Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**Investigação do espalhamento elástico do núcleo
radioativo ^{12}B em um alvo de ^{58}Ni**

Erick Oscar Natividad Zevallos

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

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

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Valdir Guimarães (IF-USP)

Prof. Dr. Roberto Linares (IF-UFF)

Prof. Dr. Marcelo Takeshi Yamashita (UNESP)

São Paulo

2018

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

Natividad Zevallos, Erick Oscar

Investigação do espalhamento elástico do núcleo radioativo ^{12}B em um alvo de ^{58}Ni . São Paulo, 2018.

Dissertação (Mestrado) – Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Depto. de Física Nuclear.

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães.
Área de Concentração: Física.

Unitermos: 1. Reações nucleares; 2. Acelerador de partículas;
3. Interações nucleares; 4. Núcleos exóticos.

USP/IF/SBI-077/2018

University of São Paulo
Institute of Physics

**Investigation of elastic scattering of radioactive ^{12}B
nucleus on ^{58}Ni target.**

Erick Oscar Natividad Zevallos

Advisor: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Dissertation submitted to the
Institute of Physics of the
University of São Paulo for the
Master of Science degree.

Examining Committee:

Prof. Dr. Valdir Guimarães (IF-USP)

Prof. Dr. Roberto Linares (IF-UFF)

Prof. Dr. Marcelo Takeshi Yamashita (UNESP)

São Paulo

2018

Dedico este trabalho a meus pais, minha irmã e o Boxi, pelo o apoio
brindado desde sempre.

Agradecimentos

Em primeiro lugar agradeço a meus pais, Oscar e Celia, e a minha irmã Sharon, e o Boxi, pelo apoio total nesta etapa acadêmica.

Agradeço a meu orientador Valdir Guimarães, pela orientação e as sugestões brindadas na dissertação.

Agradeço aos professores: R. Lichtenthäler, K. Cezaretto Pires, E. Crema, M. Assunção, R. Linares e Nemitala Added, pelo o apoio no período de maquina e as duvidas esclarecidas neste trabalho.

Também agradeço a os técnicos do Pelletron: Rone e Silvio pelo o período de maquina.

A meus amigos da graduação, Luis, Rodrigo e Cristofher, pelas saídas e risadas neste período.

Ao grupo “Los Hobbits” pelas partidas de futebol de todos os sábados, e a galera do tênis.

Aos companheiros que conheci na USP, Juan, Rodrigo, Fabian, Kaiser, Carlos, Carloncho, Eddy, Fernando, Diana, Naupa, Heyner, Rene e Hector, pelas saídas na quinta e as conversas fora de serie.

Aos companheiros do DFN, Osvaldo, Valdir. S, Rafael, Alessandro, Uiran, Saulo e André pelas conversas de física no café.

A CNPq pelo o apoio financeiro.

Resumo

No presente trabalho medimos e analisamos distribuições angulares para o processo de espalhamento elástico do núcleo radioativo de ^{12}B em alvo de ^{58}Ni . As medidas foram realizadas nas energias de $E_{\text{lab}}=30.0$ e 33.0 MeV no laboratório do acelerador Pelletron. Essas energias são próximas a barreira Coulombiana ($V_B=28.0$ MeV) para esse sistema. Para a produção do feixe radioativo de ^{12}B utilizamos o sistema RIBRAS instalado nesse laboratório. As distribuições angulares foram analisadas com o modelo ótico, utilizando potenciais de Woods-Saxon e Potencial de São Paulo. Para uma interpretação física mais consistente e um estudo da influência de outros canais de reação no espalhamento elástico analisamos também considerando o método de canais acoplados. Considerando o acoplamento dos canais de espalhamento inelásticos, reorientação e spin-órbita pudemos descrever a distribuição angular na energia de 30.0 MeV. No entanto esses canais não foram suficientes para descrever a distribuição angular na energia de 33.0 MeV, indicando que outros canais como de transferência e/ou break-up possam ser importantes. A partir da análise das distribuições angulares com modelo ótico obtivemos também a seção de choque total de reação. Essas seções de choque foram comparadas com a de outros sistemas utilizando métodos de redução, indicando que o projétil ^{12}B segue uma sistemática intermediária entre núcleos fortemente ligados e fracamente ligados. Finalmente, discutimos a sistemática dos resultados de canais acoplados para o espalhamento elásticos dos isótopos de Boro $^{8,10,11,12}\text{B}$ no alvo ^{58}Ni em termos da configuração de clusters dos projéteis.

Palavras chaves: Reações nucleares; Acelerador de partículas; Interações nucleares; Núcleos exóticos.

Abstract

In the present work we measure and analyzed angular distributions for the process of elastic scattering of the radioactive nucleus of ^{12}B in a target of ^{58}Ni . The measurements were performed in the energies of $E_{\text{lab}} = 30.0$ and 33.0 MeV in the Pelletron accelerator laboratory. These energies are close to the Colombian barrier ($V_B = 28.0$ MeV) for this system. For the production of the radioactive beam of ^{12}B we used the RIBRAS system installed in this laboratory. The angular distributions were analyzed with the optical model, using potentials of Woods-Saxon and Potential of São Paulo. For a more consistent physical interpretation and a study of the influence of other reaction channels in the elastic scattering we also analyze the coupled channel method. Considering the coupling of the inelastic scattering channels, reorientation and spin-orbit we could describe the angular distribution in the energy of 30.0 MeV. However, these channels were not enough to describe the angular distribution in the energy of 33.0 MeV, indicating that other channels as transfer and / or break-up can be amounts. From the analysis of the angular distributions with optical model we also obtained the section of total reaction shock. These cross sections were compared with those of other systems using reduction methods, indicating that projectile ^{12}B follows a systematic intermediate between tightly bound and weakly bonded cores. Finally, we discuss the systematics of the results of elastic scattering channels of the Boron isotopes $^{8,10,11,12}\text{B}$ in the ^{58}Ni target in terms of the cluster configuration of the projectiles.

Key words: Nuclear Reactions; Particle accelerator; Nuclear interactions; Exotic nuclei.

Índice

1 - Introdução	1
2 – Arranjo Experimental	5
2.1 – Fonte de íons	5
2.2 – Acelerador Pelletron	6
2.3 – Produção e focalização do feixe radioativo	9
2.4 – Câmara de espalhamento e arranjo experimental	15
2.5 – Medida realizadas	18
3 – Simulações da produção do feixe ^{12}B com o sistema RIBRAS	19
3.1 Cálculos de trajetórias	19
3.2 Simulação com a plataforma LISE++	22
4 – Redução dos dados	28
4.1 Calibração e espectros de energia	28
4.2 Cálculo de seção de choque	33
4.3 Correção angular	35
5 – Fundamentos teóricos	38
5.1 Teoria de espalhamento	38
5.2 Cálculo de amplitude de espalhamento	40
5.3 Canais Acoplados	43
5.4 Modelo Coletivo	46
5.5 Deformação Coulombiana	47
5.6 Modelo Rotacional	48
5.7 Deformação Nuclear	49
5.8 Modelo ótico	51
5.9 Potencial de Wood-Saxon	51
5.10 Potencial de São Paulo	52
6 – Análise e interpretação dos dados	54
6.1 Distribuições angulares com potencial ótico	54

6.2 Distribuições angulares com canais acoplados	59
6.2.1 Efeito de reorientação do momento quadripolar	65
6.2.2 Efeito de acoplamento de spin-órbita	67
6.3 Sistemática da seção de choque total de reação	70
6.3.1 Seção de choque reduzida	70
6.4 Sistemática com isótopos de boro	74
6.4.1 $^8\text{B} + ^{58}\text{Ni}$	74
6.4.2 $^{10}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$	75
6.4.3 $^{11}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$	75
6.4.4 $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$	75
7 – Conclusões	77
Bibliografia	80

Lista de Figuras

Figura 1.1: Tabela de núclídeos na região dos elementos leves. Os elementos em cores destacadas por verde, rosa, amarelo e azul claro são os núcleos com estrutura de halo e borromeanos (halo com dois nêutrons)	2
Figura 2.1: Ilustração do princípio de funcionamento da fonte de íons MC-SNICS com o método de sputtering	6
Figura 2.2: Ilustração do esquema do sistema de transporte e troca de carga do acelerador do tipo Tandem (Pelletron)	7
Figura 2.3: Distribuição do estado de carga em função da energia do feixe primário de boro ao atravessar a folha de carbono	8
Figura 2.4: Desenho esquemático da área experimental do laboratório Pelletron indicando as várias canalizações disponíveis e seus equipamentos. O RIBRAS está instalado na canalização 45-B	9
Figura 2.5: Desenho esquemático do Sistema RIBRAS onde podemos observar seus vários componentes	10
Figura 2.6: Ilustração artística do sistema RIBRAS instalado no laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP	11
Figura 2.7: Desenho esquemático da câmara de produção do sistema RIBRAS onde podemos ver o alvo de produção e copo de Faraday	12
Figura 2.8: Modos de operação dos dois solenoides no sistema RIBRAS	13
Figura 2.9: Resultado do cálculo das trajetórias do feixe secundário de ^{12}B para uma energia de 35.828 MeV (antes do alvo de reação) em ângulos entre 2° a 6° . Foi considerado apenas um solenoide com uma corrente $I = 29.85$ A e apenas as trajetórias na metade superior do solenoide é mostrada	14
Figura 2.10: Curva da taxa de produção (número de partículas de ^{12}B produzidos pela integração da carga do feixe primário de ^{11}B) do solenoide em função da corrente para maximizar a produção de ^{12}B a 33.0 MeV	14

Figura 2.11: Esquema dos detectores e dos alvos montados na câmara de espalhamento central	16
Figura 2.12: Ilustração interna da câmara de espalhamento central e os detectores	16
Figura 2.13: Espectro biparametrico $\Delta E \times E_{res}$ observado a 26 graus para feixe de ^{12}B em alvo de ^{58}Ni a 33.0 MeV. As partículas espalhadas de ^{12}B podem ser facilmente identificadas assim como os diversos contaminantes que possuem a mesma rigidez magnética e que também espalhados pelo alvo	18
Figura 3.1: Espectro biparametrico $\Delta E \times E_{res}$ calculado com a identificação das partículas. Esse espectro foi medido a 26 graus para feixe de ^{12}B em alvo de ^{58}Ni a 33.0 MeV. Os diversos contaminantes que possuem a mesma rigidez magnética, também espalhados pelo alvo, são indicados. A corrente do solenoide foi de $I = 29.85\text{ A}$.	21
Figura 3.2: Blocos do sistema RIBRAS para um solenoide utilizado na plataforma LISE.	22
Figura 3.3: Simulação do envelope do feixe secundário de ^{12}B a uma energia de 33.0 MeV com uma corrente de $I = 29.85\text{ A}$	24
Figura 3.4: Simulação do envelope do feixe secundário de ^{11}B a uma energia de 39.7 MeV com uma corrente de $I = 29.85\text{ A}$	25
Figura 3.5: Simulação do feixe de ^{12}B no plano Crossover focalizado no ponto de Cruzamento à 2.65 m para $I = 29.85\text{ A}$. O limite do radio de abertura de 5 mm é o tamanho do foco onde qual o feixe é maximizado	26
Figura 3.6: Simulação de ΔE - E_r (25 μm e 1000 μm) para as partículas de ^{12}B e $^{12}\text{B}^*$ com a corrente de $I = 29.85\text{ A}$	27
Figura 3.7: Simulação do espectro de energia do feixe de ^{12}B para uma corrente do solenoide de $I = 29.85\text{ A}$	27
Figura 4.1: Reta de calibração do detector E1	29
Figura 4.2: Reta de calibração do detector E2	29
Figura 4.3: Reta de calibração do detector DE2	30
Figura 4.4: Reta de calibração do detector E3	31
Figura 4.5: Reta de Calibração do detector DE3	31
Figura 4.6: Típico espectro biparametrico $\Delta E \times E_{total}$ para o espalhamento de ^{12}B em alvo de ^{197}Au a 18°	32
Figura 4.7: Típico espectro biparametrico $\Delta E \times E_{total}$ para o espalhamento de ^{12}B em alvo de ^{58}Ni a 18°	33

Figura 4.8: Distribuição angular para $^{12}\text{B} + ^{197}\text{Au}$ para a energia $E_{\text{Lab}}=33.0$ MeV, usando o código <code>ribas.for</code>	35
Figura 5.1: Representação do espalhamento elástico de dois núcleos	38
Figura 5.2: Representação esquemática dos canais de saída de uma interação entre um projétil e um alvo	44
Figura 5.3: Estado rotacional do núcleo deformado	48
Figura 5.4: Representação esquemática do Potencial de Woods-Saxon indicando os parâmetros	52
Figura 5.5: Sistema de coordenadas da não localidade	53
Figura 6.1: Distribuição angular $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV	55
Figura 6.2: Distribuição angular $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV	55
Figura 6.3: Potencial ótico usando o potencial de São Paulo e o potencial misto, para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30$ MeV	57
Figura 6.4: Potencial ótico usando o potencial de São Paulo e o potencial misto, para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV	58
Figura 6.5: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV, sem acoplamento	60
Figura 6.6: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento	61
Figura 6.7: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ para $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV, sem acoplamento e acoplando estados inelásticos tanto do projétil quanto do alvo . .	64
Figura 6.8: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ para $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento e acoplando estados inelásticos tanto do projétil quanto do alvo . .	64
Figura 6.9: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV, sem acoplamento, acoplando estados inelásticos e o efeito de reorientação	66
Figura 6.10: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento, acoplando estados inelásticos e o efeito de reorientação	66
Figura 6.11: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV, sem acoplamento, acoplando estados inelásticos, o efeito de reorientação e o acoplamento spin-órbita	68
Figura 6.12: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento, acoplando estados inelásticos, o efeito de reorientação e o acoplamento spin-órbita	68
Figura 6.13: Sistemática da seção de choque total reduzida para vários sistemas.	73

Lista de tabelas

Tabela 2.4: Espessura e especificações dos detectores	15
Tabela 2.5: A distância do centro do alvo ate a boca do colimador e os ângulos sólidos dos detectores	15
Tabela 3.1: Cálculo das energias do feixe primário de ^{12}B produzido a partir da interação do feixe primário de ^{11}B com alvo de produção de ^9Be . As energias nas colunas Exit1 e Exit2 são as energias do ^{12}B após o alvo de produção e após o alvo de ^{58}Ni	21
Tabela 3.2: Parâmetros geométricos dos elementos do sistema RIBRAS utilizados no presente trabalho	23
Tabela 4.1: Parâmetros obtidos para a calibração dos detectores	32
Tabela 4.2: Secção de choque normalizada em relação a secção de choque Rutherford, para o sistema $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	36
Tabela 6.1: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$	56
Tabela 6.2: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0 \text{ MeV}$	56
Tabela 6.3: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo, para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$	58
Tabela 6.4: Parâmetros do potencial Misto. para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$	58
Tabela 6.5: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo, para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0 \text{ MeV}$	59
Tabela 6.6: Parâmetros do potencial Misto. para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0 \text{ MeV}$	59
Tabela 6.7: Valores do spin, paridade e energia dos estados de ^{12}B e ^{58}Ni obtidos na base dados do NNDC	62

Tabela 6.8: Todas a transições inelásticas para ^{58}Ni e ^{12}B , usado no calculo de canais acoplados	63
Tabela 6.9: Momentos quadrupolares de reorientação	65
Tabela 6.10: Parâmetros do potencial do acoplamento spin-órbita para o sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ nas energias $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$ e $E_{\text{Lab}} = 33.0 \text{ MeV}$	69
Tabela 6.11: Parâmetros da secção de choque total reduzida	72
Tabela 6.12: Núcleos exóticos, fracamente e fortemente ligados em função da energia de ligação para a configuração predominante	73
Tabela 6.13: Parâmetros da secção de choque reduzida de Wong	74
Tabela 6.14: Comparação de energia de ligação dos isótopos de boro e os tipos de canais importantes no cálculo de canais acoplados	76

Introdução

A estrutura dos núcleos atômicos estáveis tem sido amplamente investigada mediante uso de reações direitas, onde vários modelos de estrutura e mecanismo de reações nucleares foram desenvolvidos. Nas últimas décadas um grande esforço tem sido dedicado ao estudo da estrutura dos núcleos ricos em neutros ou prótons, longe da linha de estabilidade, onde estruturas anômalas, tais como extensão radial e estrutura tipo planetária com nucleons de valência orbitando em volta de um caroço, foram observadas. Núcleos leves ricos em nêutrons ou em prótons com essas estruturas anômalas são denominados exóticos. O início dos estudos dos núcleos exóticos se deu nos anos 80 após a observação por I. Tanihata et al. de um raio nuclear de interação para núcleo ^{11}Li muito maior do que os raios de interação para os isótopos $^{6,7,9}\text{Li}$ [1]. Essa acentuada extensão radial observada para o ^{11}Li é chamada agora de efeito *halo*. O núcleo ^{11}Li é descrito por um caroço de ^9Li e dois nêutrons de valência fracamente ligados. Essa estrutura se assemelha a um sistema ligado de três anéis, chamado anéis borromeanos, que são separados quando um deles é quebrado. Devido a semelhança com os anéis borromeanos além do ^{11}Li com dois nêutrons de valência são chamados borromeanos. Outros núcleos com configurações exóticas de *halo* e/ou borromeano são apresentados na Figura 1.1. Um artigo de revisão com o panorama atual de investigação desses núcleos exóticos pode ser encontrado na Ref. [2].

A investigação da estrutura dos núcleos radioativos tem proporcionado um melhor entendimento não só sobre a estrutura nuclear em si mas também de mecanismos de reações. Devido a baixa energia de ligação entre o caroço e os nêutrons de valência os núcleos exóticos, como ^6He , ^8B e ^{11}Li , se quebram facilmente ao interagirem com o alvo durante uma colisão. Esse processo de quebra é chamado de Breakup e pode ser tanto Nuclear e Colombiano, dependendo da interação. Esse mecanismo de reação acaba sendo importante e predominante nas interações tendo núcleos exóticos como projéteis.

Figura 1.1: Tabela de nuclídeos na região dos elementos leves. Os elementos em cores destacadas por verde, rosa, amarelo e azul claro são os núcleos com estrutura de halo: ^{11}Li , ^{11}Be e ^8B e borromeanos: ^6He e ^8He (halo com dois nêutrons).

Com o advento de novas técnicas experimentais e laboratórios que produzem feixes com núcleos radioativos, a investigação espectroscópica de núcleos exóticos se intensificou consideravelmente. Um artigo de revisão recente, Ref. [3], sobre medidas de espalhamento elástico, breakup e fusão induzidas por feixes radioativos leves realizadas em diversos laboratórios espalhados no mundo nos últimos 10 anos, explicita a importância e relevância dessas medidas. No Brasil foi instalado no IFUSP (Instituto de Física da USP) um sistema para produção de feixes radioativos de baixas energias (2 a 4 MeV/A) chamado RIBRAS (Radioactive Ion Beam in Brasil) [4].

Para estudar os efeitos de superfície em núcleos exóticos, medidas de espalhamento elástico (a energia próximas a barreira Coulombiana) são particularmente interessantes para serem utilizadas como ponta de prova. A descrição da seção de choque de espalhamento elástico é bastante sensível ao potencial de interação entre os núcleos projétil e alvo e a estrutura dos núcleos envolvidos. Com esse mecanismo de reação podemos determinar o raio nuclear, a forma radial da distribuição de densidade da matéria, bem como verificar a influência de mecanismos de reação, tais como break-

up na seção de choque total de reação. O espalhamento elástico a altas energias pode apresentar uma estrutura, conhecida como rainbow nuclear na distribuição angular que é importante para remover ambiguidades do potencial óptico.

A partir da análise das distribuições angulares para o espalhamento elástico podemos estudar efeitos estáticos de estrutura (cluster e deformação) ou ainda efeitos dinâmicos, identificando a importância de canais específicos de reações no espalhamento elástico e reação total. A análise das distribuições angulares pode ser realizada através do modelo ótico onde precisamos de potenciais que descrevam a interação. Esses potenciais podem ser do tipo Woods-Saxon ou ainda de dupla convolução como o Potencial de São Paulo. No entanto, quando utilizamos esses potenciais que podem ser parametrizados, a física relevante de cada canal no fluxo de espalhamento elástico ou efeitos de estrutura de *cluster* ficam substituída por parâmetros efetivamente considerados. Para explicitar a importância dos diversos possíveis canais no espalhamento elástico podemos usar a técnica de canais acoplados. Nesse cálculo os diversos canais que roubam fluxo do elástico, tais como espalhamento inelástico, reações de transferência e breakup são analisados. Podemos ainda nessa análise explicitar outros efeitos relacionados a deformação e clusterização tais como efeitos de reorientação e de spin.

Um estudo sistemático comparativo do espalhamento elástico dos isótopos ^8B , ^{10}B , ^{11}B e ^{12}B com análise de canais acoplados pode então ser bastante útil para mostrar a relevância da estrutura de cluster desses núcleos. Esses isótopos, desde o mais rico em prótons, ^8B , até o mais rico em nêutron, ^{12}B , possuem estruturas de cluster completamente diferentes. O ^8B ($Z=5$, $N=3$) é um núcleo rico em prótons com uma energia de separação do canal $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ de apenas $S_p = 0.138$ MeV. O estudo do espalhamento de $^8\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ já foi realizado anteriormente e indicou uma grande influência do canal de *breakup* e da estrutura *halo* do ^8B , conforme explicitado nas Refs. [5] e [6]. Os núcleos de ^{10}B ($Z=5$, $N=5$) e ^{11}B ($Z=5$, $N=6$) por outro lado são estáveis, fortemente ligados e com estruturas de *cluster* predominantes; $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$ com $S_\alpha = 4.461$ MeV e $^{11}\text{B} \rightarrow ^7\text{Li} + \alpha$ com $S_\alpha = 8.064$ MeV. Um recente estudo do espalhamento elástico do ^{11}B no alvo de ^{58}Ni foi realizado pelo nosso grupo e mostrou uma forte influência do espalhamento inelástico e do mecanismo de reorientação do spin no estado fundamental do núcleo de ^{11}B [7]. O estudo do espalhamento elástico do ^{10}B no alvo de ^{58}Ni , também realizado pelo nosso grupo, indicou que o canal de excitação inelástica não é importante

mas o efeito de spin-orbita foi fundamental para descrever a seção de choque, uma vez que o spin do ^{10}B ($I\pi=3^+$) é o mais alto da cadeia de isótopos do boro [8]. O núcleo radioativo de ^{12}B tem um spin $J\pi=1^+$ e uma estrutura de cluster completamente diferente dos demais isótopos de boro, $^{12}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{B}+n$ com energia de ligação $S_n = 3.370$ MeV. Devido essa energia de ligação, esse núcleo pode ser considerado numa região intermediária entre ser considerado um núcleo fracamente ligado e fortemente ligado.

Nesse trabalho estudamos como se dá a produção do feixe radioativo de ^{12}B e estudamos o espalhamento elástico em alvo de ^{58}Ni em energias próximas a Barreira. Utilizamos códigos para calcular e simular a trajetória do feixe secundário de ^{12}B no sistema RIBRAS. Esses códigos permite que possamos não somente determinar o posicionamento dos colimadores e bloqueadores mas também simular o efeito de diferentes alvos primários e degradadores na produção e filtragem dos feixes secundários. Com isso podemos simular configurações alternativas para obter a máxima intensidade ou purificação do feixe de interesse, o que é bastante conveniente para um sistema como o RIBRAS.

Organizamos essa dissertação da seguinte forma: No Capítulo 2 falamos sobre a produção de feixes radioativos utilizando-se o sistema de duplos solenoides e sobre o arranjo experimental. No Capítulo 3 descrevemos como foram feitos os cálculos de trajetória e também damos detalhes sobre a plataforma de simulação de produção de feixes radioativos. No Capítulo 4 damos a redução dos dados e o cálculo da seção de choque. No capítulo 5 descrevemos os fundamentos teóricos do espalhamento elástico, o modelo ótico e método de canais acoplados. No capítulo 5 mostramos o análise e interpretação dos dados. Por último a conclusão é apresentada no Capítulo 6.

Arranjo Experimental

As medidas das distribuições angulares de espalhamento elástico para o sistema $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ foram realizadas no Laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP). Esse laboratório conta com um acelerador eletrostático Van de Graaff do tipo Tandem que acelera feixes primários de ^6Li , ^7Li , ^{10}B , ^{11}B , ^{12}C e outros mais pesados com energias em torno de 3 a 5 MeV/A. Para a produção do feixe radioativo de ^{12}B utilizamos o sistema RIBRAS instalado nesse laboratório [4]. Vamos a seguir detalhar um pouco mais como se dá a extração e aceleração do feixe primário de ^{11}B utilizado para produção do feixe secundário de ^{12}B e como se dá a produção desse feixe secundário.

2.1 Fonte de Íons

Os feixes primários, entre eles o ^{11}B utilizado nesse trabalho, são obtidos a partir de uma fonte íons do tipo MC-SNICS (Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering) fabricada pela National Electrostatic Corporation (NEC). Este tipo de fonte é formada por um sistema de 32 moveis sem a quebra de vácuo. O material com o feixe de interesse é compactado e armazenado nos catodos. Para a produção do feixe primário de ^{11}B usamos como material um composto molecular $^{11}\text{B}_2\text{O}_3$ misturado com prata numa proporção (90%-10%). A extração do feixe de interesse da fonte de íons se dá através do método de Sputtering. Nessa método o reservatório de césio dentro da fonte é aquecido a uma temperatura de 120°C. O césio aquecido na forma de vapor sobe até o interior da fonte de íons, onde uma parte é condensada no catodo (resfriado) e outra depositada no ionizador (aquecido). O vapor de césio, ao entrar em contato com ionizador, se ioniza. Devido ao processo de emissão termiônica, produzindo íons de Cs^+ . Uma diferença de potencial entre o ionizador e o catodo, faz com que os íons de Cs^+ sejam acelerados em direção o catodo extraíndo o material compactado com o

processo de pulverização catódica, Sputtering. Uma ilustração desse método de sputtering para a extração do feixe primário pode ser visto na Figura 2.1.

Figura 2.1: Ilustração do princípio de funcionamento da fonte de íons MC-SNICS com o método de sputtering [9].

O feixe primário de ^{11}B após ser extraído do catodo atravessa a camada de césio condensada no catodo tornando-se negativos. Esses podem então ser extraídos e pré-acelerados pelo extrator com tensão de ~ 20 keV e posteriormente com uma tensão ~ 70 keV respectivamente. Após a pré-aceleração, o feixe primário de interesse, juntamente com elementos extraído no processo, são direcionados para o eletroímã (ME-20). Ao passar pelo ME-20 é defletido em 90° sendo selecionado em relação a sua massa e injetados verticalmente ao acelerador.

2.2 Acelerador Pelletron

O acelerador Pelletron é um acelerador do tipo tandem e foi desenvolvido pela National Electrostatic Corporation (NEC). Foi adquirido pelo instituto de Física da USP em 1972. Esse acelerador possui um sistema de anéis metálicos que trabalha em dois estágios de aceleração empregando um potencial terminal nominal máximo de 8MV. A operabilidade consiste no transporte de carga através de correntes segmentadas formado por *Pellets* que estão ligadas com um isolante de nylon. Os *Pellets* se movem entre duas polias e são direcionadas até o terminal de alta tensão que fica carregado positivamente mediante o processo de indução eletrostática. O nome Pelletron para esse acelerador veio exatamente da utilização dos *Pellets* como transporte de carga.

Antes de carregar o terminal, os indutores e supressores da polia aterrada são polarizados por uma fonte de tensão de ± 50 KV. Os pellets ao entrar em contato com a polia aterrada faz com que os elétrons sejam direcionados ao terminal deixando os pellets carregados positivamente tal como mostra a Figura 2.2.

Figura 2.2: Ilustração do esquema do sistema de transporte e troca de carga do acelerador do tipo Tandem (Pelletron) [10].

Com o movimento das polias, os pellets são direcionados até o terminal atravessando um sistema de *pickoff pulley* que recolhe as cargas dos pellets e aplica uma carga espelho ao outro indutor do terminal que se encontra no lado oposto, tornando-os positivos e induzindo uma carga negativa nos pellets na volta [11]. Com isso o terminal fica carregado e a carga é distribuída através do tubo acelerador. Para evitar faíscas elétricas no sistema de transporte de carga, o acelerador em si fica dentro de um tanque isolado hermeticamente contendo um gás inerte de hexa-fluoreto de enxofre (SF_6).

Os íons negativos produzidos pela fonte de íons e selecionado pelo ME-20 são atraídos pelo terminal devido a força elétrica, obtendo assim uma primeira energia de aceleração dada por:

$$E_1 = eV_T$$

Estes íons ao alcançar o centro do terminal atravessam uma folha de carbono de aproximadamente $\sim 5\text{-}15 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura que arranja alguns elétrons dos íons trocando sua carga para $+q$. O estado de carga segue uma distribuição que depende da energia incidente do feixe em questão na folha de carbono[12]. A distribuição para cada estado de carga de ^{11}B em função da velocidade pode ser vista na Figura 2.3. Assim

podemos ver que para uma tensão de terminal de 7.0 a 8.0 MeV, o íon de $^{11}\text{B}^{-1}$ teria uma energia entre 0.6MeV/A e 0.75MeV/A e portanto o estado de carga mais provável seria $q=4^{+}$.

Figura 2.3: Distribuição do estado de carga em função da energia do feixe primário de boro ao atravessar a folha de carbono [12].

Após da troca de carga, com a intensidade proporcional ao estado de carga, os íons são repelidos pelo o terminal positivo. Este é o segundo estágio de aceleração resultando em uma energia:

$$E_2 = qeV_T$$

Assim a energia final do feixe ao passar pelos estágios de pré-aceleração é dada por:

$$E_T = E_o + eV_T + qeV_T \quad (1)$$

onde E_o é a energia de extração e pré-aceleração, essa energia é da ordem de dezenas de keV e é bem menor em comparação com a energia dos outros estágios de aceleração, podemos então dizer que a energia do feixe é:

$$E_T \approx (q + 1)eV_T \quad (2)$$

Para esta experiência utilizamos um feixe primário de ^{11}B com um estado de carga $q=+4$ e uma tensão no terminal de 7.4 MeV e 7.9 MeV, obtendo uma energia para o feixe primário de 37 e 40 MeV, respectivamente.

A produção do feixe radiativo de ^{12}B desse trabalho se deu por uma combinação do acelerador Pelletron e do sistema RIBRAS para produção de feixes radioativos instalado no IFUSP. O feixe primário de ^{11}B , produzido pela fonte de íons, é acelerado até atingir o alvo de produção do sistema RIBRAS. Ao atingir o alvo de produção podemos obter partículas de ^{12}B através da reação $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})$ em voo e com uma energias próxima a do feixe primário. A Figura 2.4 mostra onde o sistema RIBRAS está localizado na sala experimental do laboratório Pelletron. A Figura 2.5 mostra um desenho esquemático do sistema RIBRAS enquanto que a Figura 2.6 mostra uma ilustração artística do sistema.

Figura 2.4: Desenho esquemático da área experimental do laboratório Pelletron indicando as várias canalizações disponíveis e seus equipamentos. O RIBRAS está instalado na canalização 45-B.

2.3 Produção e focalização do feixe radiativo

Feixe com elementos radiativos de meia-vida curta (da ordem de mili segundos) não podem ser produzidos diretamente pela fonte. Para obtermos feixes com esses elementos radioativos podemos utilizamos a técnica de produção em voo. Na qual um feixe primário interage com um alvo produzindo vários elementos através de reações de transferência, troca de carga, fusão etc. O elemento de interesse é produzido em voo e deve ser separado dos demais por um sistema constituído de elementos magnéticos e/ou

eletrostáticos. Além disso, devemos escolher uma reação de produção do elemento de interesse com um Q-de-reação não muito negativo ou positivo para que o elemento produzido tenha uma energia próxima a do feixe primário. Para a produção do feixe de ^{12}B escolhemos a reação de transferência de um nêutron $^9\text{Be}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{B})$. Essa reação tem um Q-de-reação de 1.7 MeV positivo, o que fornece um feixe secundário radioativo de ^{12}B com uma energia próxima do feixe primário de ^{11}B .

O alvo de produção é o primeiro elemento do sistema de produção de feixes radioativos. Para nossas medidas utilizamos uma folha de ^9Be de 14.4 μm de espessura. A espessura do alvo foi medida, incidindo partículas alfa emitidas da fonte de ^{241}Am . Essa espessura foi escolhida considerando-se que um alvo muito mais espesso degradaria consideravelmente a resolução em energia do feixe produzido e um alvo muito fino produziria uma baixa intensidade do feixe secundário. No método de produção em voo a intensidade do feixe secundário produzida está relacionada com o a espessura do alvo primário e a intensidade do feixe primário. Esta ultima é limitada pelas características do acelerador Pelletron. Para intensidades maiores a 1 μA haveria o risco de superaquecer o alvo de produção podendo provocar sua ruptura. Assim, para intensidades mais elevadas do feixe primário um sistema de refrigeração para o alvo de produção seria necessário. Um desenho esquemático da câmara de produção onde indicamos a câmara com o alvo de produção e o copo de Faraday bem como a câmara de espalhamento central e da câmara de espalhamento traseira podem ser visto na Figura 2.7.

Figura 2.5: Desenho esquemático do Sistema RIBRAS onde podemos observar seus vários componentes [13].

Figura 2.6: Ilustração artística do sistema RIBRAS instalado no laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP.

O segundo elemento do sistema de produção é o copo de Faraday cuja função principal é bloquear e integrar a carga do feixe primário. No entanto ele ainda exerce a função de espalhar os nêutrons e bloquear as diferentes partículas produzidas no alvo primário em ângulos menores de 2.7° . O Copo de Faraday é constituído de um cilindro sólido de uma liga de Tungstênio e Alumínio de 30 cm de comprimento e 2.5 cm de diâmetro. Para que possamos integrar a carga do feixe primário o copo de Faraday deve estar isolado eletricamente dos demais componentes do sistema RIBRAS. A determinação da intensidade do feixe secundário é obtida a partir da carga integrada do feixe primário. Temos ainda na câmara de produção um colimador que limita a entrada de divergência do feixe para ângulos abaixo de 6° . A aceitação angular final corresponde a ângulos entre de 2.7° e 6° , o que fornece um ângulo sólido de aceitação da ordem de 30msr. Esse ângulo sólido é relativamente grande comparado com o ângulo sólido de aceitação de sistemas formados por dipolos que é da ordem de 6msr.

Figura 2.7: Desenho esquemático da câmara de produção do sistema RIBRAS onde podemos ver o alvo de produção e copo de Faraday [14]

No sistema RIBRAS, a separação do feixe de interesse dos demais elementos produzidos no alvo de produção é dada por dois solenoides supercondutores. Esses solenoides geram campo magnético máximo de 6T que permite com que os núcleos radioativos possam ser focalizados e selecionados na câmara de espalhamento central, onde acontecerá a reação de interesse. Os solenoides supercondutores devem ficar imersos em Hélio-Líquido (temperatura de 4 K). O resfriamento se dá por camadas e a próxima camada de Nitrogênio Líquido está a uma temperatura de 77 K. A focalização acontece porque as partículas ingressam ao campo magnético dos solenoides formando um ângulo e realizam uma trajetória helicoidal em seu interior.

A focalização é dada de acordo com a rigidez magnética, $B\rho$, das partículas pela seguinte relação:

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2mE}}{q} \quad (3)$$

onde ρ é a trajetória radial das partículas, B o campo magnético do solenóide, E a energia, m a massa e q o estado de carga das partículas.

A filtragem e focalização do elemento de interesse são feitos não somente pelo solenóide mas também por elementos óticos, bloqueadores e colimadores posicionados estrategicamente no sistema RIBRAS. Partículas com diferentes rigidez magnética são filtradas por esses colimadores e bloqueadores que são posicionados antes do primeiro

solenóide e na câmara central. Códigos de cálculos de trajetórias são utilizados para definir o melhor posicionamento. No entanto, algumas partículas podem ter a combinação de energia, massa e estado de carga (mesma rigidez magnética) e serão focalizadas juntas com a partícula de interesse. Essas partículas podem ainda ser filtradas utilizando-se o segundo solenoide, que podem ser configurados em modos paralelo e antiparalelo, conforme mostrado na Figura 2.8.

Figura 2.8: Modos de operação dos dois solenoides no sistema RIBRAS.

No modo paralelo podemos focalizar os feixes secundários em distâncias maiores mas não é muito útil para filtrar contaminantes. No modo antiparalelo os núcleos contaminantes são focalizados na câmara central no ponto chamado “crossover point” onde podemos posicionar um degradador. Assim, os contaminantes, ao atravessar o degradador, perdem energia de forma diferente da partícula de interesse alterando suas rigidez magnética, $B\rho$, podendo então serem filtrados por colimadores e bloqueadores montados após o segundo solenoide. Para estimar qual deve ser a corrente inicial do solenoide calculamos a trajetória do feixe de ^{12}B , considerando uma corrente que focaliza o feixe de interesse na posição do alvo secundário. Na Figura 2.9 mostramos o resultado desse cálculo de trajetória.

Figura 2.9: Resultado do cálculo das trajetórias do feixe secundário de ^{12}B para uma energia de 35.828 MeV (antes do alvo de reação) em ângulos entre 2° a 6° . Foi considerado apenas um solenoide com uma corrente $I = 29.85$ A e apenas as trajetórias na metade superior do solenoide é mostrada [17]

Para maximizar a focalização e a taxa de produção do feixe secundário de ^{12}B , bem como diminuir os contaminantes variamos a corrente do primeiro solenoide dentro de um intervalo de corrente de mais ou menos 1A. Obtivemos uma corrente de $I = 29.850$ e 28.350 A que maximiza a taxa de produção do ^{12}B para o feixe primário nas energias $E(^{11}\text{B}) = 40.0$ MeV e 37.0 MeV, respectivamente. Na Figura 2.10 mostramos as taxas de contagens para a variação de corrente de 1A.

Figura 2.10: Curva da taxa de produção (número de partículas de ^{12}B produzidos pela integração da carga do feixe primário de ^{11}B) do solenoide em função da corrente para maximizar a produção de ^{12}B a 33.0 MeV.

2.4 Câmara de espalhamento e arranjo experimental

Para medidas de distribuições angulares para o espalhamento elástico de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ utilizamos apenas um solenoide do sistema RIBRAS. Para essas medidas é possível a identificação e separação das partículas de interesse e seus contaminantes utilizando-se apenas um solenoide. O feixe de ^{12}B foi então focalizado no alvo de ^{58}Ni com 2.10 mg/cm^2 de espessura montado na câmara central do sistema RIBRAS (veja Figura 2.7). Utilizamos também um alvo de ^{197}Au de 4.6 mg/cm^2 de espessura para medidas de normalização, uma vez que para as energias utilizadas para o projétil o espalhamento era puramente Rutherford. Os alvos foram montados num suporte que desliza verticalmente e permite sua troca sem quebra do isolamento hermético. Estes foram medidos no LAMFI (Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos) mediante a técnica RBS (Rutherford Back Scattering).

O arranjo experimental para essas medidas foi então um sistema de detectores planares semicondutores do tipo barreira de superfície [15], montados na forma de telescópios ($\Delta E - E_{\text{res}}$) para as medidas ângulos dianteiros e apenas um detector simples (E) para as medidas em ângulos traseiros. Esses detectores foram montados num prato giratório que possibilita a variação de ângulos para os detectores, conforme configuração mostrada nas Figuras 2.11 e 2.12. Na Tabela 2.4 e 2.5 listamos os detectores e a geometria utilizada, respectivamente.

Detector	Espessura nominal [μm]
1 E	1000
2 E_{res}	1000
2 ΔE	25
3 E_{res}	1000
3 ΔE	25

Tabela 2.4: Espessura e especificações dos detectores.

Detector	Area[mm^2]	Distância[mm]	$\Delta\Omega$ [msr]
1 E	126.83 ± 12.38	71 ± 1	25.1
2 $\Delta E - E_{\text{res}}$	82.88 ± 13.42	70 ± 1	16.9
3 $\Delta E - E_{\text{res}}$	81.47 ± 8.85	71 ± 1	16.2

Tabela 2.5: A distância indicada corresponde ao centro do alvo até o colimador e $\Delta\Omega$ corresponde aos ângulos sólidos subtendidos pels detectores.

Os detectores ($\Delta E - E_{res}$) dos telescópios numerados como “2” e “3”, e o detector single E numerado como “1” foram montados na câmara central. Os detectores foram montados de tal forma que a separação entre os telescópios foi de 90° e 30° para o detector single. Foram montados nos detectores um pequeno sistema de dois colimadores (narizes) com comprimento da ordem de 5 cm que impede (bloqueia) a entrada de partículas que não tenham sido espalhadas pelo alvo. Esses colimadores também definem o ângulo sólido ($\Delta\Omega$) e abertura angular.

Figura 2.11: Esquema dos detectores e dos alvos montados na câmara de espalhamento central.

Figura 2.12: Ilustração interna da câmara de espalhamento central e os detectores

Ao aplicar uma tensão inversa nos detectores de silício, as partículas carregadas atravessam a zona de depleção na junção do material semiconductor tipo-n e tipo-p produzindo um par elétron-buraco. A carga coletada é proporcional à energia das partículas. As partículas ao incidirem nos detectores montados como telescópio ($\Delta E - E_{res}$) depositam uma fracção de energia, ΔE , no primeiro detector, e o restante da sua energia no segundo detector. Nos detectores finos dos telescópios (ΔE), a energia depositada pelas partículas ao travessa-los está relacionada com a equação Bethe Bloch [16].

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{mv^2} N \left[\ln \frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)} - \beta^2 \right] \quad (4)$$

Com z sendo o número atômico, m a massa, E a energia, v velocidade, N a densidade numérica de elétrons do material, $\beta = v/c$, e I o potencial médio de excitação.

Usualmente aproximamos essa expressão para:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (5)$$

onde: A é a massa da partícula, z é o número atômico e E a sua energia.

Como a perda de energia (ΔE) é aproximadamente proporcional a Z^2 , podemos usar um gráfico biparamétrico $\Delta E \times E_{res}$ para identificação das partículas espalhadas e dos contaminantes. Nesses espectros biparamétricos partículas com diferentes massas (A) e diferentes z serão localizadas em regiões específicas em formas de hipérboles espaçadas em ordem crescente e proporcional a Z^2 e A . Na Figura 2.13 mostramos um típico espectro $\Delta E \times E_{res}$ indicando as partículas observadas. Os detalhes da identificação das partículas são discutidos no Cap.3.

Figura 2.13: Espectro biparametrico $\Delta E \times E_{res}$ observado a 26 graus para feixe de ^{12}B em alvo de ^{58}Ni a 33.0 MeV. As partículas espalhadas de ^{12}B podem ser facilmente identificadas assim como os diversos contaminantes que possuem a mesma rigidez magnética e que também espalhados pelo alvo.

Para determinarmos as seções de choque para o espalhamento elástico precisamos então obter as contagens na região correspondente as partículas espalhadas de ^{12}B . As medidas com alvo de ouro tiveram a finalidade de obter uma normalização dos dados uma vez que para essas energias o espalhamento é puramente Rutherford, assim como as medidas nos ângulos mais dianteiros com o alvo de Níquel.

2.5 Medidas realizadas

No laboratório Pelletron foram medidas a seções de choque elástica para o sistema $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ nas energias próximas à barreira Coulombiana, 30.0 e 33.0 MeV no referencial do laboratório. As duas distribuições angulares foram medidas uma a faixa angular de 20° e 65° em intervalos de 3° no centro do alvo de ^{197}Au e ^{58}Ni .

Simulação da produção do feixe ^{12}B com o sistema RIBRAS

3.1 Cálculos de trajetórias

No sistema RIBRAS, vários elementos além do feixe de interesse são produzidos no alvo de produção e os que possuem a mesma rigidez magnética são também focalizados na câmara de espalhamento. Dependendo da particularidade da experiência que estamos realizando precisamos eliminar ou diminuir a intensidade de elementos. A variação da intensidade de contaminantes pode ser obtida com diferentes posicionamentos dos colimadores e bloqueadores. No entanto, uma purificação do feixe de interesse só é possível utilizando o segundo solenóide em combinação com degradadores ou defletores eletrostáticos. O primeiro solenóide focaliza partículas com a mesma rigidez magnética. Assim, mesmo que possamos utilizar colimadores e bloqueadores, sempre teremos algum contaminante. Usando dois solenóides podemos purificar ainda mais o feixe de interesse ao adicionar um degradador no ponto de cruzamento (“crossover point”) entre os dois solenoides. O degradador teria a função de variar a rigidez magnética das partículas que foram aceitas no primeiro solenoide para uma outra filtragem no segundo solenoide variando a energia antes de entrar no segundo solenoide. Para determinar qual seria a corrente a ser utilizada no solenoide, qual seria o melhor degradador, qual a melhor posição dos bloqueadores e colimadores, precisamos de códigos que calculem a trajetória das partículas levando em conta a cinemática de cada partícula e as perdas de energias dessas nos vários elementos, como janelas do alvo de produção, alvos e degradadores.

Nesse trabalho utilizamos um algoritmo [17] que interliga os códigos de cálculos da trajetória dentro do solenoide com códigos STOPX e KINEQ do pacote UPAK de Oak Ridge [18], que por sua vez calculam a cinemática e perdas de energia dos elementos envolvidos. Com isso podemos obter as trajetórias das partículas para alguns ângulos em função da corrente do solenoide para elementos previamente escolhidos. Um exemplo do resultado desses cálculos foi mostrado na Figura 2.9 para a trajetória da

partícula de interesse, ^{12}B . Na figura mostramos a trajetória para alguns ângulos e indicamos o ponto de focalização e a corrente do solenoide utilizada.

Utilizando os resultados desses cálculos podemos construir uma tabela com as energias nos vários pontos do sistema RIBRAS, desde o alvo de produção, passando pelo alvo de reação e chegando aos detectores. Esses resultados nos ajudam a determinar a energia do feixe secundário de interesse a partir da energia do feixe primário. Além disso, com as energias obtidas para as diferentes partículas nos detectores podemos construir o espectro ($\Delta E - E_{res}$), mostrado na Figura 3.2. Esse espectro deve ser comparado com o espectro obtido experimentalmente, como o da Figura 2.13. No espectro calculado os contaminantes são previamente escolhidos e as suas energias correspondem aquelas que forneçam a mesma rigidez do feixe de interesse. A comparação entre os espectros ($\Delta E - E_{res}$) calculado (Figura 3.2) e observado (Figura 2.13) nos ajudou na identificação das partículas observadas.

Primary Beam 11b - $E_{LAB} = 39.97$								
Primary target ^9Be			Secondary target ^{58}Ni				Telescopes	
Midd1	React1	Exit1	Midd2	theta	React2	Exit2	dE	E
37.39	38.63	35.83	34.14	10.00	33.92	32.15	14.22	17.93
				15.00	33.66	31.85	14.33	17.53
				20.00	33.29	31.42	14.48	16.94
				25.00	32.83	30.88	14.68	16.20
				30.00	32.29	30.23	14.92	15.31
				35.00	31.66	29.46	15.26	14.21
				40.00	30.96	28.58	15.65	12.94
				45.00	30.21	27.61	16.08	11.52
				50.00	29.40	26.48	16.63	9.85
				55.00	28.56	25.22	17.30	7.93
				60.00	27.68	23.77	18.11	5.66
				65.00	26.79	22.06	19.09	2.97
				70.00	25.90	19.85	19.50	0.36

Tabela 3.1: Cálculo das energias do feixe primário de ^{12}B produzido a partir da interação do feixe primário de ^{11}B com alvo de produção de ^9Be . As energias nas colunas Exit1 e Exit2 são as energias do ^{12}B após o alvo de produção e após o alvo de ^{58}Ni .

Figura 3.1: Espectro biparametrico $\Delta E \times E_{res}$ calculado com a identificação das partículas. Esse espectro foi medido a 26 graus para feixe de ^{12}B em alvo de ^{58}Ni a 33.0 MeV. Os diversos contaminantes que possuem a mesma rigidez magnética, também espalhados pelo alvo, são indicados. A corrente do solenoide foi de $I = 29.85$ A.

Esses cálculos fornecem apenas parâmetros iniciais que precisam ser ajustados em experiências de produção, onde um ajuste fino da corrente dos solenoides é necessário. Um código baseado no método de Monte Carlo de geração de eventos poderia ser bem mais conveniente para que possamos simular de uma forma um pouco mais próxima da realidade diversas trajetórias do feixe de interesse e contaminantes. Um código baseado no método de Monte Carlo que simula trajetória de partículas em sistema de separação para produção de feixes secundários radioativos é o LISE++ [19]. Utilizamos essa plataforma para simularmos o feixe de ^{12}B . Essa simulação é importante para que possamos em futuras experiências desenvolver feixes mais puros.

3.2 Simulação com a plataforma LISE++

A plataforma LISE++ fornece a opção de desenvolver uma geometria em blocos para o sistema de separação genérico, podendo assim criar um sistema de separação de feixes radioativos que possa simular o sistema RIBRAS usando o método Monte Carlo. A plataforma LISE++ consiste de um conjunto de programas em C++ formando um pacote que simula a produção e purificação de feixes radioativos. Foi elaborada para simular a produção de elementos radioativos com o separador LISE instalado do GANIL [20] nos meados dos anos 80. No entanto, essa plataforma é hoje em dia

amplamente utilizada por outros laboratórios que possuem sistemas de produção de feixes radioativos. A plataforma é bastante versátil e permite que sistema separadores de fragmentos possa ser construído na forma de blocos pelos próprios usuários. O método de Monte Carlo incorporado permite gerar os eventos e com isso simular a produção de feixes. Com a plataforma LISE++ o usuário pode construir seu próprio sistema de produção levando-se em conta os 3 importantes ingredientes, feixe primário e alvo, mecanismo de produção e sistema de separação e focalização. O pacote permite ainda controlar a visualização e a geração dos eventos. Essa plataforma já foi utilizada para simular feixes radioativos com o sistema RIBRAS, veja Ref. [21]. Aqui aplicamos para o nosso caso específico de produção do feixe de ^{12}B . Na Figura 3.2 mostramos os blocos utilizados cujas geometrias são especificadas na Tabela 3.2.

Figura 3.2: Blocos do sistema RIBRAS para um solenoide utilizado na plataforma LISE.

	Elemento	Nome	Espessura (mm)	Abertura (raio) (mm)	Posição (m)
1	Target	^9Be	14.4 μm		0.0
2	Drift	Before Slit-1	200	21	0.200
3	Drift	Before CF	150	37	0.350
4	Drift	Before Sol1	463	100	0.813
5	Solenóide	Sol1	680	140	1.493
6	Drift	After Sol1	707	100	2.200
7	Drift	Drift-5	38	50	2.238
8	Drift	Drift-6	410	40	2.649
9	Drift	Crossover	1	5	2.650
10	Material	DE	25 μm		2.650
11	Material	TKE	1000 μm		2.650
12	GATE-1	Copo Faraday		± 18.5	0.350
13	GATE-2	Lollipop		± 17.5	2.200

Tabela 3.2: Parâmetros geométricos dos elementos do sistema RIBRAS utilizados no presente trabalho. (adaptado da Ref [21])

Abaixo explicamos cada um desses elementos.

- 1) Target: Alvo primário para a produção do feixe de ^{12}B . Esse é o ponto zero e portanto se encontra na posição 0.0m. Escolhemos o alvo de ^9Be para a produção de ^{12}B mas podemos testar qualquer outro alvo.
- 2) Before Slit-1: É uma câmara “drift” com uma certa abertura e comprimento. Faz a função de um colimador colocado depois do alvo primário para filtrar os elementos contaminantes com rigidez magnética mais alta. Esse colimador limita o ângulo máximo de aceitação para 6 graus.
- 3) Before CF: É uma outra câmara “drift” que faz a função de um colimador. Tem a abertura da câmara onde está o copo de Faraday.
- 4) Before Sol 1: É também uma câmara “drift” que faz o papel de um colimador antes da entrada do primeiro solenoide. Permite a aceitação de abertura angular do feixe secundário máxima de 6° .
- 5) Sol 1: Tem as dimensões do solenoide o sistema RIBRAS. Devemos inserir a geometria e a corrente a ser utilizada.
- 6) After Sol1: Câmara “drift” de ligação entre o solenoide e a câmara onde será colocado o lollipop.
- 7) Drift-5: Câmara drift onde será colocado o lollipop.

- 8) Drift-6: Câmara de ligação entre lollipop e o ponto de “crossover” onde o feixe será focalizado.
- 9) Crossover: É um câmara “drift” que funciona como um colimador montado no ponto de cruzamento do feixe secundário com um raio de 5 mm, permitindo a colimação do feixe antes de atingir com o alvo.
- 10) DE: Material silício que simula o detector DE fino de espessura 25 μ m montado depois do ponto de cruzamento.
- 11) TKE: Material de silício que simula o detector grosso E de espessura 1000 μ m montado depois do detector fino DE.
- 12) GATE-1: É um elemento GATE que funciona como um bloqueador do sistema RIBRAS. No caso simula o efeito bloqueador do copo de Faraday não permitindo que partículas com ângulos menores que 2.6° passem.
- 13) GATE-2: Elemento bloqueador. Simula o bloqueamento do Lollipop.

A plataforma LISE++ possui a opção de “envelope” que simula a trajetória do feixe de interesse ao longo dos elementos especificados acima. Nesta simulação aplicamos os GATE-1 e GATE-2 para a trajetória do feixe de ^{12}B após de atravessar o solenoide à uma corrente de $I = 29.85$ A e um campo magnético de 1.988T. Esse GATES tem a função de bloqueadores. Com esse campo as partículas são focalizadas no ponto de cruzamento a 2.65 m, tal como mostra a Fig.3.3.

Figura 3.3: Simulação do envelope do feixe secundário de ^{12}B a uma energia de 35.0 MeV com uma corrente de $I = 29.85$ A.

Para a mesma corrente $I = 29.85$ A que maximiza e focaliza o feixe de ^{12}B no ponto de crossover, o feixe primário $^{11}\text{B}^{+5}$ é focalizado bem antes do ponto do cruzamento, em aproximadamente à 2.4 m. A figura 3.4 mostra ainda o envelope desse feixe de $^{11}\text{B}^{+5}$. Nessa simulação o GATE-2 não está ativo. Ao ativarmos esse *gate*, o feixe primário será bloqueado pelo o *Lollipop* e não alcançará o ponto de cruzamento ou o detector.

Figura 3.4: Simulação do envelope do feixe secundário de ^{11}B a uma energia de 39.7 MeV com uma corrente de $I = 29.85$ A.

Além de estudar os envelopes dos feixes, a plataforma LISE ++ permite visualizar no plano X-Y, a focalização do feixe secundário no ponto de cruzamento “*crossover point*”. Como nesse ponto estamos usando um colimador de 5 mm de raio podemos ver se o feixe está corretamente focalizado nesse ponto, veja figura 3.5.

Figura 3.5: Simulação do feixe de ^{12}B no plano Crossover focalizado no ponto de Cruzamento à 2.65 m para $I = 29.85$ A. O limite do radio de abertura de 5 mm é o tamanho do foco onde qual o feixe é maximizado.

Podemos também simular a perda de energia do feixe ao atravessar um telescópio $\Delta E-E_r$. Ou mesmo simular a distribuição de energia total do feixe. Essas simulações são interessantes para verificarmos perda de energia e resolução em energia. Apresentamos essas simulações nas Figuras 3.6 e 3.7. Na Figura 3.8, a energia do feixe está centrado em 35.06 ± 0.37 MeV. Podemos verificar também uma assimetria na distribuição que pode estar relacionada com a contribuição do primeiro estado excitado de $^{12}\text{B}^*$ à 0.958 MeV. Verificamos que ao fechar um pouco mais o colimador no ponto de cruzamento podemos diminuir essa assimetria ao diminuirmos a contribuição do primeiro estado excitado.

Figura 3.6: Simulação de $\Delta E-E_r$ (25 μm e 1000 μm) para as partículas de ^{12}B e $^{12}\text{B}^*$ com a corrente de $I = 29.85$ A.

Figura 3.7: Simulação do espectro de energia do feixe de ^{12}B para uma corrente do solenoide de $I = 29.85$ A.

Redução de dados

A eletrônica de aquisição dos dados experimentais consiste em converter os pulsos de carga dos detectores em um pulso de sinais digitais cuja amplitude seja proporcional a energia depositada. Esses pulsos passam ainda por amplificadores de tempo e energia que incorporam as funções de formatação do sinal. Por último esses sinais amplificados são tratados por o sistema de aquisição, ADC/CAMAC (Analogical to Digital Converter e Computer Automated Measurement and Control), que convertem esses pulsos em canais digitais a serem armazenados no computador. Esses dados precisam ainda ser manipulados para obtermos as informações na forma de histogramas de energia biparamétricos com informações de perda de energia em função da energia residual, $\Delta E \times E_{res}$, ou em histogramas monoparamétricos com informações da energia total E_{total} . Esses serão os espectros em energia que devem ainda ser calibrados. Esses histogramas e espectros foram construídos durante a experiência (on-line) e após a experiência (off-line) usando os códigos do pacote UPAK de aquisição de dados do laboratório de Oak Ridge (ORNL) [18].

4.1 Calibração e espectros de energia

Para a experiência de espalhamento elástico de $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ utilizamos 5 detectores calibrados em energia. Desses detectores E, dois estavam montados na forma de telescópios e um sozinho (*single*). Utilizamos para a calibração a energia conhecida da partícula alfa de uma fonte de ^{241}Am (5.489 MeV), a energia do feixe de interesse e a energia dos feixes contaminantes ($^4\text{He}^{+2}$, $^6\text{Li}^{+3}$, $^7\text{Li}^{+3}$ e $^{11}\text{B}^{+4}$) espalhados em alvo de ^{197}Au em diversos ângulos e que possuíam a mesma rigidez magnética do feixe de interesse. Essa calibração é importante também para ajudar na identificação de outros contaminantes. A energia das partículas espalhadas foram obtidas através de cálculos de cinemática e de perda de energia utilizando os códigos KINEQ e STOPX do pacote UPAK [18].

Para a calibração em energia adotamos um ajuste linear dado por:

$$E(\text{MeV}) = A \times \text{canal} + B \quad (6)$$

Sendo:

- A o coeficiente angular (MeV/Canal)
- B o coeficiente linear (MeV).

As curvas de calibração são mostradas nas figuras 4.1, 4.2, 4.3, 4.4 e 4.5 para cada um dos detectores e os valores obtidos para os coeficientes são mostrados na Tabela 4.1:

Figura 4.1: Reta de calibração do detector single E1

Figura 4.2: Reta de calibração do detector DE2.

Figura 4.3: Reta de calibração do detector E2.

Figura 4.4: Reta de calibração do detector E3.

Figura 4.5: Reta de calibração do detector DE3.

Det	Coef Ang [MeV/Canal]	Coef Linear [MeV]
1 ΔE	0.0226926(10)	-0.40082(2)
2 E_{res}	0.0152287(9)	0.858504(7)
2 ΔE	0.00926006(1)	0.227345(1)
3 E_{res}	0.0137986 (1)	1.15332(1)
3 ΔE	0.0136908(4)	1.08758(4)

Tabela 4.1: Parâmetros obtidos para a calibração dos detectores

Os parâmetros obtidos no ajuste linear de calibração foram inseridos nos códigos de manipulação de histogramas para obtermos os histogramas biparamétricos $\Delta E \times E_{total}$ já devidamente calibrados em energia, onde $E_{total} = E_{res} + \Delta E$, é a soma da energia ΔE da partícula ao atravessar o detector fino e a energia residual E_{res} da partícula ao parar no detector mais grosso. Exemplos desses espectros $\Delta E \times E_{total}$ para o espalhamento de ^{12}B a 33.0 MeV a 18° podem ser vistos nas Figuras 4.6 e 4.7 para o alvo de ^{197}Au e ^{58}Ni , respectivamente. Considerando que para essas energias e ângulo do espalhamento das partículas é puramente Rutherford tanto para o alvo de ^{197}Au quanto para o alvo de ^{58}Ni . Assim as partículas, outras que não é ^{12}B , nesse espectro são os contaminantes do feixe. Os espectros monoparamétricos e biparamétrico foram obtidos com o código de aquisição de dados SCANROOT e SPMROOT, também do pacote UPAK [20].

Figura 4.6: Típico espectro biparamétrico $\Delta E \times E_{total}$ para o espalhamento de ^{12}B em alvo de ^{197}Au a 18° .

Figura 4.7: Típico espectro biparametrico $\Delta E \times E_{total}$ para o espalhamento de ^{12}B em alvo de ^{58}Ni a 18° .

4.2 Cálculo da seção de choque

O cálculo da seção de choque experimental para cada ângulo da distribuição angular depende dos parâmetros geométricos (ângulo sólido dos detectores), do número de contagens das partículas de interesse espalhadas (obtido dos espectros), da espessura do alvo e do número de partículas incidentes do feixe. Considerando esses parâmetros a seção de choque experimental no sistema de centro de massa é dado por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \frac{Y J}{N_d N_t \Delta\Omega} \times 10^{27} \frac{mb}{sr} \quad (7)$$

onde:

- Y é o número de contagem das partículas espalhadas de ^{12}B que é detectada. Esse valor é obtido a partir da projeção no eixo de E_{total} do espectro biparamétrico $\Delta E \times E_{total}$ e ajustando uma gaussiana ao pico correspondente ao ^{12}B .
- J é o jacobiano da transformação do sistema de laboratório para o centro de massa.

$$J = \frac{|1 + \lambda \cos\theta_{cm}|}{(1 + 2\lambda \cos\theta_{cm} + \lambda^2)^{\frac{3}{2}}} \quad (8)$$

Onde $\lambda = A_p/A_t$, é a relação das massas do projétil e alvo.

- N_d é o número de partículas do feixe secundário de ^{12}B que incide no alvo de ^{58}Ni ou ^{197}Au . Esse número é obtido a partir das medidas para o alvo de Ouro, uma vez que a seção de choque Rutherford é conhecida.

$$N_d = \left(\frac{Y J}{N_t \Delta\Omega_{Lab}} \right)_{Au} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)^{-1}_{Ruth} \quad (9)$$

- N_t corresponde ao número de partículas do alvo secundário ($part/cm^2$) que está relacionado com a espessura d do alvo e da sua correspondente massa molar M_{Mol} .

$$N_t = \frac{d}{M_{Mol}} N_A \quad (10)$$

- $\Delta\Omega$ é o ângulo solido dos detectores no sistema de laboratório. Esta magnitude é um parâmetro geométrico que depende da área do detector A e da distancia d do detector ao alvo.

$$\Delta\Omega = \frac{A}{d^2} \quad (sr) \quad (11)$$

As incertezas da seção de choque experimental foram calculadas a partir da propagação de erros dada pela equação.

$$\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) \left[\left(\frac{\partial Y}{Y} \right)^2 + \left(\frac{\partial N_d}{N_d} \right)^2 + \left(\frac{\partial N_t}{N_t} \right)^2 + \left(\frac{\partial(\Delta\Omega)}{\Delta\Omega} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (12)$$

Onde:

- ∂Y é a incerteza no número de contagens dada pelo erro estatístico.
- ∂N_d é a incerteza no número de partículas do feixe secundário que alcança ao alvo secundário.
- ∂N_t é a incerteza do número de partículas no alvo secundário.
- $\partial(\Delta\Omega)$ é a incerteza do ângulo solido.

Para as contagens foi considerado o correspondente erro estatístico. A incerteza do número de contagens para ângulos dianteiros foi menor que 1%, e para ângulos traseiros variou entre 3.5% a 7%. A incerteza do ângulo solido foi em torno de 10 %. Para o cálculo da seção de choque experimental das distribuições angulares propriamente dito utilizamos o software WOLFRAM MATHEMATICA [10].

4.3 Correção angular

Numa experiência de espalhamento elástico, a posição e a área determinaram o ângulo sólido do detector posicionado em um ângulo θ . Para ângulos sólidos grandes temos uma variação grande da seção de choque no intervalo angular que compreende a abertura do detector. Nesse caso o ângulo central não é o ângulo do centro do colimador do detector. Devemos considerar o ângulo adotado como sendo uma média ponderada do ângulo englobado pelo detector, onde o fator de ponderação é dado pela seção de choque. Para determinar esse ângulo médio ponderado utilizamos um código em Fortran chamado *ribras.for* [24] que usa o método Monte Carlo para calcular a correção angular efetiva θ_{eff} . Nesse cálculo consideramos a geometria do detector, o raio do feixe e o straggling angular. Essa correção é mais importante quanto mais acentuada a variação da seção de choque no intervalo angular englobado pelo detector. Isso ocorre para ângulos dianteiros onde o espalhamento é Rutherford. Portanto, para determinar a média ponderada do ângulo usamos a seção de choque Rutherford como fator de ponderação. A Figura 4.8 mostra a distribuição angular de $^{12}\text{B} + ^{197}\text{Au}$ sem e com correção angular.

Figura 4.8: Distribuição angular para $^{12}\text{B} + ^{197}\text{Au}$ para a energia $E_{\text{Lab}}=33.0$ MeV, usando o código *ribras.for*.

As secções de choque de espalhamento elástico para o sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ para cada um dos ângulos medidos foram determinadas para as energias $E_{\text{Lab}}=30.0$ MeV e $E_{\text{Lab}}=33.0$ MeV. Essas secções de choque estão listadas na Tabela 4.2 e 4.3.

Tabela 4.2: Secção de choque normalizada em relação a secção de choque Rutherford, para o sistema $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ para energia de 30.0 MeV

$$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}, E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$$

$\theta_{\text{Lab}}[\text{deg}]$	$\theta_{\text{c.m}}[\text{deg}]$	$d\sigma/d\sigma_{\text{Ruth}}$	$\Delta\sigma$
18.0	19.82	1.03	0.015
20.0	22.50	0.95	0.014
42.0	49.28	1.03	0.043
45.0	52.33	1.11	0.038
48.0	55.71	1.15	0.040
50.0	58.33	1.13	0.070
55.0	63.08	1.03	0.038
57.0	66.08	0.93	0.064
60.0	69.37	0.80	0.076
63.0	72.14	0.73	0.051
65.0	74.36	0.69	0.12

Tabela 4.3: Secção de choque normalizada em relação a secção de choque Rutherford, para o sistema $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ para energia de 33.0 MeV

$$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}, E_{\text{Lab}} = 33.0 \text{ MeV}$$

$\theta_{\text{Lab}}[\text{deg}]$	$\theta_{\text{c.m}}[\text{deg}]$	$d\sigma/d\sigma_{\text{Ruth}}$	$\Delta\sigma$
26.0	30.06	1.04	0.017
29.0	33.72	0.95	0.016
35.0	40.95	0.96	0.037
37.0	43.37	1.02	0.031
38.0	44.39	1.07	0.031
40.0	46.68	1.04	0.057
43.0	50.05	1.15	0.043

46.0	53.44	1.11	0.037
49.0	56.78	1.04	0.049
52.0	60.18	0.93	0.053
53.0	60.63	0.92	0.039
56.0	63.96	0.81	0.034
59.0	67.32	0.72	0.028
62.0	70.63	0.63	0.040
65.0	73.96	0.54	0.067
68.0	77.22	0.47	0.036

Fundamentos Teóricos

Nesta secção descrevemos a teoria utilizada na interpretação dos dados obtidos. Essa teoria é baseada na descrição quântica do espalhamento elástico.

5.1 Teoria de Espalhamento

Para a descrição quântica do espalhamento elástico devemos considerar que a interação se dá por um potencial de curto alcance. Esse potencial diminui mais rápido que o potencial Coulombiano. Nesta descrição consideramos uma onda plana incidente seguindo uma trajetória na direção $+z$ sendo espalhada devido a um potencial de interação estático com o alvo, produzindo uma onda esférica divergente que emerge do centro espalhador e se propagando até o infinito (Figura 5.1).

Figura 5.1: Representação do espalhamento elástico de dois núcleos. [24]

A função de onda estacionária incidente para partículas mono energéticas pode ser dada por uma onda plana: $\psi_{inc}(z) = e^{ikz}$.

A distância do centro espalhador e o detector é muito maior que as distâncias nucleares e nesse caso, a situação física será dada na região assintótica ($r \rightarrow \infty$), onde a onda esférica divergente emerge do centro com a forma.

$$\psi_{dis}(\mathbf{r}, \theta) = f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \quad (13)$$

Então, a função de onda total a grandes distancias será uma superposição de uma onda plana incidente e uma onda esférica espalhada.

$$\psi_{Total}(\mathbf{r}, \Theta) = e^{ikz} + f(\Theta) \frac{e^{ikr}}{r}, \quad (r \rightarrow \infty) \quad (14)$$

onde $f(\Theta)$ é a amplitude da onda esférica espalhada, também chamado de amplitude de espalhamento, que depende do ângulo polar e azimutal. Devemos considerar a simetria azimutal para o caso de partículas sem spin e que a reação acontece no plano assim como também a amplitude. Toda informação sobre a interação entre o projétil e o alvo encontra-se na função amplitude de espalhamento que depende do fluxo das partículas espalhadas num ângulo sólido.

Considerando a corrente de probabilidade dado por:

$$J_{inc} = \frac{\hbar}{2\mu i} (\psi_T^* \nabla \psi_T - \psi_T \nabla \psi_T^*) \quad (15)$$

onde μ é a massa reduzida.

A corrente de probabilidade da onda incidente é dada por:

$$J_{inc} = \frac{\hbar k}{\mu} = v \quad (16)$$

onde v é a velocidade das partículas incidentes.

A corrente de probabilidade da onda emergente que atravessa uma área $r^2 d\Omega$ é dada por:

$$J_r r^2 d\Omega \sim \frac{\hbar}{\mu} \text{Im} \left[f^*(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] r^2 d\Omega = v |f(\theta)|^2 d\Omega \quad (17)$$

A seção de choque diferencial de espalhamento pode ser dada pela razão entre o número de partículas dispersadas dentro num elemento de ângulo solido $d\Omega$:

$$dN_{disp} = J_{disp} r^2 d\Omega \quad (18)$$

pela corrente de probabilidade incidente:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\text{Corrente de probabilidade num angulo solido } d\Omega}{J_{inc}} \quad (19)$$

Combinando essas equações obtemos para a seção de choque diferencial a relação:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{J_{disp} r^2}{J_{inc}} = |f(\theta)|^2 \quad (20)$$

que está diretamente relacionada com a amplitude de espalhamento $f(\theta)$.

5.2 Cálculo da amplitude de espalhamento

Numa interação entre partículas carregadas devemos resolver a equação de Schrödinger com um potencial que é a combinação do potencial nuclear de curto alcance e um potencial Colombiano de longo alcance:

$$\left(-\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_C(r) + V_N(r)] - k^2 \right) \psi_T(r) = 0 \quad (21)$$

onde

- $V_C(r)$ é o potencial Colombiano de longo alcance.
- $V_N(r)$ é o potencial nuclear de curto alcance.
- $k^2 = 2\mu E / \hbar^2$ é o número de onda incidente.

Uma solução para equação de Schrödinger pode ser obtida separando a função de onda total em uma superposição da função de onda Coulombiana $\psi_C(r)$ que tem uma solução exata e a função de onda nuclear $\psi_N(r)$ devido ao potencial nuclear,

$$\psi_T(r) = \psi_C(r) + \psi_N(r) \quad (22)$$

A função de onda nuclear $\psi_N(r)$ possui um comportamento assintótico dado por:

$$\psi_N(r) \sim f_N(\Theta) \frac{e^{i(kr - \eta \ln(2kr))}}{r} \quad r \rightarrow \infty \quad (23)$$

com $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$ que é o parâmetro de Sommerfeld e $f_N(\Theta)$ é a amplitude de espalhamento elástico nuclear.

A solução numérica para a equação de Schrodinger é dada pela expansão da função de onda total em ondas parciais.

$$\psi_T(r) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} y_l(r) P_l(\cos\theta) \quad (24)$$

sendo que a equação radial $y_l(r)$ é obtida a partir da equação:

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{l(l+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} [V_C(r) + V_N(r)] + k^2 \right) y_l(r) = 0 \quad (25)$$

para $r > a$, onde a é o alcance do potencial nuclear $V_N(r)$, a função de onda total $\psi_T(r)$ será afetada só pelo potencial Colombiano $V_C(r)$. A função de onda $\psi_T(r)$ pode ser descrita como uma superposição da solução de regular e irregular de Coulomb.

As funções regular, $F_l(\eta, kr)$, e irregular, $G_l(\eta, kr)$, de Coulomb assintótica são dadas por [25]:

$$F_l(\eta, kr) \rightarrow \sin(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l), \quad r \rightarrow \infty \quad (26)$$

e

$$G_l(\eta, kr) \rightarrow \cos(kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l), \quad r \rightarrow \infty \quad (27)$$

Usando as equações (26) e (27) em (24) obtemos para a função de onda total:

$$\psi_T(r) = \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} (g^N_l F_l(\eta, kr) + f^N_l G_l(\eta, kr)) P_l(\cos\theta) \quad (28)$$

Essa equação reescrita em termos das funções de Coulomb $F_l(\eta, kr)$ e $G_l(\eta, kr)$ é dada por:

$$H^{(+)}_l(\eta, kr) = G_l(\eta, kr) + iF_l(\eta, kr) = \expi \left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l \right] \quad (29)$$

Separando a parte Coulombiana da parte função de onda total:

$$\psi_T(r) = \psi_C(r) + \frac{1}{kr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} f^N_l H^{(+)}_l(\eta, kr) P_l(\cos\theta) \quad (30)$$

Onde o coeficiente complexo pode ser escrito em função da matriz de espalhamento nuclear:

$$f^N = \frac{1}{2i} (S^N_l - 1) \quad (31)$$

Obtendo assim a função de onda nuclear assintótica:

$$\psi_N(r) = \frac{1}{2ikr} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) i^l e^{i\sigma_l} (S^N_l - 1) \expi \left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}l + \sigma_l \right] P_l(\cos\theta) \quad (32)$$

com $S^N_l = e^{2i\delta^N}$ sendo a matriz de espalhamento nuclear. Comparando a equação anterior com a equação (30) obtemos a amplitude de espalhamento nuclear:

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) e^{2i\sigma_l} (e^{2i\delta^N} - 1) P_l(\cos\theta) \quad (33)$$

e para a amplitude de espalhamento total:

$$f_C(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (e^{2i\sigma_l} - 1) P_l(\cos\theta) \quad (34)$$

A seção de choque diferencial é obtida na forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_C(\theta) + f_N(\theta)|^2 = |f_C(\theta)|^2 + 2\text{Re}[f_C(\theta) * f_N(\theta)] + |f_N(\theta)|^2 \quad (35)$$

Como estamos interessados na seção de choque total devemos levar em conta que a integral sob o termo de Coulomb diverge e devemos considerar apenas o termo nuclear, fazendo $f_C(\theta) = 0$:

$$\sigma_{Ela} = \int d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) |1 - S_l^N|^2 \quad (36)$$

Ainda podemos obter a seção de choque de reação:

$$\sigma_R = \frac{\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) (1 - |S_l^N|^2) \quad (37)$$

O termo S_l^N é conhecido como matriz S de espalhamento.

Nos capítulos seguintes vamos usar o modelo de potencial óptico para descrever o potencial nuclear e com isso obter a seção de choque calculada para o espalhamento elástico.

5.3 Canais Acoplados (CC)

Numa interação entre o projétil e o alvo podemos ter diferentes canais de saída que podem afetar o espalhamento elástico, tais como: excitações inelásticas, fusão, break-up. Na Figura 5.2 ilustramos as diversas possíveis reações que podem influenciar o espalhamento elástico.

Figura 5.2: Representação esquemática dos canais de saída de uma interação entre um projétil e um alvo. Figura extraída da ref. [26].

A seção de choque total de reação proveniente da interação entre o projétil e o alvo é dada pela soma de todos os possíveis canais que surgem da interação entre o projétil e o alvo, incluindo a reação de fusão e excluindo o espalhamento elástico.

$$\sigma_R = \sigma_{fusao} + \sigma_{breakup} + \sigma_{inelastico} + \sigma_{transfer} \quad (38)$$

A técnica para descrever simultaneamente o espalhamento elástico e as outras reações é a técnica de canais acoplados.

Considerando primeiramente o canal de entrada $|\alpha\rangle = a + A$, onde a é o projétil e A é o alvo. O Hamiltoniano total do sistema será:

$$H_T = H_\alpha + h_\alpha + V_\alpha \quad (39)$$

Onde:

- H_α é a energia cinética total.
- h_α é a o Hamiltoniano interno.
- V_α é o potencial de interação projétil e alvo.

Considerando agora que no canal de saída, o projétil encontra-se num único estado excitado, a função de onda total será descrita como uma combinação linear da função de onda projétil no estado fundamental e de um estado excitado.

$$\psi_T = \chi_\alpha |\phi_\alpha(x_\alpha) > + \chi_{\alpha'} |\phi_{\alpha'}(x_{\alpha'}) > \quad (40)$$

Onde:

- χ_α e $\chi_{\alpha'}$, são os funções de movimento relativo entre o projétil e alvo no estado fundamental e excitado, respetivamente.
- $|\phi_\alpha(x_\alpha) >$ e $|\phi_{\alpha'}(x_{\alpha'}) >$, são os funções de onda do projétil no estado fundamental e excitado nas coordenadas internas, respetivamente.

No caso de acoplamento de mais estados excitados a função de onda total pode ser representada na forma geral.

$$\psi_T = \sum_{\alpha} \chi_{\alpha} |\phi_{\alpha}(x_{\alpha}) > \quad (41)$$

Cuja função de onda total satisfaz a equação de Schroedinger:

$$(E - H_T)\psi_T = 0 \quad (42)$$

e o hamiltoniano interno h_α atua sobre as funções de ondas internas:

$$h_\alpha |\phi_\alpha(x_\alpha) > = \varepsilon_\alpha |\phi_\alpha(x_\alpha) > \quad (43)$$

$$h_{\alpha'} |\phi_{\alpha'}(x_{\alpha'}) > = \varepsilon_{\alpha'} |\phi_{\alpha'}(x_{\alpha'}) > \quad (44)$$

Resolvendo a equação de Schroedinger usando estas ultimas equações, e projetando sobre os estados internos, obtemos a equação de acoplamento para o estado fundamental e o estado excitado, respetivamente.

$$(E - \varepsilon_\alpha - h_\alpha - V_{\alpha\alpha})\chi_\alpha = \chi_{\alpha'} V_{\alpha\alpha'} \quad (45)$$

$$(E - \varepsilon_{\alpha'} - h_{\alpha'} - V_{\alpha'\alpha'})\chi_{\alpha'} = \chi_\alpha V_{\alpha'\alpha} \quad (46)$$

onde:

- $V_{\alpha\alpha'} = \langle \phi_{\alpha} | V_{\alpha} | \phi_{\alpha'} \rangle$, é o potencial de acoplamento responsável da excitação do estado final α' ate o estado inicial α .
- $V_{\alpha'\alpha} = \langle \phi_{\alpha'} | V_{\alpha} | \phi_{\alpha} \rangle$, é o potencial de acoplamento responsável da excitação do estado inicial α ate o estado final α'

Os potenciais de acoplamento $V_{\alpha\alpha'}$ e $V_{\alpha'\alpha}$ obtidos por este método serão de vital importância para estudar as deformações destes potenciais utilizando diferentes modelos nucleares.

A seguir descreveremos o modelo coletivo de deformação.

5.4 Modelo Coletivo

Um dos possíveis canais de saída na interação projétil-alvo é a excitação de um ou dos dois núcleos.

Podemos descrever essa excitação supondo que foi devida a uma excitação de movimento coletivo dos nucleões do tipo movimento rotacional ou vibracional. A descrição do modelo coletivo, o núcleo excitado é interpretado como deformações de carga ou massa na superfície do núcleo. Porém, as excitações do núcleo serão descritos pelos potenciais de deformação Coulombiana e Nuclear para diferentes estados excitados.

Uma forma de expressar a deformação do núcleo é considerar que o raio nuclear R não permaneça constante e dependa do ângulo solido $\Omega(\theta, \varphi)$ em uma determinada coordenada da superfície. O raio deformado pode então ser expresso em términos dos harmônicos esféricos $Y_{\lambda\mu}(\Omega)$.

$$R = R_o \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Omega) \right) \quad (47)$$

Onde: $\alpha_{\lambda\mu}$ é o comprimento de deformação nuclear.

5.5 Deformação Coulombiana

O potencial Colombiano de uma distribuição de carga z_i que interage com o núcleo de carga Z , sendo $\xi = \{r_1, r_2, \dots, r_i\}$ as coordenadas das partículas da distribuição de carga é:

$$V_c = \begin{cases} \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_c \left[3 - \left(r/R_c \right)^2 \right]}, & r \leq R_c \\ \frac{Z_p Z_t e^2}{r}, & r > R_c \end{cases} \quad (48)$$

Para determinar a deformação Coulombiana podemos expandir esse potencial em multipolos:

$$V_c(r, \xi) = V_c(r) + V_c^{\lambda\mu}(r, \xi) \quad (49)$$

com

$$V_c^{\lambda\mu}(r, \xi) = \frac{M(E_{\lambda\mu}) \sqrt{4\pi} e^2 Z Y_{\lambda\mu}^*(r)}{2\lambda + 1} \frac{1}{r^{\lambda+1}} \quad (50)$$

onde o operador de multipolar elétrico é:

$$M(E_{\lambda\mu}) = \sum_i z_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(r_i) \quad (51)$$

Então, ao adicionar os potenciais de acoplamento devemos calcular os elementos de matriz do operador do potencial $V_c^{\lambda\mu}$ em diferentes estados excitados. Porém é conveniente no modelo coletivo expressar os auto estados do hamiltoniano interno em função do momento angular I e sua projeção M .

Utilizando o teorema de Wigner – Eckart, obtemos.

$$\langle I' M' | V_c^{\lambda\mu} | I M \rangle = \sqrt{2I+1} \langle I M \lambda \mu | I' M' \rangle \langle I' || V_c^\lambda || I \rangle \quad (52)$$

Onde:

- $\langle IM\lambda\mu|I'M' \rangle$, os coeficientes de Clebsch—Gordan.
- $\langle I' || V_C^\lambda || I \rangle$, elemento da matriz reduzida.

Cujo elemento da matriz reduzida do potencial de deformação Coulombiana será expresso pelo o potencial de transição multipolar:

$$\langle I' || V_C^\lambda || I \rangle = \langle I' || M(E_\lambda) || I \rangle \frac{\sqrt{4\pi}e^2Z}{2\lambda + 1} \frac{1}{r^{\lambda+1}}, \quad (r > r_i) \quad (53)$$

Nesse caso o elemento da matriz reduzida, $\langle I' || M(E_\lambda) || I \rangle$, do operador multipolar elétrico, vai depender do modelo usado.

5.6 Modelo Rotacional

No modelo de excitação rotacional consideramos que o núcleo tem uma deformação permanente com simetria azimutal. Porém o núcleo rotacional será expresso em função do momento angular I , da sua projeção M e de uma quantidade conservada K (banda rotacional). A banda rotacional K caracteriza o estado intrínseco do núcleo deformado numa transição $I \rightarrow I'$, e é representada como a projeção do momento angular com o eixo de simetria z' , conforme pode ser observado na Figura 5.3.

Figura 5.3: Estado rotacional do núcleo deformado [27].

Seguindo este modelo podemos escrever a matriz reduzida do operador multipolar elétrico em função de K .

$$\langle KI' || M(E_\lambda) || KI \rangle = \sqrt{2I+1} \langle IK\lambda 0 | I'K \rangle \langle \chi | M(E_{\lambda 0}) | \chi \rangle \quad (54)$$

Onde $\langle \chi | M(E_{\lambda 0}) | \chi \rangle = M_n(E_\lambda)$, é o valor esperado do operador multipolo elétrico $M(E_{\lambda 0})$ no estado intrínseco do núcleo deformado, ou elemento de matriz intrínseca.

A matriz reduzida multipolar elétrica pode ser obtida experimentalmente relacionando-a diretamente com a probabilidade de transição reduzida $B(E\lambda; I \rightarrow I')$:

$$\langle KI' || M(E_\lambda) || KI \rangle = \pm \sqrt{2I+1} B(E\lambda; I \rightarrow I') \quad (55)$$

O momento multipolar intrínseco é dado pela relação [29]:

$$Q_{\lambda 0} = \sqrt{\frac{16\pi}{2\lambda+1} \frac{1}{\sqrt{2I+1}}} \langle IK\lambda 0 | I'K \rangle \langle I' || M(E_\lambda) || I \rangle \quad (56)$$

Onde λ é a multipolaridade

5.7 Deformação Nuclear

Para encontrarmos o potencial de deformação nuclear adoptamos o modelo de Woods-Saxon cuja interação é dada pela distância da partícula à superfície do núcleo. Incluindo o raio de deformação, o potencial deformado é dado por:

$$V_N(r, \alpha) = V_N(r - R_\alpha) \quad (57)$$

Expandindo este potencial em série de Taylor até o termo de primeira ordem em torno de R_0 , e considerando que o raio nuclear deformado é pequeno em comparado com o parâmetro de difusividade, temos:

$$V_N(r, \alpha) = V_N(r - R_0) - \frac{dV_N(r - R_\alpha)}{dr} \sum_{\lambda\mu} R_0 \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Omega) = V_N(r - R_0) + V_N^{\lambda\mu}(r, \alpha) \quad (58)$$

onde:

$$V_N^{\lambda\mu} = -\frac{1}{\sqrt{4\pi}} \alpha_{\lambda\mu} \frac{dV_N(r - R_\alpha)}{dr} \quad (59)$$

é o potencial de deformação Nuclear

Aplicando a mesma técnica de projeção utilizada para a deformação Coulombiana, obtemos a matriz reduzida do potencial de deformação nuclear.

$$\langle I' || V_N^{\lambda} || I \rangle = -\frac{\langle I' || \alpha_{\lambda} || I \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{dV_N(r - R_\alpha)}{dr} \quad (60)$$

Onde $\langle I' || \alpha_{\lambda\mu} || I \rangle$ é a matriz de deformação de longitude reduzida para uma transição nuclear $I \rightarrow I'$, que depende do modelo utilizado.

Adoptando o modelo rotacional, encontramos a matriz reduzida dada por:

$$\langle KI' || \alpha_{\lambda} || KI \rangle = \sqrt{2I + 1} \langle IK \lambda 0 | I' K \rangle \langle \chi | \alpha_{\lambda} | \chi \rangle \quad (61)$$

Onde $\langle \chi | \alpha_{\lambda} | \chi \rangle$ é o valor esperado do operador de deformação de longitude α_{λ} no estado intrínseco e α_{λ} é o comprimento de deformação, relacionado com o produto do parâmetro de deformação β_{λ} e o radio nuclear R_0 , $\alpha_{\lambda} = \beta_{\lambda} R_0$.

Considerando o modelo rotacional, e se a massa e a distribuição de carga coincidem, encontramos a matriz reduzida

$$\langle KI' || \alpha_{\lambda\mu} || KI \rangle = \frac{4\pi}{3ZeR_0^{\lambda-1}} \langle KI' || M(E_{\lambda}) || KI \rangle \quad (62)$$

No caso geral o elemento de matriz reduzida estará relacionado com o elemento de matriz intrínseca por:

$$RDEF(\lambda, I \rightarrow I') = (-1)^{[I-I'+|I-I'|]/2} \sqrt{2I + 1} \langle IK \lambda 0 | I' K \rangle \langle \chi | \alpha_{\lambda} | \chi \rangle$$

$$RDEF(\lambda, I \rightarrow I') = (-1)^{[I-I'+|I-I'|]/2} \sqrt{2I+1} < IK\lambda 0 | I' K > \beta_\lambda R_0 \quad (63)$$

sendo $RDEF$ a deformação de longitude reduzida para uma transição nuclear $I \rightarrow I'$.

5.8 Modelo Ótico

O espalhamento elástico é um problema complexo que envolve interações de muitos corpos (nucleons do projétil e nucleons do alvo). O modelo ótico é então uma aproximação que reduz o problema de muitos corpos para uma interação efetiva de poucos corpos. A ideia dessa redução foi proposta por H. Feshbach [28] assumindo que para uma determinada reação a perda de fluxo no canal elástico pode ser descrita por um potencial complexo do tipo:

$$V_{opt} = V_r(r) + iW_i(r) \quad (64)$$

Nesse caso $V_r(r)$ é o potencial real associado ao canal elástico e $W_i(r)$ é o potencial imaginário responsável pela absorção do fluxo do canal de elástico devido as reações nucleares. Essa ideia é similar a descrição de uma onda de luz que penetra numa esfera de vidro cujo índice de refração depende da posição radial. As reações seriam então associadas à absorção da onda de luz na esfera. No presente trabalho utilizamos dois potenciais para simular o potencial nuclear e descrever o espalhamento elástico: Potencial de Woods-Saxon e Potencial de dupla convolução, potencial de São Paulo [29].

5.9 Potencial de Woods-Saxon

O potencial Woods-Saxon baseia-se no modelo de camadas e no modelo de gás de Fermi que supõe que os nucleons dentro do núcleo se movem dentro de um potencial atrativo que representa uma média das interações com outros nucleons do núcleo. A forma desse potencial é dado por:

$$V_N = \frac{-V_0}{1 + e^{\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right)}} + i \frac{-W_i}{1 + e^{\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)}} \quad (65)$$

Esse potencial tem seis parâmetros:

- V_0 = profundidade do potencial real
- W_i = profundidade do potencial imaginário.
- R_r = raio real
- R_i = raio imaginário
- a_r = difusividade real
- a_i = difusividade imaginaria.

Esses seis parâmetros são mostrados esquematicamente na Figura 5.4. A física do processo de espalhamento está relacionada a estes seis parâmetros livres. Esse potencial tem limitações. O ajuste da distribuição angular com um potencial de seis parâmetros pode produzir certa ambiguidade, onde diferentes combinações dos parâmetros podem descrever bem os dados experimentais.

Figura 5.4: Representação esquemática do Potencial de Woods-Saxon indicando os parâmetros [27] .

5.10 Potencial de São Paulo

O potencial de São Paulo é um potencial de dupla convolução das densidades nucleares do projétil e alvo, que descreve a interação nuclear entre íons pesados [29]. Esse potencial foi obtido da forma:

$$V_{SPP} = \int \rho_p(\mathbf{r}_p) \rho_q(\mathbf{r}_q) v_{NN} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p + \mathbf{r}_q) e^{4v^2/c^2} d\mathbf{r}_p d\mathbf{r}_q \quad (66)$$

- $\rho_1(\mathbf{r}_1)$ e $\rho_2(\mathbf{r}_2)$ são as distribuições de densidade de matéria nuclear nos núcleos do alvo e projétil, respetivamente.
- $v_{NN}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$ é o potencial de interação efetiva N-N.
- $v = 2/\mu [E - V_c - V_{SP}]$ é a velocidade relativa.

Considerando a distribuição de matéria ρ na aproximação de alcance zero $v_{NN} = V_0 \delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)$, com $V_0 = -456 \text{ Mev fm}^3$. Podemos reduzir a integração de 6 dimensões para 3 dimensões, conforme sistema de coordenadas mostrado na Figura 5.5.

Figura 5.5: Sistema de coordenadas da não localidade

Esse potencial utiliza um potencial efetivo realista de interação Nucleon-Nucleon (N-N) incluindo efeitos de não-localidade de Pauli onde cada nucleon do projétil pode trocar de posição com um nucleon do alvo, levando em conta assim o efeito de antissimetria.

A partir de uma análise sistemática de dados foi determinado que a difusividade (a) e o radio (R_m) da distribuição de matéria de Fermi pode ser dado pelos parâmetros:

$$a = 0.56 \text{ fm} \quad R_m = 1.31A^{\frac{1}{3}} - 0.84 \text{ fm}$$

Esse potencial pode então ser utilizado em associação com o modelo óptico na forma:

$$V_{opt} = N_r V_{PSP} + i N_i V_{PSP} \quad (67)$$

onde N_r e N_i são as normalizações da parte real e imaginária, respectivamente.

A partir da análise das distribuições angulares do espalhamento elástico para de vários sistemas de íons pesados em diferentes faixas de energia as normalizações obtidas foram $N_r = 1.00$ e $N_i = 0.78$ [29].

Análise e interpretação de dados

Nesse capítulo vamos descrever como foi realizada a análise dos dados das distribuições angulares para o espalhamento elástico de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ e a interpretação dos resultados. Analisamos as distribuições angulares em termos de modelo ótico utilizando os potenciais de Woods-Saxon e potencial de São Paulo já descritos na seção anterior. Analisamos também com o método de canais acoplados. Essas análises são descritas a seguir.

6.1 Distribuições angulares com modelo óptico

Analizamos as distribuições angulares medidas empregando o modelo óptico com potenciais do tipo Woods-Saxon e Potencial de dupla convolução de São Paulo. Todos os cálculos foram realizados com o código FRESCO [30,31].

Os resultados da análise das distribuições angulares de espalhamento elástico de ^{12}B no alvo de ^{58}Ni nas energias $E_{\text{Lab}}=30.0$ e 33.0 MeV, com um potencial do tipo Woods-Saxon podem ser vistos nas Figuras 6.1 e 6.2. Utilizamos três potenciais diferentes com os parâmetros indicados na Tabela 6.1 e 6.2. Os Potenciais chamados de WS-1 e WS-2 nas Tabelas correspondem a parâmetros obtidos de sistemas de massa e energia similares ao do nosso trabalho. Como podemos observar na Figura 6.1 o χ^2/N do ajuste das distribuição angular a 30 MeV com esses potenciais é relativamente baixo indicado que os sistemas são compatíveis. Entretanto, na Figura 6.2 observamos que esses potenciais fornecem ajustes com χ^2/N relativamente altos para a distribuição angular a 33 MeV, não descrevendo bem os dados experimentais. O potencial WS-3 foi obtido ajustando-se os parâmetros para que os potenciais possam descrever melhor os dados. O ajuste foi obtido a partir de uma minimização numérica utilizando o código SFresco [32], que inclui uma rotina MINUIT. Com esses potenciais, onde os parâmetros foram ajustados, obtivemos uma ótima concordância da seção de choque teórica com os dados para ângulos dianteiros no pico Fresnel e ângulos traseiros.

Devido ao fato de termos seis parâmetros nesse potencial existe uma alta probabilidade de ambiguidade onde potenciais completamente diferentes, com uma

profundidade maior e menor difusividade ou menor profundidade e maior difusividade possam também descrever com a mesma qualidade as distribuições angulares. Para diminuir essa ambiguidade uma alternativa bastante utilizada é considerar Potenciais de convolução como o Potencial de São Paulo [29], onde teremos menos parâmetros ajustáveis, uma vez que a difusividade e raio são obtidos de estudos sistemáticos.

Figura 6.1: Distribuição angular $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30 \text{ MeV}$.

Figura 6.2: Distribuição angular de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV.

WS	V_r [MeV]	r_r [fm]	a_r [fm]	W_i [MeV]	r_i [fm]	a_i [fm]	χ^2/N	σ_R [mb]	Sistema	Ref
1	91.46	1.05	0.68	425.32	0.99	0.48	3.43	530	$^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	[11]
2	120	1.20	0.50	15	1.2	0.50	1.12	646	$^{12}\text{C}+^{64}\text{Ni}$	[33]
3	121.41	1.18	0.59	157.62	0.68	0.85	1.073	675	Nesse trab.	-

Tabela 6.1: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30$ MeV.

WS	V_r [MeV]	r_r [fm]	a_r [fm]	W_i [MeV]	r_i [fm]	a_i [fm]	χ^2/N	σ_R [mb]	Sistema	Ref
3	27.5	1.18	0.54	150	0.68	0.85	3.00	750	Nesse trab.	-

Tabela 6.2: Parâmetros do potencial Woods-Saxon utilizados no espalhamento elástico de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33$ MeV.

Na Figura 6.3 mostramos o resultado da análise do modelo ótico da distribuição angular em 30.0 MeV com o potencial de São Paulo. Utilizando as constantes de normalização da sistemática, $N_R = 1.00$, $N_i = 1.00$ e $N_r = 1.00$, $N_i = 0.78$ podemos descrever parcialmente a oscilação do pico de Fresnel e reproduzir bem as seções de choque para os ângulos traseiros. Ajustando as normalizações, utilizando a minimização SFresco, encontramos os valores $N_R = 0.99$ e $N_i = 0.36$ que melhor reproduzem os dados experimentais. Os diferentes parâmetros N_r e N_i empregando o modelo ótico e os respectivos χ^2/N são mostrados na Tabela 6.3. Para a segunda distribuição angular a 33.0 MeV mostrada na Figura 6.3, as normalizações $N_r = 1.00$, $N_i = 1.00$ e $N_r = 1.00$, $N_i = 0.78$ não reproduzem as seções de choque experimentais. Ajustando-se os valores das normalizações para $N_R = 0.44$ e $N_i = 0.34$, conseguimos um ajuste razoável da distribuição angular. Os diferentes parâmetros N_R e N_i empregando o modelo ótico e os χ^2/N são mostrados na Tabela 6.5. Obter um bom ajuste com um número de parâmetros reduzido é algo relevante, no entanto, a física do problema, que pode corresponder a vários efeitos, está embutida no parâmetro imaginário pequeno.

Podemos ainda analisar as distribuições angulares usando um potencial misto que consiste em manter fixa a parte real com um potencial de São Paulo com $N_R = 1.00$, e variar os parâmetros W_i , r_i , a_i do potencial de Woods-Saxon da parte imaginária. Resultados para esse potencial misto também são apresentados na Figura 6.3 e 6.4. A Tabela 6.4 e 6.6 mostra os parâmetros obtidos para este potencial. Podemos verificar que esse potencial misto também não é adequado para descrever as distribuições angulares.

Figura 6.3 : Potencial ótico usando o potencial de São Paulo e o potencial misto, para o sistema de $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30 \text{ MeV}$.

Figura 6.4: Potencial ótico usando o potencial de São Paulo e o potencial misto, para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV.

Sistema	N_R	N_i	χ^2/N	σ_R [mb]
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	1.00	1.00	4.86	810
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	1.00	0.78	3.07	770
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	0.99	0.36	1.07	670

Tabela 6.3: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo, para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV.

Sistema	N_R	W_i [MeV]	r_i [fm]	a_i [fm]	χ^2/N	σ_R [mb]
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	1.00	30.02	1.35	0.47	2.03	676

Tabela 6.4: Parâmetros do potencial Misto. para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV.

Sistema	N_R	N_i	χ^2/N	σ_R [mb]
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	1.00	1.00	38.53	1026
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	1.00	0.78	34.21	981
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	0.34	0.34	2.280	727

Tabela 6.5: Parâmetros de normalização do potencial de São Paulo, para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV

Sistema	N_R	W_i [MeV]	r_i [fm]	a_i [fm]	χ^2/N	σ_R [mb]
$^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$	1.00	180.0	1.18	0.38	6.56	734

Tabela 6.6: Parâmetros do potencial Misto para o sistema de $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ na energia $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV

Além das possíveis ambiguidades que podemos encontrar com ajuste de um potencial com seis parâmetros como no Woods-Saxon, uma outra questão importante é que toda a física envolvida no processo fica mascarada nos parâmetros desses potenciais. Podemos discutir que um potencial é mais ou menos profundo ou que um efeito é mais superficial ou menos superficial. O mesmo acontece para os potenciais de dupla convolução. Apesar de um número menor de parâmetros livres temos a questão de que a física do processo fica “escondida” no valor da normalização da parte real e imaginária. Isso dificulta consideravelmente a obtenção de informações a respeito da estrutura dos núcleos interagentes e de dinâmica do processo. Uma técnica mais adequada que tem sido aplicada para extrair a física do processo de espalhamento elástico é a técnica de canais acoplados discutida a seguir.

6.2 Distribuições angulares com canais acoplados

Com o propósito de estudar esses efeitos estáticos devido a estrutura dos núcleos envolvidos e efeitos dinâmicos dos canais de reação utilizamos a técnica de canais acoplados. Para esses cálculos também utilizamos o código FRESCO [30,31]. Nessa técnica adotamos um potencial básico para a parte real, um potencial de curto alcance

para dar conta da absorção para o canal de fusão e acoplamos canais de reações. Nesse trabalho consideramos o potencial básico da parte real como sendo o potencial de São Paulo com uma normalização $N_R = 1.00$. O potencial imaginário de curto alcance que leva em conta os processos de fusão é dado por: $W_i = 50 \text{ MeV}$, $r_i = 1.06 \text{ fm}$ e $a_i = 0.2 \text{ fm}$ [33-34].

Primeiramente calculamos as distribuições angulares para o espalhamento elástico de $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ em energias de $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$ e $E_{\text{Lab}} = 33.0 \text{ MeV}$ sem nenhum acoplamento, apenas com os potenciais básico e imaginário de curto alcance. Como podemos observar nas Figuras 6.5 e 6.6, sem nenhum acoplamento não podemos descrever bem as distribuições angulares, principalmente a distribuição a 33.0 MeV , onde esperamos que mais canais sejam abertos.

Figura 6.5: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$, sem acoplamento.

Figura 6.6: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento.

O primeiro acoplamento considerado foi o acoplamento com o canal de espalhamento inelástico. Consideramos o modelo coletivo de deformação para descrever os canais de excitação inelástica para nosso sistema, adicionando as transições do projeto e alvo. No caso de excitações inelásticas e adoptando o modelo coletivo, a secção de choque inelástica é proporcional à probabilidade de transição elétrica $B(E\lambda; I \rightarrow I')$ e dado pela equação:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto |\langle KI' || M(E_\lambda) || KI \rangle|^2 \propto B(E\lambda; I \rightarrow I') \quad (68)$$

Os valores da probabilidade de transição reduzida são encontrados na literatura para o alvo de ^{58}Ni [35] mas não para o núcleo de ^{12}B . Os valores $B(E2)$ do projétil ^{12}B foram adotados considerando estados semelhantes de energia de excitação dos núcleos ^{10}B e ^{11}B . Os valores dos spins, paridade e energia de excitação dos estados do ^{12}B e

^{58}Ni são mostrados na Tabela 6.7. As transições inelásticas e a probabilidade de transição quadrupolar $B(E2)$, são apresentadas na Tabela 6.8.

Ao acoplar individualmente os estados de excitação inelástica dos núcleos ^{12}B e ^{58}Ni , estudamos a influência destes estados no canal elástico. Para isso então calculamos os elementos de matriz reduzida na parte Coulombiana e Nuclear considerando o valor da probabilidade de transição reduzida extraída da base dados do *National Nuclear Data Center* (NNDC) [35].

^{58}Ni	
J^π	E [MeV]
0^+	g.s
2^+	1.4542
4^+	2.4592
2^+	2.7754
0^+	2.9425
2^+	3.0378
2^+	3.2636

^{12}B	
J^π	E [MeV]
1^+	g.s
2^+	0.95314
2^-	1.67365
3^+	5.61280

Tabela 6.7: Valores do spin, paridade e energia dos estados de ^{12}B e ^{58}Ni obtidos na base dados do NNDC [35], para o calculo de canais acoplados

^{58}Ni					
E [KeV]	E_γ [KeV]	$I_f \leftrightarrow I_i$	B(E2) [W.u.]	$\langle I_f E_\gamma I_i \rangle$ [e ² fm ⁴]	δ_2 [fm]
1454.28	1454.28	$0^+ \leftrightarrow 2^+$	10	25.8224	0.9415
2459.21	1004.8	$2^+ \leftrightarrow 4^+$	11.2	36.6642	1.3368
2775.42	2775.42	$0^+ \leftrightarrow 2^+$	0.029	1.3906	0.0507
2942.56	167.2	$2^+ \leftrightarrow 0^+$	21	16.7348	0.6102
2942.56	1488.3	$2^+ \leftrightarrow 0^+$	0.0004	0.0730	0.0270
3037.86	3037.7	$0^+ \leftrightarrow 2^+$	1.15	8.7568	0.3193
3263.66	3263.4	$0^+ \leftrightarrow 2^+$	1.9	11.2557	0.4104

^{12}B					
E [KeV]	E_γ [KeV]	$I_f \leftrightarrow I_i$	B(E2) [W.u.]	$\langle I_f E_\gamma I_i \rangle$ [e ² fm ⁴]	δ_2 [fm]
953.14	953.10	$1^+ \leftrightarrow 2^+$	3.24	3.5269	1.2938
1673.65	720.34	$1^+ \leftrightarrow 2^-$	1.33	2.2597	0.8289
5612.8	-	$1^+ \leftrightarrow 3^+$	1.26	3.8270	1.3504

Tabela 6.8: Todas a transições inelásticas para ^{58}Ni e ^{12}B , usado no calculo de canais acoplados.

Acoplamos os estados tripleto ($2^+, 4^+, 2^+$) do alvo ^{58}Ni e os estados ($2^+, 3^+$) do projétil ^{12}B . O resultado da influência do acoplamento desses estados excitados nas distribuições angulares a $E_{\text{Lab}} = 30.0$ e 33.0 MeV pode ser visto nas Figuras 6.7 e 6.8. Como pode ser observado a inclusão desses acoplamentos teve pouca influência na secção de choque elástica. Podemos notar que, apesar de pequeno, o efeito do acoplamento dos canais inelástico vai na direção de melhorar a descrição dos dados experimentais ao aumentar as secções de choque para ângulos traseiros diminuindo dos ângulos dianteiros. Esse efeito corresponde a um desvio do fluxo elástico dos ângulos dianteiros, que correspondem a uma interação mais superficial, para a os ângulos traseiros, que corresponde a uma interação mais profunda. Além disso, podemos perceber que para a distribuição angular a 33.0 MeV outros canais de reação ou efeitos podem ser importantes.

Figura 6.7: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ para $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos tanto do projétil quanto do alvo.

Figura 6.8: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ para $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos tanto do projétil quanto do alvo.

6.2.1 Efeito de reorientação do momento quadrupolar

O núcleo de ^{12}B tem uma pequena deformação dada pelo momento de quadrupolo $Q(^{12}\text{B}, 1^+) = 1.321 \text{ fm}^2$, observado por T.Ohtsubo [36]. Isso indica que esse núcleo tem uma pequena deformação em forma elipsoidal. Considerando então essa pequena deformação, um outro efeito que analisamos foi o efeito de reorientação. Fisicamente, o efeito de reorientação pode ser explicado quando o spin I do núcleo num estado excitado realiza uma transição reduzida de um sub-estado magnético a outro devido a uma interação do campo elétrico sentido pelo projétil com o momento quadrupolar do núcleo excitado, produzindo assim uma mudança de orientação do núcleo excitado [37,38]. Para uma melhor explicação dos dados, incluímos nos cálculos de canais acoplados os canais de reorientação do núcleo ^{58}Ni no estado excitado e do núcleo ^{12}B no estado fundamental. A matriz reduzida da parte Coulombiana e Nuclear do efeito de reorientação foram calculadas com a eq. (69) e usando os valores dos momentos quadrupolares do ^{12}B e ^{58}Ni apresentado na Tabela 6.9. Consideramos então todos os acoplamentos dos estados inelástico citados anteriormente mais a reorientação do ^{58}Ni e ^{12}B . O resultado da inclusão do efeito de reorientação pode ser visto nas Figuras 6.9 e 6.10. Como podemos observar esse efeito é desprezível, como era de se esperar para um núcleo com pequena deformação.

Núcleo	E_{level} [MeV]	J^π	Q_2 [fm ²]	$\langle I_f M(E_2) I_i \rangle$ [e ² fm ⁴]	δ_2 [fm]	β_2
^{12}B	g.s.	1^+	+1.32 (2)	0.2277	0.040	0.03
^{58}Ni	1.4542	2^+	-10 (6)	3.760	0.481	0.098

Tabela 6.9: Momentos quadrupolares de reorientação.

Figura 6.9: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV, sem acoplamento, acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação.

Figura 6.10: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento e acoplado estados inelásticos e o efeito de reorientação

6.2.2 Efeito de acoplamento de spin-orbita

Um outro efeito que também analisamos foi o efeito do acoplamento do termo de spin-orbita. A interação spin-órbita foi investigada pela primeira vez no espalhamento elástico e inelástico de íons pesados de $^{12}\text{C}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})^{12}\text{C}$, mostrando que a influência deste potencial de interação é maior para energias mais altas e num sentido que aumenta a secção de choque para ângulos traseiros [39]. A interação do acoplamento spin-orbita do projétil de spin $\mathbf{s}$ e do momento angular relativo $\mathbf{l}$ é dada pela relação de Thomas [40], indicando que se a interação é apreciável, o fenômeno de polarização pode ser importante no espalhamento de íons pesados [41].

$$V_{ls} = V_{so} \left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr} \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (69)$$

onde:

- V_{so} é a profundidade do potencial
- $\left(\frac{\hbar}{m_{\pi}c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{df(r)}{dr}$ é o fator Thomas proveniente das correções relativistas da partícula num potencial central.

Adicionando o efeito de spin-orbita, cujo potencial adotado foi a derivada de um potencial de Woods-Saxon com os parâmetros listados na tabela 6.10, aos cálculos de canais acoplados, obtivemos os resultados apresentados nas Figuras 6.11 e 6.12. O efeito do potencial de spin orbita é maior quanto maior o spin do projétil. Assim, para o caso do projétil de ^{12}B que possui um spin é $I^{\pi} = 1^{+}$, como esperamos esse efeito não foi muito grande.

Figura 6.11: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 30.0$ MeV, sem acoplamento, acoplando estados inelásticos, o efeito de reorientação e o acoplamento spin-órbita.

Figura 6.12: Distribuição angular do sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ na $E_{\text{Lab}} = 33.0$ MeV, sem acoplamento, acoplando estados inelásticos, o efeito de reorientação e o acoplamento spin-órbita.

Sistema	V_{so} [MeV]	r_i [fm]	a_i [fm]
$^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$	6.20	1.01	0.75

Tabela 6.10: Parâmetros do potencial do acoplamento spin-órbita para o sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ nas energias $E_{\text{Lab}} = 30.0 \text{ MeV}$ e $E_{\text{Lab}} = 33.0 \text{ MeV}$.

Podemos concluir dessa análise de canais acoplados que os efeitos considerados foram suficientes para descrever a distribuição angular na energia mais baixa de 30.0 MeV mas não foram ainda suficientes para descrever a distribuição angular para a energia mais alta de 33.0 MeV. Nessa energia mais alta esperamos a contribuição de outros possíveis canais. Um desses canais a serem considerados é a transferência. Vários canais de transferência com Q-de-reação positivo podem influenciar o fluxo do espalhamento elástico. Podemos destacar as transferências de prótons, nêutrons, 2p, 2n, deutério, trítio, charge-exchange:

- $(^{12}\text{B}, ^{11}\text{B})$ $Q=+5.629 \text{ MeV}$
- $(^{12}\text{B}, ^{13}\text{C})$ $Q=+9.359 \text{ MeV}$
- $(^{12}\text{B}, ^{10}\text{B})$ $Q=+5.563 \text{ MeV}$
- $(^{12}\text{B}, ^{12}\text{C})$ $Q=+12.986 \text{ MeV}$
- $(^{12}\text{B}, ^{11}\text{C})$ $Q=+4.719 \text{ MeV}$
- $(^{12}\text{B}, ^9\text{Be})$ $Q=+3.777 \text{ MeV}$
- $(^{12}\text{B}, ^{14}\text{N})$ $Q=+10.883 \text{ MeV}$
- $(^{12}\text{B}, ^{14}\text{C})$ $Q=+6.160 \text{ MeV}$

No entanto, para levarmos em conta o canal de transferência precisamos considerar cálculos de CRC (Coupled Reaction Channel), onde cálculos de DWBA (Distorted Wave Born Approximation) para as transferências devem ser levados em conta no esquema de acoplamentos. No entanto, esses cálculos estão além do escopo desse trabalho que envolveu apenas cálculos de canais acoplados.

6.3 Sistemática da secção de choque total de reacção

A partir da análise das distribuições angulares usando o modelo ótico podemos também determinar a secção de choque total de reacção, que está associada a quantidade total de fluxo do espalhamento elástico que é perdida para os demais canais de reacção como excitações inelásticas, fusão, breakup, transferência etc. A secção de choque total de reacção pode ser obtida da teoria de espalhamento elástico utilizando a matriz S de espalhamento na eq. (37) ou através da eq. (70) onde consideramos a diferença entre a secção de choque de espalhamento e a secção de choque de espalhamento Rutherford, lembrando que esta magnitude não é integrável em toda a região angular uma vez que a secção de choque Rutherford pode divergir para ângulos pequenos.

$$\sigma_R = 2\pi \int_{\theta_0}^{180} [\sigma_{Ruth}(\theta) - \sigma(\theta)] \sin \theta d\theta \quad (70)$$

onde $\sigma_{Ruth}(\theta)$ é a secção de choque Rutherford e $\sigma(\theta)$ é a secção de choque diferencial de espalhamento elástico.

Podemos fazer uma análise comparativa da secção de choque total de reacção para vários sistemas para compreender a influência dos efeitos estáticos ou dinâmicos em diferentes sistemas. Nesse contexto podemos fazer uma sistemática com os valores da secção de choque total de reacção envolvendo projéteis fortemente e fracamente ligados em energias próximas a barreira Coulombiana e para alvos próximos em massa. No entanto, para compararmos as secções de choque para diferentes sistemas e verificarmos ou isolarmos efeitos estáticos relacionados à estrutura do núcleo ou uma extensão radial, tal como o núcleo *halo*, e efeitos dinâmicos devido ao acoplamento de vários canais de reacções, tais como a transferência, break-up e fusão, devemos eliminar os efeitos geométricos de tamanho dos núcleos e efeitos devido a carga.

6.3.1 Secção de choque reduzida

Para fazermos uma análise comparativa da secção de choque total de reacção devemos eliminar os efeitos geométricos e de carga dos diversos. Para tanto temos que aplicar o processo de redução da secção de choque total de reacção. Inicialmente a ideia de aplicar redução da secção de choque para eliminar efeitos geométricos foi proposta por M. Beckerman [42] e aplicada ao estudo da fusão em energias abaixo da barreira.

No entanto, esse procedimento teve complicações ao descrever núcleos fracamente ligados ou núcleos exóticos com extensão radial de *halo* ou *skin*. Um outro método de redução foi proposto por P. R. S. Gomes [43]. Essa proposta elimina os efeitos geométricos e de carga fazendo uso das expressões para o raio, $R_B \sim r_0 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$, e altura $V_B \sim \frac{Z_p Z_t}{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}$ da barreira Coulombiana, ou seja:

$$\sigma_{red} = \frac{\sigma_R}{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2} \quad E_{red} = E_{cm} \frac{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{Z_p Z_t}$$

onde A_p , A_t , Z_p e Z_t são a massa e número atômico do projeto e alvo, respetivamente

Veja que nessa redução o parâmetro do raio reduzido, r_0 , que pode conter informações sobre a extensão radial de núcleos exóticos, não foi eliminado da seção de choque total de reação.

Os valores da seção de choque reduzida para o sistema $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$ estão na Tabela 6.11. Esses valores foram então colocados num gráfico $\sigma_{red} \times E_{red}$ apresentado na Figura 6.13 juntamente com valores obtidos para vários outros sistemas envolvendo projéteis com núcleos exóticos, fracamente ligados e fortemente ligados em alvos com massa $A \sim 60$. As energias de ligação para as configurações predominantes dos núcleos exóticos, fracamente e fortemente ligados não são estritamente delimitadas, dificultando em algumas situações a classificação dos núcleos em uma dessas categorias. Na Tabela 6.12 apresentamos o valor da energia ligação para configurações predominantes de alguns exemplos de núcleos exóticos, fracamente e fortemente ligados. De uma forma geral podemos dizer que núcleos exóticos tem energias de ligações menores do que 1.0 MeV, como é o caso para ^6He , ^8B , ^{11}Be e ^{11}Li . Núcleos fracamente ligados, mas não exóticos, tem energia de ligação em torno de 1.0 a 3.0 MeV, enquanto que núcleos fortemente ligados tem energias de ligação maiores do que 5.0 MeV. Como podemos observar na Figura 6.13, as seções de choque reduzida para sistemas exóticos, fracamente ligados e fortemente ligados seguem curvas diferentes. Essas curvas podem ser descritas por uma função gerada a partir da seção de choque de fusão proposta por C Y. Wong [44] e dada por:

$$\sigma_{WR} = R_B^2 \frac{\hbar\omega_0}{2E_{cm}} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi(E_{cm} - V_B)}{\hbar\omega_0} \right) \right] \quad (71)$$

Sendo que devemos reescrevendo a equação (71) em função das novas transformações R_B , ϵ_0 e V_{red} [36] para obtemos a secção de choque de Wong reduzida.

$$\sigma_{WR} = \frac{\epsilon_0 r_0^2}{2E_{red}} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi(E_{red} - V_{red})}{\epsilon_0} \right) \right] \quad (72)$$

onde:

- $R_B = r_0 (A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ é o raio da barreira Coulombiana
- $\epsilon_0 = \hbar\omega_0 \frac{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{Z_p Z_t}$ é a curvatura reduzida da barreira
- $V_{red} = V_0 \frac{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{Z_p Z_t}$ é a altura da barreira

$^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$			
E_{cm} [MeV]	σ_R [mb]	E_{red} [MeV]	σ_{red} [mb]
24.85	675	1.093	17.81
27.34	750	1.202	19.24

Tabela 6.11: Parâmetros da secção de choque total reduzida.

Os parâmetros das curvas para os sistemas com projéteis exóticos, fracamente ligados e fortemente ligados são listados na Tabela 6.12.

Para o nosso sistema, $^{12}\text{B} + ^{58}\text{Ni}$, a estrutura predominante é dada por $^{11}\text{B} + n$ com uma energia de ligação de 3.370 MeV. Essa energia de ligação é mais alta do que os núcleos fracamente ligados e menor do que as energias para os núcleos fortemente ligados. A secção de choque reduzida para esse sistema, conforme podemos observar na Figura 6.13, segue a trajetória dos núcleos mais fortemente ligados.

Figura 6.13: Sistemática da seção de choque total reduzida para vários sistemas.

Núcleos Exóticos	^8B	$^7\text{Be} + \text{p}$	0.137 MeV
	^6He	$\alpha + 2\text{n}$	0.973 MeV
	^{11}Li	$^9\text{Li} + 2\text{n}$	0.369 MeV
	^{11}Be	$^{10}\text{Be} + \text{n}$	0.502 MeV
Núcleos fracamente ligados	^6Li	$\alpha + \text{d}$	1.474 MeV
	^7Be	$\alpha + ^3\text{He}$	1.587 MeV
	^7Li	$\alpha + \text{t}$	2.467 MeV
	^8Li	$^7\text{Li} + \text{n}$	2.032 MeV
	^9Be	$^8\text{Be} + \text{n}$	1.665 MeV
Núcleos fortemente ligados	^{12}B	$^{11}\text{B} + \text{n}$	3.370 MeV
	^{10}B	$^6\text{Li} + \alpha$	4.461 MeV
	^{11}B	$^7\text{Li} + \alpha$	8.884 MeV
	^{16}O	$^{12}\text{C} + \alpha$	7.192 MeV

Tabela 6.12: Núcleos exóticos, fracamente e fortemente ligados em função da energia de ligação para a configuração predominante.

Trajectoria	Estrutura do Núcleo	V_{red}	r_0	ϵ_0
Azul	Núcleos exótico	0.79	1.79	0.49
Vermelha	Núcleos fracamente ligados	0.82	1.64	0.34
Turquesa	Núcleos fortemente ligados	0.87	1.56	0.14

Tabela 6.13: Parâmetros da secção de choque reduzida de Wong.

6.4 Sistemática com isótopos de boro

Os isótopos de boro, ^8B , ^{10}B , ^{11}B e ^{12}B , tem estruturas e configurações de cluster bastante diversas, veja Tabela 6.14. Temos desde o núcleo rico em prótons ^8B com uma baixíssima energia de ligação de 0.138 MeV para a configuração $^7\text{Be}+p$ até um núcleo fortemente ligados como o ^{11}B com uma energia de ligação de 8.884 MeV para a configuração $^7\text{Li}+\alpha$. Temos núcleos com alta deformação e spin como o ^{10}B e núcleos com spin pequeno como ^{12}B . Cada uma dessas características leva a efeitos predominantes diferentes no espalhamento elástico. Considerando os dados experimentais e análises de canais acoplados realizadas para as distribuições angulares do espalhamento elástico desses núcleos em alvo de ^{58}Ni podemos tirar algumas conclusões e correlações dos efeitos com a configuração de clusters. A seguir explicitamos essas conclusões e correlações para cada um dos isótopos.

6.4.1 $^8\text{B}+^{58}\text{Ni}$

O núcleo ^8B tem uma configuração *halo* já estabelecida e é formado por um caroço de ^7Be com um próton de valência. A configuração de cluster é dada por $^8\text{B} \rightarrow ^7\text{Be} + p$ tem uma energia de ligação $S_p = 0.138$ MeV. Devido à essa baixa energia de ligação esse núcleo se quebra facilmente ao interagir com o campo eletromagnético de um alvo de massa intermediária ou alta. Esse processo é chamado de dissociação Coulombiana ou *Break-up*, sendo que este último pode ser tanto Colombiano como Nuclear. O efeito do canal de reação de breakup nas distribuições angulares de espalhamento elástico para esse sistema foi estudado nas Refs. [6] e [45] e [46]. Esses estudos indicaram a necessidade e importância do acoplamento do canal de breakup através de cálculos de CDCC (Continuum Discretization Coupled Channel) para

descrever as distribuições angulares medidas em energias próximas a barreira Coulombiana. Podemos então dizer que a característica de configuração mais marcante para esse sistema é sua baixa energia de ligação e o acoplamento do canal de breakup.

6.4.2 $^{10}\text{B}+^{58}\text{Ni}$

O núcleo ^{10}B é descrito com a configuração de cluster de $^6\text{Li}+\alpha$, com energia de ligação $S_\alpha = 4.461$ MeV. Os resultados da análise de canais acoplados para o espalhamento elástico de ^{10}B em ^{58}Ni em energias próximas a barreira Coulombiana foram publicados na Ref. [8]. Devido a uma maior energia de ligação o breakup não é um canal importante para a descrição da seção de choque elástica. Entretanto, devido ao alto spin $J^\pi=3+$ e grande deformação, $Q(^{10}\text{B},3^+) = 8.47 \text{ fm}^2$, efeitos de reorientação e spin-órbita foram muito importantes para a descrição do espalhamento elástico para esse sistema. Também testado, o efeito do acoplamento do canal de transferência para esse sistema se mostrou desprezível. Podemos então dizer que o efeito mais importante para a descrição do espalhamento elástico para esse sistema foi o termo de spin-orbita correlacionado com o alto spin desse núcleo.

6.4.2 $^{11}\text{B}+^{58}\text{Ni}$

O ^{11}B é um núcleo fortemente ligado descrito pela configuração de cluster $^7\text{Li}+\alpha$, com energia de ligação $S_\alpha = 8.664$ MeV. Com essa energia de ligação esse núcleo pode ser considerado um dos núcleos mais fortemente ligados da tabela de nuclídeos. Novamente a grande energia de ligação faz com que o canal de breakup seja desprezível. A partir da análise de canais acoplados para o espalhamento elástico de $^{11}\text{B}+^{58}\text{Ni}$ observamos que os canais inelásticos foram importantes assim como o efeito de reorientação de momento angular do ^{11}B devido a sua deformação, $Q(^{11}\text{B},3/2^-) = 4.07 \text{ fm}^2$. Esses resultados foram publicados na Ref. [7]. Para esse núcleo o efeito das transições inelásticas e reorientação foram importantes para descrever o espalhamento elástico.

6.4.2 $^{12}\text{B}+^{58}\text{Ni}$

O núcleo de ^{12}B é descrito com a configuração predominante de cluster $^{11}\text{B}+n$, com energia de ligação $S_n = 3.374$ MeV. Essa energia está entre o valor considerado fortemente ligado e fracamente ligado. A análise comparativa da seção de choque total

de reação reduzida indicou que esse núcleo deve ser descrito como fortemente ligado. A partir da análise de canais acoplados considerando as transições inelásticas, efeito de reorientação com o momento de quadrupolo $Q(^{12}\text{B}, 1^+) = 1.32 \text{ fm}^2$, e spin-órbita, pudemos verificar pouca contribuição desses efeitos para descrever a distribuição angular a 33.0 MeV. Devido a configuração $^{11}\text{B}+n$ a transferência de nêutrons deve ser bastante favorecida, uma vez que o nêutron não sofre influência da barreira Coulombiana no processo de transferência. Vamos ainda realizar cálculos de CRC para esse sistema mas aparentemente esse deve ser canal predominante.

Projétil	Configuração	J^π	S_x [MeV]	Momento de quadrupolo	Canal	Ref
^8B	$^7\text{Be} + p$	2^+	0.138	6.83 fm^2	Break-up	[6]
^{10}B	$^6\text{Li} + \alpha$	3^+	4.461	8.47 fm^2	spin-órbita	[8]
^{11}B	$^7\text{Li} + \alpha$	$3/2^+$	8.664	4.07 fm^2	Inelástico e reorientação	[7]
^{12}B	$^{11}\text{B} + n$	1^+	3.337	1.32 fm^2	Transferência?	Esse trabalho

Tabela 6.14: Comparação de energia de ligação dos isótopos de boro e os tipos de canais importantes no cálculo de canais acoplados.

Conclusões

Neste trabalho estudamos o espalhamento elástico do núcleo radioativo ^{12}B em um alvo de ^{58}Ni em energias próximas a da barreira Coulombiana ($V_B \sim 25$ MeV). Medimos duas distribuições angulares nas energias de laboratório 30.0 e 33.0 MeV.

As distribuições angulares foram analisadas com o modelo ótico, usando potenciais do tipo Woods-Saxon, com parâmetros obtidos de sistemas similares ao nosso, potencial de dupla convolução de São Paulo, e um potencial Misto. As distribuições angulares foram muito bem ajustadas com esses potenciais variando-se os parâmetros dos potenciais adotados (6 para o potencial de Woods-Saxon e 2 para o potencial de São Paulo). Os efeitos estáticos dos núcleos envolvidos e os efeitos dinâmicos do processo ficam embutidos nesses parâmetros.

Para identificar quais efeitos e mecanismos são importantes no processo de espalhamento elástico para esse núcleo utilizamos o método de canais acoplados para analisar as distribuições angulares. Esperávamos que o canal de espalhamento inelástico fosse importante mas verificamos que o acoplamento das transições inelásticas do ^{12}B e ^{58}Ni teve pouca influência na descrição da secção de choque elástica. Testamos também o efeito de reorientação do núcleo de ^{12}B e obtivemos também uma pequena influência no espalhamento elástico. Esse efeito depende basicamente da deformação do núcleo, que é pequena para o núcleo ^{12}B . O momento de quadrupolo do ^{12}B é o menor entre os isótopos $^{8,10,11}\text{B}$. Consideramos também a interação spin-órbita do núcleo ^{12}B obtendo também um efeito pequeno. De certa forma isso também já era esperado considerando que o spin desse núcleo $J^\pi = 1^+$ é relativamente pequeno. Podemos concluir dessa análise que os acoplamentos com as transições inelásticas e os efeitos de reorientação e termo de spin-orbita foram suficientes para descrever a distribuição angular para a energia de 30.0 MeV. No entanto, para a energia mais alta, 33.0 MeV, esses acoplamentos e efeitos não foram suficientes para descrever a região do pico de Fresnel e os ângulos traseiros da distribuição angular, indicando que outros canais possam ser

mais importantes. Dentre os canais possíveis temos o breakup e a transferência. Considerando a configuração $^{12}\text{B} \rightarrow ^{11}\text{B} + n$ com uma energia de ligação de $S_n = 3.370$ MeV acreditamos que o canal de transferência possa ser o mais importante. Para tanto temos que realizar cálculos de CRC (Coupled Reaction Channel) acoplando os efeitos anteriores com cálculos de DWBA para vários canais de transferência de nêutrons, prótons, deutério que possuem Q-de-reação positivos.

A partir da análise das distribuições angulares pudemos obter também a secção de choque total de reação para cada uma das energias medidas. Verificamos que após uma redução adequada os valores obtidos para nosso sistema estava dentro da sistemática para núcleos fortemente ligados. Isso indica que efeitos de breakup são desprezíveis para esse sistema.

Essas medidas fizeram parte do estudo sistemático do espalhamento elástico dos isótopos de boro, $^{8,10,11,12}\text{B}$, em alvo de ^{58}Ni em energias próximas a barreira. A partir da análise de canais acoplados para cada um desses sistemas verificamos uma correlação entre a configuração de cluster dos projéteis com efeitos de canais de reação, reorientação e spin-orbita.

Bibliografia

- [1] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, N. Takahashi. Measurement of interaction cross section and nuclear radii in the light p -shell region. *Physical Review Letters*. 55, 2676 (1985).
- [2] Jim Al-Khalili. An Introduction to Halo Nuclei, *The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams*. Vol I, Volume 651 of the series. Lecture Notes in Physics, pages 77-112, 2004.
- [3] J.J. Kolata, V. Guimarães, and E.F. Aguilera. Elastic scattering, fusion and breakup of light exotic nuclei. *The European Physical Journal A*, 52:123, 2016.
- [4] R. Lichtenthaler, A. Lepine, V. Guimarães, *Eur. Phys. Journ. A*, 50, 28 (2014).
- [5] E. F. Aguilera, et. al. Reaction cross sections for 8B , 7Be , and $6\text{Li} + {}^{58}\text{Ni}$ near the Coulomb barrier: Proton-halo effects. *Physiscal Review C*, 79, 021601(R) (2009).
- [6] J. Lubian, T. Correa, E. F. Aguilera, L. F. Canto, A. Gomez-Camacho, E. M. Quiroz, and P. R. S. Gomes. Effects of breakup couplings on $8\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ elastic scattering. *Physics Review C*, 79, 064605, 2009.
- [7] N. N. Deshmukh, V. Guimarães, E. Crema, D. Abriola, A. Arazi, E. de Barbará, M.A. Cardona, *et al.* Elastic and inelastic scattering for the ${}^{11}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ system: Target and projectil reorientation effects. *Physical Review C*, 92, 054615, 2009.
- [8] V. Scarduelli, E. Crema, V. Guimarães, et. al., Elastic and inelastic scattering for the ${}^{10}\text{B} + {}^{58}\text{Ni}$ system at near-barrier energies. *Physical Review C*, 96, 054610 (2017).
- [9] https://www3.nd.edu/~nsl/Lectures/urls/UG_Lab_Course_Ion_Sources.pdf.
- [10] <http://www.pelletron.com>.
- [11] R. Hellborg. *Electrostatic Accelerators Fundamentals and Applications*.
- [12] J. Marion, F. C. Young. *Nuclear Reaction Analysis Graphs and Tables*.
- [13] P. N. de Faria. *Estudo de Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundario de Núcleos Exóticos*. PhD thesis, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 2008.
- [12] <http://www.pelletron.com>.
- [13] R. Hellborg. *Electrostatic Accelerators Fundamentals and Applications*.

- [14] Erich Leistenschneider. Proton-Induced Reactions on ^8Li at Low Energy and Spectroscopy of ^9Be at High Excitation Energies. Msc. thesis, Instituto de Física, Universidade de São Paulo, 2014.
- [15] Glenn F. Knoll. Radiation Detection and Measurement. 2010
- [16] Emilio Segrè. Nuclei and Particles. 1964.
- [17] Valdir Brunetti Scarduelli. Efeitos de deformação e cluster no estudo de espalhamento elástico dos núcleos ^{10}B e ^{10}C em alvo de ^{58}Ni . Tese de doutorado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil 2016.
- [18] W. T. Milner. UPAK., Oak Ridge National Laboratory. 1987
- [19] Plataforma LISE++, www.lise.nsl.mscl.msu.edu.
- [20] Laboratório GANIL. www.pro.ganil-spiral2.eu
- [21] George Abud Scotton. Produção de feixes radioativos ricos em nêutrons na região de massa $A=10$ a 15 . Dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil 2017.
- [22] Martha L. Abell, James P. Braselton. The Mathematica Handbook.
- [23] R. Lichtenthäler. Código Fortran RIBRAS.
- [24] Nouredine Zettili. Quantum Mechanics Concepts and Applications. 2009
- [25] R. Lipperheide P. Frobich. *Theory of Nuclear Reactions*. Clarendon Press-Oxford, 1996.
- [26] Juan Carlos Zamora Cardona. Estudo do Espalhamento Elástico dos Isótopos ^7Be , ^9Be e ^{10}Be em Alvo de ^{12}C . Dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil 2011.
- [27] <https://www.kth.se/social/upload/5176d9b0f276543c2c2bd4db/CH5.pdf>.
- [28] H. Feshbach, C.E. Porter e V.F. Weisskopf. Model for Nuclear Reactions With Neutrons. *Phys. Rev C*, 96(2): 448-464, 1954.
- [29] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Candido Ribeiro, E. S. Rossi Jr., C. P. Silva. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. *Physical Review C* 66 (2002) 014610
- [30] Antonio M. Moro, An introduction to fresco with commented examples. 2004.
- [31] Ian J. Thompson. Coupled reaction Channels Calculations in Nuclear Physics. *Computer Physics Reports*, 7(4):167-212, 1988.
- [32] Site do Fresco. www.fresco.org.uk

- [33] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, J. Lubian, M. S. Hussein, and P. Lotti, Assessing the adequacy of the bare optical potencial in near-barrier fusion calculation. *Eur. Phys. J. A* 50, 89 (2014).
- [34] E. Crema, D. R. Otomar, R. F. Simões, A. Barioni, D. S. Monteiro, L. K. Ono, J. M. B. Shorto, J. Lubian, and P. R. S. Gomes. Near-barrier quasielastic scattering as a sensitive tool to derive nuclear matter diffuseness. *Phys. Rev. C* 84, 024601 (2011).
- [35] Site do National Nuclear Data Center. <https://www.nndc.bnl.gov/>
- [36] T. Ohtsubo, Y. Nakayama, T. Izumikawa, et.al. Precise measurement of the quadrupole momento of β -emiting ^{12}B .
- [37] Advance in nuclear physics Volumen I Michel Barenger Erich Vogt Springer. 1967
- [38] W. E. Burcham. *Fisica Nuclear* 2003.
- [39] P. K. Bindal and K. Nagatani. Elastic and inelastic scattering of ^6Li on ^{12}C . *Physical Review C* 9, 2154. 1974.
- [40] L. H. Thomas. The Kinematics of an electron with an axis. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* Series 7, Vol 3, 1927.
- [41] H. Amakawa and K -I. Kubo. Spin-Orbit Potential In Heavy-Ion Collisions. *Nuclear Physics A* 266, 521-532. 1976.
- [42] M. Beckerman, M. Salomaa, A. Sperduto, and J. D. Molitor. Sub-barrier fusion of $^{58,64}\text{Ni}$ with ^{64}Ni and ^{74}Ge . *Physical Review C* 25, 837. 1982.
- [43] P. R. S. Gomes, J. Lubian, I. Padron, and R. M. Anjos. Uncertainties in the comparison of fusion and reaction cross sections of different systems involving weakly bound nuclei. *Physical Review C* 71, 017601. 2005.
- [44] C.Y. Wong. Intercation Barrier in Charged-Particle Nuclear reactions C.Y. Wong. *Phys. Rev. Lett.* 31, 766. 1973.
- [45] E. F. Aguilera, I. Martel, A. M. Sanchez-Benitez, and L. Acosta. Systematics of reactions with $4,6\text{He}$: Static and dynamic halo effects and evidence for core-halo decoupling. *Phys. Rev. C* 83, 021601(R). 2011.
- [46] E F Aguilera. Outstanding features of reactions with halo nuclei. *J. Phys.: Conf. Ser.* 387 012001. 2012