital, o qual é enviado para o computador.

Para abrir a “janela temporal”, os sinais de tempo são amplificados por um amplificador rápido e em seguida são enviados para um discriminador de fração constante, responsável por gerar um sinal lógico. Depois, os sinais lógicos são enviados para o módulo *Fan-In/Fan-out* que reúne todos os sinais de tempo em uma única saída e a envia para o módulo *Gate & Delay Generator*, responsável por gerar um sinal quadrado de largura ajustável que representa o tempo que a eletrônica permanece ocupada adquirindo.

Todo o processo de aquisição é controlado pelo CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*), que recebe o sinal da janela temporal e avisa os ADC's para que se inicie a aquisição. A Figura 2.12 mostra o esquema da eletrônica para

apenas um telescópio.

Figura 2.12: Esquema da eletrônica de aquisição para um telescópio.

Análise experimental

3.1 Experimentos realizados

Foram feitas medidas com feixe radioativo de ^8Li incidindo em alvos de massa leve (^9Be), intermediária (^{58}Ni) e pesada (^{120}Sn). As medidas foram efetuadas utilizando o sistema RIBRAS instalado no Laboratório Aberto de Física Nuclear do (IFUSP). O feixe radioativo de ^8Li foi produzido utilizando a reação de transferência $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$.

Para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ foi medida uma distribuição angular na energia de $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV. Essa energia, no sistema de centro de massa, corresponde à $E_{\text{cm}}=12,5$ MeV. A energia da barreira para tal sistema, no referencial do centro de massa, é $V_B=1,9$ MeV.

Para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ foram medidas quatro distribuições angulares nas energias de $E_{\text{lab}}=23,9, 26,1, 28,7$ e $30,0$ MeV. Essas energias, no sistema de centro de massa, correspondem à $E_{\text{cm}}=21,0, 22,9, 25,2$ e $26,4$ MeV. A energia da barreira para o referido sistema, no referencial do centro de massa, é $V_B=11,9$ MeV.

Para o sistema $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ foram medidas duas distribuições angulares nas energias de $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Essas energias, no sistema de centro de massa, correspondem à $E_{\text{cm}}=20,3$ e $24,2$ MeV. A energia da barreira para esse sistema, no referencial do centro de massa, é $V_B=19,2$ MeV.

Foram medidas as reações $^9\text{Be}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})\text{X}$, $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})\text{X}$ e $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})\text{X}$, possibilitando o estudo da transferência (*stripping*) de um nêutron do projétil ^8Li para os alvos.

Os alvos secundários de ^9Be , ^{58}Ni e ^{120}Sn utilizados possuem espessura de $1,93 \text{ mg/cm}^2$, $2,15 \text{ mg/cm}^2$ e $3,8 \text{ mg/cm}^2$, respectivamente. Foi utilizado alvo de ^{197}Au , com espessura de $4,5 \text{ mg/cm}^2$, para normalização das seções de choque, visto que o espalhamento $^8\text{Li}+^{197}\text{Au}$ segue o comportamento descrito por Rutherford nas energias e nos ângulos medidos em tais experimentos. A escolha dos alvos, em geral, é feita com base em alguns critérios. Primeiramente, considera-se a facilidade de produção de alvos grossos e isotopicamente puros; além disso, é desejável que os núcleos alvo não possuam estrutura e tenham altas energias de excitação, já que há interesse em estudar as propriedades do projétil. Este último, é o caso do ^{58}Ni e ^{120}Sn mas não o do ^9Be . No caso do ^9Be , devido ao baixo valor da barreira coulombiana, é possível estudar as difrações de Fraunhofer.

Espectros bi-paramétricos típicos, obtidos nos experimentos para os sistemas $^8\text{Li}+^9\text{Be}$, $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ e $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$, são apresentados na Figura 3.1. Os espectros foram escolhidos priorizando apresentar, além do pico do espalhamento elástico, a faixa de partículas de ^7Li da reação Alvo($^8\text{Li}, ^7\text{Li}$). Por esse motivo, é possível identificar os contaminantes no espectro obtido com alvo de ^{120}Sn .

Figura 3.1: Exemplo de espectros bi-paramétricos típicos ΔE - E obtidos com feixe secundário de ^8Li e alvos de ^9Be (acima), ^{58}Ni (meio) e ^{120}Sn (abaixo) para os ângulos $\theta_{\text{lab}} = 17^\circ$, 32° e 69° , respectivamente. Ao lado direito são mostrados os espectros com alvo de ^{197}Au para os mesmos ângulos.

3.2 Produção de ^8Li

Para realizar experimentos utilizando feixes radioativos no sistema RIBRAS, o primeiro passo é calcular a corrente que será aplicada no solenoide para focalizar o feixe secundário na posição de interesse. Uma estimativa da corrente do solenoide é, primeiramente, obtida através de um código computacional que calcula a trajetória das partículas submetidas a um dado campo magnético dentro do solenoide. Esse código foi inicialmente desenvolvido por *M.Y. Lee*, tendo sido chamado de TWINSOL [36] e, posteriormente, foi modificado por *R. Lichtenthäler* para os parâmetros do sistema RIBRAS, sendo chamado de TWSP. No TWSP, a corrente do solenoide é ajustada de modo que as trajetórias das partículas sejam focalizadas no alvo secundário no centro da câmara 2, cuja distância do alvo primário é de 2,62 m. O passo seguinte de qualquer experimento realizado no sistema RIBRAS é verificar se a corrente calculada produz e, de fato, focaliza o feixe secundário nas intensidades requeridas. No início do experimento, é realizado um procedimento denominado “produção”. Para tanto, parti-se do valor inicial calculado da corrente e monitora-se a intensidade do feixe secundário, variando a corrente do solenoide para que o número de partículas de interesse seja maximizado. A intensidade do feixe secundário pode ser medida diretamente, reduzindo-se o feixe primário para valores abaixo de 1 nA, com o intuito de não danificar detector, e colocando-se um detector a zero grau, ou fazendo-se uma medida do feixe secundário espalhado em alvo de ouro. Informa-se que, no trabalho, optou-se por utilizar um alvo de ouro, tendo sido medidas as partículas espalhadas em um telescópio posicionado em $\theta_{\text{lab}}=15^\circ$.

O ^8Li foi produzido pela reação de transferência $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$, tanto no seu estado fundamental ($E_{\text{exc}} = 0,0 \text{ MeV}$, 2^+) como no primeiro estado excitado ($E_{\text{exc}} = 0,98 \text{ MeV}$, 1^+). O primeiro estado excitado é um estado ligado com tempo de decaimento de 8,2 fs, ou seja, o $^8\text{Li}^*$ decai por emissão gama antes de chegar ao alvo secundário; entretanto, a energia cinética dos núcleos de ^8Li produzidos no estado excitado será menor do que a dos produzidos no estado fundamental. Por esse motivo, nos espectros bi-paramétricos nota-se dois picos de ^8Li : um de menor

energia, referente ao núcleo ^8Li gerado no primeiro estado excitado; e um de maior energia, referente ao núcleo ^8Li gerado no estado fundamental. A resolução em energia dos telescópios é plenamente suficiente para separar os 2 picos em ângulos dianteiros.

Nos experimentos realizados neste trabalho, a corrente do solenoide foi ajustada com o objetivo de diminuir a intensidade do pico de menor energia, sem diminuir muito a intensidade do pico de maior energia (gs). Para isso, a corrente do solenoide é aumentada de modo que o feixe de $^8\text{Li}^*$ seja parado no “lollipop”, localizado na câmara ISO imediatamente anterior à câmara 2, sem diminuir muito a intensidade do gs. Na Figura 3.2, pode ser observada a curva de produção referente à soma dos dois picos de ^8Li . A corrente do solenoide escolhida foi de $I=36,815$ A.

Figura 3.2: Curva de produção para o ^8Li .

Para eliminar totalmente o pico de menor energia, seria necessário escolher uma corrente maior que 36,815 A, mas isso provocaria uma queda acentuada na produção do ^8Li , como pode ser observado na Figura 3.2. Na Figura 3.3, são apresentadas as produções referentes aos dois picos do ^8Li , separadamente.

Figura 3.3: Curva de produção de ^8Li obtida para os dois picos de ^8Li , separadamente. Os pontos pretos correspondem ao ^8Li produzido no estado fundamental e os pontos vermelhos correspondem ao ^8Li produzido no estado excitado.

Na Figura 3.4, são apresentadas as projeções dos dois picos de ^8Li , sendo possível notar a diminuição do pico de menor energia conforme é variada a corrente do solenoide. Essas medidas foram realizadas durante o processo de maximização de ^8Li . Todos os experimentos realizados neste trabalho seguem a mesma metodologia aplicada para a reação $^8\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ relativa à energia de $E_{\text{Lab}} = 28,7 \text{ MeV}$ descrita acima. Foi realizada uma simulação de Monte Carlo com o objetivo de estudar as possíveis trajetórias dos feixes de ^8Li e $^8\text{Li}^*$ dentro do primeiro solenoide. Com essa simulação, verificou-se que é possível bloquear totalmente o $^8\text{Li}^*$ sem diminuir a intensidade do ^8Li , como pode ser visto no apêndice D.

Figura 3.4: Projeção dos picos de ^8Li referente ao espalhamento elástico em 15° .

3.3 Calibração em energia

De acordo com a equação (2.2), o solenoide pode ser utilizado como seletor de energia para cada tipo de partícula do feixe. Assim, é possível determinar a energia de todos os contaminantes presentes no espectro bi-paramétrico e utilizá-las para obter a calibração em energia.

Para obter espectros bi-paramétricos ΔE vs E_{Total} , é necessário somar os sinais

ΔE e E_{residual} . Porém, como os ganhos utilizados nos detectores geralmente são diferentes, é necessário utilizar um fator de conversão (k) que representa a razão dos ganhos dos detectores ΔE pelo E . O canal que representa a energia total das partículas pode ser determinado pela equação a seguir:

$$E_{\text{canal}}^{\text{Total}} = E_{\text{canal}}^{\text{residual}} + k\Delta E_{\text{canal}}. \quad (3.1)$$

Para obter os valores dos ganhos, foi realizada uma calibração em energia utilizando os contaminantes. Dessa maneira, é possível aplicar a equação (3.2) para obter a energia total das partículas

$$E^{\text{Total}} = a + b(E_{\text{canal}}^{\text{residual}} + k\Delta E_{\text{canal}}), \quad (3.2)$$

onde o parâmetro a representa o *offset* e o parâmetro b representa o ganho da eletrônica para o detector E . Foram realizados seis experimentos e, em cada um deles, foram utilizados quatro telescópios. Será apresentada a calibração apenas de um telescópio para uma energia estudada. A Figura 3.5 apresenta a reta de calibração, para a soma ($E + \Delta E$) obtida em relação a um telescópios utilizados na aquisição dos dados com alvos de ^{58}Ni e ^{197}Au . A Figura 3.6 apresenta os espectros bi-paramétricos calibrados com alvos de (a) ^{58}Ni e (b) ^{197}Au para a energia de $E_{\text{lab}} = 26,1$ MeV.

Figura 3.5: Exemplo da reta de calibração obtida para um telescópio utilizado na medida realizada com alvos de ^{58}Ni e ^{197}Au .

Figura 3.6: Exemplo do espectro bi-paramétrico obtido após a calibração, utilizando feixe secundário de ^8Li e alvo de (a) ^{58}Ni e (b) ^{197}Au para $\theta_{\text{lab}} = 34^\circ$.

3.4 Cálculo da seção de choque experimental

A seção de choque experimental, no referencial do centro de massa, pode ser obtida por meio da equação:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_{\text{alvo}}^c J_{\text{alvo}}}{N_{\text{alvo}}^{\text{sb}} N_{\text{alvo}}^t \Delta\Omega}, \quad (3.3)$$

onde N_{alvo}^c é o número de partículas espalhadas no ângulo sólido do detector, J_{alvo} é o jacobiano de transformação do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa, $N_{\text{alvo}}^{\text{sb}}$ é o número de partículas do feixe secundário que incidem no alvo de interesse, N_{alvo}^t é o número de átomos por cm^2 do alvo de interesse e $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido do detector [37].

Como já explanado anteriormente, não é possível medir diretamente a intensidade do feixe secundário. Além disso, somente o feixe primário é medido no copo de Faraday. As intensidades dos feixes secundários variam de 10^{3-7} pps, valores muito pequenos para serem medidos em copos de Faraday e muito altos para serem medidos em detectores. Diante disso, são realizadas medidas indiretas espalhando-se o feixe secundário em um alvo de elemento pesado, como o ^{197}Au , visto que o espalhamento é puramente Rutherford. Intercalando-se as medidas efetuadas com o alvo de interesse e com o alvo de ^{197}Au , é possível monitorar a intensidade do feixe secundário. Utilizando-se da equação (3.3), será obtido, no centro de massa, a razão entre a seção de choque diferencial medida e a seção de choque diferencial Rutherford (ver equação (3.4)). Por simplicidade, foi definido, $(d\sigma^{\text{Au}}/d\Omega)/(d\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}/d\Omega) \equiv \sigma^{\text{Au}}/\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}$.

$$\sigma^{\text{Au}}/\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}} = \frac{N_{\text{Au}}^c J_{\text{Au}}}{N_{\text{Au}}^{\text{sb}} N_{\text{Au}}^t \Delta\Omega (d\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}/d\Omega)}. \quad (3.4)$$

Como a seção de choque com alvo de ^{197}Au segue o comportamento descrito por Rutherford, $\sigma^{\text{Au}}/\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}$, da equação (3.4), deve ser compatível com a unidade. Substituindo $\sigma^{\text{Au}}/\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}} = 1$ e isolando $N_{\text{Au}}^{\text{sb}}$ é possível obter:

$$N_{\text{Au}}^{\text{sb}} = \frac{N_{\text{Au}}^c J_{\text{Au}}}{N_{\text{Au}}^t \Delta\Omega (d\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}/d\Omega)}. \quad (3.5)$$

A taxa de produção é definida por:

$$I = \frac{N_{\text{Au}}^{\text{sb}}}{N_{\text{Au}}^{\text{b}}}, \quad (3.6)$$

onde $N_{\text{Au}}^{\text{sb}}$ é o número de partículas incidentes no alvo secundário de Au e N_{Au}^{b} é o número de partículas do feixe primário incidentes no alvo primário. As taxas de produção de feixes secundários são números da ordem de 10^{-7} , dependendo do feixe.

Para obter o número de partículas incidentes no alvo de interesse, $N_{\text{alvo}}^{\text{sb}}$, utiliza-se a taxa de produção apresentada na equação (3.6), multiplicada pelo número de partículas incidentes no alvo primário, $N_{\text{alvo}}^{\text{b}}$

$$N_{\text{alvo}}^{\text{sb}} = N_{\text{alvo}}^{\text{b}} I = N_{\text{alvo}}^{\text{b}} \frac{N_{\text{Au}}^{\text{sb}}}{N_{\text{Au}}^{\text{b}}}. \quad (3.7)$$

A seção de choque de interesse pode ser obtida combinando as equações (3.3), (3.5) e (3.7):

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \left(\frac{N_{\text{alvo}}^{\text{c}}}{N_{\text{Au}}^{\text{c}}} \frac{N_{\text{Au}}^{\text{b}}}{N_{\text{alvo}}^{\text{b}}} \frac{N_{\text{Au}}^{\text{t}}}{N_{\text{alvo}}^{\text{t}}} \frac{J_{\text{alvo}}}{J_{\text{Au}}} \right) \left(\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}}{d\Omega} \right). \quad (3.8)$$

A vantagem dessa abordagem é o fato de a seção de choque experimental, apresentada na equação (3.8), não depender do ângulo sólido. Não depender do ângulo sólido é interessante, pois a determinação do ângulo sólido de detecção não é trivial no caso de experimentos com feixes secundários. Devido às suas características de emitância, o feixe secundário tem uma importante divergência angular, além de consideráveis dimensões (x-y) no alvo secundário, em razão da magnificação do primeiro solenoide, que é da ordem de 1,5. Na câmara central do RIBRAS, estima-se a divergência angular entre $1,5 \leq \Delta_{\theta} \leq 4,5$, tendo sido medidas dimensões da ordem de 4,5 mm [10] no centro da câmara 2.

Existe ainda um efeito indireto da divergência angular do feixe sobre a seção de choque medida que precisa ser considerado. Tal efeito se deve a dois fatores: ao fato de que a seção de choque de Rutherford varia rapidamente com o ângulo de espalhamento, principalmente em ângulos dianteiros; e à distribuição de ângulos de espalhamento das partículas espalhadas que atingem o detector. Este

último depende da aceitação angular do detector (ângulo sólido de detecção) e da divergência angular intrínseca do feixe secundário. Como consequência desses dois fatores, a distribuição de ângulos de espalhamento das partículas que atingem o detector pode ser bastante larga, podendo, no RIBRAS, ter larguras de 2-4 graus no laboratório, dependendo da reação. Como a seção de choque Rutherford varia com $1/(\sin(\theta/2))^4$ no centro de massa, o ângulo médio de detecção não coincide com o ângulo central (geométrico) do detector, sendo um pouco menor. Esse deslocamento para ângulos menores pode ter um efeito considerável em ângulos dianteiros, fazendo-se necessário estimar o deslocamento do ângulo médio real de detecção em relação ao ângulo nominal de detecção. Isso é feito através de uma simulação Monte Carlo, onde se leva em consideração, evento por evento, a seção de choque para cada ângulo de espalhamento, a área efetiva do detector e a divergência angular do feixe e suas dimensões, além de *straggling* angular. Para obter o ângulo médio das partículas detectadas, foi utilizado o código computacional desenvolvido pelo Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho para tal finalidade [38].

A incerteza experimental da seção de choque apresentada na equação (3.8) foi obtida considerando a incerteza estatística no número de contagens das medidas com o alvo de interesse ($\sigma_{N_{\text{alvo}}^c}$), além da incerteza no número de contagens das medidas com alvo de ^{197}Au ($\sigma_{N_{\text{Au}}^c}$) somada a uma incerteza estimada (λ), conforme a seguinte expressão:

$$\sigma \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right) \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{\text{alvo}}^c}}{N_{\text{alvo}}^c} \right)^2 + \left[\left(\frac{\sigma_{N_{\text{Au}}^c}}{N_{\text{Au}}^c} \right)^2 + \lambda^2 \right]}, \quad (3.9)$$

onde a incerteza do número de contagens foi obtida utilizando a distribuição de probabilidade de Poisson: $\sigma_{N_{\text{alvo}}^c} = \sqrt{N_{\text{alvo}}^c}$ e $\sigma_{N_{\text{Au}}^c} = \sqrt{N_{\text{Au}}^c}$.

Como visto na equação (3.9), a incerteza total adotada para os dados obtidos com alvo de ^{197}Au é a soma quadrática da incerteza relativa do número de contagens ($\sigma_{N_{\text{Au}}^c}/N_{\text{Au}}^c$) com uma incerteza λ , que foi acrescentada para levar em consideração as flutuações observadas nos dados obtidos com alvo de ouro em ângulos dianteiros. Isso foi necessário, pois apesar de ser conhecido que $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$ deve ser constante, a flutuação dos dados em ângulos dianteiros eram muito maiores

do que os erros estatísticos e, por esse motivo, os dados eram incompatíveis com uma constante. Provavelmente essa flutuação está relacionada com as incertezas associadas ao ângulo médio de detecção das partículas, além das incertezas na taxa de produção de partículas de ^8Li , posto que o feixe primário é refocalizado várias vezes durante as medidas. Essas variações estão além do erro estatístico $\sigma_{N_{\text{Au}}^c}$. A incerteza λ é mais importante para ângulos dianteiros, devido à grande estatística, e torna-se irrelevante para ângulos traseiros, visto a baixa estatística. O valor de λ foi definido considerando que o χ^2 reduzido dos dados fosse igual a um. Dessa forma, a inclusão de $\lambda \approx (4 - 8)\%$ garante a compatibilidade dos dados em um teste de χ^2 .

3.5 Distribuições angulares elásticas

A distribuição angular para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ foi medida para a energia de $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV. Os dados são apresentados na Figura 3.7.

Figura 3.7: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ na energia de 23,7 MeV.

Para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$, as distribuições angulares do espalhamento elástico foram obtidas nas energias de $E_{\text{lab}}=23,9$; 26,1; 28,7 e 30,0 MeV e estão apresentadas na figura 3.8. As distribuições angulares do espalhamento elástico obtidas

para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, nas energias de $E_{\text{lab}} = 21,7$ e $25,8$ MeV, são apresentadas na figura 3.9.

Figura 3.8: Distribuições angulares do espalhamento elástico obtidas para o sistema ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}} = 23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV.

Figura 3.9: Distribuição angular do espalhamento elástico obtida para o sistema ${}^8\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}} = 21,7$ e $25,8$ MeV.

3.6 Produção de partículas de ${}^7\text{Li}$

Foi observada uma faixa de partículas de ${}^7\text{Li}$ nos espectros bi-paramétricos obtidos com alvos de ${}^9\text{Be}$, ${}^{58}\text{Ni}$ e ${}^{120}\text{Sn}$ que não foi observada nos espectros obtidos com alvo de ${}^{197}\text{Au}$, como pode ser visto na Figura 3.1. Isso mostra que as partículas de ${}^7\text{Li}$ não são contaminantes do feixe, ou seja, são produzidas em reações com o alvo secundário.

A seção de choque duplamente diferencial em função do ângulo sólido e da energia foi obtida utilizando um procedimento semelhante ao que foi utilizado para a obtenção das distribuições angulares do espalhamento elástico (ver equação (3.8)). A diferença está no termo N_{alvo}^c , que agora foi considerado como sendo o número de contagens do i -ésimo canal (N_i^c) normalizado pela largura em energia do i -ésimo canal (δE_i), como apresentado na equação a seguir:

$$\frac{d^2\sigma(\theta)}{d\Omega dE} = \left(\frac{N_i^c N_{\text{Au}}^t N_{\text{Au}}^b}{N_{\text{alvo}}^b N_{\text{Au}}^c N_{\text{alvo}}^t J_{\text{Au}} \delta E_i} \right) \left(\frac{d\sigma_{\text{Ruth}}^{\text{Au}}}{d\Omega} \right). \quad (3.10)$$

As distribuições de ${}^7\text{Li}$ em função da energia para as 4 energias incidentes e em

ângulos em torno de 30 graus no laboratório, referentes ao sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$, estão apresentadas nas figuras 3.11. Para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, a distribuição de ${}^7\text{Li}$ é apresentada na Figura 3.14. Em todas as energias, foi considerado $\delta E_i=1$ MeV, pois essa largura de canal mostrava bem a estrutura das distribuições em energia. Não foi observada produção de ${}^7\text{Li}$ para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ MeV.

3.6.1 Distribuições em energia para ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$

Observa-se, nas figuras 3.11, que há uma distribuição praticamente contínua de ${}^7\text{Li}$, com uma forma gaussiana, centrada em energias tipicamente entre 2 e 4 MeV abaixo da energia do feixe de ${}^8\text{Li}$, correspondendo a energias de excitação do sistema de recuo em torno de 7 MeV. O núcleo de ${}^{59}\text{Ni}$ possui energia de separação de $E_{\text{bu}}=8,999$ MeV na configuração ${}^{58}\text{Ni}+n$, e o seu espectro de energia apresenta muitos estados ligados abaixo desse limiar, além de ressonâncias (ver Figura 3.10). Entretanto, a resolução em energia não permitiu separar esses estados e, por isso, o espectro em energia obtido é aparentemente contínuo.

E(level)(keV)	J π (level)	E(level)(keV)	J π (level)	E(level)(keV)	J π (level)	E(level)(keV)	J π (level)
0.0	3/2-	4103.04	(11/2+)	5632.14	(1/2-, 3/2)	7160	1/2+
339418	5/2-	4120		5648	1/2+	7163.9	(19/2-, 21/2-)
464945	1/2-	4133		5676.93	1/2+	7187.4	
877967	3/2-	4140.28	(3/2-, 1/2-)	5702.18	(1/2-, 3/2)	7204	1/2+, 3/2+, 5/2+
1188797	5/2-	4141.07	(13/2-)	5747		7237	3/2+, 5/2+
1301441	1/2-	4154	1/2-, 3/2-	5754.47	(1/2-, 3/2)	7263	(7/2)-
1337.90	7/2-	4160	7/2-	5771		7270.51	(1/2+, 3/2)
1679701	5/2-	4177	(1/2-, 3/2-)	5783		7282	3/2+, 5/2+
1695	7	4213	(3/2+, 5/2+)	5805	(3/2+, 5/2+)	7302	7/2-
1734708	3/2-	4230	7/2-	5808.8		7324	(7/2)-
1739.24	9/2-	4252.88	(3/2-)	5821		7353	3/2+, 5/2+
1746.1	5/2-, 7/2-	4290	7/2-	5844	(3/2+, 5/2+)	7384	3/2+, 5/2+
1767.44	9/2-	4328	(7/2-)	5872	1/2+, 3/2+, 5/2+	7408	3/2+, 5/2+
1947.99	7/2-	4352.44	(1/2-, 3/2)	5894	(5/2)+	7434	3/2+, 5/2+
2330	5/2-, 7/2-	4397		5924		7455	3/2+, 5/2+
2414904	3/2-	4418.38	(13/2-)	5944.2		7478	
2421.96		4419	(1/2+)	5946	(7/2-)	7491	
2480	(3/2+, 5/2+)	4441	5/2-, 7/2-	5957.12	1/2+	7504	
2530.40	(9/2-)	4455.14	13/2+	5988	1/2-, 3/2-	7521	
2535.50		4470	(7/2-)	5989.06	(17/2+)	7539	3/2+, 5/2+
2553.5		4494.12	5/2+	6013	(7/2-)	7564	1/2+
2627.06	7/2-	4532.8		6030.47	1/2-, 3/2-	7574	
2640	(1/2-, 3/2-)	4542	5/2-, 7/2-	6071		7584	
2679.63	(5/2-)	4557		6076.09	(15/2-, 17/2-)	7604	3/2+, 5/2+
2692	5	4615	7/2-	6101.90	3/2+, 5/2+	7626	3/2+, 7/2+
2705.08	11/2-	4615.78	(9/2+)	6106.80		7654	3/2+, 5/2+
2715.02		4648	(1/2+)	6141.87	1/2-, 3/2-	7684	3/2+, 5/2+
2893563	3/2-	4650	5/2-, 7/2-	6164	(3/2+)	7707	
3025.77	1/2-, 3/2-	4709	5/2-, 7/2-	6183.4		7733	
3037.5	7/2-	4709	9/2+	6206	(5/2)+	7753	
3054.36	9/2+	4715.35	(3/2-)	6225	3/2+, 5/2+	7775	
3061	5			6245		7802	3/2+, 5/2+
3125.72	7/2-	4782.6	(1/2-, 3/2-)	6269		7825	3/2+, 5/2+
3132	(1/2-, 3/2-)	4799	5/2+	6279.99		7845	
3164	7/2-	4822		6305	(5/2)+	7865	1/2+
3181576	3/2(-)	4856		6339	3/2+, 5/2+	7884	3/2+, 5/2+
3196		4869		6354		7914	
3296.7		4887		6380	1/2+	7930	
3308.1		4920		6431.5		7950.4	(19/2-, 21/2-)
3320		4939		6454	3/2+, 5/2+	7972	3/2+, 5/2+
3343.23		4947.17	(15/2-)	6481	3/2+, 5/2+	8019	3/2+, 5/2+
3353.5		4949.22	(1/2-, 3/2)	6498.20	3/2+, 5/2+	8055	3/2+, 5/2+
3376.91	11/2-	4968.94	(1/2-, 3/2)	6502.39	(19/2-)	8129.5	(21/2+)
3377.27	(1/2-, 3/2)	4977	7/2-	6521		8129.5+X	(21/2+)
3380.6	(7/2-)	5029		6535		8183	3/2+, 5/2+
3413.61	(1/2, 3/2-)	5044		6562.1		8216	3/2+, 5/2+
3429		5062		6583		8240	3/2+, 5/2+
3447	(1/2+)	5069.04	(1/2-, 3/2)	6598.66	(3/2+, 5/2+)	8269	3/2+, 5/2+
3452.46	3/2-	5097.73	(13/2-)	6648	3/2+, 5/2+	8296	3/2+, 5/2+
3515		5110	(1/2+)	6679	(1/2+)	8337	3/2+, 5/2+
3528		5131.7	(1/2-, 3/2-)	6690	(3/2+, 5/2+)	8377	3/2+, 5/2+
3537.7	(9/2-)	5149	1/2+	6709	3/2+, 5/2+	8417	3/2+, 5/2+
3540.04	5/2+	5201	7/2-	6726	3/2+, 5/2+	8469	3/2+, 5/2+
3546.0		5213	5/2+	6749	3/2+, 5/2+	8482	(3/2)-
3559.45	(11/2)-	5251.45	17/2+	6771		9081	(7/2)-
3562.98	(1/2-, 3/2-)	5258	7/2-, 5/2-	6788		9896.3+X	(25/2+)
3600		5269		6806		10085	(1/2)+
3640	5/2-	5292	(1/2-, 3/2-)	6834	3/2+, 5/2+	10417.2+X	(23/2)
3686146	(3/2+)	5292.99	(15/2-)	6859		10527	(3/2)+
3730	7/2-	5349		6873.7		10600	1/2+
3730.27	(1/2-, 3/2)	5372	7/2-	6895		11641.1+X	(27/2)
3745		5381.30	(15/2+)	6919	1/2+	11906.6+X	(29/2+)
3791		5384.72	(3/2+, 5/2+)	6942		13224.9+X	(31/2)
3807		5429	(9/2)+	6948.	1/2+	14278.7+X	(33/2+)
3818		5444.16	3/2+, 5/2+	6978		15175.9+X	(35/2)
3853.67	(3/2-)	5451	7/2-	6994		16463.7+X	
3889.73		5458	(5/2)+	7023		17.04E3	(3/2-)
3910		5494.23		7042	7/2-, 5/2-	17581.7+X	(37/2+)
3944		5508		7073	1/2+, 3/2+, 5/2+	17682.0+X	(39/2)
4005		5528	1/2+	7092		21100.1+X	(43/2)
4021.95	(1/2-, 3/2-)	5569	(1/2+)	7111			
4036	(3/2-)	5608		7124			
4087		5617.27	(1/2-, 3/2)	7141			

Figura 3.10: Níveis em energia do núcleo ${}^{59}\text{Ni}$.

Figura 3.11: Seções de choque duplamente diferenciais em função do E_{lab} para a produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ provenientes da reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ para $E_{\text{lab}} = 23.9; 26.1, 28.7$ e 30.0 MeV obtidas para determinados ângulos no sistema de laboratório.

Uma forma alternativa de se apresentar a produção de partículas oriundas de reações de transferência entre o projétil e o alvo é transformando a energia das partículas geradas (${}^7\text{Li}$) para uma distribuição em função do Q_{reac} . Para tanto, o primeiro passo é escolher uma reação que possa estar produzindo essas partículas. Neste trabalho, será considerada a reação de transferência binária ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li}){}^{59}\text{Ni}$ como a responsável pela produção de ${}^7\text{Li}$. A vantagem dessa abordagem é que, enquanto a distribuição em energia depende do ângulo de espalhamento, a distribuição em Q depende apenas das massas iniciais e finais, e não do ângulo de espalhamento, podendo, portanto, ser somada para diferentes ângulos, aumentando a estatística das distribuições. Evidentemente, se a reação escolhida não for a correta, não será possível fazer essa soma, pois os picos estarão desalinhados. Esse método é denominado *the missing mass method* e é muito usado em física de altas energias.

É sabido que reações de transferência têm características cinemáticas que favorecem o processo para determinados estados finais de energia e momento angular. Isso implica que os estados do núcleo de recuo ${}^{59}\text{Ni}$ serão populados seguindo uma distribuição com um máximo em uma determinada energia de excitação, determinada pelo Q_{opt} . Em geral, as condições ideais de superposição (matching) de energia e momento linear nos canais de entrada e de saída levam a fórmulas conhecidas para o Q_{opt} da transferência [39]. Uma formula simplificada que permite estimar a energia ótima da transferência é apresentada a seguir:

$$Q_{\text{opt}} = E_{\text{cm}} \left(\frac{Z_3 Z_4}{Z_1 Z_2} - 1 \right), \quad (3.11)$$

onde Z_i são os números atômicos nos núcleos nos canais inicial (1,2) e final (3,4). Para o caso da transferência de nêutrons, nota-se que o Q_{opt} é zero, ou seja, para reações com Q_{gs} positivo, serão favorecidos estados excitados do sistema de recuo. É o caso da reação que estamos estudando aqui, que apresenta $Q_{gs} = 7 \text{ MeV}$.

A transformação para Q_{reac} foi realizada considerando a cinemática da reação de transferência $A({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})B$, onde $B=A+n$, e n representa o nêutron transferido.

A equação que transforma $E \rightarrow Q$ pode ser escrita como:

$$Q_{\text{reac}} = \left(1 + \frac{m_3}{m_4}\right) E_{\text{ej}} - \left(1 - \frac{m_1}{m_4}\right) E_{\text{proj}} - \frac{2}{m_4} (m_1 m_3 E_{\text{ej}} E_{\text{proj}})^{1/2} \cos[\psi], \quad (3.12)$$

onde E_{proj} é a energia do projétil ${}^8\text{Li}$, E_{ej} é a energia do ${}^7\text{Li}$ ejetado na reação, ψ é o ângulo de espalhamento, m_1 é a massa do ${}^8\text{Li}$, m_3 e m_4 são as massas do ${}^7\text{Li}$ e da partícula B, respectivamente, em que B representa o núcleo de ${}^{59}\text{Ni}$ nesse caso.

A transformação $E \rightarrow Q_{\text{reac}}$ foi realizada diretamente nos dados obtidos, ou seja, foi introduzida a equação (3.12) diretamente no código root, gerando, assim, espectros de Contagem $Vs Q_{\text{reac}}$, em vez de Contagem $Vs E$. Assim, foi possível obter as seções de choque utilizando a equação (3.10), apenas substituindo δE_i por δQ_i :

$$\frac{d^2\sigma(\theta)}{d\Omega dQ} = \left(\frac{N_i^c N_{\text{Au}}^t N_{\text{Au}}^b}{N_{\text{alvo}}^b N_{\text{Au}}^c N_{\text{alvo}}^t J_{\text{Au}} \delta Q_i} \right) \left(\frac{d\sigma_{\text{Au}}^{\text{Ruth}}}{d\Omega} \right), \quad (3.13)$$

onde N_i^c é o número de contagens do i -ésimo canal em Q e δQ_i representa a largura do i -ésimo canal. Caso a seção de choque fosse obtida em E e depois transformada para Q , a relação entre δE_i e δQ_i seria denominada de jacobiano, determinada pela cinemática da reação. A projeção dos dados em Q_{reac} é interessante, pois garante que os centroides do i -ésimo bin sejam iguais para todos os ângulos medidos, facilitando a soma das distribuições em diferentes ângulos.

As seções de choque duplamente diferenciais somadas em ângulo obtidas para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do Q_{reac} (eixo inferior) e da energia de excitação E_x (eixo superior), obtida da equação $Q = Q_{gs} - E_x$, estão apresentadas na Figura 3.12.

As seções de choque duplamente diferenciais em relação ao Q_{reac} e ângulo sólido para a produção de ${}^7\text{Li}$, obtidas da reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$, indicam que diversos estados do núcleo residual de ${}^{59}\text{Ni}$ podem ser populados, desde o estado fundamental até estados excitados em torno e acima do limiar de emissão de 1 nêutron. Observando a distribuição em Q_{reac} , é evidente que a transferência de 1n para os estados ligados do núcleo residual ${}^{59}\text{Ni}$ corresponde à, aproximadamente, metade do espectro. A outra metade do espectro é referente à quebra do ${}^8\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Li} + n$.

Figura 3.12: Seções de choque duplamente diferenciais em relação ao Q_{reac} e ângulo sólido em função do Q_{reac} para a produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ provenientes da reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$. A seta vermelha indica a posição do limiar de 1 nêutron separando a quebra (à esquerda) da transferência (à direita).

3.6.2 Distribuição em energia para ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$

O núcleo de ${}^{121}\text{Sn}$ possui energia de separação de $E_{\text{bu}}=6,17$ MeV para a configuração ${}^{120}\text{Sn}+n$. Devido à resolução em energia experimental, não foi possível medir a contribuição de cada estado do núcleo ${}^{121}\text{Sn}$ na produção de ${}^7\text{Li}$ e, por esse motivo, foi obtida uma distribuição contínua de ${}^7\text{Li}$ gerada na reação entre o núcleo de ${}^8\text{Li}$ e o alvo de ${}^{120}\text{Sn}$. Na Figura 3.13, é apresentada uma lista de níveis

do núcleo residual ${}^{121}\text{Sn}$.

E(level)(keV)	J π (level)	E(level)(keV)	J π (level)	E(level)(keV)	J π (level)
0	3/2+	2256	(3/2+, 5/2+)	3434.	(1/2+)
6310	11/2-	2280	1/2+	3459.	
60.34	1/2+	2285.2	3/2+, 5/2+	3499.	(5/2-, 7/2, 9/2+)
663.63	7/2-, 9/2-	2330	9/2-, 11/2-	3510.0	3/2-
869.25	5/2+	2361.0		3518.0	
908.8	5/2+	2376	(5/2-, 7/2-)	3520.	(5/2-, 7/2, 9/2+)
925.59	7/2+	2415		3532.	
949.2	7/2-	2440.	(7/2+, 9/2+)	3579.	
1031.		2457.	(1/2+)	3613.	
1067.		2460.	(5/2-, 7/2-)	3620.	(5/2-, 7/2-)
1101.52	3/2+	2498.7		3658.	
1121.2	5/2+	2514.0	9/2-, 11/2-	3680.0	3/2-
1156.		2524.0		3730.	1/2-, 3/2-
1157.	(15/2-)	2558.0		3762.5	1/2-, 3/2-
1247.	(13/2-)	2589.0	7/2-	3798.	1/2-, 3/2-
1337.		2652.0		3814	1/2-, 3/2-
1350.0	(7/2+, 9/2+)	2658.	(23/2-)	3857	1/2-, 3/2-
1403.5	5/2+	2666.	7/2-	3875.	1/2-, 3/2-
1432.		2700.	5/2-, 7/2-	3932.5	1/2-, 3/2-
1450.		2713.0	7/2+, 9/2+	3960.	1/2-, 3/2-
1498.		2748.		3984.	1/2-, 3/2-
1537.		2777.		4020.	
1571.		2804.0	(3/2)+	4059.0	
1653.2	1/2+, 3/2	2811.		4073	
1710.0	(3/2)+	2834.	(27/2-)	4094	
1758.3	(+)	2849.0	(5/2-, 7/2-)	4111	
1864.		2864.3	(1/2, 3/2)	4144	
1876.	9/2-, 11/2-	2915.	(5/2-, 7/2-)	4171	1/2-, 3/2-
1877.0	1/2-, 3/2-	2930.	(7/2-)	4199	
1910	1/2-, 3/2-	2951.	1/2-, 3/2-	4264	(1/2-, 3/2-)
1912.3	1/2+	2961.0		4274	
1940.0	(3/2)+	2999.0	3/2+	4330	
1959	(1/2-, 3/2-)	3028.	(7/2-)	4401	
1960.4		3076.5		4453	
1974.5		3096.		4468	
1986	(1/2+)	3107.	(1/2-, 3/2-)	4519.0	
1998.	(19/2+)	3120.1		4540.0	
2067.5	(3/2+)	3138.0	(7/2-)	4646.	
2075	(5/2-, 7/2-)	3140.	(3/2+, 5/2+)	4680.	(1/2-, 3/2-)
2113.6	(3/2+, 5/2+)	3154.0	(5/2-, 7/2, 9/2+)	4736.	(5/2-, 7/2, 9/2+)
2163.7	(1/2, 3/2)	3172.	(7/2-)	4773.	
2168.	7/2+, 9/2+	3223.		4826.	(5/2-, 7/2, 9/2+)
2187.	(19/2-)	3228.		4905.	
2190		3320.	7/2-	5051.0	
2220	(3/2+, 5/2+)	3321.	(1/2-, 3/2-)	15953	9/2+
2225	(5/2-, 7/2-)	3350.		16304	1/2-
2238		3382.0	(7/2+, 9/2+)	16610	3/2-

Figura 3.13: Níveis de energia do núcleo ${}^{121}\text{Sn}$.

Para determinar a seção de choque duplamente diferencial em função da ener-

gia para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$, verificou-se que a energia depositada pelas partículas de ${}^7\text{Li}$ no alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ era muito grande. Para $\theta = 60$ graus, por exemplo, que é o ângulo com maior seção de choque de produção de ${}^7\text{Li}$, a energia depositada foi de $\Delta E = 1,7$ MeV. Esse valor é muito maior quando comparado ao valor obtido para o sistema ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$. Desse modo, para o estudo da reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$, diferentemente do que foi feito anteriormente, foi necessário considerar a energia depositada no alvo pelo ${}^7\text{Li}$.

Explica-se que, neste trabalho, considerou-se que a reação de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ ocorre na metade do alvo do ${}^{120}\text{Sn}$. Dessa forma, para um dado ângulo de espalhamento, a espessura do alvo pode ser corrigida utilizando a seguinte equação:

$$\delta x = \frac{\delta x_0}{\cos[\theta]}, \quad (3.14)$$

onde δx é a espessura corrigida usada para determinar a perda de energia do ${}^7\text{Li}$ na metade final do alvo. A energia das partículas de ${}^7\text{Li}$ no meio do alvo foi determinada evento por evento, ou seja, foi considerada uma correção diferente para cada partícula. Essa correção depende da energia, pois as partículas de ${}^7\text{Li}$ são produzidas em um intervalo de energia de ≈ 10 MeV e, por terem diferentes energias, perdem energia de forma diferente. Para esse propósito, a faixa de partículas de ${}^7\text{Li}$ detectadas foi projetada no eixo de energia total considerando canais com largura pequena, o que permite que a energia das partículas detectadas fique bem definida. Utilizando a espessura do alvo e a energia das partículas de ${}^7\text{Li}$ detectadas, é possível calcular a energia que essas partículas possuíam no meio do alvo. Para isso, foi desenvolvido um código em linguagem C++, que relaciona, através de uma grade de dados, a energia no meio do alvo com a energia detectada. A precisão na determinação da energia depende da dimensão da grade de dados gerada. Assim, foi considerada uma grade suficientemente grande para garantir que não haja diferença entre a precisão do código utilizado nos cálculos de perda de energia e a precisão da energia determinada pelo programa desenvolvido. O desenvolvimento do referido programa foi essencial, pois realizar manualmente esse cálculo para cada evento é um processo impraticável.

Após determinar a energia das partículas de ${}^7\text{Li}$ no meio do alvo, foram construídos histogramas de contagens versus canal em energia. Em seguida, utilizando a equação (3.10), a seção de choque duplamente diferencial em função da energia pôde ser determinada. Na Figura 3.14, é apresentado um exemplo da seção de choque duplamente diferencial em função da energia das partículas de ${}^7\text{Li}$ obtida para um determinado ângulo.

Figura 3.14: Seção de choque duplamente diferencial em função do ângulo sólido e da energia do ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ à $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV no ângulo de $\theta_{\text{lab}}=69$ graus.

Para determinar o Q_{reac} para cada partícula de ${}^7\text{Li}$, foi utilizada a equação (3.12), o que possibilitou gerar os histogramas de contagem versus canal em Q_{reac} com largura bem determinada. Assim sendo, a seção de choque duplamente diferencial em função do Q_{reac} pôde ser obtida utilizando a equação (3.13).

Na Figura 3.15, é apresentada a seção de choque duplamente diferencial em função do Q_{reac} para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ à $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV.

Figura 3.15: Seção de choque duplamente diferencial em relação à energia e ângulo sólido em função da energia para a produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ provenientes da reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ para $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV. A seta vermelha indica a posição do limiar de 1 nêutron separando a quebra (à esquerda) da transferência (à direita).

Como pode ser observado na Figura 3.15, uma quantidade significativa de partículas de ${}^7\text{Li}$ é gerada devido à transferência de 1 nêutron para estados ligados do núcleo residual de ${}^{121}\text{Sn}$.

3.6.3 Distribuições angulares para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$

As distribuições angulares de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ foram obtidas integrando, em energia, as contagens presentes nas faixas de ${}^7\text{Li}$, identificadas nos espectros bi-paramétricos apresentados na Figura 3.1. Para isso, foi necessário estimar a área da região que foi desconsiderada na obtenção da seção de choque duplamente diferencial, apresentada na figura 3.12. Foi feita uma interpolação uti-

lizando uma curva suave unindo o lado esquerdo com o lado direito da distribuição.

As distribuições angulares para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$, obtidas à $E_{\text{lab}} = 23,9$; 26,1; 28,7 e 30,0 MeV, são apresentadas na Figura 3.16.

Figura 3.16: Distribuições angulares de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ obtidas nas energias de $E_{\text{lab}} = 23,9$; 26,1; 28,7 e 30,0 MeV.

3.6.4 Distribuição angular para ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$

Para o experimento realizado utilizando alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ a taxa de contagem era baixa e não foi observada contaminação na faixa de ${}^7\text{Li}$ por “vazamento” de partículas de ${}^8\text{Li}$. Neste caso, em particular, observou-se a produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ somente para ângulos acima de 55° graus. A distribuição angular para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ foi obtida para a energia $E_{\text{lab}} = 25,8$ MeV, integrando, em

energia, a seção de choque duplamente diferencial de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$. O resultado obtido está apresentado na figura 3.17.

Figura 3.17: Distribuição angular de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ obtida para a energia de $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV.

Descrição teórica

4.1 Teoria de espalhamento

A seção de choque diferencial em relação ao ângulo sólido é definida em termos do fluxo de probabilidade. Considerando a equação de Schrödinger dependente do tempo:

$$-\frac{\hbar}{2\mu}\nabla^2\psi + v\psi = i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi \quad (4.1)$$

e seu complexo conjugado:

$$-\frac{\hbar}{2\mu}\nabla^2\psi^* + v\psi^* = -i\hbar\frac{\partial}{\partial t}\psi^* \quad (4.2)$$

é possível aplicar, pela esquerda, ψ^* na equação (4.1) e ψ na equação (4.2). Subtraindo essas duas equações, é possível obter:

$$\frac{\hbar}{2\mu i}\vec{\nabla}(\psi^*\vec{\nabla}\psi - \psi\vec{\nabla}\psi^*) = -\frac{\partial\psi^*\psi}{\partial t}. \quad (4.3)$$

Sabendo que a densidade de probabilidade é definida por $\rho = \psi^*\psi$, é interessante observar que a equação (4.3) é semelhante à equação da continuidade que surge no eletromagnetismo e na mecânica dos fluidos. Por esse motivo, o fluxo de probabilidade $\vec{J}$ será definido utilizando a equação (4.3), de acordo com:

$$\vec{J} = \frac{\hbar}{2\mu i}(\psi^*\vec{\nabla}\psi - \psi\vec{\nabla}\psi^*). \quad (4.4)$$

Para descrever o espalhamento, considera-se que o projétil está suficientemente longe do alvo antes da colisão. Assim, é possível descrevê-lo como uma partícula livre usando uma onda plana incidente:

$$\psi_{inc} \propto e^{ikz}. \quad (4.5)$$

Após a colisão, considera-se que a partícula espalhada está suficientemente longe do alvo. Desse modo, a partícula que será detectada encontra-se em uma região distante do alcance do potencial nuclear, sendo possível descrevê-la por uma onda esfericamente espalhada:

$$\psi_{esp} \propto f(\theta) \frac{e^{ik\vec{r}}}{r}. \quad (4.6)$$

Assim sendo, a função de onda total será descrita pela superposição da onda plana incidente e da onda esfericamente espalhada:

$$\psi_T = e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{ik\vec{r}}}{r}, \quad (4.7)$$

onde $f(\theta)$ é a amplitude de espalhamento que está relacionada com a seção de choque diferencial em função do ângulo sólido.

A Figura 4.1 apresenta um esquema ilustrativo do processo de espalhamento, onde $r^2 d\Omega$ representa a área do detector.

Figura 4.1: Figura esquemática para o processo de espalhamento.

O produto entre a seção de choque diferencial e o ângulo sólido é definido pela razão entre o número de partículas espalhadas dentro do ângulo sólido ($d\Omega$)

por unidade de tempo e o número de partículas incidentes por unidade de área e tempo.

O número de partículas espalhadas dentro do ângulo sólido ($d\Omega$) por unidade de tempo pode ser obtido pelo fluxo de partículas espalhadas, dado por $r^2|\vec{J}_{\text{esp}}|d\Omega$. Por outro lado, o número de partículas incidentes por unidade de área e tempo é dado por $|\vec{J}_{\text{inc}}|$. Dessa maneira, a seção de choque pode ser escrita como:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) d\Omega = \frac{r^2|\vec{J}_{\text{esp}}|d\Omega}{|\vec{J}_{\text{inc}}|}. \quad (4.8)$$

Os fluxos de probabilidade da onda espalhada (J_{esp}) e da onda incidente (J_{inc}) são definidos por:

$$J_{\text{esp}} = \frac{\hbar}{\mu} \text{Im} \left[f^*(\theta) \frac{e^{-i\vec{k}\vec{r}}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{r} \right) \right] r^2 d\Omega = |f(\theta)|^2 \nu d\Omega, \quad (4.9)$$

$$J_{\text{inc}} = \frac{\hbar}{2\mu i} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) = \frac{\hbar k}{\mu} = \nu. \quad (4.10)$$

Combinando das equações (4.8), (4.9) e (4.10), é possível escrever a seção de choque diferencial como o módulo da amplitude de espalhamento ao quadrado:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (4.11)$$

Na prática, existem alguns métodos para obter a amplitude de espalhamento. Um dos mais conhecidos é o método de ondas parciais, no qual a onda plana do projétil é descrita por superposições dos auto-estados do momento angular. Outro bastante conhecido é o método de Aproximação de Born [37]. A seguir será feita uma breve discussão sobre o método de ondas parciais.

4.2 Amplitude de espalhamento - Método de Ondas Parciais

A função de onda da partícula incidente pode ser descrita pela superposição dos auto-estados do momento angular

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l j_l(kr) P_l(\cos(\theta)), \quad (4.12)$$

onde $j_l(kr)$ são as funções esféricas de Bessel e $P_l(\cos(\theta))$ são os polinômios de Legendre. De forma análoga, a função de onda total da equação (4.7) pode ser escrita do seguinte modo:

$$\psi_T = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l R_l(kr) P_l(\cos(\theta)). \quad (4.13)$$

É importante levar em consideração que a equação (4.7) é válida no limite assintótico ($r \rightarrow \infty$), onde $rV \rightarrow 0$. Nesse limite, a função de Bessel tende a $j_l(kr) = \sin(kr - l\pi/2)/kr$, podendo a parte radial da função de onda total ser escrita por:

$$R_l(kr) = e^{i\delta_l} \sin(kr - l\pi/2 + \delta_l)/kr. \quad (4.14)$$

Substituindo as equações (4.12) e (4.13) na equação (4.7) é possível isolar a amplitude de espalhamento e obter:

$$f(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\delta_l} - 1) P_l(\cos(\theta)), \quad (4.15)$$

onde δ_l é uma fase (*phase shift*) observada na equação (4.14).

Considerando um potencial nuclear complexo dado por $V_N = V + iW$, onde V e W são negativos, a fase também será complexa, ou seja, $\delta_l = \delta_l^r + i\delta_l^i$. A interpretação de uma fase complexa é a absorção do fluxo, o que significa que existem reações nucleares removendo fluxo do canal elástico. Para melhor entendimento,

será definida a matriz-S:

$$S_l^N = e^{2i\delta_l}. \quad (4.16)$$

A matriz-S apresenta valores ≤ 1 . No caso de $W = 0$, a matriz-S torna-se 1, isto é, não há remoção de fluxo do canal elástico.

A seguir, será discutido o caso do potencial de longo alcance, ou seja, será considerado o potencial nuclear somado com o potencial coulombiano.

Caso Coulomb-Nuclear

A forma assintótica ($r \rightarrow \infty$) para o potencial coulombiano (V_c) é dada por $rV_c \neq 0$, o que impede o uso da amplitude de espalhamento obtida na equação (4.15). Para tratar esse caso, será considerado o potencial de interação projétil-alvo apresentado por:

$$V = V_c + V_n. \quad (4.17)$$

A equação de Schrödinger para o potencial da equação (4.17) pode ser escrita como:

$$\left(-\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2}(V_c + V_n) - k^2 \right) \psi_T = 0. \quad (4.18)$$

Assumindo uma distribuição uniforme de carga, é possível escrever o potencial coulombiano de acordo com:

$$V_c = \begin{cases} \frac{z_1 z_2 e^2}{2R_c} \left[3 - \left(\frac{r}{R_c} \right)^2 \right], & r \leq R_c \\ \frac{z_1 z_2 e^2}{r}, & r > R_c, \end{cases} \quad (4.19)$$

onde z_1 e z_2 são as cargas do projétil e alvo, e é a carga do elétron e R_c é o raio coulombiano. A função de onda total, fora do alcance nuclear, pode ser escrita como:

$$\psi_T = \psi_c + \psi_n, \quad (4.20)$$

onde ψ_c é a soma da onda plana incidente com a onda espalhada devido ao potencial coulombiano e ψ_n é a onda espalhada devido ao potencial Coulomb+Nuclear. Considerando apenas o potencial coulombiano na equação (4.18), é possível obter a função de onda para a parte coulombiana (ψ_c) usando o método de ondas parciais [40]:

$$\psi_c = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} F_l P_l(\cos(\theta)), \quad (4.21)$$

onde $e^{i\sigma_l}$ é a matriz-S coulombiana e σ_l é a defasagem coulombiana definida pela equação:

$$\sigma_l = \frac{1}{2i} \ln \left(\frac{\Gamma(l+1+i\eta)}{\Gamma(l+1-i\eta)} \right). \quad (4.22)$$

O parâmetro η da equação (4.22) é o parâmetro de Sommerfeld. A função F_l é chamada de função coulombiana regular, pois considera-se que $kr = 0 \rightarrow F_l = 0$. Essa função satisfaz a solução da equação diferencial radial de Schrödinger:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\eta k}{r} + k^2 \right) F_l = 0, \quad (4.23)$$

cuja solução assintótica $r \rightarrow \infty$ é descrita por:

$$F_l \rightarrow \sin \left(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2} + \sigma_l \right). \quad (4.24)$$

No método de ondas parciais, a amplitude de espalhamento coulombiana é descrita pela equação:

$$f^C(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (S_l^C - 1) P_l(\cos(\theta)). \quad (4.25)$$

A amplitude de espalhamento da equação (4.25) não converge, pois o potencial coulombiano é de longo alcance e foi considerado $r \rightarrow \infty$ antes de somar os momentos angulares. Contudo, é possível resolver a equação de Schrödinger para o potencial coulombiano usando funções hipergeométricas, o que fornece a amplitude

de espalhamento definida por:

$$f^C(\theta) = \frac{\eta}{2k\sin^2(\theta/2)} e^{-i\eta\ln(\sin^2(\theta/2)+2i\sigma_0)}. \quad (4.26)$$

Não é possível efetuar a integral da amplitude de espalhamento coulombiana, apresentada na equação (4.26), pois o potencial coulombiano é de longo alcance e, por isso, a integral diverge.

Voltando ao caso da função de onda total, apresentada na equação (4.18), é possível aplicar o método de ondas parciais para escrever a função de onda total de acordo com:

$$\psi_T = \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} y_l P_l(\cos(\theta)). \quad (4.27)$$

Para a solução da função de onda radial, y_l , torna-se necessário resolver a equação diferencial:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_c + V_n] + k^2 \right) y_l = 0. \quad (4.28)$$

Essa equação possui como solução as funções regular (F_l) e irregular (G_l) de Coulomb. Esta última apresenta solução assintótica $r \rightarrow \infty$ dada por:

$$G_l \rightarrow \cos \left(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2} l + \sigma_l \right). \quad (4.29)$$

Dessa forma, a solução da função de onda radial, y_l , é obtida pela combinação linear das soluções da função regular e irregular:

$$y_l = g_l^N F_l + f_l^N G_l. \quad (4.30)$$

Para separar as partes nuclear e coulombiana, utiliza-se a função de saída coulombiana $H^{(+)}$:

$$H_l^{(+)} = G_l + iF_l = e^{i(kr - \eta \ln(2kr) - \pi l/2 + \sigma_l)}. \quad (4.31)$$

Assim, é possível escrever a função de onda total de acordo com:

$$\psi = \psi_c + \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} [(g_l^N - 1 - i f_l^N) F_l + f_l^N H_l^{(+)}] P_l \cos(\theta). \quad (4.32)$$

Essa equação precisa possuir a forma de uma função de onda espalhada e, por esse motivo, é considerado $g_l^N = 1 + i f_l^N$. Dessa forma, a solução para a parte nuclear da função de onda, no limite assintótico, pode ser escrita como:

$$\psi_n \rightarrow \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) l^l e^{i\sigma_l} (S_l^N - 1) H_l^{(+)} P_l(\cos(\theta)), \quad (4.33)$$

com $f_l^N = \frac{1}{2i}(S_l^N - 1)$. Assim, é possível concluir que a amplitude de espalhamento nuclear assume a seguinte forma:

$$f^N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) S_l^C (S_l^N - 1) P_l(\cos(\theta)). \quad (4.34)$$

Comparando as amplitudes de espalhamento apresentadas nas equações (4.15) e (4.34), é possível observar apenas uma diferença: o termo S_l^C . Isso acontece devido à presença do potencial coulombiano que interfere na função de onda nuclear. Para o espalhamento elástico, a seção de choque diferencial pode ser obtida como:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f^N(\theta) + f^C(\theta)|^2. \quad (4.35)$$

4.3 Seção de choque total de reação

Em razão do potencial coulombiano, que é de longo alcance, a integral da equação (4.35) não converge. Por esse motivo, define-se a seção de choque total para o espalhamento elástico e a seção de choque total de reação, considerando apenas o potencial nuclear. Partindo da amplitude de espalhamento apresentada na equação (4.34), a seção de choque total elástica pode ser obtida por:

$$\int |f^N(\theta)|^2 d\Omega = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |S_l^N - 1|^2. \quad (4.36)$$

Como discutido na seção 4.2, a matriz-S assume o valor $|S_l^N| = 1$ para um potencial real de curto alcance, visto que δ_l é real. Por outro lado, a matriz-S assume valores $|S_l^N| < 1$ para um potencial complexo, $\delta_l = \delta_l^{real} + i\delta_l^{imag}$. Isso acontece, pois a parte imaginária representa a perda do fluxo do canal elástico para outros canais de reação. Por esse razão, é possível definir os coeficientes de transmissão (T) e de reflexão (R) para cada valor de momento angular.

O coeficiente de reflexão é definido por $R = |S_l^N|^2$. Por completude, deve-se considerar que o coeficiente de transmissão somado com o coeficiente de reflexão seja igual à unidade. Assim, o coeficiente de transmissão é definido como:

$$T = 1 - |S_l^N|^2. \quad (4.37)$$

A seção de choque total de reação é, portanto, descrita como:

$$\sigma_{reac} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1)(1 - |S_l^N|^2). \quad (4.38)$$

4.4 Formalismo de modelo óptico

Quando ocorre uma reação nuclear, vários canais de reação podem ser abertos. A abertura desses canais pode estar relacionada com a massa do alvo, com a energia do projétil, com a energia de ligação e com as configurações de aglomerados *clusters* que algumas partículas possuem, principalmente núcleos de massa leve. A abertura de alguns canais de reação influencia o canal elástico e, consequentemente, a seção de choque total de reação. Para estudar a influência de cada canal torna-se necessário realizar cálculos considerando o acoplamento com esses canais. Entretanto, caso o objetivo seja obter um potencial que descreva o espalhamento elástico e que forneça a seção de choque total de reação é possível utilizar o formalismo do modelo óptico.

O nome óptico vem de uma analogia com a área da física que estuda os fenômenos associados à radiação eletromagnética, ou seja, à “luz”. Nesse modelo, o núcleo alvo se comporta como um objeto translúcido. A onda incidente do projétil

interage com o núcleo alvo e, nessa interação, vários efeitos ópticos podem ocorrer com difração, refração e absorção. Fenômenos tipo difrativos são observados nas distribuições angulares como oscilações cujo período está relacionado ao raio do sistema. A absorção da onda incidente pelo núcleo está associada a reações nucleares, que são levadas em consideração pela soma de um termo imaginário, $iW_0(R)$, no potencial nuclear [41]:

$$V_n(R) = V_0(R) + iW_0(R). \quad (4.39)$$

O potencial que descreve a interação nuclear de curto alcance não é conhecido, todavia existem potenciais com parâmetros ajustáveis que são suficientes para descrever dados de espalhamento elástico. A seguir, será apresentada uma breve discussão sobre os potenciais ópticos.

4.4.1 Potenciais do tipo Woods-Saxon

O potencial nuclear de Woods-Saxon [42], apresentado na equação (4.40), é um dos mais utilizados e está implementado no código computacional FRESCO [43].

$$V_n(R) = -V_0 f(R; a_r, R_r) - iW_0 f(R; a_I, R_I), \quad (4.40)$$

onde a função $f(R; a_i, R_i)$ é dada por:

$$f(R; a_i, R_i) = \frac{1}{1 + e^{(R-R_i)/a_i}}, \quad (4.41)$$

onde R_i é o raio, a_i é a difusividade e V_0 e W_0 são as profundidades real e imaginária, respectivamente.

Devido ao fato desse potencial possuir 6 parâmetros livres ($V_0, R_r, a_r, W_0, R_I, a_I$), é possível descrever um mesmo conjunto de dados com vários potenciais diferentes, ou seja, existe o problema de ambiguidades.

Algumas reações ocorrem na região da superfície do núcleo, como, por exemplo, a transferência e a dissociação nuclear em baixas energias. O efeito dessas

reações no canal elástico pode ser levado em consideração por um potencial de superfície que atua apenas na região em torno do raio do sistema. Um exemplo desse potencial é obtido pela derivada do fator de forma de Woods-Saxon:

$$V_d(R) = V_d \frac{d}{dR} f(R; a_d, R_d). \quad (4.42)$$

4.4.2 Potenciais de dupla convolução

Outro potencial de volume bastante utilizado é o de dupla convolução, também chamado de *double-folding* (DF). Em tal potencial, considera-se a soma das interações, dois a dois, entre os núcleons do alvo e do projétil. Para efetuar essa soma, são utilizadas as densidades de matéria do projétil (partícula 1) e do alvo (partícula 2):

$$V(R) = \int d\vec{r}_1^3 \int d\vec{r}_2^3 \rho_1(\vec{r}_1) v_{NN}(\vec{d}) \rho_2(\vec{r}_2), \quad (4.43)$$

onde v_{NN} é o potencial de interação núcleon-núcleon, $\rho_1(\vec{r}_1)$ é a densidade de matéria da partícula 1 e $\rho_2(\vec{r}_2)$ a densidade de matéria da partícula 2. Os vetores $\vec{r}_1$, $\vec{r}_2$ e $\vec{d}$ estão conectados conforme o esquema apresentado na Figura 4.2.

Figura 4.2: Figura ilustrativa do sistema de coordenadas utilizado no potencial de dupla convolução.

É muito comum considerar a parte imaginária do potencial nuclear como sendo

um múltiplo da parte real.

4.5 Formalismo de canais acoplados

O método de canais acoplados, *Coupled Channels* (CC), é utilizado para estudar reações diretas cujo tempo de reação é da ordem de 10^{-22} s. Esse método fornece informações a respeito da estrutura e da dinâmica nuclear, sendo utilizado em estudos que envolvem excitação de estados internos do projétil e/ou do alvo [44–46]. Considerando um sistema de dois núcleos, as funções de onda que descrevem os estados internos dos núcleos podem ser obtidas como:

$$\begin{aligned}(\epsilon_a - H_a)\Phi_a &= 0, \\(\epsilon_A - H_A)\Phi_A &= 0.\end{aligned}\tag{4.44}$$

onde Φ_a e Φ_A representam as funções de onda para os estados internos do projétil e do alvo, respectivamente.

O espaço de Hilbert pode ser descrito pela soma de dois subespaços P e Q, onde P representa o subespaço das reações diretas e Q representa o subespaço das reações que envolvem núcleo composto. A função de onda da partição α , onde $\alpha = a + A$, é definida por $\Phi_\alpha = \Phi_a\Phi_A$. Adicionando o potencial $V_\alpha = V_\alpha(\vec{R}_\alpha)$, que descreve a interação entre o projétil e o alvo antes da reação, a hamiltoniana modelo do sistema pode ser escrita como:

$$H = T_\alpha + H_\alpha + V_\alpha,\tag{4.45}$$

onde T_α é o operador de energia cinética do movimento relativo entre o projétil e o alvo e $H_\alpha = H_a + H_A$. Nesse caso, a função de onda modelo no subespaço P pode ser escrita como a superposição das funções de onda dos estados do projétil e do alvo:

$$\Psi = \sum_{\alpha} \Phi_{\alpha} \psi_{\alpha}.\tag{4.46}$$

A solução da equação de Schrödinger para a hamiltoniana modelo H no limite assintótico, $R_\alpha \rightarrow \infty$, é dada pela soma da função de onda plana incidente com a função de onda espalhada esfericamente:

$$\Psi^{(+)}(\vec{R}_\alpha, \xi_\alpha) \rightarrow \Phi_\alpha(\xi_\alpha) e^{i\vec{k}_\alpha \vec{R}_\alpha} + \Phi_\alpha(\xi_\alpha) f_{\alpha,\alpha}(\theta) \frac{e^{ik_\alpha R_\alpha}}{R_\alpha} + \sum_{\alpha' \neq \alpha} \Phi_{\alpha'}(\xi_\alpha) f_{\alpha',\alpha}(\theta) \frac{e^{ik_{\alpha'} R_\alpha}}{R_\alpha}. \quad (4.47)$$

O primeiro termo da equação (4.47) representa a onda plana incidente, o segundo e o terceiro termos representam as ondas esféricas, ou seja, a contribuição nuclear para o canal elástico e para os canais referentes aos estados excitados, respectivamente. Os termos $f_{\alpha,\alpha}(\theta)$ e $f_{\alpha',\alpha}(\theta)$ representam as amplitudes de espalhamento do canal elástico e inelástico, respectivamente.

A seção de choque referente aos canais inelásticos pode ser obtida diretamente da amplitude de espalhamento:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{k_{\alpha'}}{k_\alpha} |f_{\alpha',\alpha}|^2. \quad (4.48)$$

Considerando apenas os estados excitados do projétil, pode-se reescrever a equação (4.47) da seguinte forma:

$$\Psi^{(+)}(\vec{R}, \xi) = \Phi_0(\xi) \chi_0(\vec{R}) + \sum_{n>0}^N \Phi_n(\xi) \chi_n(\vec{R}), \quad (4.49)$$

onde $\Phi_0(\xi)$ e $\Phi_n(\xi)$ representam o estado fundamental e os estados excitados do projétil, respectivamente. As funções $\chi_0(\vec{R})$ e $\chi_n(\vec{R})$ são definidas como:

$$\begin{aligned} \chi_0(\vec{R}) &= e^{i\vec{k}_0 \vec{R}_0} + f_{0,0}(\theta) \frac{e^{ik_0 R_0}}{R_0}, \\ \chi_n(\vec{R}) &= f_{n,0}(\theta) \frac{e^{ik_n R_n}}{R_n}. \end{aligned} \quad (4.50)$$

Fazendo uso dessas equações, a equação de Schrödinger pode ser escrita como:

$$\left[E - H_n - \hat{T}_{\vec{R}} - V_n(\vec{R}, \xi) \right] \Psi^{(+)}(\vec{R}, \xi) = 0. \quad (4.51)$$

Aplicando $\Phi_n^*(\xi)$ pelo lado esquerdo da equação (4.51) e integrando sobre as coordenadas internas (ξ) , é possível obter:

$$\left[E - \epsilon_n - \hat{T}_{\vec{R}} - V_{n,n}(\vec{R}) \right] \chi_n(\vec{R}) = \sum_{n' \neq n} V_{n,n'}(\vec{R}) \chi_{n'}(\vec{R}), \quad (4.52)$$

onde $V_{n,n'}(\vec{R})$ representa os potenciais de acoplamento definidos por:

$$V_{n,n'}(\vec{R}) = \int d\xi \Phi_n^*(\xi) V(\vec{R}, \xi) \Phi_{n'}(\xi) = \langle \Phi_n | V | \Phi_{n'} \rangle. \quad (4.53)$$

Nos cálculos realizados neste trabalho, foi considerado $n = 0$ para o estado fundamental do projétil e $n' > 0$ para os primeiros estados excitados do projétil. A função Φ_n depende do modelo adotado para realizar o cálculo, como será discutido a seguir.

4.5.1 Modelo coletivo

Nesse formalismo, as excitações do núcleo são explicadas utilizando deformações nucleares. Essas deformações modificam os potenciais de interação, pois estes dependem da distribuição de matéria do núcleo. Considerando que o núcleo sem deformação possui o raio R_0 , o raio do núcleo deformado pode ser escrito como:

$$R = R_0 \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \right), \quad (4.54)$$

onde $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ são os harmônicos esféricos e $\alpha_{\lambda\mu}$ são parâmetros de deformação nuclear.

A: Deformação *Coulombiana*

Para um núcleo deformado, com densidade de carga uniforme, é possível escrever a densidade considerando uma esfera uniformemente carregada com um raio

médio (R_C) de acordo com:

$$\rho_C = \frac{3Z_1e}{4\pi R_C^3}, \quad (4.55)$$

onde Z_1e representa a carga da esfera. Dessa forma, o potencial de interação entre duas partículas com cargas Z_1 e Z_2 pode ser escrito como:

$$V_c(\vec{R}) = Z_2e \int d\Omega_s \int s^2 ds \frac{\rho_C}{|\vec{R} - \vec{s}|}. \quad (4.56)$$

As integrais da equação (4.56) são efetuadas nas coordenadas internas do núcleo deformado. Para encontrar os termos devido à deformação do núcleo realiza-se uma expansão multipolar [40]:

$$\frac{1}{|\vec{R} - \vec{s}|} = \sum_{\lambda\mu} \frac{4\pi}{2\lambda+1} \frac{s^\lambda}{R^{\lambda+1}} Y_{\lambda\mu}(\hat{s}) Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R}), \quad (4.57)$$

onde $s < R$, nesse caso particular. O operador elétrico de multipolaridade λ , $M(E\lambda, \mu)$, é obtido por:

$$M(E\lambda, \mu) = \rho_C \int d\Omega_s \int s^2 ds (s^\lambda Y_{\lambda\mu}(\hat{s})). \quad (4.58)$$

Desse modo, é possível escrever o potencial coulombiano como:

$$V_C(\vec{R}) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} + Z_2 e \sum_{\lambda \neq 0, \mu} \frac{4\pi}{2\lambda+1} M(E\lambda, \mu) \frac{Y_{\lambda\mu}^*(\hat{R})}{R^{\lambda+1}}. \quad (4.59)$$

O primeiro termo refere-se a $\lambda = 0$ e não pode causar excitações, visto que não depende das variáveis internas do núcleo deformado. A definição da probabilidade de transição reduzida, $B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f)$, entre os estados J_i e J_f , pode ser definida como:

$$\langle J_i M_i | M(E\lambda, \mu) | J_f M_f \rangle = \sqrt{(2J_i + 1) B(E\lambda, J_i \rightarrow J_f)}. \quad (4.60)$$

B: Deformação Nuclear

Considerando o potencial nuclear deformado:

$$V_n(R, \alpha) = V_n(R - R_\alpha(\theta, \phi)), \quad (4.61)$$

é possível efetuar uma expansão em série de Taylor ao redor de $R = R_0$ resultando em:

$$V_n(R, \alpha) = V_n(R - R_0) + V_n^{\lambda\mu}(R, \alpha), \quad (4.62)$$

onde $V_n^{\lambda\mu}(R, \alpha)$ é dado por:

$$V_n^{\lambda\mu}(R, \alpha) = - \left(\frac{\partial}{\partial R} V_n(R - R_0) \right) R_0 \sum_{\lambda, \mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi). \quad (4.63)$$

Assim, é possível obter os potenciais de acoplamento de acordo com:

$$\langle J_i M_i | V_n^{\lambda\mu} | J_f M_f \rangle. \quad (4.64)$$

4.5.2 Modelo de partícula única

Alguns núcleos podem ser descritos por uma soma envolvendo núcleos de massa menor, porém preservando o número de massa dos elementos envolvidos. Essa forma de descrever um núcleo é conhecida como *cluster*. Os núcleos de ^8Li ($^8\text{Li} \rightarrow ^7\text{Li} + n$) e ^7Li ($^7\text{Li} \rightarrow \alpha + ^3\text{H}$) são exemplos de núcleos que podem ser descritos utilizando a configuração de *cluster*. Para entender esse modelo, considere o esquema apresentado na Figura 4.3, onde CM representa o centro de massa dos fragmentos do projétil e $\vec{R}_a$ e $\vec{R}_b$ representam os vetores que conectam os centros das partículas que descrevem o projétil com o centro do alvo. Esses vetores podem ser escritos como:

$$\begin{cases} \vec{R}_a = \vec{R} - \frac{m_a}{m_b + m_a} \vec{r}, \\ \vec{R}_b = \vec{R} + \frac{m_b}{m_b + m_a} \vec{r}, \end{cases} \quad (4.65)$$

sendo que m_a e m_b são as massas dos fragmentos do *cluster*.

Figura 4.3: Representação esquemática do projétil, descrito como um *cluster* de dois corpos ($a+b$), incidindo no alvo.

Dessa maneira, é possível escrever o potencial de interação entre o projétil e o alvo como sendo a soma dos potenciais de interação de cada fragmento do *cluster* com o alvo, conforme:

$$V(\vec{R}, \vec{r}) = V_a(\vec{R}_a) + V_b(\vec{R}_b). \quad (4.66)$$

Definindo Φ como sendo a função de onda que descreve o movimento relativo dos fragmentos do *cluster*, é possível obter os potenciais de transição:

$$V_{n,n'}(\vec{R}) = \int d\vec{r} \Phi_n^*(\vec{r}) V(\vec{R}, \vec{r}) \Phi_{n'}(\vec{r}). \quad (4.67)$$

4.6 Canais acoplados com discretização do contínuo

A quebra nuclear ocorre quando um dos participantes da reação, projétil ou alvo, é excitado com energia superior a uma determinada energia, chamada de limiar de quebra. Como exemplo, o núcleo de ^8Li na configuração $^7\text{Li}+n$ possui energia de limiar de $E_{\text{bu}} = 2,03 \text{ MeV}$, ou seja, excitando o núcleo ^8Li acima desse valor, ele se rompe em $^7\text{Li}+n$. Quando ocorre o processo de quebra, não é possível aplicar o método de CC, apresentado na seção 4.5, para descrever teoricamente

a seção de choque. Nesse caso, as funções de onda que descrevem os estados finais não são de curto alcance, o que torna a obtenção dos potenciais de transição extremamente difícil, pois (i) existem infinitos estados e (ii) as funções de onda não são normalizáveis.

Tal problema é solucionado pelo método de canais acoplados com discretização do contínuo, *Continuum-Discretized Coupled-Channels* (CDCC). Nesse método, o contínuo é discretizado em intervalos de energia, chamados de *bins*, com números quânticos l e j bem definidos. Além disso, são considerados apenas os estados mais importantes para a reação, o que soluciona os problemas mencionados anteriormente.

O sistema ${}^8\text{Li} + \text{A}$ é composto por três corpos, ${}^7\text{Li}$ (*core*) + n (*valence*) + A (alvo). Para escrever as equações para esse sistema de três corpos, será considerada a nomenclatura ${}^8\text{Li} \rightarrow a$ e ${}^7\text{Li} \rightarrow b$. Dessa maneira, a hamiltoniana do sistema pode ser escrita como a soma dos operadores energia cinética com os potenciais de interação *core-valence* ($V_{b,n}$), *core-alvo* ($V_{b,A}$) e *valence-alvo* ($V_{n,A}$):

$$H = \hat{T}_{\vec{R}} + \hat{T}_{\vec{r}} + V_{b,n} + V_{b,A} + V_{n,A}, \quad (4.68)$$

onde $\hat{T}_{\vec{R}}$ é o operador energia cinética entre o projétil e o alvo e $\hat{T}_{\vec{r}}$ é o operador energia cinética do projétil. No formalismo de CDCC, as funções de onda do sistema são expandidas em termos dos auto-estados da hamiltoniana do projétil $H_{\text{proj}} = \hat{T}_{\vec{r}} + V_{b,n}$.

Em particular, nos cálculos realizados neste trabalho, foi considerado o valor zero para o spin do *core*. Nessa aproximação, a função de onda pode ser escrita como [47]:

$$\Phi_i(\vec{r}) = \frac{\psi_i(r)}{r} [Y_l(\hat{r}) \otimes \chi_s]_{j_i, m_i}, \quad (4.69)$$

onde l é o momento angular orbital do (*core* – *valence*), s é o spin do *valence* e j é o momento angular.

A parte radial da função de onda, $\Phi_i(\vec{r})$, para o i -ésimo *bin* é definida como $\psi_i(r)$. Esse termo é obtido da média das funções de onda do i -ésimo *bin* de acordo

com:

$$\psi_i(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi N_i}} \int_{k_i}^{k_{i+1}} e^{-i\delta_{l_i}(k)} u_k(r) dk, \quad (4.70)$$

onde o intervalo do *bin*, em termo do momento linear, é representado por $[k_i, k_{i+1}]$.

A função de onda $u_k(r)$ é a parte radial da função de onda para o i -ésimo *bin* com momento k . No limite assintótico essa função de onda deve ter comportamento oscilatório e pode ser escrita como:

$$u_k(r) = e^{i\delta_l(k)} \text{sen} \left(kr - \frac{l\pi\delta_l(k)}{2} \right), \quad (4.71)$$

onde $\delta_l(k)$ é a mudança de fase (*phase shift*) para o i -ésimo *bin* com momento k . A fase δ_l é empregada para tornar as funções de onda reais para o contínuo, facilitando os cálculos do ponto de vista computacional.

A função de onda $u_k(r)$ é ponderada pelo termo exponencial $e^{-i\delta_{l_i}(k)}$ e é normalizada pela constante $N_i = \int |e^{-i\delta_{l_i}(k)}|^2 dk$. Para os estados ressonantes, devido ao crescimento da função de onda para r pequeno, o termo $e^{-i\delta_{l_i}(k)}$ da equação (4.70) é substituído por $e^{-i\delta_{l_i}(k)} \text{sen}(\delta_{l_i}(k))$. Os acoplamentos são realizados de forma semelhante à discutida na seção 4.5, porém, são considerados os potenciais de interação (*core*-Alvo) e (*valence*-Alvo) de acordo com:

$$V_{i,j}(\vec{R}) = \int d^3r \Phi_i^*(\vec{r}) [V_{b,A} + V_{n,A}] \Phi_j(\vec{r}). \quad (4.72)$$

4.7 Acoplamento com canais de reação

O formalismo de CC considera apenas excitações na interação entre o projétil e o alvo, ou seja, não ocorre mudança do número de massa nos canais de entrada e saída. Por outro lado, o formalismo de CDCC considera apenas a transferência de núcleons para estados do contínuo, o que corresponde ao processo de quebra. Sendo assim, torna-se necessário um outro método para estudar reações que envolvam transferência de núcleons entre o projétil e alvo. Para isso, o método apropriado é chamado de acoplamento de canais em reação, *Coupled Reaction*

Channel (CRC). Mantendo a mesma notação utilizada na descrição do formalismo de CC, (seção 4.5), Φ_a e Φ_A representam as funções de onda dos estados internos do projétil e do alvo para o canal de entrada, respectivamente, com $\Phi_\alpha = \Phi_a \Phi_A$. Para o canal de saída, será considerado $\beta = b + B$, onde Φ_b e Φ_B são as funções de onda que representam o canal de saída e $\Phi_\beta = \Phi_b \Phi_B$. A função de onda Ψ deve ser solução da equação de Schrödinger, tanto para o canal de saída quanto para o canal de entrada. Como já definido no formalismo de CC, a hamiltoniana da partição de entrada é descrita como:

$$H_\alpha = H_a + H_A + T_\alpha + V_\alpha, \quad (4.73)$$

onde H_a é a hamiltoniana do projétil, H_A a hamiltoniana do alvo, T_α é o operador energia cinética e V_α representa a interação nuclear. De forma análoga, a hamiltoniana para o canal de saída será representada por:

$$H_\beta = T_\beta + H_b + H_B + V_\beta. \quad (4.74)$$

Neste trabalho, em particular, foi estudada a transferência de um núcleon (um nêutron do ^8Li) para o alvo. A função de onda modelo, que é solução da equação de Schrödinger tanto para o canal de entrada (equação (4.73)) quanto para o canal de saída (equação (4.74)), é descrita como sendo:

$$\Psi = \psi_\alpha(\vec{r}_\alpha) |\Phi_\alpha\rangle + \sum_\beta \psi_\beta(\vec{r}_\beta) |\Phi_\beta\rangle, \quad (4.75)$$

onde $\psi(\vec{r}_\alpha)$ e $\psi(\vec{r}_\beta)$ são as funções de onda que representam o movimento relativo antes e depois da colisão [37] e $|\Phi_{\alpha,\beta}\rangle$ representa as funções de onda dos estados intrínsecos dos núcleos, análogo às funções $u_k(r)$ da equação (4.70). Deve-se notar que, no caso do CDCC, está sendo descrito o estado ($^7\text{Li}+n$) + alvo enquanto que, no CRC, são os estados (alvo+n) + ^7Li . A soma em β , na equação (4.75), deve ser efetuada sobre todos os canais de saída; entretanto, foi considerado a notação para apenas dois canais nas deduções a seguir.

Utilizando a equação de Schrödinger e projetando nas partições de entrada e

de saída, é possível escrever as seguintes equações:

$$\begin{cases} [(E - \epsilon_\alpha) - T_\alpha - \langle \Phi_\alpha | V_\alpha | \Phi_\alpha \rangle] \psi_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \langle \Phi_\alpha | (H - E) | \Phi_\beta \psi_\beta \rangle, \\ [(E - \epsilon_\beta) - T_\beta - \langle \Phi_\beta | V_\beta | \Phi_\beta \rangle] \psi_\beta(\vec{r}_\beta) = \langle \Phi_\beta | (H - E) | \Phi_\alpha \psi_\alpha \rangle. \end{cases} \quad (4.76)$$

Reescrevendo as equações (4.76) em equações integro-diferenciais, é possível obter as equações:

$$\begin{cases} [(E - \epsilon_\alpha) - T_\alpha - \langle \Phi_\alpha | V_\alpha | \Phi_\alpha \rangle] \psi_\alpha(\vec{r}_\alpha) = \int d\vec{r}_\beta k_{\alpha\beta}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) \psi_\beta(\vec{r}_\beta) \text{ e} \\ [(E - \epsilon_\beta) - T_\beta - \langle \Phi_\beta | V_\beta | \Phi_\beta \rangle] \psi_\beta(\vec{r}_\beta) = \int d\vec{r}_\alpha k_{\beta\alpha}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\alpha) \psi_\alpha(\vec{r}_\alpha). \end{cases} \quad (4.77)$$

As funções *kernels*, $k_{\alpha\beta}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta)$ e $k_{\beta\alpha}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\alpha)$, são definidas de acordo com:

$$\begin{cases} k_{\alpha\beta}(\vec{r}_\alpha, \vec{r}_\beta) = J_{\alpha\beta} \int \Phi_\alpha^*(\xi_\alpha) [H - E] \Phi_\beta(\xi_\beta) d\xi_\alpha \text{ e} \\ k_{\beta\alpha}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\alpha) = J_{\beta\alpha} \int \Phi_\beta^*(\xi_\beta) [H - E] \Phi_\alpha(\xi_\alpha) d\xi_\beta, \end{cases} \quad (4.78)$$

onde $J_{\alpha\beta}$ e $J_{\beta\alpha}$ são os jacobianos de mudança de coordenadas de $\xi_\alpha \rightarrow (\vec{r}_\beta, \zeta_\alpha)$ e $\xi_\beta \rightarrow (\vec{r}_\alpha, \zeta_\beta)$. Nessa mudança, $\vec{r}_\beta$ e ζ_α , assim como $\vec{r}_\alpha$ e ζ_β , são independentes.

Na prática, o termo $\langle \Phi_\alpha | V_\alpha | \Phi_\alpha \rangle$ é substituído pelo potencial óptico de interação para o canal de entrada U_α . O mesmo acontece para o canal de saída onde $\langle \Phi_\beta | V_\beta | \Phi_\beta \rangle$ é substituído pelo potencial óptico U_β . Para obter as amplitudes de espalhamento e, conseqüentemente, as seções de choque, é necessário resolver o conjunto de equações acopladas (4.77).

4.8 Método de Ichimura-Austern-Vincent (IAV)

O método de IAV [48–52] é utilizado para estudar reações inclusivas do tipo:

$$a + A \rightarrow b + B^*, \quad (4.79)$$

onde a e A representam o projétil e o alvo para a partição de entrada, respectivamente. A partícula b é o fragmento que será estudado e é definida por $a = b + x$.

A definição de B^* está relacionada com todas as configurações possíveis de $x+A$. Todos os processos que envolvem a interação entre x e A são considerados, menos a quebra elástica (EBU), que foi estimada pelo cálculo de CDCC. Os processos calculados pelo método de IAV são chamados de *non-elastic breakup* (NEB). Neste trabalho, em particular, b representa o ${}^7\text{Li}$ e x representa o nêutron. O código utilizado para a realização dos cálculos NEB, foi desenvolvido por *J. Lei* e *A.M. Moro* [49].

Para descrever brevemente o método de IAV, deve-se considerar a hamiltoniana que descreve a reação inclusiva da equação (4.79), abaixo:

$$H = T_b + T_x + H_A + U_{bA} + V_{bx} + V_{xA}, \quad (4.80)$$

onde T_b e T_x são os operadores de energia cinética, H_A é a hamiltoniana dos estados internos do alvo, U_{bA} é o potencial de interação do fragmento b do projétil com o alvo, V_{bx} é o potencial de ligação do projétil e V_{xA} é o potencial de interação entre o *valence* e o alvo. Considerando um modelo de 3 corpos e definindo a hamiltoniana de interação $x + A$ como H_{xA} , é possível escrever:

$$H_{xA} = H_A + T_x + V_{xA}. \quad (4.81)$$

Fazendo uso do artifício matemático $E^+ = E + i\delta E$ com $\delta E \rightarrow 0$, é possível escrever a função de onda, que é solução da equação de Schrödinger $(H - E)\Psi = 0$, de acordo com:

$$\Psi = [E^+ - T_b - U_{bB} - H_{xA}]^{-1} V_{\text{post}} \Psi, \quad (4.82)$$

com $V_{\text{post}} = V_{bx} + U_{bA} - U_{bB}$, sendo U_{bB} um potencial “arbitrário”. A função de onda distorcida, que descreve o estado final de b , pode ser escrita como:

$$[T_b + U_{bB}^\dagger - E_b] \chi_b^{(-)} = 0. \quad (4.83)$$

Combinando as equações (4.82) e (4.83), é possível escrever:

$$[E^+ - E_b - H_{xA}] (\chi_b^{(-)} | \Psi) = (\chi_b^{(-)} | V_{\text{post}} | \Psi). \quad (4.84)$$

No processo NEB, o projétil se quebra em dois fragmentos e, em seguida, é absorvido pelo alvo ou excita o alvo. Por esse motivo, é possível resolver a equação (4.84) para $(\chi_b^{(-)}|\Psi\rangle$ expandindo em um conjunto completo para os estados $x + A$ de acordo com:

$$(\chi_b^{(-)}|\Psi\rangle = \sum_c \psi_x^c \Phi_A^c, \quad (4.85)$$

onde Φ_A^c é a função de onda que descreve o alvo (A) no estado excitado c , e ψ_x^c descreve o movimento relativo de $x + A$, com o alvo no estado excitado c . Como tal método aborda o estudo de medidas inclusivas, não existe a necessidade de descrever transições específicas para os estados $x + A$. Dessa forma, é possível projetar a equação (4.85) no estado fundamental. Assim, partindo da equação (4.84), é possível escrever:

$$(E^+ - E_b - T_x - U_{xA})\psi_x^0 = (\chi_b^{(-)}|V_{bx}|\Psi\rangle, \quad (4.86)$$

onde o potencial U_{xA} descreve a interação entre o fragmento x e o alvo A . Esse potencial pode descrever o espalhamento elástico para uma energia média. Em particular, neste trabalho, foi utilizado um potencial óptico dependente da energia para descrever a interação entre os fragmentos x e A .

Por fim, usando o teorema óptico para canais acoplados [53], é possível escrever a seção de choque duplamente diferencial para o processo NEB como:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_b d\Omega_b} = -\frac{2}{\hbar v_i} \rho_b(E_b) |\langle \psi_x^0 | \text{Im}[U_{xA}] | \psi_x^0 \rangle|, \quad (4.87)$$

onde $\rho_b(E_b) = k_b \mu_b / [(2\pi)^3 \hbar^2]$ é a densidade de estados. Mais detalhes a respeito desse método estão disponíveis na Referência [49].

Análise teórica

Neste capítulo, serão apresentados os resultados da análise teórica dos dados de espalhamento elástico ${}^8\text{Li}+A$ e da reação $A({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})X$, onde A são os alvos ${}^{58}\text{Ni}$ e ${}^{120}\text{Sn}$, e X é o núcleo de recuo. A quebra do projétil ${}^8\text{Li}$ em ${}^7\text{Li}+n$ implica a solução de um problema de 3 corpos envolvendo o fragmento ${}^7\text{Li}$, o nêutron e o alvo. A abordagem desse problema será feita utilizando 2 formalismos: o de canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC) e um cálculo de canais acoplados em reação (CRC) considerando o acoplamento com o canal de transferência de 1 nêutron do projétil para o alvo. No primeiro, é descrita a quebra elástica do projétil sem excitação do alvo. No segundo, assume-se a transferência do nêutron do projétil para estados excitados do alvo, tanto para estados ligados como para estados do contínuo do sistema de recuo $A+n$. Nesse sentido, entende-se que as duas abordagens são complementares, já que, na primeira, descreve-se o processo de quebra discretizando-se o contínuo do projétil, enquanto que, no segundo, descreve-se o alvo+n. Além disso, foram realizados cálculos de IAV, que reproduziram muito bem as distribuições angulares e de energia do ${}^7\text{Li}$. Para os cálculos de IAV, foi utilizado um código não publicado, desenvolvido por Jin Lei e A. M. Moro [49]. Os outros cálculos foram realizados utilizando o código computacional FRESCO [43].

A seguir, será apresentada a análise de modelo óptico para o espalhamento elástico e, em seguida, as análises de CC, CDCC, CRC e IAV.

5.1 Comparação com potenciais da literatura

O primeiro passo da análise teórica dos sistemas ^8Li em alvos de ^{58}Ni e ^{120}Sn foi tentar descrever o espalhamento elástico utilizando potenciais globais, conhecidos da literatura, para o isótopo de ^7Li e também potenciais de dupla convolução (DF) com parâmetros considerados “normais” para núcleos estáveis.

Foram realizados cálculos de MO considerando o potencial global de *J. Cook* [54] para o isótopo ^7Li . Esse potencial é do tipo Woods-Saxon de volume, e a profundidade imaginária “W” possui dependência com a massa do alvo. Os parâmetros desse potencial são: $V=144,2$ MeV; $r_R=1,286$ fm; $a_R=0,853$ fm; $W=40,13-0,341A_T+0,00093A_T^2$ MeV; $r_I=1,739$ fm; $a_I=0,809$ fm; $r_c=1,3$ fm, onde $R_i = r_i A_T^{1/3}$. Nas figuras 5.1 e 5.2, são apresentadas a razão $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}}$ em função do ângulo de espalhamento. Como pode ser observado nas figuras, os cálculos subestimam a seção de choque experimental em ângulos traseiros.

Figura 5.1: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ nas energias $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV. Os pontos pretos são os dados e as linhas contínuas representam os cálculos com o potencial do *J. Cook*.

Figura 5.2: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ nas energias $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos pretos são os dados e as linhas contínuas representam os cálculos com o potencial do *J. Cook*.

Como segunda tentativa de descrever os dados, foram realizados cálculos de MO utilizando potenciais padrões do tipo dupla convolução, que geralmente descrevem bem vários sistemas estáveis. Para esse propósito, foi considerado um potencial gerado por interações núcleon-núcleon M3Y utilizando o código DFPot [55]. Foi considerada a densidade nuclear para o estado fundamental do núcleo ^8Li , obtida da Ref. [56], e as densidades nucleares para o estado fundamental dos alvos ^{58}Ni e ^{120}Sn , que foram geradas por cálculos de *Hartree-Fock* com interação *Skyrme SkX* [57, 58].

A geometria das partes real e imaginária do potencial são iguais, com diferentes fatores de normalização N_R e N_I para as partes real e imaginária, respectivamente. Nesses cálculos, em particular, a parte real foi normalizada utilizando um fator $N_R=1$, enquanto que a normalização da parte imaginária foi variada no intervalo de $N_I=(0,4-1,0)$. Esse intervalo é maior do que o intervalo geralmente utilizado para descrever o espalhamento elástico de núcleos que são considerados “normais”, que é de $N_I=(0,6-0,8)$.

As figuras 5.3 e 5.4 apresentam os dados experimentais comparados com os resultados obtidos nesses cálculos. Novamente, como verificado anteriormente com o potencial de *J. Cook*, os cálculos subestimam sistematicamente a seção de choque na região de ângulos traseiros.

Figura 5.3: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e $30,0$ MeV. Os pontos mostram os dados, e as faixas representam os cálculos com o potencial DF considerando $N_1=(0,4-1,0)$.

Figura 5.4: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos representam os dados, e as faixas representam os cálculos com o potencial DF considerando $N_1=(0,4-1,0)$.

5.2 Ajustes de potenciais ópticos

5.2.1 Sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$

Para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ com energia de $E_{\text{lab}} = 23,7$ MeV, foi realizado um ajuste de MO com o potencial do tipo Woods-Saxon de volume.

Foram ajustados todos os parâmetros do potencial nuclear, e foi considerado $R_i=r_i A_T^{1/3}$. O resultado obtido está apresentado na Figura 5.5, e os parâmetros ajustados para o potencial foram: $V=228$ MeV; $r_R=1,24$ fm; $a_R=0,713$ fm; $W=424$ MeV; $r_I=1,31$ fm; $a_I=0,95$ fm e $r_c=1,3$ fm, com $\chi^2/N = 1,0$.

Figura 5.5: Distribuição angular de espalhamento elástico para o sistema $^8\text{Li}+^9\text{Be}$ à $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV. Os pontos pretos são os dados experimentais, e a curva contínua é o ajuste.

5.2.2 Sistemas $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ e $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$

Os ajustes de MO para os sistemas $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ e $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ foram realizados considerando um potencial de base (*bare*) de volume do tipo DF, como apresentado na seção 5.1. Foram utilizadas as normalizações $N_R = 1$ e $N_I = 0,6$. Além disso, foi acrescentado um termo imaginário de superfície cujos parâmetros foram ajustados para descrever os dados de espalhamento elástico. O potencial de superfície tem

a forma de uma derivada do potencial de Woods-Saxon de volume, o que fornece um termo localizado na superfície do sistema ($R \approx r_0(A_1^{1/3} + A_2^{1/3})$). Potenciais de superfície são bastante utilizados para descrever os efeitos de acoplamento com canais de reação periféricos tipo transferências e dissociação.

Os resultados dos ajustes estão apresentados nas figuras 5.6 e 5.7. Os parâmetros ajustados foram W_d e a_d . Os potenciais são apresentados na Tabela 5.1, onde os raios foram definidos como $R_i = r_i(A_T^{1/3} + A_P^{1/3})$.

Figura 5.6: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema $^8\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}} = 23,9; 26,1; 28,7$ e 30 MeV. Os pontos são os dados e as linhas contínuas os cálculos de MO com $N_R=1$ e $N_I=0,6$ com o potencial de superfície ajustado.

Figura 5.7: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos são os dados e as linhas contínuas os cálculos de MO com $N_R=1$ e $N_I=0,6$ com o potencial de superfície ajustado.

Tabela 5.1: Parâmetros do potencial óptico de superfície obtidos para os sistemas ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ e ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.

Sistema	$W_d(\text{MeV})$	$r_d(\text{fm})$	$a_d(\text{fm})$	$r_c(\text{fm})$	χ^2/N
${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$	92,13	1,25	0,26	1,25	2,3
${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$	247	1,25	0,32	1,25	0,79

5.2.3 Ajuste com potenciais do tipo DF

Valores de normalização $N_R \approx 1$ e $N_I \approx (0,6-0,8)$ normalmente descrevem bem os dados experimentais envolvendo núcleos considerados “normais”. Todavia, existem núcleos que possuem forte influência de alguns canais de reação e as normalizações “padrão” podem não descrever adequadamente os dados do canal elástico. Desse ponto de vista, o estudo das normalizações N_R e N_I pode fornecer informações relevantes sobre o sistema estudado.

Primeiramente, foi realizado um ajuste para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$, fixando a normalização $N_R=1$ e ajustando a normalização N_I . Dessa forma, não foi possível descrever os dados; sendo assim, foi realizado um ajuste simultâneo dos parâmetros N_R e N_I . A Figura 5.8 apresenta o resultado obtido com esse ajuste.

Figura 5.8: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e 30 MeV. Os pontos são os dados, e a curva representa o resultado do cálculo obtido com o ajuste dos parâmetros de normalização, N_R e N_I .

Na Figura 5.9, são apresentadas as curvas de nível de χ^2 . Como pode ser observado, é evidente a necessidade de diminuir a profundidade real do potencial para descrever os dados.

Figura 5.9: Curvas de nível de χ^2 obtidas nos ajustes das normalizações N_R e N_I para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ nas energias indicadas.

A Figura 5.10 apresenta os parâmetros N_R e N_I ajustados em função da energia de incidência do ^8Li para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$. Os erros foram estimados considerando um desvio de uma unidade no χ^2 . Dentre esses erros, é impossível estudar uma possível dependência com a energia.

Para o sistema $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$, foi utilizada a mesma metodologia empregada para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$. Novamente, para descrever os dados, foi necessário ajustar as normalizações N_R e N_I simultaneamente. Os resultados obtidos estão apresentados

Figura 5.10: Valores de (a) N_R e (b) N_I em função da energia ajustados para o sistema ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$.

na Figura 5.11, onde novamente é notória a necessidade de diminuir a profundidade do potencial real e aumentar a profundidade do potencial imaginário para descrever os dados. Esses valores pequenos para N_R e grandes para N_I , em ambos os sistemas aqui estudados, podem ter relação com o potencial de polarização devido aos canais de reação importantes na dinâmica da colisão do ${}^8\text{Li}$ nesses alvos.

Figura 5.11: Ajuste dos parâmetros de normalização N_R e N_I do potencial DF para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV.

Figura 5.12: Curvas de nível de χ^2 para o ajuste das normalizações N_R e N_I do sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV.

A Figura 5.12 apresenta as curvas de nível de χ^2 obtidas no ajuste das nor-

malizações N_R e N_I para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$. Como pode ser visto, os erros das normalizações não foram determinados, pois não foi possível fechar as curvas de nível. Foi obtido $N_R = 0$ e $N_I = 1,14$ para a energia de 21,7 MeV e $N_R = 0$ e $N_I = 1,43$ para a energia de 25,8 MeV.

5.3 Cálculo de canais acoplados

Foram realizados cálculos de CC, utilizando dois modelos, com o objetivo de estudar a influência dos primeiro e segundo estados excitados do ${}^8\text{Li}$ nas distribuições angulares de espalhamento elástico. Os valores de probabilidade de transição reduzida $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+)$ e os comprimentos de deformação nuclear δ , utilizados nesses cálculos, são discrepantes entre si. Os valores experimentais estão entre $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+) = (30 \text{ e } 55) \text{ e}^2\text{fm}^4$ [59, 60], e os valores teóricos estão entre $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+) = (1,52 \text{ e } 2,1) \text{ e}^2\text{fm}^4$ [56, 61]. A dificuldade em determinar $BE2$ experimentalmente está relacionada com o fato de que normalmente o feixe de ${}^8\text{Li}$ é produzido no *gs* e no *1st*; assim, para garantir que não haja contaminação do ${}^8\text{Li}$ que foi excitado, no alvo secundário, seria necessário realizar experimentos em coincidência entre o ${}^8\text{Li}$, que foi excitado, e o gama que ele emite, o que dificulta muito esse estudo.

No primeiro cálculo, foram considerados acoplamentos nucleares com potenciais de transição do tipo dupla convolução gerados utilizando a mesma metodologia apresentada na seção 5.1. Esse cálculo, porém, foi realizado considerando as densidades deformadas do projétil ${}^8\text{Li}$ [56] e as densidades *Hartree-Fock* para o estado fundamental dos alvos ${}^{58}\text{Ni}$ e ${}^{120}\text{Sn}$ obtidas da Ref. [57]. As normalizações, real e imaginária, dos potenciais foram fixadas em $N_R = 1,0$ e $N_I = 0,6$. O valor de $N_I=0,6$ tem sido utilizado com êxito em trabalhos da literatura [62, 63] como tentativa de levar em consideração canais de reação não considerados explicitamente.

A partir das densidades nucleares, é possível obter os parâmetros de deforma-

ção nuclear [64], de acordo com a equação abaixo:

$$\delta_{if}^\lambda = \langle I_f || \hat{\delta}_\lambda || I_i \rangle = \frac{\sqrt{2I_f + 1}}{\lambda + 2} \frac{\int \rho_{if}^\lambda(r) r^{\lambda+2} dr}{\int \rho_{Li}^0(r) r^{\lambda+2} dr}. \quad (5.1)$$

Para a deformação coulombiana, foi considerado o modelo de rotor, com $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+) = 1,52 \text{ e}^2\text{fm}^4$.

O segundo cálculo foi realizado utilizando o modelo de rotor para o potencial coulombiano, com $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+) = 55 \text{ e}^2\text{fm}^4$, e comprimento de deformação de $\delta = 1,75 \text{ fm}$ para o potencial nuclear. Este último cálculo foi realizado com a finalidade de fornecer um efeito superestimado dos acoplamentos no gs e da excitação do ^8Li presente nos dados de espalhamento elástico obtidos neste trabalho.

A Figura 5.13 apresenta um esquema com as transições consideradas nos cálculos de CC.

Figura 5.13: Transições consideradas nos cálculos de CC.

5.3.1 CC com deformações teóricas

A seguir, serão apresentados os cálculos de CC para os sistemas $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ e $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$ considerando o valor teórico de $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+) = 1,52 \text{ e}^2\text{fm}^4$. Para a parte nuclear, foram considerados potenciais de transição do tipo dupla convolução gerados com densidades deformadas do ^8Li . Os resultados obtidos estão apresentados nas Figuras 5.14 e 5.15. Como pode ser verificado na Figura 5.14, o efeito observado no canal elástico para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$ é insignificante, mesmo somando o $1st$ ao gs . Para o sistema $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$, é possível observar um efeito relevante na região do pico de Fresnel, porém apenas na energia de 21,7 MeV.

Figura 5.14: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$.

Os pontos são os dados experimentais, as curvas pontilhadas são os cálculos de MO, as curvas contínuas são os cálculos de CC para o estado fundamental (gs) do ${}^8\text{Li}$, e as curvas tracejadas são os cálculos de CC somando o gs e o primeiro estado excitado ($1st$) do ${}^8\text{Li}$.

Figura 5.15: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos são os dados experimentais, as curvas pontilhadas são os cálculos de MO, as curvas contínuas são os cálculos de CC para o estado fundamental (gs) do ${}^8\text{Li}$, e a curvas tracejadas são os cálculos de CC somando o gs e o primeiro estado excitado ($1st$) do ${}^8\text{Li}$.

5.3.2 CC com deformações experimentais

Nos cálculos que serão apresentados a seguir foi considerado $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+) = 55 \text{ e}^2\text{fm}^4$ para a contribuição coulombiana e o comprimento de deformação $\delta = 1,75 \text{ fm}$ para o potencial nuclear. O potencial *bare* será o potencial DF apresentado na seção 5.1. Nas figuras 5.16 e 5.17, são apresentadas as distribuições angulares comparadas com esses cálculos de CC.

Na figura 5.16, é possível notar um efeito considerável em ângulos superiores a 40 graus, porém insuficiente para explicar os dados. Na figura 5.17, os dados para a energia de 21,7 MeV estão bem descritos. Porém, nota-se que para os dados à $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV a seção de choque teórica está visivelmente superestimada na região do pico de Fresnel e subestimada na região de ângulos traseiros. Com esses resultados, é possível concluir que existem outros canais de reação desempenhando

Figura 5.16: Mesmo da figura 5.14.

Figura 5.17: Mesmo da figura 5.15.

um papel importante na dinâmica da colisão entre o projétil ^8Li e esses alvos. Nas figuras 5.18 e 5.19, são apresentadas as seções de choque referentes à excitação do ^8Li nos alvos de ^{58}Ni e ^{120}Sn .

Figura 5.18: Distribuições angulares de excitação do ^8Li em alvo de ^{58}Ni considerando $\delta=1,75 \text{ fm}$ e $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+)=55 \text{ e}^2\text{fm}^4$.

Figura 5.19: Distribuições angulares da excitação do ^8Li em alvo de ^{120}Sn considerando $\delta=1,75 \text{ fm}$ e $B(E2, 1^+ \rightarrow 2^+)=55 \text{ e}^2\text{fm}^4$.

5.4 Canais acoplados com discretização do contínuo

Para estudar a influência da quebra do núcleo de ^8Li no espalhamento elástico foram realizados cálculos de canais acoplados com discretização do contínuo (CDCC). O cálculo realizado utilizando esse formalismo fornece a influência da quebra do projétil no espalhamento elástico do ^8Li e, também, a produção de ^7Li referente ao processo de quebra elástica (EBU). Nesses cálculos, o núcleo de ^8Li foi descrito considerando a configuração ($^7\text{Li}_{gs}+n$), onde o nêutron de valência ocupa o estado $1p_{3/2}$. A energia de separação ($^8\text{Li} \rightarrow ^7\text{Li}+n$) é de $S_n=2,033$ MeV. Por simplicidade numérica, o spin do ^7Li foi desprezado.

A quebra do ^8Li foi descrita considerando excitações do nêutron de valência para estados do contínuo, que foram discretizados em intervalos de energia considerando os momentos $l=0,1,2,3$. Para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$, foi considerada a energia máxima de $\epsilon_{\text{max}}=9,3$ MeV; e para o sistema $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$, foi considerada a energia máxima de $\epsilon_{\text{max}}=7,2$ MeV. Esses valores de energias são suficientes para a total convergência dos cálculos.

Como descrito na seção 4.6, em tais cálculos são necessários os potenciais de interação caroço-Alvo, valência-Alvo e o potencial de ligação caroço-valência. Em particular, nos cálculos realizados neste trabalho, a partícula de valência é o nêutron (n), e o caroço é o ^7Li .

5.4.1 Cálculo de CDCC para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$

Para realizar os cálculos de CDCC para o sistema $^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$, foram considerados os seguintes potenciais:

- Potencial de interação $n+^{58}\text{Ni}$: obtido utilizando a sistemática de Koning-Delaroche [65].
- Potencial de interação $^7\text{Li}+^{58}\text{Ni}$: obtido de ajustes de dados da literatura apresentado no Apêndice A.

- Potencial de ligação $n-{}^7\text{Li}$: obtido das Refs. [66, 67], onde a profundidade foi ajustada para descrever a energia de ligação, *Binding Energy* (BE).

Os referidos cálculos foram realizados considerando as ondas com momentos s , p , d , f , e os resultados obtidos estão apresentados na Figura 5.20. Nota-se que o acoplamento com os canais discretizados no contínuo apresenta um efeito pequeno no espalhamento elástico, não descrevendo de forma satisfatória os dados. Isso indica que outros canais de reação podem ser importantes para descrever esse sistema.

Figura 5.20: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9$; 26,1; 28,7 e 30 MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CDCC e a linha tracejada representa o cálculo de CDCC sem acoplamento.

A Figura 5.21 apresenta a seção de choque de quebra para cada momento angular em função da energia de excitação, onde é possível verificar a convergência do cálculo.

Figura 5.21: Seção de choque de quebra $d\sigma/d\epsilon_x$ em função da energia de excitação ϵ_x obtida nos cálculos de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ em $E_{\text{lab}}=23,9; 26,1; 28,7$ e 30 MeV.

5.4.2 Cálculo de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$

Foram realizados cálculos de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ considerando os seguintes potenciais:

- Potencial de interação $n+{}^{120}\text{Sn}$: obtido utilizando a sistemática de Koning-Delaroche [65].

- Potencial de interação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$: obtido de ajustes de dados da literatura, apresentados no Apêndice B.
- Potencial de ligação $n-{}^7\text{Li}$: obtido das Refs. [66, 67], onde a profundidade do potencial foi ajustada para descrever a energia de ligação.

Esses cálculos foram realizados considerando as ondas s , p , d , f , e os resultados obtidos estão apresentados na Figura 5.22.

Figura 5.22: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CDCC e a linha tracejada representa o cálculo de CDCC sem acoplamentos.

Observando a região do pico de Fresnel, por volta de $\theta_{\text{cm}}=50^\circ$ para $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV, é possível verificar um forte efeito de atenuação que praticamente explica os dados nessa região. Por outro lado, o efeito deste cálculo na região de ângulos traseiros é muito pequeno, mostrando que o efeito da dissociação do projétil (breakup) não explica a subida observada em ângulos traseiros.

A Figura 5.23 apresenta a seção de choque de quebra para cada momento angular em função da energia de excitação, onde é possível verificar a boa convergência desses cálculos de CDCC.

Figura 5.23: Seção de choque de quebra ($d\sigma/d\epsilon_x$) em função da energia de excitação (ϵ_x) obtida nos cálculos de CDCC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV.

5.5 Cálculo de acoplamento de canais em reação

Como apresentado anteriormente, tanto a excitação, quanto a dissociação do projétil, não são suficientes para descrever os dados de espalhamento elástico de forma satisfatória na região de ângulos traseiros. A grande produção de ${}^7\text{Li}$, observada nos dados, pode ser indicação de que outros processos, além da dissociação elástica do projétil, podem estar contribuindo. O candidato natural é o processo de transferência de 1 n para estados ligados e não ligados do núcleo residual. Para estudar esse canal, foi realizado cálculos de CRC.

Nos cálculos de CRC foram considerados, para o núcleo ${}^8\text{Li}$, os seguintes estados: o estado fundamental ($J^\pi = 2^+$), o primeiro estado excitado ($J^\pi = 1^+$; 0,9808 MeV) e o estado ressonante ($J^\pi = 3^+$; 2,25 MeV), com os mesmo potenciais deformados descritos na subseção 5.3.1. Como foi discutido na referida subseção, o efeito dos estados excitados, no canal elástico, não é significativo, mas foram incluídos pensando em um cálculo mais completo para publicação. Os cálculos de CRC também fornecem as distribuições angulares teóricas de produção de ${}^7\text{Li}$.

5.5.1 Cálculo de CRC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$

Núcleos na região de massa intermediária ou pesada geralmente apresentam um grande número de estados excitados desde o estado fundamental até o primeiro limiar de emissão de partícula. A densidade de níveis aumenta com a energia de excitação na medida em que se aproxima do limiar, seguindo com ressonâncias acima do limiar (contínuo).

A energia de separação para o núcleo ${}^{59}\text{Ni}$ na configuração ${}^{58}\text{Ni}+n$ é $E_{\text{bu}}=8,999$ MeV. Realizar cálculos de CRC para sistemas envolvendo o núcleo de ${}^{59}\text{Ni}$ é uma tarefa muito complicada por dois motivos: (i) o referido núcleo possui muitos estados ligados e estados no contínuo, e (ii) existem poucas informações sobre os fatores espectroscópicos dos estados de tal núcleo, principalmente para os estados do contínuo. Devido a essas dificuldades, a inclusão de todos os estados do núcleo ${}^{59}\text{Ni}$ torna-se impraticável, tanto do ponto de vista físico quanto do ponto de vista computacional.

Diante disso, foi adotado um modelo que considera estados representativos em vez dos estados físicos do núcleo ${}^{59}\text{Ni}$. No mencionado modelo somente os estados mais importantes foram considerados nos cálculos e são apresentados na Tabela 5.2, juntamente com a energia de cada orbital. Essas informações foram obtidas do trabalho de *Iwamoto* [68], que mediu tanto a energia quanto os fatores espectroscópicos de cada estado representativo. Apesar disso, no presente trabalho em particular, foram considerados os valores dos fatores espectroscópicos iguais à unidade. Isso foi feito, pois a ideia principal foi incluir a intensidade de partícula-única para cada configuração nlj , sendo ligada ou não. Considerar os fatores espectroscópicos da Ref. [68] seria equivalente a considerar apenas os estados ligados, o que não é o objetivo desse cálculo.

No referido modelo, também foram considerados alguns estados discretizados no contínuo. Para cada configuração apresentada na Tabela 5.2, foram construídos quatro estados discretizados em energia para o contínuo considerando $\epsilon_{\text{max}}=6,0$ MeV. Ademais, foram incluídas outras duas configurações: (i) $d_{3/2}$ e $g_{7/2}$, onde foram considerados apenas os estados do contínuo.

Tabela 5.2: Estados representativos de partícula única do nêutron considerados nos cálculos de CRC para a reação $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$.

(nlj)	$\bar{E}_{nlj}$ (MeV)
$2p_{3/2}$	0,377
$1f_{5/2}$	0,653
$2p_{1/2}$	0,788
$1f_{7/2}$	2,314
$1g_{9/2}$	3,203
$2d_{5/2}$	5,088
$3s_{1/2}$	5,468

Foi considerada a possibilidade de remover 1n do núcleo ^8Li das configurações $1p_{1/2}$ ou $1p_{3/2}$ para $nlj = 3/2^-$, gerando um ^7Li no estado fundamental. Além disso, também considerou-se a possibilidade de remover 1n do núcleo ^8Li da configuração $1p_{3/2}$ com $nlj = 1/2^-$, gerando um ^7Li no primeiro estado excitado. As amplitudes espectroscópicas para os estados $J^\pi = 2^+$ e $J^\pi = 1^+$ do núcleo ^8Li foram obtidas da Ref. [67]; para o estado ressonante, $J^\pi = 3^+$ foi calculada conforme a Ref. [67]. Os valores utilizados estão apresentados na Tabela 5.3.

Tabela 5.3: Valores das amplitudes espectroscópicas para os *overlaps* $\langle ^8\text{Li} - ^7\text{Li} \rangle$

J^π	nlj	$J_{^7\text{Li}}^\pi$	CFP(^8Li)
2^+	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,943
	$3/2^-$	$1p_{1/2}$	0,471
	$1/2^-$	$1p_{3/2}$	-0,471
1^+	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,000
	$3/2^-$	$1p_{1/2}$	0,816
	$1/2^-$	$1p_{3/2}$	0,816
3^+	$3/2^-$	$1p_{3/2}$	0,632
	$3/2^-$	$1p_{1/2}$	0,000
	$1/2^-$	$1p_{3/2}$	0,000

Figura 5.24: Diagrama de níveis para a reação $^{58}\text{Ni}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})^{59}\text{Ni}$.

A Figura 5.24 é apresentado um diagrama de níveis para a reação de transferência de 1 n do projétil ^8Li para o núcleo de recuo ^{59}Ni . É importante ressaltar, como já discutido, que foi considerado a possibilidade de gerar o ^7Li no estado fundamental e no primeiro estado excitado, logo deve-se considerar uma duplicação dos níveis de $^7\text{Li} + ^{59}\text{Ni}$, apresentados na Figura 5.24.

No referido cálculo, também são necessários os potenciais de interação para os sistemas ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$, ${}^7\text{Li}+{}^{59}\text{Ni}$, $n+{}^{58}\text{Ni}$ e os potenciais de ligação para os sistemas $n-{}^7\text{Li}$ e $n-{}^{58}\text{Ni}$. Para sistema ${}^7\text{Li}+{}^{59}\text{Ni}$, foi considerado o potencial ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$, que pode ser visto no Apêndice A. Para o sistema $n+{}^{58}\text{Ni}$, foi considerada a sistemática de Koning-Delaroche [65]. Para os potenciais de ligação $n-{}^7\text{Li}$ e $n-{}^{58}\text{Ni}$, foram considerados potenciais do tipo Woods-Saxon, apresentados na Tabela 5.4, onde foi ajustada a profundidade para descrever a energia de ligação.

Tabela 5.4: Potenciais de ligação utilizados nos cálculos de CRC.

	V(MeV)	R(fm)	a(fm)	Rc(fm)	Referência
$n-{}^7\text{Li}$	BE	2.391	0.52	2.391	[66, 67]
$n-{}^{58}\text{Ni}$	BE	4.866	0.65	4.866	

As Figuras 5.25 e 5.26 apresentam os resultados obtidos para os cálculos de CRC realizados para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$. É possível notar que os cálculos descrevem bem os dados de espalhamento elástico e de produção de ${}^7\text{Li}$. Como já mencionado, foram considerados estados representativos e estados para o contínuo. Observou-se que a contribuição destes últimos é muito pequena quando comparada com a contribuição dos estados representativos considerados no cálculo (ver Tabela 5.2).

Figura 5.25: Distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ à $E_{\text{lab}}=23,9, 26,1, 28,7$ e 30 MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada representa o cálculo sem considerar os canais de reação (*bare*).

Figura 5.26: Distribuição angular de produção de ${}^7\text{Li}$ (pontos pretos) comparada com o cálculo de CRC (linha contínua) para o sistema ${}^8\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$.

Como já visto, os resultados obtidos com os cálculos de CDCC não reproduzem os dados de espalhamento elástico. Desse modo, pode-se concluir que o processo de transferência de $1n$ para os estados ligados do alvo desempenha um papel muito importante na dinâmica da reação. A Figura 5.27 apresenta a contribuição de cada momento angular na produção de partículas de ${}^7\text{Li}$.

Figura 5.27: Contribuição de cada momento angular para a seção de choque de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$.

5.5.2 Cálculo de CRC para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$

O núcleo de ${}^{121}\text{Sn}$ possui energia de ligação de $E_{\text{bu}} = 6,17$ MeV para a configuração ${}^{120}\text{Sn}+n$ e possui vários estados ligados e não ligados. Pelo mesmo motivo discutido nos cálculos de CRC para ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$, (ver subseção 5.5.1), considerar todos os estados físicos se torna impraticável. Por conta disso, aqui também foi considerado estados representativos. Os cálculos de CRC para, ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, segue a mesma metodologia apresentada para ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$.

Em tais cálculos, são necessários os potenciais de interação para os sistemas ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, ${}^7\text{Li}+{}^{121}\text{Sn}$ e $n+{}^{120}\text{Sn}$ e os potenciais de ligação para os sistemas $n-{}^7\text{Li}$ e $n-{}^{120}\text{Sn}$. Para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{121}\text{Sn}$, foi considerado o potencial ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, que

pode ser visto no Apêndice B. Para o sistema $n+^{120}\text{Sn}$ foi considerada a sistemática de Koning-Delaroche [65]. Para o potencial de ligação $n-^7\text{Li}$, foi considerado o potencial do tipo Woods-Saxon apresentado na Tabela 5.4; e, por fim, para o potencial de ligação $n-^{120}\text{Sn}$, foi considerado um potencial do tipo Woods-Saxon com $R=6,18$ fm, $a=0,65$ fm e a profundidade V foi ajustada para descrever a energia de ligação.

Os estados representativos considerados para o alvo ^{121}Sn foram obtidos da Ref. [69] e estão apresentados na Tabela 5.5. Também foi considerado o estado $2f_{5/2}$ com energia $\bar{E}_{nlj}=5,2102$ MeV calculada pelo Prof. *A. M. Moro* utilizando o código THOx de uso restrito. Todos os fatores espectroscópicos foram considerados iguais à unidade; além disso, foram considerados três estados no contínuo para cada configuração considerando $\epsilon_{max}=3$ MeV acima do limiar de quebra.

Tabela 5.5: Estados representativos de partícula única do nêutron considerados nos cálculos de CRC para a reação $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li},^7\text{Li})$.

(nlj)	$\bar{E}_{nlj}$ (MeV)
$2d_{3/2}$	0,000
$1h_{11/2}$	0,008
$3s_{1/2}$	0,207
$1g_{7/2}$	0,994
$2d_{5/2}$	1,175
$2f_{7/2}$	2,880
$3p_{3/2}$	3,759

As figuras 5.28 e 5.29 apresentam os resultados obtidos para os cálculos de CRC realizados para o sistema $^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$. É possível notar o bom acordo do cálculo com os dados de espalhamento elástico e de produção de partículas de ^7Li . Foi observado uma contribuição muito pequena dos estados criados para o contínuo. Na Figura 5.30 são apresentadas as contribuições de cada momento angular para a produção de partículas de ^7Li .

Apesar do bom acordo com os dados é importante ressaltar fatos relevantes referentes ao núcleo de ^{121}Sn . Não foram considerados estados físicos nos cálculos

Figura 5.28: Distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV. Os pontos pretos são os dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada representa o cálculo sem considerar os canais de reação (*bare*).

Figura 5.29: Distribuição angular de produção de ${}^7\text{Li}$ (pontos pretos) comparada com o cálculo de CRC (linha contínua) para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.

de CRC, porém as propriedades dos estados representativos são determinadas pelos

Figura 5.30: Contribuição de cada momento angular para a seção de choque de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ à $E_{\text{lab}}=25,8$ MeV.

estados físicos e. Ademais, para estados muito acima da energia de Fermi, a regra de soma dos fatores espectroscópicos fornece $SF \approx 1$. Por esse motivo, os valores dos fatores espectroscópicos para os estados do núcleo de ${}^{59}\text{Ni}$ foram considerados como $SF=1$. No caso do núcleo ${}^{121}\text{Sn}$, não é muito justificável usar $SF=1$, pois, para estados com energias próximas ou abaixo da energia de Fermi, a regra de soma dos fatores espectroscópicos normalmente fornece $SF < 1$, sendo esse o caso do ${}^{121}\text{Sn}$. Nos cálculos apresentados neste trabalho, foi considerado $SF=1$, pois os resultados utilizando esse valor mostraram um bom acordo com os dados de espalhamento elástico de ${}^8\text{Li}$, inclusive com os dados de produção de partículas ${}^7\text{Li}$. Além disso, como será discutido mais adiante, esse último resultado está em ótimo acordo com os obtidos utilizando o método de IAV para produção de ${}^7\text{Li}$, o que fornece confiabilidade nos resultados de CRC obtidos com $SF=1$. Por outro lado, talvez seja possível reproduzir os dados realizando um cálculo considerando os fatores espectroscópicos para os estados representativos da Ref. [69] e incluindo

os estados ressonantes apresentados na Ref. [70]. Esses cálculos serão realizados futuramente para uma possível publicação dos dados.

5.6 Método de Ichimura-Austern-Vincent

Como discutido na seção 4.8, o método de IAV é aplicado para estudar reações inclusivas do tipo $a + A = b + B^*$. Neste trabalho, em particular, esse formalismo foi utilizado para estudar a produção de partículas de ${}^7\text{Li}$. Os ingredientes básicos desses cálculos são os potenciais ópticos que descrevem a interação entre os núcleos envolvidos na reação e, principalmente, o potencial óptico de interação entre a partícula transferida e o alvo.

Nesses cálculos, foi considerada a possibilidade de produzir o núcleo de ${}^7\text{Li}$ no estado fundamental e no primeiro estado excitado, utilizando as amplitudes espectroscópicas apresentadas na Tabela 5.3 para $J^\pi = 2^+$.

5.6.1 Cálculos de IAV para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$

Para realizar os cálculos utilizando o formalismo de IAV, foram considerados os seguintes potenciais:

- ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$: potencial ajustado aos dados, apresentado na subseção 5.2.2;
- ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$: potencial apresentado no apêndice A;
- ${}^7\text{Li}+{}^{59}\text{Ni}$: potencial para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$;
- $n+{}^{58}\text{Ni}$: potencial obtido da sistemática de Koning-Delaroche [65];
- $n-{}^7\text{Li}$: potencial de ligação das Refs. [66, 67].

O potencial ${}^7\text{Li}+{}^{59}\text{Ni}$ é utilizado para obter a função de onda χ_b , que foi apresentada na seção 4.8. A Figura 5.31 apresenta a distribuição angular de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ juntamente com o resultado dos cálculos obtido utilizando o formalismo de IAV para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$.

Figura 5.31: Distribuição angular de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha tracejada representa o cálculo de IAV (NEB), a linha pontilhada representa o cálculo de CDCC (EBU) e a linha contínua corresponde a soma dos cálculos de IAV e CDCC (NEB+EBU).

A Figura 5.32 apresenta a seção de choque duplamente diferencial de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do Q da reação (eixo inferior) e em função da energia de excitação (eixo superior). Os resultados dos cálculos de IAV para o NEB e dos cálculos de CDCC para o EBU também são apresentados.

Figura 5.32: Seção de choque duplamente diferencial de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do Q da reação (eixo inferior) e em função da energia de excitação (eixo superior). Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha tracejada representa o cálculo de IAV (NEB), a linha pontilhada representa o cálculo de CDCC (EBU) e a linha contínua corresponde a soma dos cálculos de IVA e CDCC (NEB+EBU).

5.6.2 Cálculo de IAV para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$

Para a realização desse cálculo, foram considerados os seguintes potenciais:

- ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$: potencial obtido do modelo óptico, apresentado na subseção 5.2.2;
- ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$: potencial apresentado no apêndice B;
- ${}^7\text{Li}+{}^{121}\text{Sn}$: potencial para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ (ver apêndice B);

- $n+^{120}\text{Sn}$: potencial obtido da sistemática de Koning-Delaroche [65];
- $n-^7\text{Li}$: potencial de ligação obtido das Refs. [66, 67].

Como discutido nos cálculos de IAV para o alvo de ^{58}Ni , o potencial $^7\text{Li}+^{121}\text{Sn}$ é utilizado para obter a função de onda χ_b . A Figura 5.33 apresenta a distribuição angular de produção de partículas de ^7Li comparada com os cálculos obtidos utilizando o método de IAV (NEB) e utilizando o formalismo de CDCC (EBU).

Figura 5.33: Distribuição angular de produção de partículas de ^7Li para a reação $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha tracejada representa o cálculo de IAV (NEB), a linha pontilhada representa o cálculo de CDCC (EBU) e a linha contínua corresponde a soma IAV + CDCC (NEB+EBU).

A Figura 5.34 apresenta a seção de choque duplamente diferencial em função da energia para a reação $^{120}\text{Sn}(^8\text{Li}, ^7\text{Li})$. Foram somadas as distribuições em energia para os ângulos de maior estatística.

Figura 5.34: Seção de choque duplamente diferencial em função da energia para a produção de ${}^7\text{Li}$ relativa à reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do Q da reação. Os pontos representam os dados, a linha tracejada o cálculo de IAV(NEB), a linha pontilhada o cálculo de CDCC(EBU) e a linha contínua corresponde à soma (NEB+EBU).

5.7 Comparação dos cálculos CRC-(IAV+CDCC)

Os resultados obtidos para os cálculos realizados utilizando o formalismo de CRC e utilizando o formalismo de IAV somado ao resultado do cálculo com o formalismo de CDCC (NEB+EBU), fornecem um bom acordo com a distribuição angular de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ provenientes das reações ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ e ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$.

O método IVA+CDCC não depende de informações dos estados do alvo e do projétil. Todas as informações são calculadas utilizando os potenciais de interação e os potenciais ligação entre as partículas participantes da reação. Trata-se de uma grande vantagem, pois tanto os estados ligados quanto os estados do contínuo

são pouco conhecidos, conforme já discutido. Além disso, o método IVA+CDCC fornece a distribuição em energia das partículas de ${}^7\text{Li}$.

A Figura 5.35 apresenta a comparação entre os cálculos das distribuições angulares de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$, obtidos para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ utilizando os dois métodos abordados neste trabalho: formalismo de CRC e o formalismo de IAV+CDCC.

Figura 5.35: Seção de choque duplamente diferencial de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do ângulo. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada corresponde à soma dos cálculos de IVA e CDCC (NEB+EBU).

A Figura 5.36 apresenta a comparação entre os cálculos de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$ obtidos para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ utilizando os formalismos de CRC e IAV+CDCC.

Figura 5.36: Seção de choque duplamente diferencial de produção de ${}^7\text{Li}$ para a reação ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ em função do ângulo. Os pontos pretos correspondem aos dados, a linha contínua representa o cálculo de CRC e a linha tracejada corresponde à soma dos cálculos de IVA e CDC(NEB+EBU).

É possível notar a compatibilidade entre os cálculos realizados utilizando os formalismos de CRC e IAV+CDCC, o que corrobora com a escolha feita para o fator espectroscópico ($SF=1$), além de fornecer confiabilidade aos resultados obtidos.

Conclusões

Neste trabalho, foram realizadas medidas para os sistemas ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$, ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ e ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ utilizando a facilidade RIBRAS, em conjunto com o acelerador Pelletron do IFUSP. Foram obtidas distribuições angulares do espalhamento elástico para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ nas energias de $E_{\text{lab}}=23,9$; $26,1$; $28,7$ e $30,0$ MeV, para o sistema ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ nas energias de $E_{\text{lab}}=21,7$ e $25,8$ MeV e para ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$ na energia de $E_{\text{lab}}=23,7$ MeV. As distribuições angulares apresentam comportamento típico do espalhamento de íons carregados em energias próximas à barreira coulombiana, com a razão $\sigma/\sigma_{\text{Ruth}} \approx 1$ para ângulos dianteiros e uma subsequente queda exponencial para ângulos traseiros.

Nos experimentos, foi observada a produção de núcleos de ${}^7\text{Li}$ e foram medidas as distribuições angulares e de energia do ${}^7\text{Li}$ vindas das reações ${}^{58}\text{Ni}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$ e ${}^{120}\text{Sn}({}^8\text{Li}, {}^7\text{Li})$. As distribuições angulares de ${}^7\text{Li}$ apresentam a forma de “sino”, centradas em ângulos próximos do ângulo de colisão rasante (*grazing*), indicando que eles provêm de um processo periférico. As distribuições de energia do ${}^7\text{Li}$ são compatíveis com a formação do núcleo de recuo (alvo+nêutron) em estados excitados distribuídos em uma faixa larga de energias de excitação centrada em torno do Q-ótimo da reação de transferência de nêutron. A distribuição de estados excitados do núcleo de recuo envolve tanto estados ligados (abaixo do limiar de $1n$) como estados do contínuo (acima do limiar $1n$), e essa característica pode ser tanto de reações de quebra do ${}^8\text{Li}$ em ${}^7\text{Li}+n$ como reações de transferência de $1n$ do ${}^8\text{Li}$ para estados excitados do núcleo residual.

As distribuições angulares de espalhamento elástico ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ e ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ foram analisadas inicialmente por cálculos de modelo óptico, com potenciais globais

do ${}^6,{}^7\text{Li}$. Os resultados são razoáveis, mas superestimam a seção de choque em ângulos dianteiros e, em ângulos traseiros, os dados apresentam uma subida da seção de choque em relação ao cálculo de MO que é difícil de explicar com potenciais de volume padrão. A introdução ad-hoc de um termo de superfície tipo derivada de Woods-Saxon no potencial produz o comportamento observado, indicando que processos periféricos podem ser responsáveis pela subida na seção de choque observada.

Foram realizados cálculos de canais acoplados para verificar a influência dos primeiros estados excitados do núcleo de ${}^8\text{Li}$ na distribuição angular do espalhamento elástico. Nesses cálculos, foram considerados os seguintes estados: gs , $1st$ e o estado ressonante $2st$ do projétil ${}^8\text{Li}$. Os resultados mostram que, nem o acoplamento desses estados nem uma possível contaminação do ${}^8\text{Li}(1^+; 0.98\text{MeV})$ são capazes de reproduzir os dados. Em seguida, foram realizados cálculos de dissociação do projétil (CDCC) com o objetivo de verificar sua influência no espalhamento elástico. Os resultados mostram que o acoplamento com os canais de quebra também não é suficiente para reproduzir os dados.

O próximo passo foi realizar cálculos de canais acoplados (CRC) considerando o acoplamento do espalhamento elástico com o canal de transferência de 1 nêutron. Os resultados desses cálculos reproduzem, de forma satisfatória e simultânea, o espalhamento elástico e as distribuições angulares de ${}^7\text{Li}$.

Também foram realizados cálculos utilizando o formalismo Ichimura-Austern-Vincent (IAV) para obter as seções de choque duplamente diferenciais em função da energia e do ângulo sólido. Esses cálculos fornecem a contribuição do quebra não elástico (NEB) na produção de partículas de ${}^7\text{Li}$, enquanto que os cálculos utilizando o formalismo de CDCC fornecem a contribuição da quebra elástica (EBU). Para realizar esses cálculos são necessários potenciais ópticos para descrever os estados ligados e não ligados do nêutron transferido no núcleo alvo. A soma entre o resultado obtido para a contribuição (NEB) e o resultado obtido para a contribuição (EBU) descreve, de forma satisfatória, os dados de produção de partículas de ${}^7\text{Li}$, sendo compatível com os cálculos obtidos com o formalismo de CRC.

O acordo entre os cálculos de CRC e IAV com os dados indica que a transfe-

rência de 1 nêutron do projétil ^8Li para o núcleo residual é o principal mecanismo de reação envolvido nos sistemas estudados.

BIBLIOGRAFIA

- [1] E. Rutherford, LXXIX. The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom, The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science 21 (125) (1911) 669–688. doi:[10.1080/14786440508637080](https://doi.org/10.1080/14786440508637080).
- [2] E. Rutherford, Collision of a Particle with Light Atom. IV. An Annomalous Effect in Nitrogen., Philos. Mag. 37 (1919) 581.
- [3] J. Chadwick, Possible Existence of a Neutron, Nature 129 (1932) 312. doi:[10.1038/129312a0](https://doi.org/10.1038/129312a0).
- [4] M. Thoennessen, Reaching the limits of nuclear stability, Rep. Prog. Phys. 67 (2004) 1187–1232. doi:[10.1088/0034-4885/67/7/R04](https://doi.org/10.1088/0034-4885/67/7/R04).
- [5] M. Pfützner, M. Karny, Radioactive decays at limits of nuclear stabilit, REVIEWS OF MODERN PHYSICS 84 (2012) 567–619. doi:[10.1103/RevModPhys.84.567](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.84.567).
- [6] National Nuclear Data Center, <https://www.nndc.bnl.gov/>, acessado: 17 de agosto de (2020).
- [7] B. A. Brown, Lectures Notes in Nuclear Structure Physics, <http://nuclear.fis.ucm.es/PDFN/documentos/Estructura-Nuclear-2010-2011/>, [Online; accessed 19-April-2021] (November 2005).
- [8] I. Tanihata, H. Savajols, R. Kanungo, Recent experimental progress in nuclear halo structure studies, Progress in Particle and Nuclear Physics 68 (2013) 215–313. doi:<https://doi.org/10.1016/j.pnpnp.2012.07.001>.

- [9] L. D. Faddeev, Scattering theory for a three-particle system, SOVIET PHYSICS JETP 12 (1961) 1014–1019.
- [10] A. Lépine-Szily, R. Lichtenthaler, V. Guimarães, The Radioactive Ion Beams in Brazil (RIBRAS) facility, Eur. Phys. J. A. 50 (2014) 128. [doi:10.1140/epja/i2014-14128-4](https://doi.org/10.1140/epja/i2014-14128-4).
- [11] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, C. Perego, V. Placco, O. C. Jr., R. Denke, P. N. de Faria, E. A. Benjamim, N. Added, G. F. Lima, M. S. Hussein, J. Kolata, A. Arazi, Radioactive Ion Beams in Brazil (RIBRAS), Eur. Phys. J. A. 25 (2005) 733–736. [doi:10.1007/3-540-37642-9_201](https://doi.org/10.1007/3-540-37642-9_201).
- [12] R. Lichtenthäler, M. A. G. Alvarez, A. Lépine-Szily, S. Appannababu, K. C. C. Pires, U. U. da Silva, V. Scarduelli, R. P. Condori, N. Deshmukh, RIBRAS: The Facility for Exotic Nuclei in Brazil, Few-Body Systems 57 (2016) 157–163. [doi:10.1007/s00601-015-1039-z](https://doi.org/10.1007/s00601-015-1039-z).
- [13] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi, Measurements of interaction cross sections and nuclear radii in the light p -shell region, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2676–2679. [doi:10.1103/PhysRevLett.55.2676](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.55.2676).
- [14] T. Kobayashi, O. Yamakawa, K. Omata, K. Sugimoto, T. Shimoda, N. Takahashi, I. Tanihata, Projectile fragmentation of the extremely neutron-rich nucleus ^{11}Li at 0.79 GeV/nucleon, Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 2599–2602. [doi:10.1103/PhysRevLett.60.2599](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.60.2599).
- [15] N. A. Orr, N. Anantaraman, S. M. Austin, C. A. Bertulani, K. Hanold, J. H. Kelley, D. J. Morrissey, B. M. Sherrill, G. A. Souliotis, M. Thoennessen, J. S. Winfield, J. A. Winger, Momentum distributions of ^9Li fragments following the breakup of ^{11}Li , Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2050–2053. [doi:10.1103/PhysRevLett.69.2050](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.69.2050).

- [16] T. Nakamura, Y. Kondo, Neutron halo and breakup reactions, in: *Clusters in Nuclei*, Lecture Notes in Physics 848, Springer, 2012, p. 67. doi:[10.1007/978-3-642-24707-1_2](https://doi.org/10.1007/978-3-642-24707-1_2).
- [17] P. N. de Faria, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, A. M. Moro, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, D. R. Mendes jr., A. Arazi, M. Rodríguez-Gallardo, A. Barioni, V. Morcelle, M. C. Morais, O. Camargo, J. Alcantara Nuñez, M. Assunção, Elastic scattering and total reaction cross section of ${}^6\text{He} + {}^{120}\text{Sn}$, *Phys. Rev. C* 81 (2010) 044605. doi:[10.1103/PhysRevC.81.044605](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.81.044605).
- [18] P. N. de Faria, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, A. M. Moro, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, D. R. Mendes Jr, A. Arazi, A. Barioni, V. Morcelle, M. C. Morais, α -particle production in ${}^6\text{He} + {}^{120}\text{Sn}$ collisions, *Phys. Rev. C* 82 (3) (2010) 034602. doi:[10.1103/PhysRevC.82.034602](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.034602).
- [19] 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, M. C. Morais, Comparison of ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ and ${}^{120}\text{Sn}(\alpha, \alpha){}^{120}\text{Sn}$ elastic scattering and signatures of the ${}^6\text{He}$ neutron halo in the optical potential, *Phys. Rev. C* 82 (2010) 044606. doi:[10.1103/PhysRevC.82.044606](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.044606).
- [20] K. C. C. Pires, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, P. N. de Faria, A. Barioni, D. R. Mendes Junior, V. Morcelle, R. Pampa Condori, M. C. Morais, J. C. Zamora, E. Crema, A. M. Moro, M. Rodríguez-Gallardo, M. Assunção, J. M. B. Shorto, S. Mukherjee, Experimental study of ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ elastic scattering at low energies, *Phys. Rev. C* 83 (2011) 064603. doi:[10.1103/PhysRevC.83.064603](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.064603).
- [21] K. C. C. Pires, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Morcelle, Total reaction cross section for the ${}^6\text{He} + {}^9\text{Be}$ system, *Phys. Rev. C* 90 (2014) 027605. doi:[10.1103/PhysRevC.90.027605](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.027605).
- [22] K. C. C. Pires, S. Appannababu, R. Lichtenthäler, O. C. B. Santos, New method to calculate the nuclear radius from low energy fusion and total reac-

- tion cross sections, Phys. Rev. C 98 (2018) 014614. [doi:10.1103/PhysRevC.98.014614](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.014614).
- [23] V. Morcelle, R. Lichtenthäler, R. Linares, M. C. Morais, V. Guimarães, A. Lépine-Szily, P. R. S. Gomes, J. Lubian, D. R. Mendes Junior, P. N. De Faria, A. Barioni, L. R. Gasques, J. M. B. Shorto, K. C. C. Pires, J. C. Zamora, R. P. Condori, V. Scarduelli, J. J. Kolata, H. Amro, F. D. Becchetti, H. Jiang, E. F. Aguilera, D. Lizcano, E. Martinez-Quiroz, H. Garcia, Elastic scattering and total reaction cross section for the $^7\text{Be} + ^{27}\text{Al}$ system at near-barrier energies, Phys. Rev. C 89 (2014) 044611. [doi:10.1103/PhysRevC.89.044611](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.89.044611).
- [24] V. Morcelle, K. C. C. Pires, M. Rodríguez-Gallardo, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, P. N. Faria, D. R. Mendes Junior, A. M. Moro, L. R. Gasques, E. Leistenschneider, R. Pampa Condori, V. Scarduelli, M. C. Morais, A. Barioni, J. C. Zamora, J. M. B. Shorto, Four-body effects in the $^6\text{He} + ^{58}\text{Ni}$ scattering, Phys. Lett. B 732 (2014) 228. [doi:10.1016/j.physletb.2014.03.043](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2014.03.043).
- [25] V. Morcelle, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, K. C. C. Pires, J. Lubian, D. R. Mendes Junior, P. N. de Faria, J. J. Kolata, F. D. Becchetti, H. Jiang, E. F. Aguilera, D. Lizcano, E. Martinez-Quiroz, H. Garcia, $^8\text{B} + ^{27}\text{Al}$ scattering at low energies, Phys. Rev. C 95 (2017) 014615. [doi:10.1103/PhysRevC.95.014615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.014615).
- [26] E. Benjamim, A. Lépine-Szily, D. Mendes Junior, R. Lichtenthäler, V. Guimarães, P. Gomes, L. Chamon, M. Hussein, A. Moro, A. Arazi, I. Padron, J. Alcantara Nuñez, M. Assunção, A. Barioni, O. Camargo, R. Denke, P. de Faria, K. Pires, Elastic scattering and total reaction cross section for the $^6\text{He} + ^{27}\text{Al}$ system, Physics Letters B 647 (1) (2007) 30 – 35. [doi:10.1016/j.physletb.2007.01.048](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2007.01.048).
- [27] S. Appannababu, R. Lichtenthäler, M. A. G. Alvarez, M. Rodríguez-Gallardo, A. Lépine-Szily, K. C. C. Pires, O. C. B. Santos, U. U. Silva, P. N. de Faria, V. Guimarães, E. O. N. Zevallos, V. Scarduelli, M. Assunção, J. M. B. Shorto,

- A. Barioni, J. Alcántara-Núñez, V. Morcelle, Two-neutron transfer in the ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$ reaction, *Phys. Rev. C* 99 (2019) 014601. [doi:10.1103/PhysRevC.99.014601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.014601).
- [28] S. K. Das, T. Fukuda, Y. Mizoi, H. Ishiyama, H. Miyatake, Y. X. Watanabe, Y. Hirayama, S. C. Jeong, H. Ikezoe, M. Matsuda, K. Nishio, T. Hashimoto, New measurement of the ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ reaction in a lower-energy region below the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* 95 (2017) 055805. [doi:10.1103/PhysRevC.95.055805](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.055805).
- [29] Acelerador Pelletron, <http://www.pelletron.com> (Acessado: 17 de agosto de 2020).
- [30] O. Sala, G. Spalek, The nuclear structure facility at the University of São Paulo, *Nuclear Instruments and Methods* 122 (1974) 213 – 225. [doi:10.1016/0029-554X\(74\)90484-4](https://doi.org/10.1016/0029-554X(74)90484-4).
- [31] Acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo, <http://portal.if.usp.br/fnc/pt-br/acelerador-pelletron> (Acessado: 17 de agosto de 2020).
- [32] P. N. Faria, Estudo do espalhamento elástico e reações de feixes secundários de núcleos exóticos, Ph.D. thesis, Universidade de São Paulo (2008).
- [33] D. R. M. Jr., Estudo da reação ${}^8\text{Li}(p, \alpha){}^5\text{He}$ com feixe radioativo de ${}^8\text{Li}$, Ph.D. thesis, Universidade de São Paulo (2009).
- [34] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 3rd ed. John Wiley & Sons, Inc., 1999.
- [35] R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiment*, Springer-Verlag, 1992.
- [36] M. Y. Lee, A dual superconducting solenoid ion-optical system for the production and study of low-energy radioactive nuclear beam reactions (2002).
- [37] G. R. Satchler, *Introduction to Nuclear Reactions*, Oxford University Press, 1990.

- [38] R. Lichtenthäler, Código de correção angular RIBRAS, Não publicado.
- [39] D. Brink, Kinematical effects in heavy-ion reactions, *Physics Letters B* 40 (1) (1972) 37–40. [doi:10.1016/0370-2693\(72\)90274-2](https://doi.org/10.1016/0370-2693(72)90274-2).
- [40] P. Fröbrich, R. Lipperheide, *Theory of Nuclear Reaction*, Oxford University Press, 1996.
- [41] H. Feshbach, C. E. Porter, V. F. Weisskopf, Model for Nuclear Reactions with Neutrons, *Phys. Rev.* 96 (1954) 448–464. [doi:10.1103/PhysRev.96.448](https://doi.org/10.1103/PhysRev.96.448).
- [42] R. D. Woods, D. S. Saxon, Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering, *Phys. Rev.* 95 (1954) 577–578. [doi:10.1103/PhysRev.95.577](https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.577).
- [43] I. J. Thompson, Coupled reaction channels calculations in nuclear physics, *Comput. Phys. Rep* 7 (1988) 167. [doi:10.1016/0167-7977\(88\)90005-6](https://doi.org/10.1016/0167-7977(88)90005-6).
- [44] S. Yoshida, The Inelastic Scattering of Nucleons by the Surface Interaction, *Proceedings of the Physical Society. Section A* 69 (9) (1956) 668–685. [doi:10.1088/0370-1298/69/9/303](https://doi.org/10.1088/0370-1298/69/9/303).
- [45] B. Margolis, E. S. Troubetzkoy, Low-Energy Neutron Scattering by a Spheroidal Complex Potential, *Phys. Rev.* 106 (1957) 105–109. [doi:10.1103/PhysRev.106.105](https://doi.org/10.1103/PhysRev.106.105).
- [46] D. M. Chase, L. Wilets, A. R. Edmonds, Rotational-Optical Model for Scattering of Neutrons, *Phys. Rev.* 110 (1958) 1080–1092. [doi:10.1103/PhysRev.110.1080](https://doi.org/10.1103/PhysRev.110.1080).
- [47] A. M. Moro, Models for nuclear reactions with weakly bound system, *Proceedings of the international School of Physics Enrico Fermi, Società Italiana di Fisica* (2019). [doi:10.3254/978-1-61499-957-7-129](https://doi.org/10.3254/978-1-61499-957-7-129).
- [48] M. Ichimura, N. Austern, C. M. Vincent, Approximate sum rules for inclusive breakup reactions, *Phys. Rev. C* 37 (1988) 2264–2265. [doi:10.1103/PhysRevC.37.2264](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.37.2264).

- [49] J. Lei, A. M. Moro, Reexamining closed-form formulae for inclusive breakup: Application to deuteron- and ${}^6\text{Li}$ -induced reactions, *Phys. Rev. C* 92 (2015) 044616. doi:10.1103/PhysRevC.92.044616.
- [50] M. Hussein, T. Frederico, R. Mastroleo, Faddeev and dwba description of inclusive break-up and incomplete fusion reactions, *Nuclear Physics A* 511 (2) (1990) 269–278. doi:10.1016/0375-9474(90)90159-J.
- [51] T. Frederico, R. C. Mastroleo, B. V. Carlsson, M. S. Hussein, Ambiguity in the three-body description of inclusive breakup reactions, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 17 (1991) L139–L142. doi:10.1088/0954-3899/17/8/004.
- [52] M. Hussein, B. Carlson, T. Frederico, T. Tarutina, Three-body model for the complete fusion of a two-cluster composite projectile with a heavy target, *Nuclear Physics A* 738 (2004) 367–371. doi:10.1016/j.nuclphysa.2004.04.063.
- [53] S. R. Cotanch, Coupled channels optical theorem and non-elastic cross section sum rule, *Nuclear Physics A* 842 (1) (2010) 48 – 58. doi:10.1016/j.nuclphysa.2010.04.011.
- [54] J. Cook, Global optical-model potentials for the elastic scattering of ${}^6,7\text{Li}$ projectiles, *Nucl. Phys. A* 388 (1982) 153 – 172. doi:10.1016/0375-9474(82)90513-9.
- [55] J. Cook, DFPOT - A program for the calculation of double folded potentials, *Computer Physics Communications* 25 (1982) 125–139. doi:10.1016/0010-4655(82)90029-7.
- [56] P. Descouvemont, E. C. Pinilla, Microscopic Description of ${}^8\text{Li}$ +Nucleus and of ${}^8\text{B}$ +Nucleus Scattering, *Few-Body Systems* 60 (2019) 11. doi:10.1007/s00601-018-1476-6.
- [57] International Atomic Energy Agency, Nuclear Data Services, Nuclear Matter Density, <https://www-nds.iaea.org/> (Acessado: 18 de dezembro de 2019).

- [58] B. A. Brown, New Skyrme interaction for normal and exotic nuclei, *Physical Review C* 58 (1998) 220. [doi:10.1103/PhysRevC.58.220](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.58.220).
- [59] 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, R. E. Warner, Elastic and inelastic scattering of ^8Li from ^{12}C , *Phys. Rev. C* 43 (1991) 2346–2352. [doi:10.1103/PhysRevC.43.2346](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.43.2346).
- [60] J. A. Brown, F. D. Becchetti, J. W. Jänecke, K. Ashktorab, D. A. Roberts, J. J. Kolata, R. J. Smith, K. Lamkin, R. E. Warner, Coulomb excitation of ^8Li , *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 2452–2455. [doi:10.1103/PhysRevLett.66.2452](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.66.2452).
- [61] P. Descouvemont, D. Baye, Quadrupole excitation of ^8Li in a microscopic three-cluster model, *Physics Letters B* 292 (3) (1992) 235 – 238. [doi:10.1016/0370-2693\(92\)91167-8](https://doi.org/10.1016/0370-2693(92)91167-8).
- [62] D. Pereira, J. Lubian, J. R. B. Oliveira, D. P. de Sousa, L. C. Chamon, An imaginary potential with universal normalization for dissipative processes in heavy-ion reactions, *Physics Letters B* 670 (4) (2009) 330 – 335. [doi:10.1016/j.physletb.2008.10.066](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2008.10.066).
- [63] U. Umbelino, K. C. C. Pires, R. Lichtenthäler, V. Scarduelli, G. A. Scotton, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, J. Lubian, B. Paes, J. L. Ferreira, M. A. G. Alvarez, J. M. B. Shorto, S. Appannababu, M. Assunção, R. P. Condori, V. Morcelle, Two-neutron transfer in $^7\text{Be}+^9\text{Be}$ collisions, *Phys. Rev. C* 99 (2019) 064617. [doi:10.1103/PhysRevC.99.064617](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.99.064617).
- [64] E. Tengborn, A. M. Moro, T. Nilsson, M. Alcorta, M. J. G. Borge, J. Cederkäll, C. Diget, L. M. Fraile, H. O. U. Fynbo, J. Gomez-Camacho, H. B. Jeppesen, H. T. Johansson, B. Jonson, O. S. Kirsebom, H. H. Knudsen, M. Madurga, G. Nyman, A. Richter, K. Riisager, G. Schrieder, O. Tengblad, N. Timofeyuk, M. Turrion, D. Voulot, F. Wenander, The $^8\text{Li} + ^2\text{H}$ reaction studied in inverse kinematics at 3.15 MeV/nucleon using the REX-ISOLDE post-accelerator, *Phys. Rev. C* 84 (2011) 064616. [doi:10.1103/PhysRevC.84.064616](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.064616).

- [65] A. J. Koning, J. P. Delaroche, Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV, Nucl. Phys. A 713 (3-4) (2003) 231–310. [doi:10.1016/S0375-9474\(02\)01321-0](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(02)01321-0).
- [66] H. Esbensen, G. Bertsch, Effects of E2 transitions in the Coulomb dissociation of ^8B , Nuclear Physics A 600 (1) (1996) 37 – 62. [doi:10.1016/0375-9474\(96\)00006-1](https://doi.org/10.1016/0375-9474(96)00006-1).
- [67] A. M. Moro, R. Crespo, H. García-Martínez, E. F. Aguilera, E. Martínez-Quiroz, J. Gómez-Camacho, F. M. Nunes, Reaction mechanisms in the scattering of ^8Li on ^{208}Pb around the Coulomb barrier, Phys. Rev. C 68 (2003) 034614. [doi:10.1103/PhysRevC.68.034614](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.68.034614).
- [68] O. Iwamoto, A. Nohtomi, Y. Uozumi, T. Sakae, M. Matoba, M. Nakano, T. Maki, N. Koori, Single-particle states in ^{59}Ni with $^{58}\text{Ni}(d, p)^{59}\text{Ni}$ reaction at 56 MeV and neutron-bound-state complex potentials, Nucl. Phys. A 576 (1994) 387 – 408. [doi:10.1016/0375-9474\(94\)90250-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(94)90250-X).
- [69] M. J. Bechara, O. Dietzsch, States in ^{121}Sn from the $^{120}\text{Sn}(d, p)^{121}\text{Sn}$ reaction at 17 MeV, Phys. Rev. C 12 (1975) 90–101. [doi:10.1103/PhysRevC.12.90](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.12.90).
- [70] R. F. Carlton, S. Raman, J. A. Harvey, G. G. Slaughter, Neutron transmission and capture gamma-ray measurements of $^{120}\text{Sn} + n$, Phys. Rev. C 14 (1976) 1439–1450. [doi:10.1103/PhysRevC.14.1439](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.14.1439).
- [71] P. Amador-Valenzuela, E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, D. Lizcano, J. C. Morales-Rivera, Measurements of angular distributions for ^7Li elastically scattered from ^{58}Ni at energies around the Coulomb barrier, J. Phys. Conf. Ser 876 (2017) 012002. [doi:10.1088/1742-6596/876/1/012002](https://doi.org/10.1088/1742-6596/876/1/012002).
- [72] D. Gupta, C. Samanta, R. Kanungo, M. K. Sharan, S. Kailas, A. Chatterjee, K. Mahata, A. Shrivastava, Measurement of 42 MeV ^7Li projectile breakup on ^{58}Ni target beyond grazing incidence, Nuclear Physics A 646 (2) (1999) 161 – 174. [doi:10.1016/S0375-9474\(98\)00635-6](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(98)00635-6).

- [73] C. W. Glover, R. I. Cutler, K. W. Kemper, Double folding model analysis of ${}^7\text{Li}$ scattering, *Nuclear Physics A* 341 (1980) 137 – 148. doi:[10.1016/0375-9474\(80\)90366-8](https://doi.org/10.1016/0375-9474(80)90366-8).
- [74] T. P. Morrison, G. D. Jones, L. P. Ekstrom, F. Kearns, P. R. G. Lornie, O. Mustaffa, H. G. Price, D. N. Simister, P. J. Twin, R. Wadsworth, Coulomb-nuclear interference in the $({}^7\text{Li}, {}^7\text{Li}')$ reactions, *J. Phys. G Nucl. Part Phys.* 5 (12) (1979) 1751–1760. doi:[10.1088/0305-4616/5/12/014](https://doi.org/10.1088/0305-4616/5/12/014).
- [75] A. M. Moro, J. Gómez-Camacho, Dipole polarizability in deuteron scattering around the Coulomb barrier, *Nucl. Phys. A* 648 (1999) 141 – 156. doi:[10.1016/S0375-9474\(99\)00026-3](https://doi.org/10.1016/S0375-9474(99)00026-3).
- [76] V. A. B. Zagatto, J. Lubian, L. R. Gasques, M. A. G. Alvarez, L. C. Chamon, J. R. B. Oliveira, J. A. Alcántara-Núñez, N. H. Medina, V. Scarduelli, A. Freitas, I. Padron, E. S. Rossi, J. M. B. Shorto, Elastic scattering, inelastic excitation, and neutron transfer for ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ at energies around the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* 95 (2017) 064614. doi:[10.1103/PhysRevC.95.064614](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.064614).
- [77] A. Kundu, S. Santra, A. Pal, D. Chattopadhyay, R. Tripathi, B. J. Roy, T. N. Nag, B. K. Nayak, A. Saxena, S. Kailas, Elastic, inelastic, and 1-nucleon transfer channels in the ${}^7\text{Li} + {}^{120}\text{Sn}$ system, *Phys. Rev. C* 95 (2017) 034615. doi:[10.1103/PhysRevC.95.034615](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.95.034615).
- [78] C. Beck, N. Keeley, A. Diaz-Torres, Coupled-channel effects in elastic scattering and near-barrier fusion induced by weakly bound nuclei and exotic halo nuclei, *Phys. Rev. C* 75 (2007) 054605. doi:[10.1103/PhysRevC.75.054605](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.054605).
- [79] K. Pfeiffer, E. Speth, K. Bethge, Break-up of ${}^6\text{Li}$ and ${}^7\text{Li}$ on tin and nickel nuclei, *Nuclear Physics A* 206 (3) (1973) 545 – 557. doi:[10.1016/0375-9474\(73\)90084-5](https://doi.org/10.1016/0375-9474(73)90084-5).
- [80] E. F. Aguilera, E. Martinez-Quiroz, D. Lizcano, A. Gómez-Camacho, J. J. Kolata, L. O. Lamm, V. Guimarães, R. Lichtenthäler, O. Camargo, F. D. Becchetti, H. Jiang, P. A. DeYoung, P. J. Mears, T. L. Belyaeva, Reaction

- cross sections for ^8B , ^7Be , and $^6\text{Li} + ^{58}\text{Ni}$ near the Coulomb barrier: Proton-halo effects, *Phys. Rev. C* 79 (2009) 021601. [doi:10.1103/PhysRevC.79.021601](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.021601).
- [81] V. Scarduelli, E. Crema, V. Guimarães, D. Abriola, A. Arazi, E. de Barbará, O. A. Capurro, M. A. Cardona, J. Gallardo, D. Hojman, G. V. Martí, A. J. Pacheco, D. Rodrigues, Y. Y. Yang, N. N. Deshmukh, B. Paes, J. Lubian, D. R. Mendes Junior, V. Morcelle, D. S. Monteiro, Elastic and inelastic scattering for the $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ system at near-barrier energies, *Phys. Rev. C* 96 (2017) 054610. [doi:10.1103/PhysRevC.96.054610](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.054610).
- [82] A. Arazi, J. Casal, M. Rodríguez-Gallardo, J. M. Arias, R. Lichtenthäler Filho, D. Abriola, O. A. Capurro, M. A. Cardona, P. F. F. Carnelli, E. de Barbará, J. Fernández Niello, J. M. Figueira, L. Fimiani, D. Hojman, G. V. Martí, D. Martínez Heimman, A. J. Pacheco, $^9\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ scattering at near-barrier energies within a four-body model, *Phys. Rev. C* 97 (2018) 044609. [doi:10.1103/PhysRevC.97.044609](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.044609).
- [83] M. A. G. Alvarez, M. Rodríguez-Gallardo, L. R. Gasques, L. C. Chamon, J. R. B. Oliveira, V. Scarduelli, A. S. Freitas, E. S. Rossi, V. A. B. Zagatto, J. Rangel, J. Lubian, I. Padron, Elastic scattering, inelastic excitation, and $1n$ pick-up transfer cross sections for $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ at energies near the Coulomb barrier, *Phys. Rev. C* 98 (2018) 024621. [doi:10.1103/PhysRevC.98.024621](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.98.024621).
- [84] L. R. Gasques, A. S. Freitas, L. C. Chamon, J. R. B. Oliveira, N. H. Medina, V. Scarduelli, E. S. Rossi, M. A. G. Alvarez, V. A. B. Zagatto, J. Lubian, G. P. A. Nobre, I. Padron, B. V. Carlson, Elastic, inelastic, and $1n$ transfer cross sections for the $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ reaction, *Phys. Rev. C* 97 (2018) 034629. [doi:10.1103/PhysRevC.97.034629](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.97.034629).

Potenciais ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$

Para obter um potencial para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$, foram ajustados vários dados da literatura [71–74]. No ajuste, foi considerado um potencial nuclear do tipo Woods-Saxon, onde a parte geométrica foi obtida da sistemática de *J. Cook* [54]. As profundidades real (V) e imaginária (W) foram ajustadas considerando um modelo que leva em conta o princípio da dispersão, conforme abordado na Ref. [75], de acordo com as seguintes equações:

$$V = -\frac{W_0}{2\pi} \ln \left[1 + \left(\frac{E - E_0}{\Gamma} \right)^2 \right] + V_0 \quad (\text{A.1})$$

$$W = \frac{W_0}{\pi} \arctan \left(\frac{E - E_0}{\Gamma} \right) + \frac{W_0}{2}. \quad (\text{A.2})$$

Os parâmetros obtidos, para potencial nuclear, estão apresentados na tabela a seguir.

Tabela A.1: Parâmetros obtidos do ajuste do potencial nuclear para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$.

$W_0(\text{MeV})$	$E_0(\text{MeV})$	$\Gamma(\text{MeV})$	$V_0(\text{MeV})$	$r_r(\text{fm})$	$a_r(\text{fm})$	$r_I(\text{fm})$	$a_I(\text{fm})$	$r_c(\text{fm})$
27,22	17,95	23,28	89,03	1,29	0,853	1,74	0,809	1,30

A Figura A.1 apresenta os dados de distribuição angular elástica, obtidos da literatura [71–74], (pontos sólidos), comparados com o ajuste de MO, (linhas sólidas).

Figura A.1: Distribuições angulares para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$. Os pontos são os dados experimentais da literatura e as linhas sólidas representam os ajustes obtidos a partir dos cálculos de MO.

Potenciais ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$

Para obter um potencial para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ foi realizado um estudo com os dados de espalhamento elástico das Refs. [76, 77]. Esses dados foram ajustados considerando um potencial nuclear do tipo Woods-Saxon. Inicialmente, foi adotado o potencial de *J. Cook* [54] e, posteriormente, foi realizado um novo ajuste para obter a melhor descrição possível dos dados. Foi observada uma dependência da profundidade real com a energia do projétil, que foi modelada por:

$$V(E) = (382,7 + 4,691E) \text{ MeV.} \quad (\text{B.1})$$

Na Tabela B.1 são apresentados os parâmetros obtidos nesse estudo, onde os raios foram definidos por $R_i = r_i A_T^{1/3}$. A Figura B.1 apresenta as distribuições angulares da literatura [76, 77] juntamente com os ajustes.

Tabela B.1: Parâmetros definidos para o potencial nuclear ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.

r_r (fm)	a_r (fm)	W (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	r_c
1,39	0,60	14,6	1,65	0,759	1,30

Figura B.1: Distribuições angulares para o sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$. Os pontos são os dados experimentais e as linhas sólidas os ajustes.

Seção de choque total de reação

A partir da análise dos dados do espalhamento elástico é possível obter os valores da seção de choque total de reação. Essa quantidade infere a respeito do fluxo do canal elástico perdido para outros canais de reação. Esses valores foram obtidos através do formalismo de modelo óptico (MO) para os sistemas estudados neste trabalho: ${}^8\text{Li}+{}^9\text{Be}$, ${}^8\text{Li}+{}^{58}\text{Ni}$ e ${}^8\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$.

A seção de choque total de reação pode ser estudada utilizando um método capaz de remover efeitos geométricos e de barreira coulombiana, possibilitando a comparação desta quantidade para diversos sistemas em diferentes energias. Nesse método, calcula-se os valores da seção de choque total de reação reduzida e os correspondentes valores de energia reduzida.

Neste trabalho, o valor da seção de choque total de reação reduzida, (σ_{red}), foi obtido através da razão entre a seção de choque total de reação (σ_{Tot}), obtida através do cálculo de MO, e πR_{B}^2 :

$$\sigma_{\text{red}} = \frac{\sigma_{\text{Tot}}}{\pi R_{\text{B}}^2}, \quad (\text{C.1})$$

onde R_{B} é o raio da barreira coulombiana [22], calculado de acordo com:

$$R_{\text{B}} = 1,3(A_{\text{t}}^{1/3} + A_{\text{p}}^{1/3}) + 0,65\ln(x), \quad (\text{C.2})$$

de tal modo que A_{t} e A_{p} são os números de massa do alvo e do projétil, respectivamente, e x é definido por:

$$x = 27,1 \frac{(A_{\text{p}}^{1/3} + A_{\text{t}}^{1/3})}{Z_{\text{p}}Z_{\text{t}}}, \quad (\text{C.3})$$

sendo Z_p e Z_t os números atômicos do projétil e do alvo, respectivamente.

Os valores da energia reduzida foram obtidos pela razão entre a energia no referencial do centro de massa (E_{cm}) e o potencial da barreira (V_B):

$$E_{red} = \frac{E_{cm}}{V_B}, \quad (C.4)$$

com:

$$V_B = \frac{Z_p Z_t e^2}{R_B} - \frac{15}{x + 1}. \quad (C.5)$$

Os resultados obtidos neste trabalho foram comparados com dados da literatura para sistemas envolvendo alvos com número de massa $A \approx 58$ [17, 24, 71, 76–83]. Quando o valor de σ_{Tot} não estava disponível ou quando o acordo entre os dados e o cálculo não foi considerado bom, os dados da literatura foram ajustados utilizando o formalismo de MO, com um potencial do tipo Woods-Saxon, de forma a obter o conjunto de parâmetros que melhor descreve a distribuição angular. A Tabela C.1 apresenta os valores obtidos para a seção de choque total de reação reduzida e energia reduzida, para sistemas envolvendo diversos projéteis em alvos de massa $A=58-60$.

A Figura C.1 apresenta a seção de choque total de reação reduzida em função da energia reduzida considerando alvos com massa no intervalo $A=58-60$. É possível observar que os núcleos exóticos ${}^6\text{He}$ e ${}^8\text{B}$ concentram-se numa região com valor de seção de choque total de reação reduzida superior aos demais sistemas.

Figura C.1: Seção de choque total de reação reduzida em função da energia reduzida para sistemas envolvendo alvos com massa $A=58-60$. As linhas tracejadas servem apenas para guiar os olhos.

O mesmo estudo foi realizado para sistemas envolvendo o alvo pesado de ${}^{120}\text{Sn}$. Os dados obtidos neste trabalho, foram comparados com dados da literatura obtidos para sistemas envolvendo alvos com número de massa $A=120$ [17, 76, 77, 82, 83]. Novamente, quando σ_{Tot} não estava disponível ou quando o acordo entre os dados e o cálculo não era considerado bom, os dados foram ajustados utilizando o formalismo de MO, considerando um potencial do tipo Woods-Saxon. A Tabela C.2 apresenta os valores obtidos para a seção de choque total de reação reduzida e os valores para a energia reduzida.

A Figura C.2 apresenta a seção de choque total de reação reduzida em função da energia reduzida para os sistemas envolvendo o alvo de ^{120}Sn .

Figura C.2: Seção de choque total de reação reduzida em função da energia reduzida para os sistemas envolvendo alvo de ^{120}Sn . As linhas tracejadas são apenas guias para os olhos.

Observa-se que o gráfico apresentado na Figura C.2, possui tendências dependendo da energia de ligação dos núcleos. Os sistemas envolvendo núcleos fortemente ligados se concentram abaixo da região onde se encontram os sistemas com núcleos fracamente ligados que, por sua vez, estão abaixo da região onde se encontram os sistemas envolvendo os núcleos exóticos.

Esse método também permite verificar se os resultados obtidos experimentalmente estão dentro do esperado, ou seja, se o comportamento da seção de choque total de reação reduzida está próximo do que se espera para núcleos com energias de ligação próximas.

Tabela C.1: Valores da seção de choque total de reação reduzida e energia reduzida para os sistemas envolvendo alvos com massas $A=58-60$. O símbolo (*) indica que os dados foram reanalisados neste trabalho, utilizando o formalismo de MO.

Sistema	$E_{\text{lab}}(\text{MeV})$	$\sigma_{\text{Tot}}(\text{mb})$	E_{red}	σ_{red}	Referência
$^8\text{Li}+^{58}\text{Ni}$	23,9	1195	1,763	0,4495	este trabalho
	26,1	1332	1,925	0,4975	
	28,7	1446	2,117	0,5441	
	30,0	1500	2,213	0,5644	
$^7\text{Li}+^{58}\text{Ni}^*$	12,0	32	0,887	0,0124	[71]
	12,5	58	0,924	0,0225	
	13,0	96	0,961	0,0372	
	13,5	148	0,998	0,0573	
	14,22	239	1,051	0,0926	
$^7\text{Li}+^{59}\text{Co}$	12,0	45,4	0,928	0,0174	[78]
	18,0	888	1,391	0,3396	
	26,0	1547	2,010	0,5917	
	30,0	1603	2,319	0,6131	
$^6\text{Li}+^{58}\text{Ni}$	12,0	125	0,888	0,0500	[79]
	14,0	275	1,036	0,1100	
	16,0	491	1,184	0,1965	
	18,0	680	1,332	0,2721	
	20,0	789	1,480	0,3157	
$^6\text{Li}+^{58}\text{Ni}$	9,9	4	0,732	0,0016	[80]
	11,2	16,3	0,829	0,0065	
	12,1	43,3	0,895	0,0173	
	13,0	108	0,962	0,0432	
	14,0	235	1,036	0,0940	
$^7\text{Be}+^{58}\text{Ni}$	15,1	20,4	0,816	0,0082	[80]
	17,1	106	0,924	0,0428	
	18,5	182	0,999	0,0735	
	19,9	330	1,075	0,1333	
	21,4	506	1,156	0,2043	
$^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$	20,7	198	0,875	0,0802	[80]
	23,4	363	0,989	0,1470	
	25,3	512	1,070	0,2073	
	27,2	812	1,150	0,3288	
	29,3	1005	1,239	0,4070	
$^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}^*$	23,0	9,43	0,967	0,0036	[81]
	24,0	100,83	1,009	0,0388	
	25,0	162,91	1,051	0,0626	
	35,0	818,67	1,472	0,3147	
$^6\text{He}+^{58}\text{Ni}$	12,2	1185	1,403	0,4473	[24]
	16,5	1833	1,897	0,6920	
	21,7	2185	2,495	0,8249	

Tabela C.2: Valores da seção de choque total de reação reduzida e energia reduzida para sistemas envolvendo alvo de ^{120}Sn . O símbolo (*) indica que os dados foram reanalisados neste trabalho utilizando o formalismo de MO.

Sistema	$E_{\text{lab.}}(\text{MeV})$	$\sigma_{\text{Tot}}(\text{mb})$	E_{red}	σ_{red}	Ref.
$^8\text{Li}+^{120}\text{Sn}$	21,7	316	1,060	0,0927	Este Trabalho
	25,8	858	1,261	0,2517	
$^4\text{He}+^{120}\text{Sn}$	20,8	894	1,536	0,2810	[17]
	26,1	1315	1,926	0,4131	
	27,1	1363	1,999	0,4285	
	29,7	1485	2,191	0,4665	
	30,8	1510	2,273	0,4839	
$^6\text{He}+^{120}\text{Sn}$	17,4	1471	1,304	0,4322	[17]
	18,0	1519	1,352	0,4463	
	19,8	1655	1,483	0,4863	
	20,5	1748	1,536	0,5136	
$^7\text{Li}+^{120}\text{Sn}^*$	20	132	0,974	0,0397	[76]
	22,0	367	1,071	0,1104	
	24,0	630	1,168	0,1896	
	26,0	862	1,266	0,2593	
$^7\text{Li}+^{120}\text{Sn}^*$	28	1059	1,363	0,3187	[77]
	30,0	1229	1,460	0,3696	
$^9\text{Be}+^{120}\text{Sn}^*$	25	118	0,934	0,0351	[82]
	26,0	210	0,968	0,0624	
	27,0	264	1,006	0,0785	
	29,5	405	1,058	0,1204	
	31,0	628	1,114	0,1866	
	42,0	1651	1,509	0,4907	
	50,0	1835	1,796	0,5454	
$^{10}\text{B}+^{120}\text{Sn}^*$	31,5	22,3	0,893	0,0067	[83]
	33,5	51,1	0,949	0,0153	
	35,0	133,5	0,992	0,0399	
$^{10}\text{B}+^{120*}\text{Sn}^*$	37,5	398	1,062	0,1191	[84]

Simulação do feixe de ^8Li no RIBRAS

O feixe de ^8Li foi produzido pela reação de transferência de 1 nêutron $^9\text{Be}(^7\text{Li}, ^8\text{Li})$. Nesta reação, o ^8Li foi gerado no estado fundamental ($2+, E_{\text{exc}}=0$ keV) e no primeiro estado excitado ($1+, E_{\text{exc}}=980$ keV), cuja meia vida é de $T_{1/2}=8,2$ fs. Portanto, experimentalmente, são produzidos dois feixes: um de maior energia (^8Li) e o outro de menor energia ($^8\text{Li}^*$).

Para estudar as trajetórias das partículas e verificar a possibilidade de separar os dois feixes, foi realizada uma simulação da produção de ^8Li utilizando o formalismo de Monte Carlo. Nessa simulação, as informações da posição onde ocorre a reação no alvo e o ângulo de espalhamento da partícula produzida são sorteadas de forma aleatória. As seções de choque não foram consideradas neste processo, pois o objetivo foi obter a dispersão em energia e em ângulo de espalhamento das partículas produzidas.

As trajetórias das partículas dentro do solenoide foram calculadas com o código TWSP [36]. Na simulação foi considerado que o feixe primário de ^7Li , com energia de $E_{\text{lab}} = 32$ MeV, incidia em um alvo primário de ^9Be , com espessura de $12\ \mu\text{m}$. Na figura D.1 é mostrada a distribuição em energia das partículas de ^8Li simuladas e na figura D.2 são mostradas as trajetórias das partículas.

Figura D.1: Energia do feixe de ^8Li gerado no alvo primário.

Figura D.2: Trajetórias das partículas calculadas pelo TWSP. As trajetórias vermelhas são referente ao ^8Li e as trajetórias pretas o $^8\text{Li}^*$.

Observando a figura [D.3](#) é possível notar que a utilização de um bloqueador

circular, posicionado à uma distância de 13,5 cm do alvo, é capaz de bloquear completamente o feixe de $^8\text{Li}^*$, possibilitando realizar experimentos com apenas o feixe de ^8Li .

Figura D.3: Posição onde é possível separar o ^8Li do $^8\text{Li}^*$.