UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

**Estudo da reação $^{10}\text{B}+^{120}\text{Sn}$ em energias em torno
da barreira Coulombiana utilizando diferentes
técnicas experimentais**

ANDRÉ DE SOUSA FREITAS

ORIENTADOR: PROF. DR. LEANDRO ROMERO GASQUES

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

Banca examinadora:

Prof. Dr. Leandro Romero Gasques (orientador) - IFUSP
Prof. Dr. Rubens Lichtenthaler Filho - IFUSP
Prof. Dr. Zwinglio Guimarães Filho - IFUSP
Prof. Dr. Andres Arazi - CNEA/TANDAR
Prof. Dr. Tobias Frederico - ITA

São Paulo
2018

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

Freitas, André de Sousa

Estudo da reação $^{10}\text{B}+^{120}\text{Sn}$ em torno da barreira Coulombiana utilizando diferentes técnicas experimentais. São Paulo, 2018.

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

Orientador: Prof. Dr. Leandro Romero Gasques
Área de Concentração: Física Nuclear.

Unitermos: 1. Reações nucleares; 2. Detecção de partículas; 3. Aceleração de partículas.

USP/IF/SBI-042/2018

À Valdete, ao Davi e à Heloísa.

Agradecimentos

A Deus, pela vida e pelas oportunidades.

Ao Prof. Dr. Leandro Romero Gasques pela orientação, confiança e apoio.

A minha esposa Valdete Freitas e meus filhos Davi e Heloísa, a quem dedico este trabalho, pela paciência e compreensão.

A meus pais José de Freitas de Elza de Sousa Freitas, aos familiares e amigos, pelo apoio e incentivo.

Aos colegas de profissão, professores da Faculdade Anhanguera de Itapeverica da Serra-SP, pelo apoio, apreciação e pelo companheirismo cotidiano.

Aos professores Dr. José Roberto B. Oliveira, Dr. Luiz Carlos Chamom, Dr. Nilberto Heder Medina e Dr. Marcos Aurelio G. Alvarez pela disposição em ajudar.

Aos colegas do DFN, que ajudaram na preparação dos experimentos e nos períodos de máquina.

A CAPES, pelo apoio financeiro, e a todos que de forma direta ou indireta participaram deste trabalho o meu muito obrigado.

Resumo

A reação $^{10}\text{B}+^{120}\text{Sn}$ foi medida no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, em energias próximas a barreira coulombiana ($V_B = 35$ MeV). Distribuições angulares de espalhamento elástico e inelástico foram obtidas, e o canal de transferência de um nêutron do alvo para o projétil foi identificado. Além disso, foram feitas medidas utilizando a técnica de detecção em coincidências γ -partícula no espectrômetro SACI-PERERE (Sistema Ancilar de Cintiladores e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento). Tais medidas possibilitaram a identificação do processo de fusão completa, a partir da detecção dos raios- γ provenientes do núcleo composto ^{127}Cs , formado pela absorção de toda carga do projétil pelo alvo, seguido da evaporação de nêutrons. Eventos relacionados ao processo de fusão incompleta, originados da quebra do projétil ^{10}B , também foram identificados. Uma descrição teórica dos principais resultados experimentais foi realizada dentro do formalismo de canais acoplados, utilizando o potencial de São Paulo para descrever a parte real da interação nuclear entre os núcleos participantes da reação.

Abstract

The $^{10}\text{B}+^{120}\text{Sn}$ reaction was measured at the “Laboratório Aberto de Física Nuclear” (LAFN, acronym in Portuguese) of the “Instituto de Física da Universidade de São Paulo”, at energies around the Coulomb barrier ($V_B = 35$ MeV). Angular distributions for the elastic and inelastic scattering were obtained, and the transfer channel of a neutron from the target to the projectile was also identified. Besides that, another set of measurements were carried out using the γ -particle coincidence technique with the ancillary system of scintillators and γ -ray detectors SACI-PERERE (acronym of *Sistema Ancilar de Cintiladores e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento*). Such measurements have allowed the identification of the complete fusion process through the detection of γ -rays coming from the compound nuclei ^{127}Cs , formed by the absorption of the total projectile charge by the target, followed by the evaporation of neutrons. Events related to the incomplete fusion process, originated from the breakup of ^{10}B , were also identified. A theoretical description of the main experimental results has been performed within the coupled channel formalism, using the São Paulo potential to represent the real part of the nuclear interaction between the two reacting nuclei.

Sumário

Resumo/Abstract	v
Lista de Figuras	ix
Lista de Tabelas	xiv
1 Introdução	1
2 Descrição Experimental	5
2.1 O acelerador Pelletron	6
2.2 Detecção e Aquisição no sistema SATURN	11
2.3 Detecção e Aquisição no espectrômetro SACI-PERERE	13
3 Análise dos dados do SATURN	24
3.1 Cálculos Teóricos e Análise dos Dados	25
3.1.1 Cálculos de CRC	26
3.1.2 Cálculos de DWBA	41
4 Análise dos dados do SACI	43
4.1 Redução dos dados experimentais	44

<i>SUMÁRIO</i>	vii
4.2 Resultados e discussão	55
5 Conclusão	68
A Apêndice	72
A.1 Cartão de entrada do FRESCO	72
A.2 Cartão de entrada do SPOMC	76
A.3 Cartão de entrada do DEPCALC	76

Lista de Figuras

2.1	Representação esquemática do acelerador Pelletron do Laboratório Aberto de Física Nuclear da USP [27].	7
2.2	Representação esquemática da fonte de íons MC-SNICS [27].	8
2.3	Trajetória do feixe no acelerador Pelletron, desde a fonte de íons até o sistema de detecção [27].	10
2.4	Representação esquemática da câmara de espalhamento utilizada na medida feita na canalização 30B.	11
2.5	Visualização da câmara de espalhamento utilizada na medida feita na canalização 30B.	13
2.6	Espectrômetro SACI-PERERE: detectores Phoswich e HPGe com supressores Compton.	14
2.7	Um dos hemisférios da câmara do alvo do SACI-PERERE [22].	16
2.8	Perspectiva do sistema de anéis de alumínio para colimação utilizado no SACI-PERERE. [30]	17
2.9	Representação esquemática da eletrônica modular montada para aquisição de dados em coincidência γ -p [21].	19
2.10	Alvo de ^{120}Sn montado no SACI-PERERE.	23

3.1	Parte do espectro tomado a 37.5 MeV por um detector posicionado a 125°	25
3.2	Distribuição angular da seção de choque diferencial do espalhamento elástico do ^{10}B pelo alvo de ^{120}Sn . As curvas teóricas referentes ao cálculo de CRC estão apresentadas com diferentes normalizações da parte imaginária do potencial ótico.	29
3.3	Distribuição angular da seção de choque diferencial da excitação inelástica do estado 2^+ (1171 keV) do ^{120}Sn devido ao espalhamento de ^{10}B	30
3.4	Distribuição angular da seção de choque diferencial da excitação inelástica do estado 3^- (2400 keV) do ^{120}Sn devido ao espalhamento de ^{10}B	31
3.5	Distribuição angular da seção de choque diferencial da excitação inelástica do estado 1^+ (718 keV) do ^{10}B devido ao espalhamento por ^{120}Sn	32
3.6	Esquema dos acoplamentos realizados nos cálculos de CRC para o canal de transferência $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{119}\text{Sn}$	35
3.7	Seção de choque diferencial da transferência $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{119}\text{Sn}$ para $E_{lab} = 31,5$ MeV. Em (a) estão somados os estados do Grupo 1 (ver Tabela 3.3), e em (b) estão somados os estados do Grupo 2 (ver Tabela 3.3).	36
3.8	O mesmo da Fig. 3.7 para a energia de bombardeio $E_{lab} = 33,5$ MeV.	37
3.9	O mesmo da Fig. 3.7 para a energia de bombardeio $E_{lab} = 35,0$ MeV.	38
3.10	O mesmo da Fig. 3.7 para a energia de bombardeio $E_{lab} = 37,5$ MeV.	39
3.11	Funções de onda para os sistemas $n+^{10}\text{B}$ (a) e $n+^{119}\text{Sn}$ (b), e potenciais de ligação para os sistemas $n+^{10}\text{B}$ (c) e $n+^{119}\text{Sn}$ (d) [41].	40

3.12	Valores de V_0 que reproduzem a energia de ligação do ^{11}B (a) e do fator espectroscópico (C^2S) que reproduz os dados experimentais a 37,5 MeV para o processo de transferência (b), ambos como função de R_0	40
3.13	Dados do espalhamento elástico e inelástico em $E_{lab} = 37,5$ MeV. As curvas representam os cálculos de CRC (com $N_i = 0,25$) e DWBA.	42
3.14	Dados da $1n$ transferência ($E_{lab} = 37,5$ MeV). As curvas representam os cálculos de CRC (com $N_i = 0,25$) e DWBA. Em (a) estão somados os estados do Grupo 1 e em (b) os estados do Grupo 2 (ver Tabela 3.3).	42
4.1	Espectros de raios- γ dos detectores HPGe C1 (à esquerda) e C2 (à direita). Os picos indicados nas setas em 511 e 1171 keV foram utilizados como referência para a calibração dos espectros.	47
4.2	Espectro de tempo dos detectores HPGe C1 e C2. Apenas os dados dos picos centrais foram considerados nas análises, e as contagens negativas adjacentes aos picos centrais mostram as regiões do espectro utilizadas na subtração do fundo de contagens.	47
4.3	Espectros biparamétricos dos detectores <i>Phoswich</i> para aquisição com energia do feixe $E_{lab} = 34,1$ MeV.	48
4.4	Espectros de raios- γ indicando as transições 1171 e 1229 keV (excitações do ^{120}Sn). À esquerda, o espectro contém todos os dados de partículas (sem cortes), e à direita, o mesmo espectro onde são considerados apenas dados referentes à $Z = 5$	49
4.5	Corte no espectro de raios- γ na energia 1171 keV relativa ao decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn . A linha tracejada mostra o espectro original, e a linha contínua, os <i>gates</i> contendo o pico considerado e as janelas (em negativo) de subtração de fundo.	50

- 4.6 Espectros biparamétricos para o detector *Phoswich* n. 4 ($\theta_{cm} = 58,3^\circ$). À esquerda, o espectro com todos os eventos adquiridos durante a detecção na energia de bombardeio $E_{lab} = 30,5$ MeV, e à direita, apenas os eventos relacionados aos raios- γ com energia 1171 keV, conforme o corte mostrado na Fig. 4.5. O detalhe na região com $Z = 5$ mostra o recorte efetuado nesse espectro para se extrair a contagem de eventos. 51
- 4.7 Densidade de probabilidade angular de emissão de um raio- γ coincidente com os detectores HPGe C1 e C2 para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn em função do ângulo polar θ_p 54
- 4.8 Vista em corte de um detector HPGe coaxial com três possíveis raios- γ incidindo em seu volume útil com os percursos distintos Δx_A , Δx_B e Δx_C 54
- 4.9 Parte do espectro de raios- γ adquirido a 37,5 MeV. No destaque, parte do esquema de níveis do ^{120}Sn [48] explicitando as transições identificadas. 57
- 4.10 Comparação entre as razões das contagens Y_{C1}/Y_{C2} com as razões das probabilidades de emissão direcional W_{C1}/W_{C2} para o decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn 58
- 4.11 Distribuições angulares da excitação inelástica da transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn . Os dados contém contribuições da excitação do estado 2^+ (que decai diretamente para o estado fundamental) e da excitação do estado 3^- (que decai para o estado 2^+ , e que por sua vez, decai para o estado fundamental). 59
- 4.12 Distribuição angular da excitação inelástica da transição $3^- \rightarrow 2^+$ do ^{120}Sn . A curva representa o cálculo de CRC com normalização da parte imaginária do potencial $N_i = 0,25$ 60

- 4.13 Parte do espectro de raios- γ adquirido a 37,5 MeV. No destaque, parte do esquema de níveis do ^{10}B [48] explicitando a transição identificada. 60
- 4.14 Distribuição angular da excitação do estado 1^+ do ^{10}B . A curva representa os cálculos de CRC com normalização da parte imaginária do potencial $N_i = 0,25$ 62
- 4.15 Parte do espectro de raios- γ do detector HPGe C1 em coincidência com o detector de partículas posicionado a $83,3^\circ$, onde se identifica alguns estados do ^{119}Sn 63
- 4.16 Distribuições angulares dos estados do ^{119}Sn relativos a transferência de 1 nêutron obtidas para a energia de bombardeio $E_{lab} = 36,6$ MeV. As curvas representam os cálculos de CRC com normalização da parte imaginária do potencial $N_i = 0,25$ 64
- 4.17 Espectro de raios- γ adquiridos em *singles* a 36,6 MeV. Os picos identificados se referem a transições de decaimentos do ^{127}Cs conforme mostrado no esquema de níveis ao lado. 65
- 4.18 Espectro de raios- γ adquiridos em coincidência com partículas com $Z=3$. Os picos identificados se referem a transições de decaimentos do ^{124}Te 67
- 4.19 Espectro de raios- γ adquiridos em coincidência com partículas com $Z=2$. Os picos identificados se referem a transições de decaimentos do ^{126}I , conforme esquema de níveis esquematizado à direita. 67

Lista de Tabelas

2.1	Posicionamento e ângulo sólido dos orifícios dos colimadores de cada detector E - ΔE (os detectores 2, 9 e 11 não foram utilizados no presente experimento).	18
2.2	Posicionamento dos detectores HPGe em relação ao feixe.	18
3.1	Spin, amplitude de transição e parâmetro de deformação dos estados incluídos nos cálculos de CRC.	27
3.2	Parâmetros dos potenciais Woods-Saxon assumidos para o sistema nêutron- <i>core</i> nos cálculos CRC de transferência.	34
3.3	Estados do ^{119}Sn que foram considerados para o cálculo da seção de choque de transferência, e os correspondentes fatores espectroscópicos do <i>overlap</i> $\langle ^{120}\text{Sn} ^{119}\text{Sn} + n \rangle$	34
4.1	Coeficientes da pré-calibração Canais (C) $\times$ Energia (E) dos detectores HPGe C1 e C2. A dependência entre canal e energia segue a relação linear $E = b + a \cdot C$	45
4.2	Energia de bombardeio do feixe, tempo aproximado de duração de cada <i>run</i> e corrente média no alvo durante o experimento no SACI-PERERE.	45

4.3 Energia do feixe, média de energia perdida no alvo (δE) e energia de
reação. 56

1

Introdução

Um dos principais objetivos do estudo dos núcleos considerados fracamente ligados consiste em compreender o papel da quebra do núcleo em relação aos demais mecanismos de reação. Já se mostrou, por exemplo, que em energias acima da barreira coulombiana, dependendo da combinação entre o projétil e o alvo, a seção de choque de fusão completa pode ser suprimida pelo efeito do *breakup* [1]. Entretanto, não são apenas os efeitos da quebra sobre a fusão que despertam o interesse em estudar os núcleos fracamente ligados. Diversos trabalhos foram desenvolvidos na última década, abordando os efeitos da quebra sobre outros canais de reação, tais como o espalhamento elástico e inelástico [2, 3, 4, 5], ou sobre a transferência de

núcleons [6]. O entendimento da influência da quebra de tais núcleos nos canais de reação como um todo desempenha um papel ainda mais abrangente na física de reações nucleares: abre caminho para o entendimento dos mecanismos de reação de núcleos radioativos. Na década de 1980, Tanihata e colaboradores, trabalhando no “Lawrence Berkeley Laboratory’s Bevalac”, observaram um aumento significativo nos raios dos núcleos ${}^6,8\text{He}$ e ${}^{11}\text{Li}$ [7, 8]. Desde então, um interesse crescente acerca das propriedades dos núcleos longe do vale de estabilidade tem estimulado trabalhos em diversos centros de pesquisa ao redor do mundo. Por exemplo, reações envolvendo núcleos radioativos tem grande importância no campo da astrofísica nuclear [9, 10], mas seu estudo é dificultado pela baixa intensidade dos feixes produzidos ($\sim 10^5$ pps).

Resultados recentes relacionados aos efeitos da quebra dos núcleos fracamente ligados indicam que, em reações com alvos considerados pesados (como o ${}^{238}\text{U}$ ou o ${}^{209}\text{Bi}$), há uma supressão da ordem de 30% da seção de choque de fusão completa (em relação a seção de choque esperada sem a ocorrência da quebra), em energias acima da barreira coulombiana [11]. É importante mencionar que tal efeito não é observado sobre a fusão total (fusão completa e incompleta somadas). Em energias abaixo da barreira, não há efeitos significativos sobre as seções de choque de fusão. Em reações entre feixes fracamente ligados e alvos leves (como o ${}^{12}\text{C}$), ou intermediários (como o ${}^{64}\text{Ni}$), a supressão da seção de choque de fusão completa não é claramente observada em energias acima da barreira coulombiana [12]. Entretanto, nesses casos, é difícil separar experimentalmente fusão completa e incompleta. Para núcleos formados através da fusão, com massa leve e intermediária, a evaporação de partículas carregadas é o processo predominante. Portanto, o mesmo produto de reação pode ser formado através de dois processos distintos: (i) fusão completa, seguida da evaporação de uma partícula carregada; e (ii) fusão incompleta, onde apenas um dos fragmentos carregados é capturado pelo alvo.

Efeitos do *breakup* podem ser avaliados a partir da análise de dados de espalhamento elástico. Essa análise consiste em descrever os dados de espalhamento, medidos em energias em torno da barreira coulombiana, utilizando um potencial ótico. Em se tratando de núcleos fortemente ligados, a profundidade da parte imaginária do potencial diminui significativamente para energias de bombardeio inferiores à barreira coulombiana, ao passo que a profundidade da parte real do potencial apresenta um aumento de intensidade nessa região, por consequência da relação de dispersão entre as partes real e imaginária do potencial. A diminuição da profundidade da parte imaginária do potencial ocorre devido ao fechamento dos canais de reação em energias de bombardeio inferiores à barreira coulombiana [13]. Esse efeito é conhecido como Anomalia de Limiar (*Threshold Anomaly*). Em se tratando de núcleos fracamente ligados, esse comportamento pode ser diferente: em alguns casos, a profundidade da parte imaginária do potencial não diminui para energias de bombardeio menores que a barreira coulombiana. De fato, a parte imaginária chega a aumentar seu valor, e só com uma diminuição maior da energia de bombardeio sua intensidade diminui, tendendo a zero no limite em que a energia de bombardeio fica muito pequena. Trata-se da chamada Anomalia de Limiar de Quebra (*Breakup Threshold Anomaly*), que se dá devido ao fato que, em energias em torno da barreira coulombiana, e mesmo em energias ligeiramente menores, os canais relacionados à quebra do projétil estão abertos. Assim, o efeito da quebra do projétil pode ser verificado, ainda que sem qualquer quantificação nessa análise, a partir da análise de dados de espalhamento elástico. Há um grande número de trabalhos que abordam essa questão, e como exemplo, pode-se citar a análise dos sistemas ${}^6,7\text{Li}+{}^{144}\text{Sm}$ [14], ${}^6\text{Li}+{}^{90}\text{Zr}$ [15] e ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ [16].

Estudos envolvendo reação do ${}^{10}\text{B}$ com núcleos de massa intermediária são escassos, e distribuições angulares de canais de reação como espalhamento inelástico e de transferência desse sistema não são encontradas na literatura. Por outro lado,

estudos de reação envolvendo o alvo ^{120}Sn com núcleos leves podem ser encontrados, como espalhamento de ^6He [17, 18], $^6,^7\text{Li}$ [19, 20] e ^9Be [21], mas não com ^{10}B . Assim, o objetivo principal deste trabalho consiste em estudar distribuições angulares de espalhamento elástico e inelástico, bem como medir os canais de transferência da reação $^{10}\text{B}+^{120}\text{Sn}$ em energias em torno da barreira coulombiana ($V_B = 35,0$ MeV). As medidas experimentais foram realizadas na canalização 30B do acelerador Pelletron, instalado no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da USP. Além disso, medidas complementares foram realizadas na canalização 30A do acelerador utilizando o espectrômetro SACI-PERERE (Sistema Ancilar de Cintiladores plásticos e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento). Distribuições angulares foram obtidas utilizando a técnica de coincidência γ -partícula, e medidas realizadas em *singles* (aquisição de raios- γ sem coincidência com partículas carregadas) foram efetuadas. Tais medidas possibilitaram a identificação de diversos processos associados a excitação coulombiana do alvo, transferência de 1 nêutron do alvo para o projétil, fusão completa e fusão incompleta.

No capítulo 2, será feita uma descrição sobre o acelerador Pelletron e sua fonte de íons, além de uma explanação sobre a montagem experimental, incluindo detalhes acerca do sistema de detecção e da eletrônica de aquisição de dados. No capítulo 3, serão expostas as análises dos dados referentes ao experimento realizado na canalização 30B do LAFN, bem como os principais resultados obtidos. No capítulo 4, serão apresentadas as análises e resultados referentes ao experimento feito no SACI. Finalmente, no capítulo 5, as conclusões do trabalho serão apresentadas.

2

Descrição Experimental

Neste capítulo, vamos descrever os experimentos realizados para estudar a reação $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$, detalhando o funcionamento do acelerador Pelletron instalado no LAFN do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, desde a fonte de íons, até o sistema de detecção, e a eletrônica modular montada para aquisição de dados. O objetivo principal desse trabalho consistiu na determinação das seções de choque do sistema $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$, e na identificação dos diversos processos originados nesta reação, que inclui o espalhamento elástico, inelástico, fusão completa e incompleta, uma vez que o ^{10}B pode quebrar no canal $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$ ($Q = 4.46$ MeV), além de um canal de transferência de um nêutron do alvo para o projétil (*pick up* de um

nêutron). Medidas de distribuições angulares de espalhamento elástico e inelástico foram obtidas usando o sistema SATURN (*Silicon Array based on Telescopes of USP for Reactions and Nuclear applications*), que consiste em um conjunto de nove detectores de barreira de superfície, que foram montados na câmara de espalhamento da canalização 30B do laboratório LAFN. Por outro lado, medidas em coincidência γ -partícula foram realizadas com detectores cintiladores plásticos para detecção de partículas, e detectores de germânio para detecção de raios- γ , utilizando o espectrômetro SACI-PERERE [22], instalado na canalização 30A do LAFN. Na sequência, será feita uma breve descrição do acelerador, do aparato experimental instalado nas diferentes câmaras de espalhamento, dos sistemas de detecção, e da eletrônica modular utilizada para tratamento e armazenamento dos dados experimentais.

2.1 O acelerador Pelletron

O acelerador Pelletron, instalado no Instituto de Física da USP em 1972 [23, 24, 25, 26], é uma máquina do tipo Tandem de fabricação da NEC¹ com capacidade de tensão máxima nos terminais de carga de 8 MV (Fig. 2.1). A aceleração do feixe se dá em duas etapas, sendo que a primeira ocorre a partir da atração do feixe de íons negativos inserido no tubo de aceleração pelo terminal de alta tensão positiva, que fica localizado no centro do tubo de aceleração, e a segunda etapa de aceleração ocorre a partir da repulsão do feixe, agora positivo, pela mesma diferença de potencial entre o terminal de alta tensão central e a extremidade de saída do tubo de aceleração. A troca de carga do feixe acontece em sua passagem por uma folha fina de carbono, localizada no centro do tubo de aceleração, junto ao terminal de alta tensão. Ao atravessar a folha de carbono, elétrons são removidos do feixe, que se torna positivo, com diferentes possíveis estados de carga. Assim, desde a

¹National Electrostatics Corporation, Middleton-WI, EUA.

inserção do feixe até sua saída do tubo de aceleração, os íons ganham uma energia $E_T = eV_i + (q + 1)eV_t$, onde e é o módulo da carga elementar, V_i é o potencial com o qual o feixe é previamente acelerado antes de ser inserido no tubo, q é o estado de carga com o qual o feixe fica após a passagem pela folha de carbono no centro do acelerador, V_t é a tensão aplicada no terminal de alta tensão, que pode, nesta máquina, chegar no máximo a 8 MV.

Figura 2.1: Representação esquemática do acelerador Pelletron do Laboratório Aberto de Física Nuclear da USP [27].

A fonte de íons

Os feixes inseridos no acelerador são produzidos pela fonte de íons *Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering* (MC-SNICS), instalada no 8º andar

do LAFN. Conforme o esquema da Fig. 2.2, a fonte de íons é composta por um reservatório de césio, um cadinho onde se armazena o cátodo do elemento do qual se deseja extrair o feixe, um conjunto de lentes focalizadoras, um ionizador e um extrator. Quando aquecido a uma temperatura aproximada de 120°C , o césio evapora e se condensa na superfície do cadinho e no ionizador de tântalo, que aquecido a uma temperatura da ordem de 1000°C ioniza o césio. Em contato com o cátodo, os íons Cs^+ pulverizam o material, que ao atravessarem a superfície de césio capturam elétrons, se tornando negativamente carregados. Os íons formados do material contido no cátodo são ejetados por um potencial preliminar de 4 kV, e na sequência, são pré-acelerados por um tubo metalocerâmico polarizado com uma tensão de 90 kV. Assim, os íons do material são injetados no acelerador com uma energia inicial de 94 keV.

Figura 2.2: Representação esquemática da fonte de íons MC-SNICS [27].

Transporte do feixe

Produzido e pré-acelerado na fonte MC-SNICS, o feixe passa pelo eletroímã ME-20, que o deflete em 90° , mudando seu curso da horizontal para a vertical. O eletroímã ME-20 seleciona os íons de interesse em função de sua massa, limpando o feixe de possíveis contaminantes. Esse eletroímã tem a capacidade de defletir feixes a um limite máximo tal que a razão mE/Z^2 corresponda a 20 MeV vezes a unidade de massa atômica. A Fig. 2.3 esquematiza o trajeto do feixe desde a fonte MC-SNICS até a câmara de espalhamento.

Depois de passar pelo ME-20, o feixe é acelerado pelo tubo acelerador e, posteriormente, é novamente defletido por um outro eletroímã, o ME-200, cujo limite de deflexão para o produto massa-energia é agora 200 MeV vezes a unidade de massa atômica. O eletroímã ME-200 é responsável por selecionar a energia incidente do feixe, para um dado estado de carga dos íons. No caso dos experimentos com ^{10}B , utilizamos o estado de carga 4^+ . Após o ME-200, encontra-se instalado um sistema de controle de energia do feixe, que consiste de um conjunto de fendas conectado por um trípode a uma agulha de corona, que ajusta automaticamente a energia do terminal.

O direcionamento do feixe para uma das canalizações do LAFN é efetuado por um outro eletroímã, o *Switching Magnet*. Em nossos experimentos, utilizamos as canalizações 30A e 30B. Na canalização 30A está instalado o espectrômetro SACI-PERERE, e a 30B conta com uma câmara de espalhamento que abriga o sistema SATURN. Além dos elementos descritos, há uma grande variedade de outros componentes que viabilizam o funcionamento do acelerador, como lentes focalizadoras (quadrupolos elétricos e magnéticos), defletores (*trimmers*), copos de Faraday, sistemas de vácuo, colimadores, fendas e monitores de perfil, que são utilizados para otimizar a passagem do feixe.

Figura 2.3: Trajetória do feixe no acelerador Pelletron, desde a fonte de íons até o sistema de detecção [27].

2.2 Detecção e Aquisição no sistema SATURN

O sistema SATURN, utilizado no experimento realizado na canalização 30B da sala experimental do Laboratório Pelletron, consiste de um conjunto de nove detectores de barreira de superfície de espessura da ordem de $300\ \mu\text{m}$, o suficiente para parar as partículas carregadas, instalados em uma base em intervalos angulares regulares de 5° . Esta base é fixada sobre um disco giratório que permite mover o conjunto inteiro de detectores, tornando possível realizar medidas em um amplo intervalo angular. As Figs. 2.4 e 2.5 mostram a câmara de espalhamento. Os detectores são alocados a uma distância aproximada de 40 cm do alvo, que fica no centro da câmara.

Figura 2.4: Representação esquemática da câmara de espalhamento utilizada na medida feita na canalização 30B.

Cada um dos nove detectores tiveram seus sinais pré-amplificados por pré-amplificadores operacionais e, após a pré-amplificação, os sinais são amplificados de modo a se tornarem pulsos com altura entre 0 e 8 V. O valor da tensão de cada pulso é proporcional à energia depositada pela partícula incidente no detector correspondente. Os pulsos analógicos são convertidos em pulsos digitais por um módulo ADC (*Analogic to Digital Converter*) e, após esse processo, a gravação dos dados é feita por meio de um sistema CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*), onde cada evento é histogramado em um canal linearmente proporcional à energia de detecção da partícula. O *trigger*, caracterizado por um pulso rápido com polaridade negativa, é gerado pelos pré-amplificadores no instante em que uma partícula atinge um detector. Esse sinal rápido é convertido em um *gate* por um módulo eletrônico *Gate and Delay Generator* (GG). Para que a conversão dos sinais provenientes dos amplificadores ocorra de forma correta, é necessário ajustar a largura do *gate* de maneira a garantir que um sinal amplificado tenha seu valor máximo dentro dos limites desse *gate*.

Alvo de ^{120}Sn e Medidas Realizadas

O alvo de ^{120}Sn utilizado neste experimento tinha espessura da ordem de $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ sobre o qual foi evaporado uma pequena quantidade de ^{197}Au ($\sim 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) para fins de normalização dos dados.

O experimento na canalização 30B foi realizado em Março de 2016, quando foi inserido o isótopo de ^{10}B na fonte de íons, e o estado de carga selecionado na saída do acelerador foi o 4^+ . Nesse experimento, medimos a reação $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ nas energias de 31,5; 33,5; 35,0 e 37,5 MeV, no sistema do laboratório. Para a reação $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$, a barreira coulombiana está em torno de $V_B = 35,0 \text{ MeV}$. Os dados experimentais foram adquiridos em vários *runs* durante o experimento, e armazenados em um arquivo de formato *.fil* acessível por softwares como DAMM [28].

Figura 2.5: Visualização da câmara de espalhamento utilizada na medida feita na canalização 30B.

2.3 Detecção e Aquisição no espectrômetro SSCI-PERERE

O SSCI-PERERE é um espectrômetro instalado na canalização 30A da sala experimental do laboratório Pelletron, que possibilita a identificação e seleção de canais de evaporação em espectroscopia de raios- γ [22]. Para a aquisição em coincidências γ -partícula o espectrômetro SSCI-PERERE é formado por um conjunto de detectores de partículas *Phoswich*, detectores de raios- γ HPGe, e supressores Compton, que serão descritos em mais detalhes a seguir. A Fig. 2.6 mostra a disposição dos detectores de partículas *Phoswich*, os detectores HPGe de raios- γ e os supressores Compton utilizados para a aquisição em coincidências γ -partícula.

O SSCI-PERERE é composto por uma câmara de alumínio com aproximadamente 14 cm de diâmetro, formada por dois hemisférios, unidos por um anel de vedação.

Sua forma externa consiste de um poliedro semi-regular, com doze faces pentagonais e vinte faces triangulares (vide Fig. 2.7). Em onze das faces pentagonais são fixados, por meio de suportes apropriados, 11 detectores tipo telescópio *Phoswich* cintiladores plásticos de NaI(Tl), utilizados para detecção de partículas carregadas. Cada telescópio é formado por um cintilador rápido ΔE de 0,1 mm de espessura (BC400, com tempo de decaimento de 2,4 ns), acoplado a um cintilador lento E de 10 mm de espessura (BC444, com tempo de decaimento de 264 ns). A décima segunda face pentagonal é reservada para o acoplamento do sistema à canalização, por onde o feixe entra para bombardear o alvo, localizado no centro da câmara. A disposição geométrica dessa câmara, com os onze detectores *Phoswich* instalados, cobre um ângulo sólido de detecção de 76% de 4π .

Figura 2.6: Espectrômetro SACL-PERERE: detectores Phoswich e HPGe com supressores Compton.

A partir da combinação entre os valores medidos de E e ΔE , é possível determinar a carga da partícula detectada, uma vez que o poder de freamento de uma

partícula carregada em um cintilador plástico obedece a fórmula de Bethe-Bloch[29], que para energias não relativísticas é dada por:

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{A_p Z_p^2}{E} \frac{Z_t}{A_t}, \quad (2.1)$$

onde A_p , Z_p e E são respectivamente o número de massa, número atômico, e energia do núcleo projétil, que é freado por um absorvedor com carga $Z_t e$ e número de massa A_t . Dessa forma, a identificação em carga e massa das partículas detectadas é realizada através da construção de um espectro biparamétrico $E \times \Delta E$. No SACI-PERERE, entretanto, devido a baixa resolução em energia dos detectores *Phoswich*, não é possível distinguir em um espectro biparamétrico partículas de mesma carga com massas distintas. Por exemplo, é impossível separar um próton de um dêuteron ou de um trítio. De fato, identifica-se, para todos esses casos, um agrupamento de partículas com $Z = 1$.

Considerando que uma taxa muito elevada de contagens poderia danificar os detectores, um sistema de colimadores foi utilizado para reduzir a área útil de detecção dos telescópios cintiladores plásticos. O sistema de colimadores consiste de um engenhoso conjunto de anéis de alumínio com diâmetros variados, como mostra a Fig. 2.8. Esse sistema de colimação, além de reduzir a área de detecção, serve para definir com melhor precisão o ângulo de espalhamento para cada detector de partícula. Apesar de comportar até 11 detectores *Phoswich*, foram utilizados durante o experimento apenas 8 detectores. Os ângulos de cada detector utilizado no experimento em relação à direção de incidência do feixe, bem como o ângulo sólido dos detectores que formam o sistema SACI-PERERE, estão indicados na Tab. 2.1.

Além dos detectores de partículas carregadas, o sistema também conta com quatro detectores HPGe (*High Purity Germanium*), dotados de supressores Compton, que são utilizados na detecção de raios- γ . Esses detectores HPGe são semicondutores coaxiais do tipo n (contato central com excesso de portadores de cargas negativas).

Figura 2.7: Um dos hemisférios da câmara do alvo do SACI-PERERE [22].

Os supressores Compton, cintiladores de BGO (germanato de bismuto, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), visam garantir a exclusão de eventos relacionados ao espalhamento Compton. Caso um raio- γ sofra desvio em um dos detectores HPGe, ele terá grande chance de ser detectado por um dos supressores Compton BGO, que possui alta densidade e elevada eficiência de detecção. Uma vez detectado qualquer raio- γ , em coincidência temporal no detector HPGe e em algum supressor Compton, esse evento será descartado.

No experimento relacionado a este trabalho, foram usados, inicialmente, apenas três detectores HPGe, sendo dois deles de fabricação da Canberra (denominados “C₁” e “C₂”, com eficiência de 60% relativa ao NaI), e um da Ortec (denominado “Ewa”, com eficiência relativa ao NaI de 20%). Entretanto, durante a realização do experimento, o detector “Ewa” apresentou problemas de aquecimento, e teve que ser inutilizado. Detectores HPGe de raios- γ funcionam em baixas temperaturas, que são mantidas com a utilização regular de nitrogênio líquido em seus envólucros. A posição dos detectores “C₁”, “C₂” e “Ewa” estão listados na Tab. 2.2.

Figura 2.8: Perspectiva do sistema de anéis de alumínio para colimação utilizado no SACI-PERERE. [30]

Eletrônica de Aquisição

Para aquisição pelo método de coincidências γ -partículas, montou-se uma eletrônica para computar apenas sinais em coincidência temporal provenientes tanto dos detectores de partículas carregadas, quanto dos detectores de raios- γ . Essa técnica possibilitou a identificação da carga das partículas detectadas pelos detectores *Phoswich*, e do espectro de raios- γ proveniente do decaimento do isótopo formado durante a reação em estudo. Com essas informações, é possível identificar os processos ocorridos durante a reação. A eletrônica modular pode ser dividida em 7 circuitos

Tabela 2.1: Posicionamento e ângulo sólido dos orifícios dos colimadores de cada detector $E\text{-}\Delta E$ (os detectores 2, 9 e 11 não foram utilizados no presente experimento).

Detector	Ângulo polar θ_{lab}	Ângulo polar θ_{cm}	Ângulo azimutal ϕ	Abertura angular do colimador ($\Delta\phi$)
1	28,4°	30,68°	180°	60°
3	42,7°	45,96°	36°	120°
4	54,4°	58,31°	144°	67°
5	66,6°	71,01°	216°	66°
6	78,6°	83,31°	288°	53°
7	100,0°	103,75°	324°	53°
8	120,8°	124,93°	36°	67°
10	108,5°	113,06°	216°	66°

Tabela 2.2: Posicionamento dos detectores HPGe em relação ao feixe.

Detector	ângulo polar θ	ângulo azimutal ϕ
C1	37,0°	0,0°
C2	101,0°	180,0°
Ewa	101,0°	35,3°

principais, que serão descritos a seguir, e estão esquematicamente representados na Fig. 2.9.

O primeiro circuito é utilizado para medir a energia dos raios- γ detectados pelos HPGe. Os sinais provenientes dos detectores HPGe são imediatamente inseridos em um pré-amplificador e posteriormente enviados a um amplificador externo, onde são amplificados, integrados e filtrados. Na sequência, o sinal é inserido em um módulo ADC (*Analogic to Digital Converter*), onde o pulso é convertido em um sinal digital de 12 bits proporcional à sua altura, e portanto, proporcional a energia do raio- γ detectado.

Figura 2.9: Representação esquemática da eletrônica modular montada para aquisição de dados em coincidência γ -p [21].

O segundo circuito visa gerar um sinal de tempo para avaliação de coincidência. Nesse circuito, um sinal analógico também originado na detecção de um raio- γ , é filtrado e amplificado em um módulo TFA (*Timing and Filter Amplifier*), que segue a um CFD (*Constant Fraction Discriminator*), onde é convertido em um pulso lógico, que é inserido em um GG (*Gate and Delay Generator*), utilizado para ajustar a largura e atraso do *gate*.

No caso de um raio- γ sofrer espalhamento Compton em um dos detectores HPGe,

depositando neste detector parte de sua energia, ele será detectado pelos cintiladores externos BGO, e o terceiro circuito objetiva vetar os sinais relacionados a esses eventos, uma vez que tais eventos contaminariam o espectro de aquisição com dados sem utilidade na medida proposta. Para isso, os detectores BGO fornecem, ao detectar algum raio- γ , um sinal de tempo que será submetido ao mesmo tratamento dado ao sinal de tempo que provém dos detectores HPGe no segundo circuito. Assim, os dois sinais lógicos (do HPGe e do BGO) são inseridos em um módulo *4-Fold Logic Input* que avalia a coincidência com a função lógica AND, ou seja, havendo coincidência entre algum pulso originado de algum detector HPGe e BGO, esse sinal é vetado por esse circuito. Sem que haja coincidência, o pulso lógico proveniente do HPGe segue para ser utilizado no sexto circuito.

O quarto circuito trata os sinais de energia associados aos detectores *Phoswich* de partículas. Os sinais provenientes dos detectores Phoswich são compostos por duas componentes, uma proveniente do cintilador rápido (ΔE), e outra proveniente do cintilador lento (E). Logo ao ocorrer a detecção, os sinais são amplificados pela fotomultiplicadora acoplada aos telescópios E - ΔE e são direcionados a um módulo *Linear Fan-In/Fan-Out* (LIN FI/FO), onde são duplicados e inseridos nos módulos CAMAC QDCA (*Charge Analogic to Digital Converter*), para integração da carga do sinal rápido ΔE , e CAMAC QDCW (*Charge ADC with Wide Gates*), para integração da carga do sinal lento E . Os *gates* para integração da parte rápida e lenta do sinal são definidos no quinto circuito, que controla os tempos associados com a detecção de partículas.

Como dito anteriormente, os sinais provenientes dos detectores de partículas são inseridos num módulo LIN FI/FO onde são duplicados. Um desses sinais de saída terá a carga integrada, computando assim os valores do par E - ΔE para cada evento. O outro sinal proveniente dessa duplicação será utilizado no quinto circuito para análise de tempo. Essa análise consiste em inserir esse sinal analógico em

um módulo TFD (*Timing Fraction Discriminator*). Após convertido num pulso lógico, o sinal é utilizado como “start” para análise de coincidências com os sinais vindos dos detectores de raios- γ . Os sinais dos possíveis 11 detectores de partículas são inseridos num módulo LIN FI/FO, que avalia a ocorrência da chegada de sinais dos detectores com a função lógica OR. Dessa forma, fica determinado quando uma partícula é detectada em cada detector.

O circuito seguinte, o sexto circuito, avalia a existência de coincidência γ -partícula. O sinal proveniente do terceiro circuito, já isento de eventual espalhamento Compton, e o sinal de tempo relativo a detecção do raio- γ que provém do segundo circuito, são inseridos num módulo *Quadr 4-Fold Logic Unit*, onde são gerados dois pulsos lógicos, indicando um evento de detecção de raio- γ . Um desses pulsos será destinado ao sétimo circuito, a fim de verificar se o sistema está ou não ocupado, integrando carga de algum evento anterior. O outro pulso é inserido em um módulo *Quadr Coincidence*. Havendo coincidência γ -partícula, quatro pulsos são gerados nesse módulo, sendo que dois deles são enviados ao módulo ADC mencionado no primeiro circuito, onde o sinal analógico de raio- γ será convertido em digital. Os outros dois pulsos se dividem, sendo um deles destinado a fornecer o sinal de *start* para o módulo TDC, que converterá o intervalo de tempo entre o evento de raio- γ e de partícula em um pulso digital, o que produzirá o espectro de tempo entre os eventos considerados válidos nesse sistema de coincidências. O quarto pulso gerado no módulo de coincidências é submetido ao sétimo circuito.

Finalmente, o sétimo circuito serve para avaliar se os QDC's estão ocupados na chegada de um novo evento válido. Para isso, um pulso lógico é gerado sempre que um evento válido ocorre, e esse pulso tem a finalidade de sinalizar que os módulos QDC's estão ocupados integrando as cargas do sinal de partículas. Dessa forma, este circuito reduz o tempo morto no processo de aquisição, uma vez que impede a chegada de um novo sinal para integração da carga até que a integração da carga de

um sinal anterior tenha terminado.

Os dados coletados no CAMAC são gravados no disco rígido de um computador na forma de um arquivo tipo fila (com extensão `.fil`). Para o desenvolvimento da análise dos dados, os arquivos fila foram convertidos em formato `ROOT`, que é uma plataforma de análise de dados desenvolvido no CERN² em linguagem `C++` de grande desempenho e relativa facilidade de manuseio dos dados.

Alvo de ^{120}Sn e Medidas Realizadas

O alvo de ^{120}Sn , adquirido do laboratório Oak Ridge³, com espessura medida no LAFN de $1,66 \text{ mg/cm}^2$, foi colado em um suporte metálico, e montado no espectrômetro SACI-PERERE como mostra a Fig. 2.10. A considerável espessura desse alvo se justifica diante do objetivo proposto de medir processos que possuem seções de choque pequenas. Em geral, um alvo mais espesso pode inviabilizar uma medida devido ao aumento da dispersão de energia do feixe (maior *straggling* em energia e angular). Entretanto, no caso particular que investigamos, tal regra não se aplica, uma vez que utilizamos detectores cintiladores plásticos tipo *Phoswich*, que não têm boa resolução em energia para medir as partículas carregadas, de modo que a espessura do alvo contribuiu para uma aquisição com melhor estatística em menos tempo, sem prejudicar a resolução em energia.

No SACI-PERERE, o experimento foi realizado em Novembro de 2014, quando foi utilizado boro natural no cátodo da fonte de íons. O estado de carga do feixe ejetado do acelerador foi o 4^+ , produzindo correntes entre 4 e 10 nA em vários *runs* executados. As medidas foram realizadas em três energias distintas (no sistema do laboratório): 31,5; 35,0 e 37,5 MeV (não descontada a perda de energia no alvo), que variaram em torno do valor da barreira coulombiana para a reação $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$

²European Organization for Nuclear Research

³Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA.

Figura 2.10: Alvo de ^{120}Sn montado no SACI-PERERE.

($V_B = 35,0$ MeV).

Além das medidas em coincidência, foram realizadas também medidas em *singles* (aquisição do espectro de raios- γ sem a coincidência com partículas e vice-versa), para a identificação de fusão completa.

3

Análise dos dados do SATURN

Do experimento realizado na canalização 30B com o sistema SATURN, foram obtidos espectros de aquisição de partículas, dos quais foram identificados processos de espalhamento elástico, além dos processos associados a excitação inelástica do alvo (transições $2^+ \rightarrow 0^+$ e $3^- \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn) e do projétil (transição $1^+ \rightarrow 3^+$ do ^{10}B), e a transferência de um nêutron ($^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn} \rightarrow ^{11}\text{B} + ^{119}\text{Sn}$).

A Fig. 3.1 mostra parte de um espectro obtido a 37,5 MeV por um detector posicionado a 125° . É possível identificar os processos de espalhamento elástico no ^{120}Sn e ^{197}Au , bem como os processos inelásticos e de transferência de um nêutron.

Figura 3.1: Parte do espectro tomado a 37.5 MeV por um detector posicionado a 125° .

3.1 Cálculos Teóricos e Análise dos Dados

Seções de choque diferenciais de espalhamento elástico, inelástico e de transferência de 1 nêutron do alvo para o projétil foram obtidas a partir dos dados experimentais. A Fig. 3.1 mostra parte do espectro dos dados, onde é possível observar os picos referentes ao espalhamento elástico e estados excitados do ^{120}Sn , um estado excitado do ^{10}B , e os picos relativos a estados da transferência de $1n$ (*pick-up*).

Seções de choque de espalhamento elástico do ^{120}Sn foram normalizadas considerando o espalhamento elástico do ^{197}Au , que é Rutherford nas energias medidas. Os outros processos, inelástico e transferência, tiveram seções de choque normalizadas a partir das seções de choque do espalhamento elástico do ^{120}Sn .

Com o objetivo de descrever todos estes canais simultaneamente, um cálculo de canais de reação acoplados (CRC) foi desenvolvido, onde o Potencial de São Paulo (PSP) foi assumido para a parte real da interação nuclear. A parte imaginária do

potencial ótico foi descrita por dois potenciais nucleares, um para a região interna à barreira coulombiana, e outra para a região externa. O potencial utilizado para descrever os efeitos na região interna da barreira foi um potencial do tipo Woods-Saxon, com parâmetros dados por $W_0 = 100,0$ MeV, $r_0 = 0,8$ fm e $a = 0,25$ fm, que configura um potencial mais profundo e estreito que o usual. Para efeito de comparação, os valores usuais são W_0 da ordem de 40 MeV, $a = 0,65$ e, para estes parâmetros, o raio coulombiano $R_B = 10,3$ fm, calculado a partir do método indicado em [31]. Esse formato peculiar adotado não se repete no potencial utilizado para descrever os efeitos de absorção na região externa à barreira, onde foi adotado o Potencial de São Paulo, multiplicado por um fator de normalização N_i . O potencial interno é útil para garantir a absorção de fluxo do canal elástico quando o fator N_i do potencial externo é ajustado a zero.

Os cálculos das seções de choque foram desenvolvidos utilizando o código computacional FRESKO [32]. O modelo vibracional coletivo foi adotado para a descrição dos estados excitados do alvo ^{120}Sn , ao passo que os estados do projétil ^{10}B foram analisados por dois modelos nucleares: o de um rotor e de um vibrador. Estes dois modelos produziram resultados bastante similares, de onde avaliamos que os efeitos de reorientação de spin do projétil têm pouca significância nos mecanismos de reação para o sistema $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$. Assim sendo, no que segue, apenas os resultados para o ^{10}B com o modelo nuclear rotacional serão apresentados.

3.1.1 Cálculos de CRC

Nos cálculos de CRC desenvolvidos para a reação $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$, acoplamos 3 estados associados à excitação inelástica, sendo eles os estados 2^+ (1171,3 keV) e 3^- (2400,3 keV) do ^{120}Sn e o estado 1^+ (718,4 keV) do ^{10}B ; 8 estados relacionados à transferência de um nêutron (*pick-up*) e 13 estados associados à transferência de um próton. O efeito do acoplamento dos canais de transferência ($1n$ e $1p$) produziram

Tabela 3.1: Spin, amplitude de transição e parâmetro de deformação dos estados incluídos nos cálculos de CRC.

Núcleo	Spin	E*	λ	B(E λ) $\uparrow$	δ_λ
^{10}B	1^+	0,718	2	$3,3 \cdot 10^{-4}$	0,90
^{120}Sn	2^+	1,171	2	0,25	0,80
^{120}Sn	3^-	2,400	3	0,10	0,79

efeitos desprezáveis nos canais de espalhamento elástico e inelástico da reação.

A partir dos dados experimentais, identificamos as transições E2 $0^+ \rightarrow 2^+$ (1171,3 keV) e E3 $0^+ \rightarrow 3^+$ (2400,3 keV) relacionadas a excitações do ^{120}Sn , cujos valores da amplitude de transição coulombiana $B(E2)$ e $B(E3)$ foram adotados conforme indicado em [33, 34]. A Tabela 3.1 lista, para cada estado de transição do alvo ou projétil considerado no esquema de acoplamentos de canais de reação, o spin, a energia de excitação do estado (em MeV), as amplitudes de transições do estado fundamental para o estado excitado (em unidades de $e^2 b^\lambda$), e o comprimento de deformação (em fm).

Quanto à excitação do ^{10}B , o valor de $1,79 \text{ e}^2\text{fm}^4$ para sua amplitude de transição, referente ao quadrupolo $B(E2; 3^+ \rightarrow 1^+)$, mencionado na literatura [35], não produziu uma descrição satisfatória dos dados experimentais da seção de choque da excitação inelástica do estado 1^+ do ^{10}B na região dos ângulos frontais. Para eliminar essa discrepância, o valor da amplitude dessa transição foi ajustado, de modo a fornecer um ajuste satisfatório aos dados experimentais. Assim, o valor adotado chegou a quase o dobro do valor mencionado na literatura ($3,30$ contra $1,79 \text{ e}^2\text{fm}^4$). O cálculo dos parâmetros de deformação δ_λ para estas transições foram feitos a partir dos valores de $B(E2)$ e $B(E3)$ adotados, considerando-se o efeito da difusividade finita da densidade nuclear, como descrito em [33, 36], o que implicou em valores menores nos parâmetros de deformação, em relação ao que se esperaria caso se con-

siderasse um modelo *cut-off* (difusividade nula) de densidade nuclear. A necessidade de utilizar valores menores de deformação em relação aos obtidos a partir de $B(E\lambda)$ (considerando difusividade nula) foi verificada em [37].

Espalhamento Elástico

As distribuições angulares experimentais de espalhamento elástico estão mostradas na Fig. 3.2, onde estão apresentados os resultados dos cálculos de CRC com fatores de normalização da parte imaginária N_i para os valores 0, 0,25 e 0,50. Apesar de nenhuma das curvas descreverem perfeitamente os dados experimentais em toda a região angular dos dados experimentais, a curva obtida com $N_i = 0,25$ é a que fornece a descrição mais razoável. É importante observar que, para a distribuição angular obtida a 37,5 MeV, mesmo com uma grande quantidade de estados acoplados nos cálculos, a seção de choque calculada na região de Fresnel, em torno de $\theta_{cm} = 85^\circ$, não reproduziu satisfatoriamente os dados experimentais. Claramente, os dados experimentais apresentam uma atenuação da seção de choque nessa região maior que a prevista nos cálculos. É possível que essa discrepância esteja associada a quebra do projétil ^{10}B , reiterando aqui sua característica de núcleo fracamente ligado, $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + ^4\text{He}$ ($Q = -4,461$ MeV). A partir dos dados obtidos no experimento do SACI identificamos, como será mostrado nos capítulos seguintes, esse processo de quebra.

Excitação Inelástica

Nas Figs. 3.3 e 3.4 são mostradas as distribuições angulares das seções de choque experimentais e teóricas para a excitação inelástica dos estados 2^+ (1171 keV) e 3^- (2400 keV) do ^{120}Sn , respectivamente.

De maneira geral, os dados experimentais relativos ao espalhamento inelástico do estado 2^+ do ^{120}Sn apresentam uma boa concordância com os cálculos de CRC.

Figura 3.2: Distribuição angular da seção de choque diferencial do espalhamento elástico do ^{10}B pelo alvo de ^{120}Sn . As curvas teóricas referentes ao cálculo de CRC estão apresentadas com diferentes normalizações da parte imaginária do potencial ótico.

Figura 3.3: Distribuição angular da seção de choque diferencial da excitação inelástica do estado 2^+ (1171 keV) do ^{120}Sn devido ao espalhamento de ^{10}B .

Para as medidas em 37,5 MeV, quando considerado apenas o potencial imaginário interno (usando $N_i = 0$), as seções de choque obtidas dos cálculos de canais acoplados superestimam os dados, o que evidencia a importância do potencial imaginário com absorção externa na região de ângulos traseiros, onde a dinâmica de colisões é dominada pela interação nuclear. Nos ângulos dianteiros, a seção de choque diferencial calculada é pouco sensível aos valores de N_i .

Quanto aos resultados obtidos para o espalhamento inelástico do estado 3^- do ^{120}Sn , não obtivemos dados experimentais para a energia de 31,5 MeV, devido a baixa seção de choque para este canal, que na região angular entre 120° e 160° , é menor que 10^{-2} mb/sr. Para as demais energias, observa-se uma razoável concordância entre os dados obtidos e os valores calculados. Analisando os gráficos da Fig. 3.4, vemos

Figura 3.4: Distribuição angular da seção de choque diferencial da excitação inelástica do estado 3^- (2400 keV) do ^{120}Sn devido ao espalhamento de ^{10}B .

que tanto para 33,5 MeV, como para 35,0 MeV, os valores experimentais se mantêm entre às curvas calculadas com $N_i = 0$ e $N_i = 0,50$. Já, com respeito aos dados em 37,5 MeV, há uma boa concordância entre 100° e 130° para o cálculo com $N_i = 0,25$. Observa-se, no entanto, que o amortecimento bruto dos dados para ângulos maiores que 130° não é acompanhado pela curva teórica obtida com $N_i = 0,25$.

Além dos estados excitados do ^{120}Sn , também foi identificado um estado do ^{10}B , o estado 1^+ , cuja energia de excitação é de 718 keV. A Fig. 3.5 apresenta as distribuições angulares das seções de choque experimentais e teóricas para este estado. Não foi possível identificar esse canal para a energia de 31,5 MeV. De maneira geral, os dados experimentais mostraram uma boa concordância com os cálculos de CRC em toda região angular.

Figura 3.5: Distribuição angular da seção de choque diferencial da excitação inelástica do estado 1^+ (718 keV) do ^{10}B devido ao espalhamento por ^{120}Sn .

Transferência de um nêutron

Identificamos também nessa análise a transferência de 1 nêutron ^{120}Sn (^{10}B , ^{11}B) ^{119}Sn para as energias de bombardeio entre 31,5 e 37,5 MeV. No desenvolvimento do cálculo de CRC deste canal, foi adotado para as partições nêutron-*core* $n+^{10}\text{B}$ e $n+^{119}\text{Sn}$, um potencial Woods-Saxon com valores de difusividade e raio conforme apresentados na Tabela 3.2. Os valores de V_0 para estes potenciais foram obtidos a partir do ajuste automático realizado pelo código FRESKO. Esse ajuste é efetuado de modo a reproduzir a respectiva energia de ligação do nêutron no sistema composto. Tais valores, obtidos para os estados fundamentais dos sistemas $n+^{10}\text{B}$ e $n+^{119}\text{Sn}$, são fornecidos na Tabela 3.2. Quanto aos demais estados, os valores de V_0 obtidos foram similares a estes. A inclusão de um potencial de acoplamento spin-órbita para descrever os estados ligados do sistema, resultou em um efeito desprezável nas distribuições angulares teóricas de transferência. O potencial ótico adotado nos canais de saída (*outgoing*) foi o mesmo usado nos canais de entrada, com o fator de normalização da parte imaginária N_i assumindo os valores 0, 0,25 e 0,50. Os valores dos fatores espectroscópicos associados aos vários estados do ^{119}Sn na transição $\langle ^{120}\text{Sn} | ^{119}\text{Sn}+n \rangle$ estão apresentados na Tabela 3.3, e foram obtidos a partir de médias sobre os valores encontrados na literatura [38]. Com o objetivo de manter a consistência dos parâmetros utilizados, adotamos os mesmos valores de raio e difusividade do potencial nuclear de $n+^{119}\text{Sn}$ fornecidos na referência [37]: raio de 1,25 fm e difusividade de 0,65 fm. Quanto ao estado fundamental da transição $\langle ^{11}\text{B} | ^{10}\text{B}+n \rangle$, o valor adotado para o fator espectroscópico foi 1,0943 [39].

Os dados referentes ao canal de transferência de 1 nêutron foram integrados de forma conjunta, uma vez que a resolução em energia dos espectros não permitiu a separação de cada pico. De fato, as contagens de eventos foram levantadas para dois diferentes grupos de estados. A Tabela 3.3 mostra os estados considerados em cada grupo, e na Fig. 3.6 apresentamos os níveis acoplados entre o ^{119}Sn e o ^{120}Sn , bem

Tabela 3.2: Parâmetros dos potenciais Woods-Saxon assumidos para o sistema nêutron-*core* nos cálculos CRC de transferência.

Sistema composto	V_0 (MeV)	R_0 (fm)	a (fm)
$n+^{10}\text{B}$	44,4	3,10	0,61
$n+^{119}\text{Sn}$	48,7	6,16	0,65

Tabela 3.3: Estados do ^{119}Sn que foram considerados para o cálculo da seção de choque de transferência, e os correspondentes fatores espectroscópicos do *overlap* $\langle ^{120}\text{Sn} | ^{119}\text{Sn} + n \rangle$.

Grupo	Energia (keV)	Estado (nlj)	C^2S_{lj}
1	0,0	$3s_{1/2}$	0,58
	23,8	$2d_{3/2}$	1,66
	89,5	$1h_{11/2}$	3,35
2	787,0	$1g_{7/2}$	5,15
	920,5	$2d_{3/2}$	0,35
	921,4	$2d_{5/2}$	0,30
	1089	$2d_{5/2}$	2,82
	1354	$2d_{5/2}$	0,98

como o acoplamento realizado entre o ^{10}B e o ^{11}B . Na Fig. 3.1 é possível visualizar esses dois grupos formados por picos de eventos sobrepostos, um deles mais à direita, envolvendo o estado fundamental (identificado por “GS” no espectro – *ground state*) e os estados 23,8 e 89,5 keV; e o outro, mais à esquerda, que reúne estados entre 787 e 1354 keV.

Os resultados estão apresentados nas Figs. 3.7, 3.8, 3.9 e 3.10 e, a exemplo da análise dos estados de excitação inelástica, a melhor descrição dos dados é obtida quando o potencial imaginário é calculado usando $N_i = 0,25$. Em particular, para

Figura 3.6: Esquema dos acoplamentos realizados nos cálculos de CRC para o canal de transferência $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{119}\text{Sn}$.

a distribuição angular obtida a 31,5 MeV, os cálculos realizados com $N_i = 0,50$ também fornecem uma concordância razoável com os dados. Entretanto, devido a dificuldade em extrair as contagens referentes ao canal de transferência nos espectros, que competiam com o fundo, apenas uma estimativa das seções de choque pode ser obtida para as medidas realizadas em 31,5 MeV.

Ambiguidades do Potencial n-‘core’

Frequentemente, dados experimentais de transferência de núcleons são utilizados para determinar valores de fatores espectroscópicos para uma determinada combinação “partícula-core”. Não menos frequente, tais valores são posteriormente utilizados na análise de outros sistemas. No entanto, um dado valor de fator espectroscópico extraído para uma determinada combinação “partícula-core” depende do

Figura 3.7: Seção de choque diferencial da transferência $^{120}\text{Sn}(^{10}\text{B}, ^{11}\text{B})^{119}\text{Sn}$ para $E_{lab} = 31,5$ MeV. Em (a) estão somados os estados do Grupo 1 (ver Tabela 3.3), e em (b) estão somados os estados do Grupo 2 (ver Tabela 3.3).

Figura 3.8: O mesmo da Fig. 3.7 para a energia de bombardeio $E_{lab} = 33,5$ MeV.

potencial de ligação assumido para o núcleo projétil e para o núcleo alvo. Sendo assim, o surgimento de ambiguidades na determinação dos fatores espectroscópicos extraídos da análise de dados experimentais deve ser levado em consideração. Uma discussão sobre esse assunto é feita a seguir.

No desenvolvimento dos cálculos de transferência realizados neste trabalho, adotou-se o seguinte procedimento: uma vez fixada a geometria do potencial do sistema composto ($n+^{10}\text{B}$ ou $n+^{119}\text{Sn}$), a profundidade do potencial foi calculada de modo a reproduzir a energia de ligação entre o nêutron e o *core*. Esse cálculo é efetuado automaticamente pelo código FRESKO, de acordo com os valores escolhidos para o raio e difusividade do potencial (Woods-Saxon, no presente trabalho). Os valores de raio e difusividade foram fixados de maneira a garantir que o sistema “ $n+core$ ” fosse descrito por um potencial realístico (V_0 em torno de 40 MeV) [40]. É bem conhecido que a seção de choque de transferência varia sensivelmente como função da geometria

Figura 3.9: O mesmo da Fig. 3.7 para a energia de bombardeio $E_{lab} = 35,0$ MeV.

adotada para o potencial de ligação. Além disso, depende do conjunto de fatores espectroscópicos utilizados para os estados acoplados. Dessa forma, é possível obter seções de choque em CRC praticamente idênticas para diferentes combinações de fatores espectroscópicos e parâmetros geométricos do potencial. A Fig. 3.11 mostra três diferentes potenciais de ligação (para $n+^{10}\text{B}$ e para $n+^{119}\text{Sn}$, ambos no estado fundamental), para os quais a energia de ligação do nêutron é corretamente ajustada. São dois potenciais do tipo Woods-Saxon e um Potencial de São Paulo. Os dois Woods-Saxon tiveram a difusividade fixada em 0,61 fm e raios distintos. No caso do Potencial de São Paulo, um fator de renormalização foi utilizado para que a energia de ligação fosse corretamente reproduzida.

A escolha dos parâmetros geométricos do potencial, tal como apresentado, com difusividade fixada e variando-se o raio nuclear, produz uma função de onda que, quanto maior o raio adotado, mais extensa se apresenta, o que favorece o processo de

Figura 3.10: O mesmo da Fig. 3.7 para a energia de bombardeio $E_{lab} = 37,5$ MeV.

transferência. Assim, para cada raio nuclear escolhido, um valor diferente do fator espectroscópico deve ser adotado para descrever os dados experimentais de maneira satisfatória. O gráfico da Fig. 3.12 mostra a variação da profundidade do potencial V_0 e do fator espectroscópico C^2S para o sistema $n+^{10}\text{B}$ para alguns valores de R_0 . Os valores de V_0 foram obtidos de modo a reproduzir a energia de ligação do nêutron no ^{11}B , e o fator espectroscópico foi determinado de modo a ajustar a seção de choque calculada em CRC ao conjunto de dados experimentais a 37,5 MeV. Observa-se que, apenas no intervalo entre 2,1 e 3,7 fm, o fator espectroscópico varia por um fator 4. Essa mesma ambiguidade está presente no sistema $n+^{119}\text{Sn}$.

Figura 3.11: Funções de onda para os sistemas $n+{}^{10}\text{B}$ (a) e $n+{}^{119}\text{Sn}$ (b), e potenciais de ligação para os sistemas $n+{}^{10}\text{B}$ (c) e $n+{}^{119}\text{Sn}$ (d) [41].

Figura 3.12: Valores de V_0 que reproduzem a energia de ligação do ${}^{11}\text{B}$ (a) e do fator espectroscópico (C^2S) que reproduz os dados experimentais a 37,5 MeV para o processo de transferência (b), ambos como função de R_0 .

3.1.2 Cálculos de DWBA

Além dos cálculos com acoplamento de canais de reação (CRC), desenvolvemos também, para a mesma reação, cálculos utilizando o formalismo DWBA (*Distorted-Wave Born Approximation*), que é uma técnica de solução da equação de Schoedinger na qual uma aproximação é adotada permitindo o desacoplamento dos estados envolvidos na reação. Em nossa análise, empregamos a técnica de DWBA de passo único (*one-step DWBA*), de modo que a seção de choque de um particular canal de reação não é afetado pelo acoplamento com os demais estados. Os cálculos em DWBA foram realizados apenas para a energia $E_{lab}=37,5$ MeV. A comparação entre as seções de choque obtidas por essa análise com cálculos CRC, e com os dados experimentais, é importante para avaliar se os acoplamentos efetuados são relevantes para a descrição dos canais principais da reação. A Fig. 3.13 mostra a comparação entre o cálculo CRC (com $N_i = 0,25$) e DWBA para o canal de espalhamento elástico, e para os canais inelásticos dos estados do ^{120}Sn (2^+ , 1171 keV e 3^- , 2400 keV) e do ^{10}B (1^+ , 718 keV). No caso do espalhamento elástico, apesar da diferença entre os cálculos CRC e DWBA não ser expressiva, o cálculo CRC fornece uma melhor descrição em toda extensão angular dos dados. Sobre os canais inelásticos, tanto do ^{120}Sn quanto do ^{10}B , os resultados são muito semelhantes. Os cálculos de DWBA também foram desenvolvidos para o canal de $1n$ transferência, e a comparação entre os resultados para CRC e DWBA é apresentada na Fig. 3.14. De modo geral, os resultados são bastante similares e conferem uma boa concordância com os dados experimentais. Apesar disso, e como nos casos anteriores, o cálculo CRC se ajusta melhor ao conjunto de dados experimentais.

Figura 3.13: Dados do espalhamento elástico e inelástico em $E_{lab} = 37,5$ MeV. As curvas representam os cálculos de CRC (com $N_i = 0,25$) e DWBA.

Figura 3.14: Dados da $1n$ transferência ($E_{lab} = 37,5$ MeV). As curvas representam os cálculos de CRC (com $N_i = 0,25$) e DWBA. Em (a) estão somados os estados do Grupo 1 e em (b) os estados do Grupo 2 (ver Tabela 3.3).

4

Análise dos dados do SACI

A técnica de coincidências γ -partícula consiste em detectar, dentro de um intervalo de coincidência temporal, partículas carregadas e raios- γ . No experimento que realizamos, utilizamos detectores do tipo telescópio E - ΔE de partículas para adquirir espectros biparamétricos, e detectores HPGe para medir raios- γ . Dessa maneira, é possível identificar um determinado processo, verificando uma correlação temporal entre esses eventos. Por exemplo, eventos envolvendo raios- γ com a energia $E = 1171$ keV, e partículas com $Z = 5$, estão associados com o canal de excitação inelástica do estado 2^+ do ^{120}Sn , uma vez que os raios- γ detectados correspondem ao decaimento do estado 2^+ para o estado fundamental do ^{120}Sn ($E = 1171$ keV), e

as partículas detectadas correspondem ao ^{10}B espalhado (partículas com $Z=5$).

Entretanto, não é possível obter distribuições angulares de espalhamento elástico através dessa técnica, uma vez que não há decaimento γ associado a este processo. Portanto, a normalização dos dados é feita de forma indireta. Para isso, é necessário lançar mão de um cálculo teórico previamente desenvolvido. No presente caso utilizamos, para normalizar os dados, cálculos de CRC. Além de sua utilização na normalização dos dados experimentais, os cálculos CRC foram também utilizados para o cálculo das Probabilidades de Emissão Direcional (PED), que se constitui de um conjunto de fatores a serem aplicados aos dados experimentais, levando em consideração a anisotropia angular de emissão dos raios- γ , como será detalhado mais adiante.

4.1 Redução dos dados experimentais

No SACI-PERERE foram realizadas medidas em coincidência γ -partícula e medidas em modo *single*, ou seja, sem impor coincidências entre partículas e raios- γ . Conforme mencionado anteriormente, a adaptação necessária na eletrônica de aquisição para medidas em *singles* consistiu apenas em alterar a operação lógica do módulo de coincidências γ -partícula do quinto circuito de AND para OR. As aquisições nesse modo serão úteis para identificação do processo de fusão completa, que pode ser observada através da detecção do raio- γ associado ao decaimento de um dado estado do núcleo composto. Durante o experimento, foram utilizados dois detectores HPGe (C1 e C2) e oito detectores de partículas do tipo *Phoswich*.

Calibração dos detectores HPGe

Uma calibração dos espectros para os dois detectores HPGe foi realizada por meio do uso de fontes radioativas de ^{60}Co , ^{133}Ba e ^{152}Eu , ficando estabelecida uma

Tabela 4.1: Coeficientes da pré-calibração Canais (C) $\times$ Energia (E) dos detectores HPGe C1 e C2. A dependência entre canal e energia segue a relação linear $E = b + a \cdot C$

Calibração	Detector	b keV	a keV/canal
1	C1	-5.8	0.5172
	C2	-6.3	0.5149
2	C1	-9.7	0.6959
	C2	-10.3	0.7055

Tabela 4.2: Energia de bombardeio do feixe, tempo aproximado de duração de cada *run* e corrente média no alvo durante o experimento no SACI-PERERE.

E_{Lab} (MeV)	Tempo (min)	Corrente (nA)	Aquisição
37.5	31	7	Single γ
37.5	35	7	Single p
37.5	642	6	Coincid.
35.0	547	9	Coincid.
31.5	440	9	Coincid.

relação linear entre os canais no ADC e a energia dos raios- γ . Dois conjuntos de coeficientes de calibração foram obtidos, a Calibração 1, efetuada para os *runs* iniciais do experimento e a Calibração 2, para os *runs* finais. Isso aconteceu devido a mudanças de ganho em alguns amplificadores durante a realização do experimento. Os coeficientes dessas calibrações estão apresentados na Tabela 4.1. Feita a calibração, o passo seguinte foi reunir todos os *runs* adquiridos em uma mesma energia em um único arquivo formato `.root`. Para cada energia medida, o tempo total de aquisição e a corrente média do feixe foram determinados, conforme indicado na Tabela 4.2.

Identificação dos processos de reação

Os dados adquiridos por meio da técnica de coincidências γ -partícula, depois de reunidos em um só arquivo para cada energia medida, são compostos de um conjunto de espectros. Em nosso experimento, contamos com oito telescópios cintiladores *Phoswich* para detecção de partículas e dois detectores HPGe para detecção de raios- γ , de modo que o conjunto básico de dados é formado por dois espectros em energia de raios- γ (veja a Fig. 4.1), dois espectros de tempo referente à coincidência γ -p (Fig. 4.2) e oito espectros biparamétricos E - ΔE que estão mostrados na Fig. 4.3.

Além destes espectros básicos, há outros espectros relacionados a análises específicas que são obtidos com o auxílio do software de análise de dados. O software utilizado foi o ROOT, com o qual foi possível efetuar cortes nos espectros biparamétricos de modo a selecionar apenas dados referentes a uma determinada carga de partículas detectadas, e redesenhar os espectros de raios- γ levando em consideração apenas os eventos selecionados no corte efetuado. Dessa forma, são gerados outros dezesseis espectros de raios- γ (8×2 pares *Phoswich* $\times$ HPGe) contendo apenas eventos coincidentes com as partículas delimitadas pelo recorte efetuado no espectro biparamétrico em cada detector HPGe. De forma semelhante, foram também construídos espectros biparamétricos (de partículas) a partir da seleção de uma região de energia nos espectros de raios- γ .

O processo adotado para identificação de canais de reação nos dados medidos em coincidência γ -partícula consistiu em efetuar cortes nos espectros biparamétricos, de modo a selecionar as partículas de interesse e reconstruir os espectros de raios- γ , considerando apenas os eventos selecionados nesses cortes. A Fig. 4.4 mostra como esses cortes facilitam a identificação de canais de reação: nessa figura, vemos no quadro ‘a’ o espectro de raios- γ onde todos os eventos são considerados, e no quadro ‘b’, o mesmo espectro, onde apenas os eventos relacionados com o corte em $Z = 5$ são considerados. É possível perceber que quando se aplica o corte

Figura 4.1: Espectros de raios- γ dos detectores HPGe C1 (à esquerda) e C2 (à direita). Os picos indicados nas setas em 511 e 1171 keV foram utilizados como referência para a calibração dos espectros.

Figura 4.2: Espectro de tempo dos detectores HPGe C1 e C2. Apenas os dados dos picos centrais foram considerados nas análises, e as contagens negativas adjacentes aos picos centrais mostram as regiões do espectro utilizadas na subtração do fundo de contagens.

Figura 4.3: Espectros biparamétricos dos detectores *Phoswich* para aquisição com energia do feixe $E_{lab} = 34,1$ MeV.

Figura 4.4: Espectros de raios- γ indicando as transições 1171 e 1229 keV (excitações do ^{120}Sn). À esquerda, o espectro contém todos os dados de partículas (sem cortes), e à direita, o mesmo espectro onde são considerados apenas dados referentes à $Z = 5$.

no espectro biparamétrico, um raio- γ de interesse, no caso, o de energia 1229 keV (correspondente a excitação inelástica do ^{120}Sn na transição $3^- \rightarrow 2^+$), se destaca.

A redução dos dados experimentais associados às distribuições angulares de espalhamento inelástico do estado 2^+ para o estado fundamental do ^{120}Sn seguiu o procedimento a seguir: uma vez identificado o pico com energia de 1171 keV nos espectros de raios- γ , correspondente a essa transição, foi feito um recorte selecionando esse pico nos espectros de raios- γ , como mostrado na Fig. 4.5. Além disso, foram selecionadas duas janelas (*gates*) fora do pico, que serviram de base para subtração das contagens de fundo (na figura, as regiões que aparecem com valores negativos). Utilizando esse método, foram gerados oito espectros biparamétricos, um para cada detector de partículas, apenas com eventos relacionados a este raio- γ específico. A Fig. 4.6 mostra um desses espectros, onde se pode comparar os dados originais com os dados relacionados apenas ao recorte no pico em 1171 keV. Uma vez obtidos os espectros biparamétricos compostos apenas por dados relacionados ao raios- γ da

Figura 4.5: Corte no espectro de raios- γ na energia 1171 keV relativa ao decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn . A linha tracejada mostra o espectro original, e a linha contínua, os *gates* contendo o pico considerado e as janelas (em negativo) de subtração de fundo.

transição em questão, efetuou-se um corte nesses espectros, onde foram selecionados apenas partículas com a carga desejada. No caso do levantamento de dados para excitação inelástica do alvo, foram selecionados os dados referentes a $Z = 5$ (detecção do ^{10}B), como mostrado na Fig. 4.6 (painel à direita). Para todos os outros processos medidos, o mesmo procedimento foi realizado.

Figura 4.6: Espectros biparamétricos para o detector *Phoswich* n. 4 ($\theta_{cm} = 58,3^\circ$). À esquerda, o espectro com todos os eventos adquiridos durante a detecção na energia de bombardeio $E_{lab} = 30,5$ MeV, e à direita, apenas os eventos relacionados aos raios- γ com energia 1171 keV, conforme o corte mostrado na Fig. 4.5. O detalhe na região com $Z = 5$ mostra o recorte efetuado nesse espectro para se extrair a contagem de eventos.

Normalização dos dados

Uma vez determinado o número de eventos de cada processo, fez-se necessário adotar um procedimento para normalização dos dados e subsequente obtenção das seções de choque absolutas (em unidades de mb/sr). O procedimento adotado para a normalização dos dados adquiridos no SACI-PERERE levou em consideração vários aspectos experimentais, sendo o principal deles a anisotropia de emissão de raios- γ , que será detalhada mais adiante.

Nesse trabalho, utilizamos um procedimento de normalização similar ao apresentado por V. A. B. Zagatto *et. al.* [46], que consiste em obter, para cada ângulo medido, um fator de normalização a partir da comparação entre os dados obtidos em uma energia bem abaixo da barreira coulombiana e os resultados provenientes de cálculos teóricos. Esse procedimento utiliza a razão entre as contagens de eventos para um mesmo canal de reação em duas diferentes energias. A vantagem de

se tomar a razão entre as contagens para dados de duas energias distintas está no cancelamento de fatores ligados a aspectos experimentais de complexa mensuração, como os ângulos sólidos ou as eficiências absolutas dos detectores. A quantidade de eventos Y como função da energia de bombardeio no sistema do laboratório E , e do ângulo do detector de partículas θ_p , adquiridos por meio da técnica de coincidências γ -partícula, é calculada por:

$$Y(E, \theta_p) = N_t N_b W(E, \theta_p) \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) f_u f_b \epsilon_\gamma, \quad (4.1)$$

onde N_t e N_b correspondem, respectivamente, a densidade do alvo e a integração da corrente do feixe, e $d\sigma/d\Omega_p(E, \theta_p)$ a seção de choque teórica calculada. $W(E, \theta_p)$ sintetiza três fatores relacionados à técnica adotada: a probabilidade de emissão direcional, decorrente da anisotropia de emissão de raios- γ , o efeito de deorientação nuclear, e o efeito do tamanho finito do detector. Estes fatores serão discutidos adiante com mais detalhes. O fator f_u está associado à alimentação de um determinado estado a partir do decaimento de níveis superiores de energia, e f_b é o fator de correção de *branching* (ramificação no decaimento do estado medido para os níveis inferiores de energia). Finalmente, ϵ_γ é a eficiência absoluta do detector HPGe, que depende da energia do raio- γ . A razão entre o número de contagens Y de um determinado estado medido em uma energia E e em uma energia de referência E_{ref} resulta na seguinte expressão para a seção de choque diferencial:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) = \left[\frac{\frac{Y}{W}(E, \theta_p)}{\frac{Y}{W}(E_{ref}, \theta_p)} \frac{N_b(E_{ref})}{N_b(E)} \right] \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E_{ref}, \theta_p). \quad (4.2)$$

A medida de referência adotada neste trabalho corresponde ao decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn na energia $E_{ref} = 30,5$ MeV, que está abaixo da barreira coulombiana ($V_B = 35,0$ MeV). As contagens $Y(E, \theta_p)$ foram extraídas diretamente dos espectros de partículas ou dos espectros de raios- γ , e os valores dos fatores $W(E, \theta_p)$, que

levam em conta a anisotropia de emissão dos raios- γ , foram calculados conforme discutido mais adiante. Como a aquisição para diferentes energias corresponde a *runs* distintos, com diferentes correntes de feixe e tempos de aquisição, a razão $N_b(E_{ref})/N_b(E)$ é diferente de 1, de modo que a seção de choque é obtida a menos de um fator multiplicativo comum a toda distribuição angular. Como não se efetuou medidas de integração do feixe durante o experimento, esse fator multiplicativo é determinado à partir da média das razões entre os valores teóricos obtidos através de cálculos CRC e os dados experimentais medidos em ângulos dianteiros. Nessa região angular, espera-se que a excitação seja predominantemente coulombiana, e portanto bem descrita pelo modelo teórico adotado.

Cálculo da anisotropia de emissão

Conforme detalhado em [47], os fatores $W(E, \theta_p)$ associados às probabilidades de emissão direcional (PED), são obtidos de uma expressão que envolve as amplitudes de espalhamento $f_{MmM'm'}(\theta_p)$, que por sua vez, são extraídas da saída `fort.37` do código FRESKO [32]. O cálculo da PED foi realizado por meio do código DEPCALC [46], com a utilização dos cartões de entrada apresentados na Sec. A.3 do Apêndice. A Fig. 4.7 mostra a probabilidade de emissão direcional obtida para a detecção dos raios- γ da transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn em coincidência com os detectores de raios- γ HPGe C1 e C2. Os valores da densidade de probabilidade variam entre 8,5% e 9,9% por grau, e estão normalizados para que, se integrados em 360° , resultem em 100%. A defasagem de 64° entre as curvas de probabilidades de C1 e C2, corresponde à diferença entre os ângulos polares do posicionamento desses detectores, como mostrado na Tab. 2.2.

O código DEPCALC, entretanto, não calcula apenas a probabilidade de emissão direcional, mas também inclui outras duas correções necessárias no tratamento dos dados adquiridos por meio da técnica de coincidências γ -partícula. Trata-se do

Figura 4.7: Densidade de probabilidade angular de emissão de um raio- γ coincidente com os detectores HPGe C1 e C2 para a transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn em função do ângulo polar θ_p .

Figura 4.8: Vista em corte de um detector HPGe coaxial com três possíveis raios- γ incidindo em seu volume útil com os percursos distintos Δx_A , Δx_B e Δx_C .

efeito do decaimento em vácuo, a chamada deorientação nuclear, e do tamanho finito dos detectores de germânio. O detalhamento a respeito dessas correções aplicadas aos dados são abordados em [46, 30]. Basicamente, a deorientação nuclear causa uma atenuação da anisotropia de emissão, e se origina no recuo do núcleo alvo, que excita estados de energias elevadas e que decaem, posteriormente, para o estado fundamental, provocando flutuações do campo magnético atômico e consequentemente, precessão aleatória dos spins nucleares. Quanto a integração do tamanho finito do detector HPGe, leva-se em conta os possíveis trajetos que um raio- γ pode percorrer dentro do volume útil do detector. A probabilidade de um determinado raio- γ ser detectado depende de sua trajetória, uma vez que a eficiência de detecção é limitada e depende do coeficiente de absorção de radiação do cristal de germânio. A Fig. 4.8 representa esquematicamente um detector coaxial em corte e três possíveis trajetórias de raios- γ , com diferentes percursos dentro do volume útil do detector. Na figura, notadamente, o percurso do raio- γ B terá maior probabilidade de ser detectado frente aos raios A e C.

Além destas correções, foi também considerada a perda de energia do feixe no alvo de 1,66 mg/cm² de ¹²⁰Sn. Os valores da energia do feixe e a perda de energia estão mostrados na Tab. 4.3, sendo que a perda de energia foi calculada com o código STOPX [28] considerando-se a perda até o centro do alvo. Todos os cálculos teóricos que embasaram essa análise, e os resultados mostrados adiante, já consideram os valores de energia corrigidos.

4.2 Resultados e discussão

A partir dos dados obtidos no experimento, identificamos alguns processos da reação ¹⁰B+¹²⁰Sn. São eles: os canais de excitação inelástica do alvo nas transições $2^+ \rightarrow 0^+$ e $3^- \rightarrow 2^+$; a excitação inelástica do projétil na transição $1^+ \rightarrow 3^+$; os

Tabela 4.3: Energia do feixe, média de energia perdida no alvo (δE) e energia de reação.

E_{lab} feixe (MeV)	δE (MeV)	E_{lab} reação (MeV)
31,5	-0,97	30,53
35,0	-0,92	34,08
37,5	-0,89	36,61

processos de fusão incompleta devido a quebra do projétil $^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + ^6\text{Li}$, configurados tanto pela captura da partícula α quanto do ^6Li , e o canal de transferência de 1 nêutron do alvo para o projétil $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn} \rightarrow ^{11}\text{B} + ^{119}\text{Sn}$. A seguir, vamos detalhar a identificação de cada um desses canais e apresentar os resultados obtidos.

Excitação Inelástica

Dois estados de excitação inelástica do alvo foram identificados no experimento, a saber, as transições $2^+ \rightarrow 0^+$ com raio- γ de $E = 1171$ keV e $3^- \rightarrow 2^+$ com raio- γ de $E = 1229$ keV, conforme mostrado na Fig. 4.9, onde podemos ver parte do espectro de raios- γ obtido pelo detector HPGe C2 em coincidência com o detector *Phoswich* número 5 ($\theta_{cm} = 71^\circ$).

Um procedimento de validação da técnica de aquisição por coincidências γ -partículas, como descrito em [46], consiste em comparar, para um mesmo canal de reação medido, as razões entre as contagens obtidas com dois diferentes detectores de raios- γ , com as razões calculadas teoricamente entre os fatores $W(E, \theta_p)$. Essa validação foi efetuada para os dados associados à transição do estado 2^+ do ^{120}Sn , e o resultado está apresentado na Fig. 4.10. É possível notar uma excelente concordância entre dados teóricos e experimentais para $E_{lab} = 30,5$ MeV, com exceção do detector *Phoswich* número 7 ($\theta_{cm} = 103,75^\circ$), para o qual se observa uma pequena

Figura 4.9: Parte do espectro de raios- γ adquirido a 37,5 MeV. No destaque, parte do esquema de níveis do ^{120}Sn [48] explicitando as transições identificadas.

disparidade. Para as demais energias, existe uma concordância entre as razões teóricas e experimentais, com exceção dos dados entre 80° e 115° . Nessa região angular, tal discrepância reflete a imprecisão do ajuste entre dados experimentais e valores calculados por CRC. Como pode ser visto na Fig. 3.3, para as energias acima de 33,5 MeV, os maiores desvios entre o cálculo e dados experimentais ocorre nessa mesma região angular. Assim sendo, a concordância verificada entre essas razões é suficiente para garantir a eficácia do método aplicado.

Adotando o procedimento descrito acima, as seções de choque diferenciais para a distribuição angular de espalhamento inelástico das transições $2^+ \rightarrow 0^+$ e $3^- \rightarrow 2^+$ do ^{120}Sn foram obtidas. Para a transição E2 ($2^+ \rightarrow 0^+$), identificada a partir do raio- γ com $E_\gamma = 1171$ keV, foram determinadas as distribuições angulares nas energias 34,1 e 36,6 MeV (os dados tomados na energia de 30,5 MeV foram usados para normalização). A Fig. 4.11 mostra os resultados, onde se nota uma boa concordância entre os dados experimentais e teóricos para a energia de 34,1 MeV, e uma concordância satisfatória para os dados na energia de 36,6 MeV. Embora o

Figura 4.10: Comparação entre as razões das contagens Y_{C1}/Y_{C2} com as razões das probabilidades de emissão direcional W_{C1}/W_{C2} para o decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn .

efeito de cascata esteja presente nos dados do decaimento $2^+ \rightarrow 0^+$, uma vez que o estado 2^+ do ^{120}Sn é alimentado pelo decaimento $3^- \rightarrow 2^+$, a seção de choque do decaimento $3^- \rightarrow 2^+$ é pequena o bastante para não alterar significativamente os resultados aqui apresentados. Sendo assim, nenhuma correção foi efetuada neste trabalho. A distribuição angular da transição E3 ($3^- \rightarrow 2^+$) está mostrada na Fig. 4.12. Como se pode ver, há uma concordância apreciável entre dados experimentais e cálculos de CRC, com exceção do último ponto que apresenta seção de choque muito menor que o valor previsto teoricamente. Para a excitação desse estado, não foi possível obter dados experimentais para as energias 34,1 e 30,5 MeV, pois as correspondentes seções de choque são menores que 10^{-1} mb/sr, o que inviabilizou as medidas nessas energias por essa técnica.

Foi também identificada a excitação inelástica do projétil ^{10}B na transição $1^+ \rightarrow 3^+$ com a emissão de um raio- γ de energia 718 keV. A Fig. 4.13 mostra a identificação dessa transição, onde se vê parte do espectro de raios- γ adquirido com o detector HPGe C2 em coincidência com o detector *Phoswich* número 4.

Figura 4.11: Distribuições angulares da excitação inelástica da transição $2^+ \rightarrow 0^+$ do ^{120}Sn . Os dados contém contribuições da excitação do estado 2^+ (que decai diretamente para o estado fundamental) e da excitação do estado 3^- (que decai para o estado 2^+ , e que por sua vez, decai para o estado fundamental).

Figura 4.12: Distribuição angular da excitação inelástica da transição $3^- \rightarrow 2^+$ do ^{120}Sn . A curva representa o cálculo de CRC com normalização da parte imaginária do potencial $N_i = 0,25$.

Figura 4.13: Parte do espectro de raios- γ adquirido a 37,5 MeV. No destaque, parte do esquema de níveis do ^{10}B [48] explicitando a transição identificada.

As seções de choque desta transição estão apresentadas na Fig. 4.14. De forma geral, há uma boa concordância entre os dados experimentais e os valores calculados por CRC.

Transferência de um nêutron

A identificação do processo de transferência $^{120}\text{Sn} + ^{10}\text{B} \rightarrow ^{119}\text{Sn} + ^{11}\text{B}$ foi efetuada a partir dos raios- γ observados do decaimento do ^{119}Sn nos espectros dos dados adquiridos a 36,6 MeV. Como mostra a Fig. 4.15, os estados $5/2^+$ ($E^* = 1089,44$ keV), $5/2^+$ ($E^* = 921,39$ keV), $3/2^+$ ($E^* = 920,51$ keV) e $7/2^+$ ($E^* = 787,01$ keV) foram identificados, e as seções de choque diferenciais foram obtidas, pelo mesmo método de normalização adotado para os processos de excitação inelástica. Quanto aos estados de energias menores, a identificação não foi possível, pois para o primeiro estado do ^{119}Sn , a energia de 23,87 keV do raio- γ está abaixo da região útil do espectro. Em relação ao segundo estado, com $E^* = 89,53$ keV, sua meia-vida é de 293 dias, o que inviabiliza sua identificação por emissão de raio- γ por meio deste experimento. Se por um lado não foi possível identificar estes estados de energias menores, por outro lado as seções de choque dos demais estados foram determinadas de forma individual, diferente do que aconteceu no experimento da 30B, onde um conjunto de estados foi medido de forma conjunta. Os resultados estão na Fig. 4.16 e mostram, de maneira geral, uma boa concordância entre os dados experimentais e os valores calculados pelo cálculo de CRC.

Fusão completa

Foram também identificados na reação estudada os processos de fusão completa e incompleta. A fusão completa do $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ produz o ^{130}Cs , que posteriormente evapora nêutrons. Segundo previsão do software PACE [49], utilizando cálculos que não levaram em consideração a quebra do projétil, a evaporação de nêutrons é o

Figura 4.14: Distribuição angular da excitação do estado 1^+ do ^{10}B . A curva representa os cálculos de CRC com normalização da parte imaginária do potencial $N_i = 0,25$.

Figura 4.15: Parte do espectro de raios- γ do detector HPGe C1 em coincidência com o detector de partículas posicionado a $83,3^\circ$, onde se identifica alguns estados do ^{119}Sn .

principal mecanismo de formação de núcleos residuais, de modo que isótopos de Cs são formados. Para as energias medidas, cerca de 85% da seção de choque de fusão total corresponde à formação do núcleo residual ^{127}Cs (evaporação de 3 nêutrons). De fato, raios- γ do isótopo de ^{127}Cs foram identificados nos espectros adquiridos em *singles* de γ 's (sem coincidências com partículas) para a energia de 36,6 MeV, conforme mostra a Fig. 4.17, onde estão destacadas várias transições relativas a decaimentos do ^{127}Cs .

Apesar da identificação do processo de fusão completa, não foi possível obter a seção de choque para as medidas efetuadas. Durante as medidas em *singles* nenhuma informação sobre a intensidade do feixe foi obtida, inviabilizando a normalização dos dados.

Como a aquisição em *singles* durou 31 minutos (veja Tab. 4.2), não houve tempo suficiente para identificarmos nos espectros os raios- γ referentes ao decaimento natural do ^{127}Cs (formando ^{127}Xe), que é instável e tem meia vida superior a 6 horas.

Figura 4.16: Distribuições angulares dos estados do ^{119}Sn relativos a transferência de 1 nêutron obtidas para a energia de bombardeio $E_{lab} = 36,6$ MeV. As curvas representam os cálculos de CRC com normalização da parte imaginária do potencial $N_i = 0,25$.

Figura 4.17: Espectro de raios- γ adquiridos em *singles* a 36,6 MeV. Os picos identificados se referem a transições de decaimentos do ^{127}Cs conforme mostrado no esquema de níveis ao lado.

Fusão Incompleta

A identificação de processos relativos à quebra do projétil ^{10}B , que é fracamente ligado, foi possível devido ao uso da técnica de coincidências γ -partícula. Essa técnica possibilita a identificação de canais de reação como a fusão incompleta, o que não seria possível em sistemas de medidas simples (sem a coincidência). Tipicamente, em um espectro de partículas sem a aquisição conjunta de raios- γ , não é trivial a identificação de eventos relacionados à absorção de fragmentos do projétil. Por exemplo, a energia do fragmento emergente deve ser conhecida, e esse cálculo não é simples, devido principalmente ao fato que em caso de quebra do projétil, a análise do sistema envolve a cinemática de mais de dois corpos. Além disso, de forma geral, processos de reação como a fusão incompleta não possuem ainda uma formulação teórica robusta, apesar da existência de várias abordagens propostas com relativo sucesso em aplicações específicas [50, 51, 52]. Assim, se por um lado o experimento mostrou-se eficiente para a identificação desses processos, por outro,

não foi possível obter seções de choque absolutas utilizando a técnica de coincidência γ -partícula. Para que seções de choque de fusão incompleta sejam determinadas absolutamente, é necessário determinar a anisotropia de emissão de raios- γ associado a esse canal de reação. Entretanto, por se tratar de um processo cuja teoria está ainda em construção, a exploração dessas medidas tem caráter relevante no entendimento dos mecanismos de reação que governam colisões nucleares envolvendo feixes fracamente ligados.

A identificação da fusão incompleta ocorreu tanto por meio da verificação da assinatura do ^{124}Te no espectro de raios- γ medidos em coincidência com partículas com $Z=3$, quanto pela verificação da assinatura do ^{126}I no espectro de raios- γ medidos em coincidência com partículas com $Z=2$, o que indica a quebra $^{10}\text{B} \rightarrow ^6\text{Li} + \alpha$, ficando no primeiro caso caracterizada a captura da partícula α e no segundo, a captura do ^6Li . A Fig. 4.18 mostra parte do espectro de raios- γ adquiridos a 30,5 MeV em coincidência com partículas de $Z=3$, onde estão ressaltadas as transições do núcleo ^{124}Te (captura da partícula α). A Fig. 4.19 mostra parte do espectro de raios- γ , também adquiridos a 30,5 MeV, em coincidência com partículas de $Z=2$, onde se ressaltam as transições que identificaram a captura do fragmento ^6Li pelo alvo, formando o núcleo ^{126}I . Os mesmos processos foram identificados para as outras duas energias medidas na canalização 30A.

Figura 4.18: Espectro de raios- γ adquiridos em coincidência com partículas com $Z=3$. Os picos identificados se referem a transições de decaimentos do ^{124}Te .

Figura 4.19: Espectro de raios- γ adquiridos em coincidência com partículas com $Z=2$. Os picos identificados se referem a transições de decaimentos do ^{126}I , conforme esquema de níveis esquematizado à direita.

5

Conclusão

Medidas de espalhamento elástico, inelástico e de transferência de um nêutron foram realizadas por dois experimentos diferentes, para energias em torno da barreira coulombiana. Cálculos teóricos de CRC e DWBA também foram desenvolvidos e em geral, verificou-se uma boa concordância entre os cálculos realizados e os dados obtidos. Para os cálculos teóricos, adotamos o PSP para a parte real da interação nuclear, e a parte imaginária foi composta por dois termos, um de curto alcance (interno) na forma Woods-Saxon, e outro de maior alcance (externo) do tipo PSP normalizado por um fator N_i . Para a maior parte das análises, $N_i = 0,25$ se mostrou mais adequado.

Para os cálculos de seções de choque de espalhamento inelástico, as amplitudes de transição $B(E2)$ e $B(E3)$ adotadas para a excitação dos estados 2^+ e 3^- do ^{120}Sn foram consistentes com os valores encontrados na literatura. Já, com respeito à amplitude de transição $B(E2)$ para a excitação do ^{10}B , o valor encontrado na literatura não reproduziu corretamente os dados experimentais. Sendo assim, o valor da amplitude da transição $B(E2; 3^+ \rightarrow 1^+)$ foi ajustado de maneira a reproduzir os dados experimentais, resultando em um valor de $B(E2) = 3,3 \times 10^{-4} \text{ e}^2\text{b}^2$ (ao invés de $1,79 \times 10^{-4} \text{ e}^2\text{b}^2$ encontrado na literatura [35]).

Para o cálculo do canal de transferência de um nêutron do alvo para o projétil ($1n\text{-pick up}$), os fatores espectroscópicos associados ao estado fundamental das transições $\langle ^{11}\text{B} | ^{10}\text{B}+n \rangle$ e $\langle ^{120}\text{Sn} | ^{119}\text{Sn}+n \rangle$ foram encontrados na literatura. Entretanto, observamos que, variando os parâmetros geométricos do potencial de ligação, é possível obter um novo conjunto de parâmetros que reproduzem as seções de choque de forma bastante similares. Com a finalidade de examinar melhor as possibilidades e os efeitos dessas ambiguidades, calculamos para alguns valores de raios nucleares, dentro de um certo intervalo, fixada a difusividade do potencial de ligação, a profundidade do potencial que reproduz a energia de ligação do nêutron no *core* e ajustamos o fator espectroscópico de modo a reproduzir satisfatoriamente as seções de choque dos dados experimentais. Um padrão de dependência entre a profundidade do potencial de ligação e o fator espectroscópico com o raio nuclear adotado foi identificado.

Dada a similaridade dos resultados procedentes dos cálculos de CRC e DWBA, observamos que o acoplamento de canais não tem efeito significativo nas distribuições angulares das seções de choque diferenciais obtidas para os canais elástico e inelásticos, bem como para o canal de transferência identificado na reação.

Quanto ao experimento realizado no SACI-PERERE, os dados foram obtidos a partir da técnica de coincidências γ -partículas, através da qual é possível identi-

ficar processos relativos à quebra do projétil, como fusão completa e incompleta. Ressaltamos, entretanto, que tais medidas tiveram um caráter mais qualitativo, embora as seções de choque para os canais inelásticos e de transferência puderam ser determinadas em unidades absolutas. Os demais processos envolvendo fusão foram apenas identificados e não quantificados. As medidas realizadas no SACI-PERERE estão sujeitas a uma série de limitações procedentes da técnica empregada, especificamente no que diz respeito a aquisição com raios- γ , que são emitidos de forma anisotrópica, dificultando a normalização e obtenção das seções de choque. Em geral, a determinação das seções de choque dependem de cálculos prévios, onde se faz necessária a utilização de resultados provenientes de um cálculo onde o potencial nuclear e parâmetros como amplitude de transição para excitação inelástica e fatores espectroscópicos devem ser previamente estabelecidos. Para isso, usamos os cálculos desenvolvidos e devidamente ajustados aos dados experimentais procedentes do experimento na canalização 30B. A partir desse procedimento, os resultados obtidos para as distribuições angulares de espalhamento inelástico e transferência de um nêutron apresentaram uma boa concordância com os dados experimentais.

A partir dos resultados obtidos, um artigo foi publicado [41] para os dados adquiridos no sistema SATURN a 37,5 MeV, onde estão apresentados os dados experimentais e os cálculos de CRC desenvolvidos. Um outro artigo, mais abrangente, envolvendo os demais dados experimentais, está sendo preparado e em breve será submetido para publicação. De forma geral, os resultados mostraram a validade do modelo nuclear adotado, das amplitudes de transição e fatores espectroscópicos extraídos da literatura, e do potencial utilizado na descrição do sistema, o potencial de São Paulo. A identificação do processo de fusão incompleta, por meio da captura dos dois fragmentos (^4He e ^6Li) no experimento com o SACI evidenciou um processo que pode estar ligado diretamente a dissociação do fracamente ligado ^{10}B . Como dito antes, na introdução deste trabalho, o estudo dos mecanismos de reação para

um núcleo fracamente ligado tem uma grande importância no campo da astrofísica nuclear, no que diz respeito a compreensão da formação de elementos em processos estelares, e, deste trabalho emerge resultados significativos, que, combinados com outros, expõe propriedades específicas destes núcleos, por exemplo, a possibilidade do *pick-up* de 1 nêutron em energia ligeiramente abaixo da barreira coulombiana, o que para núcleos estáveis de maior massa não ocorre.

O desenvolvimento deste trabalho foi realizado em paralelo a outras pesquisas, entre elas, o estudo da reação ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$, também medida em torno da barreira coulombiana e pelos mesmos métodos experimentais aqui relatados, de onde se originaram dois artigos científicos dos quais participei em coautoria [20, 42]. Em termos gerais, no estudo da reação dos núcleos fracamente ${}^7\text{Li}$ e ${}^{10}\text{B}$ em alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ em torno da barreira coulombiana, medimos o espalhamento elástico, inelástico (excitação do alvo e do projétil) e a transferência de um nêutron (*stripping* para a reação com o ${}^7\text{Li}$ e *pick-up* para o ${}^{10}\text{B}$). Em ambos sistemas, é notável a permanência do canal de transferência aberto em energias ligeiramente abaixo da barreira coulombiana, fato relevante para recentes pesquisas sobre os mecanismos do *breakup* em núcleos fracamente ligados [43, 44, 45], as quais apontam para a dissociação tanto como resultado da excitação direta do projétil para estados do contínuo, como para a ocorrência da dissociação após a transferência de 1 nêutron nesse tipo de reação. A partir dos experimentos realizados com o ${}^{10}\text{B}$, não é possível afirmar a ocorrência do processo de quebra após a transferência, uma vez que, nesse caso, os possíveis indícios desse processo, que seriam a excitação do ${}^{11}\text{B}$ ou a fusão incompleta relacionada à captura ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}\rightarrow{}^{127}\text{I}+{}^4\text{He}$ (uma vez que o ${}^{11}\text{B}$ se quebra, com $Q = -8,665$ MeV, em ${}^7\text{Li}+{}^4\text{He}$), são processos que não foram identificados experimentalmente.

Apêndice

A.1 Cartão de entrada do FRESCO

As seções de choque do espalhamento elástico, inelástico e do canal de transferência analisados para a reação $^{10}\text{B}+^{120}\text{Sn}$ foram obtidas a partir do cálculo de canais acoplados com o programa FRESCO [32]. Foram acoplados dois estados excitados do alvo ^{120}Sn e um estado do projétil ^{10}B , além de oito estados relativos ao processo de *1n-pick-up*. Segue uma reprodução do cartão de entrada utilizado em formato ‘namelist’ na energia de 30,5 MeV.

```
Transfer  
NAMELIST
```

```

&FRESCO hcm=0.040 rmatch=60.000 rintp=0.04
        hnl=0.060 rnl=3.20 centre=0.04
        jtmin=0.0 jtmax=200.0 absend=-1.0000 dry=F
        thmin=10.00 thmax=180.00 thinc=0.50 koords=0 kqmax=0
        cutl=2.00 cutr=2.00
        ips=0.001 it0=1 iter=1 fatal=T iblock=12 pade=1 nosol=F
        psiren=T chans=1 xstabl=1 pel=1 exl=1
        elab(1)= 30.50 /

&PARTITION namep='10B' massp= 10.0129 zp=5 nex=4 pwf=T
        namet='120-Sn' masst=119.9020 zt=50 qval=0.0000/
&STATES jp= 3.0 ptyp= 1 ep= 0.0000 cpot= 1
        jt= 0.0 ptyt= 1 et= 0.0000/
&STATES copyp= 1 cpot= 1
        jt= 2.0 ptyt= 1 et= 1.1713/
&STATES copyp= 1 cpot= 1
        jt= 3.0 ptyt=-1 et= 2.4000/
&STATES jp= 1.0 ptyp= 1 ep= 0.7183 cpot= 1
        copyt= 1/
&PARTITION namep='11B' massp=11.0093 zp=5 nex=8 pwf=T
        namet='119-Sn' masst=118.9030 zt=50 qval=2.3460/
&STATES jp= 1.5 ptyp=-1 ep= 0.0000 cpot= 2
        jt= 0.5 ptyt= 1 et= 0.0000/
&STATES copyp= 1 cpot= 2
        jt= 1.5 ptyt= 1 et= 0.0238/
&STATES copyp= 1 cpot= 2
        jt= 5.5 ptyt=-1 et= 0.0895/
&STATES copyp= 1 cpot= 2
        jt= 3.5 ptyt= 1 et= 0.7870/
&STATES copyp= 1 cpot= 2
        jt= 1.5 ptyt= 1 et= 0.9205/
&STATES copyp= 1 cpot= 2
        jt= 2.5 ptyt= 1 et= 0.9214/
&STATES copyp= 1 cpot= 2
        jt= 2.5 ptyt= 1 et= 1.0890/
&STATES copyp= 1 cpot= 2
        jt= 2.5 ptyt= 1 et= 1.354/
&partition / ! END OF DEFINING PARTITIONS

&pot kp= 1 type= 0
        p(1:3)= 120.000 10.0000 1.0600 /

```



```

&POT kp=1 type=13 shape=13 p2=1 p3=1 /
  &step ib= 1 ia= 2 k=2 str= 50. /
  &step ib= 2 ia= 1 k=2 str= 50. /
  &step ib= 1 ia= 3 k=3 str= 316. /
  &step ib= 3 ia= 1 k=3 str= 316. /
  &step /
&POT kp=1 type=10 shape=13 p2= 3.6 / ! 2.64
&pot kp= 1 type= 1 itt=F shape= 9
  p(1:3)= 1.000 0.00 1.0600 /
&POT kp=1 type=13 shape=13 p2= 0.80 p3= 0.76 /
  &step ib= 1 ia= 2 k=2 str= 0.80 /
  &step ib= 2 ia= 1 k=2 str= 0.80 /
  &step ib= 1 ia= 3 k=3 str= 0.79 /
  &step ib= 3 ia= 1 k=3 str= 0.79 /
  &step /
&POT kp=1 type=10 shape=13 p2= 0.9 / ! 0.66
&pot kp= 1 type= 1 shape=-9 p1=0.0 p2=0.25 p3=1.06 /
&pot kp= 1 type= 1
  p(1:7)= 0.000 0.0000 0.0000 100.0 0.800 0.2500 0.0 /
&pot kp= 2 type= 0
  p(1:3)= 119.000 11.0000 1.0600 /
&pot kp= 2 type= 1 itt=F shape= 9
  p(1:3)= 1.000 0.25 1.0600 /
&pot kp= 2 type= 1
  p(1:7)= 0.000 0.0000 0.0000 100.0 0.800 0.2500 0.0 /
&pot kp= 4 type= 0
  p(1:4)= 1.000 0.0000 2.04 0.53 /
&pot kp= 4 type= 1
  p(1:3)= 44.000 3.1 0.6100 /
&pot kp= 4 type= 3
  p(1:3)= 6.00 2.22 0.6100 /
&pot kp= 5 type= 0
  p(1:4)= 1.000 0.0000 5.52 0.53 /
&pot kp= 5 type= 1
  p(1:3)= 45.000 6.16 0.6500 /
&pot kp= 5 type= 4
  p(1:3)= 6.200 5.67 0.7500 /
&pot / ! END OF DEFINING POTENTIALS

&OVERLAP kn1= 1 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 1
  kind=0 nn= 1 l=1 sn= 0.5 j= 1.5

```

```

    kbpot= 4 krpot= 0 be= 11.4540 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 4 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 3 l=0 sn= 0.5 j= 0.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 9.1080 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 5 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 2 l=2 sn= 0.5 j= 1.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 9.1319 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 6 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 1 l=5 sn= 0.5 j= 5.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 9.1975 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 7 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 1 l=4 sn= 0.5 j= 3.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 9.8950 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 8 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 2 l=2 sn= 0.5 j= 1.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 10.0280 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 9 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 2 l=2 sn= 0.5 j= 2.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 10.0290 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 10 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 2 l=2 sn= 0.5 j= 2.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 10.1970 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&OVERLAP kn1= 11 kn2= 0 ic1=1 ic2=2 in= 2
    kind=0 nn= 2 l=2 sn= 0.5 j= 2.5
    kbpot= 5 krpot= 0 be= 10.4628 isc= 1 ipc=0 nfl=0 nam=0 ampl=0.0 /
&overlap /      ! END OF DEFINING OVERLAPS

&COUPLING icto= 2 icfrom= 1 kind=7 ip1= 1 ip2= 1 ip3= 0 /
    &cfp in= 1 ib= 1 ia= 1 kn= 1 a= 1.046 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 1 kn= 4 a= 0.76 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 2 kn= 5 a= 1.29 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 3 kn= 6 a= 1.83 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 4 kn= 7 a= 2.27 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 5 kn= 8 a= 0.59 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 6 kn= 9 a= 0.55 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 7 kn= 10 a= 1.68 /
    &cfp in= 2 ib= 1 ia= 8 kn= 11 a= 0.99 /
&cfp /

&coupling /

```

A.2 Cartão de entrada do SPOMC

O potencial nuclear utilizado nas análises efetuadas foi o Potencial de São Paulo (PSP) [53], e o código computacional para o cálculo desse potencial foi o SPOMC [54], cujo cartão de entrada para a reação $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$ está reproduzido a seguir para a energia de bombardeio de 31,5 MeV.

No arquivo, os dados estão inseridos na seguinte sequência: na primeira linha, energia no centro de massa do sistema, massa e número atômico do projétil, massa e número atômico do alvo. Na segunda linha, raio de *matching*, número de ondas parciais, passo de integração no raio. Na terceira linha, os dois primeiros parâmetros são opções para densidade do projétil e alvo (0 = distribuição 2pF), e os quatro parâmetros seguintes são difusividades de massa e carga do projétil e do alvo, respectivamente. A quarta linha se inicia com a escolha do modelo adotado para a parte imaginária do potencial (opção 1 para $W = N_i \times V_{PSP}$), e segue com o valor para N_i . Os parâmetros seguintes são se aplicam para essa opção da parte imaginária do potencial. Na quinta linha temos opções sobre a impressão e apresentação dos resultados.

```
31.5, 10.0129,5.,119.9022,50.
100.,600,.05
0,0,.56,.53,.56,.53
1,0.4,0,0,0
0,1,-1,-1,1.,0
```

A.3 Cartão de entrada do DEPCALC

O cálculo da probabilidade de emissão direcional (PED) para obtenção das seções de choque diferenciais dos dados experimentais originários do SACI foi realizado com o código DEPCALC [46], e a seguir apresentamos uma cópia dos arquivos de entrada para execução desse programa. Os arquivos são: *i*) `Experiment.txt`, *ii*)

`States.txt`, *iii*) `Transitions.txt`, *iv*) `reaction.txt` e *v*) o arquivo `fort.37`, que é um arquivo de saída do FRESKO. Para considerar a perda de energia no alvo, a saída `fort.37` do FRESKO deve reunir as amplitudes de espalhamento para um *range* de energia. Os *ranges* adotados foram: para o feixe com 31,5 MeV, de 29,5 à 31,5 MeV; para o feixe com 35,0 MeV, de 33,0 à 35,0 MeV; e para o feixe com 37,5 MeV, de 35,75 à 37,5 MeV; todos em passos de 0,25 MeV.

i) Arquivo `Experiment.txt`: As primeiras seis linhas fornecem os nomes dos arquivos que alimentarão o programa com as informações sobre dados do posicionamento e da geometria dos detectores de germânio e dados sobre a reação a ser estudada. As linhas seguintes fornecem informações sobre o alvo (espessura, *backing*), sobre o feixe (*spot radius*) e a quantidade de pontos da função de excitação. Por fim, nas últimas linhas são informados para cada energia do feixe e os coeficientes de *stopping power* do alvo para o projétil (incidente), o ejetil, o recuo e os coeficientes para o ejetil e recuo no *backing* do alvo, caso haja.

```
novoangdets-Ge.txt
GeGeomCoefs.gdt
pos-furos.csv
reaction.txt
States.txt
Transitions.txt
fort.37
1      (Fresco FileType 0 ou 1)
1.66   (Target thickness mg/cm2)
0.0    (Backing thickness)
1.5    (Beam spot radius, mm)
3      (Number of excitation function points)
31.5   1.1178 1.3256 4.9122 0.01 0.01
35.0   1.0844 1.3013 5.2065 0.01 0.01
37.5   1.0451 1.2600 5.5677 0.01 0.01
```

ii) Arquivo `States.txt`: Neste arquivo, lista-se os estados envolvidos nas transições para as quais serão calculadas as PEDs. Em linhas enumeradas, cada estado é identificado por um número sequencial, seguido dos seguintes parâmetros: n_p indica

se é um estado do projétil (1=sim, 0=não), J_p = spin, pi_p paridade do spin (+ ou -), e_p = energia do estado, t_p = tempo de meia vida, g_p é a razão giromagnética. Na sequência, os mesmos dados para o estado do alvo são informados.

```

11 ns n_p J_p pi_p e_p t_p g_p      n_t J_t pi_t e_t t_t g_t (10B+120Sn)
  1  0 3.0 + 0.0000 0. 0.44 0 0.0 + 0.0000 0. 0.42 estado fundamental
  2  0 3.0 + 0.0000 0. 0.44 1 2.0 + 1.171 0.64 0.42 excit do alvo
  3  0 3.0 + 0.0000 0. 0.44 2 3.0 - 2.400 0.12 0.42 excit do alvo
  4  1 1.0 + 0.7183 0.71 0.44 0 0.0 + 0.0 0. 0.42 excit do projétil
  5  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 3 0.5 + 0.0000 0. 0.42 transf gs
  6  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 4 1.5 + 0.0238 18.0 0.42 transf excit
  7  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 5 5.5 - 0.0895 2.5E16 0.42 transf excit
  8  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 6 3.5 + 0.787 0.19 0.42 transf excit
  9  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 7 1.5 + 0.9205 0.0016 0.42 transf excit
 10  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 8 2.5 + 0.9214 0.0012 0.42 transf excit
 11  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 9 2.5 + 1.089 0.00021 0.42 transf excit
 12  2 1.5 - 0.0000 0. 0.44 10 0.5 + 1.2497 0.0 0.42 transf excit

```

iii) Arquivo `Transition.txt`: Onde são identificadas as transições a serem calculadas. As entradas em linhas enumeradas correspondem a cada transição considerada. Os dados em sequência são: transição de estados do alvo ou projétil, número do estado inicial e final (conforme numeração identificada no arquivo `States.txt`), *branching ratio*, λ (multipolaridade L principal da transição), δ (razão de misturas de multipolaridades $(L+1)/L$) e os α_1 e α_2 (coeficientes de conversão das multipolaridades L e $L+1$, respectivamente).

```

# p/t ni nf BR lambda delta alpha1 alpha2
1 t 1 0 1.0 2. 0. 0. 0.
2 t 2 1 1.0 2. 0. 0. 0.
3 p 1 0 1.0 2. 0. 0. 0.
4 t 6 4 1.0 2. 0. 0. 0.
5 t 9 4 0.94 2. 0. 0. 0.

```

iv) Arquivo `reaction.txt`: São informados número atômico e massa atômica do projétil na primeira linha, e o mesmo para o alvo, para o ejetil e recuo nas linhas seguintes.

5	10.01293695	(Z and A of Projectile)
50	119.902195	(Target)
5	11.00930536	(Outgoing)
50	118.90331117	(Recoil)

Por fim, a execução do programa requer a escolhas de algumas opções. O tipo de experimento é o de reações diretas com coincidência γ -partícula, e na sequência, são escolhidos os passos de integração em energia do feixe (0,25 MeV) e de integração angular (0,5°). Finalmente, o parâmetro de raio para integração sobre a mancha do feixe (n-Spot) é o 2.

Referências Bibliográficas

- [1] P. S. R. Gomes e J. Lubian. Fusion, breakup and scattering of weakly bound nuclei. 2014 *Journal of Physics: Conference series*, 533 1.
- [2] D. S. Monteiro, O. A. Capurro, A. Arazi, J. O. Fernández Niello, J. M. Figueira, G. V. Martí, D. Martínez Heimann, A. E. Negri, A. J. Pacheco, V. Guimarães, D. R. Otomar, J. Lubian e P. R. S. Gomes. Near and subbarrier elastic and quasielastic scattering of the weakly bound ${}^6\text{Li}$ projectile on ${}^{144}\text{Sm}$. 2009 *Phys. Rev. C* 79 014601
- [3] J. Lubian, T. Correa, P. R. S. Gomes e L. F. Canto. Effect of breakup on fusion cross sections of the ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ system by means of quasi-elastic angular distributions. 2008 *Phys. Rev. C* 78 0646145
- [4] J. Lubian, T. Correa, E. F. Aguilera, L. F. Canto, A. Gomez-Camacho, E. M. Quiroz e P. R. S. Gomes. Effects of breakup couplings on ${}^8\text{B}+{}^{58}\text{Ni}$ elastic scattering. 2009 *Phys. Rev. C* 79 064605
- [5] A. E. Woodard, J. M. Figueira, D. R. Otomar, J. O. Fernández Niello, J. Lubian, A. Arazi, O. A. Capurro, P. Carnelli, L. Fimiani, G. V. Martí, D. Martinez Heimann, D. S. Monteiro, A. E. Negri, A. J. Pacheco e P. R. S. Gomes. Breakup coupling effects on near-barrier inelastic scattering of the

- weakly bound ${}^6\text{Li}$ projectile on a ${}^{144}\text{Sm}$ target. 2012 *Nuclear Physics A* 873 17-27.
- [6] P. R. S. Gomes, J. Lubian, J. Rangel e D. R. O. Otamar. Fusion, transfer and breakup of light weakly bound nuclei at near barrier energies. 2014 *Journal of Physics: Conference series*, 492 012004.
- [7] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D. E. Greinwe, N. Takahashi e Y. Nojiri. Measurements of interaction cross section and radii of He isotopes. 1985 *Physics Letters B* 160 380.
- [8] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi, and N. Takahashi. Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p-Shell Region. 1985 *Physics Review Letters* 55 2676.
- [9] P. S. R. Gomes, R. M. Anjos e J. Lubian. Does the Break-up Process Influence the Fusion Cross Section? 2004 *Braz. J. Physics* 34 737-741.
- [10] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo, J. Lubian e M. S. Hussein. Recent developments in fusion and direct reactions with weakly bound nuclei. 2015 *Physics Reports* 596 1-86.
- [11] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo e M. S. Hussein. Fusion and breakup of weakly bound nuclei. 2006 *Physics Reports* 424 1-111.
- [12] Md. Moin Shaikh, Subinit Roy, S. Rajbanshi, M. K. Pradhan, A. Mukherjee, P. Basu, S. Pal, V. Nanal, R. G. Pillay, e A. Shrivastava. Investigation of ${}^6\text{Li}+{}^{64}\text{Ni}$ fusion at near-barrier energies. 2014 *Phys. Rev. C* 90 024615.

- [13] P. R. S. Gomes, J. Lubian, L. F. Canto, D. R. Otomar, D. R. Mendes Junior, P. N. de Faria, R. Linares, L. Sigaud, J. Rangel, J. L. Ferreira, E. Ferioli, B. Paes, E. N. Cardozo, M. R. Cortes, M. J. Ermamatov, P. Lotti e M. S. Hussein. Reactions with Weakly Bound Nuclei, at near Barrier Energies, and the Breakup and Transfer Influences on the Fusion and Elastic Scattering. 2016 *Few-Body Syst* 57 165-176.
- [14] J. M. Figueira, J. O. Fernández Niello, A. Arazi, O. A. Capurro, P. Carnelli, L. Fimiani, G. V. Martí, D. Martinez Heimann, A. E. Negri, A. J. Pacheco, J. Lubian, D. S. Monteiro e P. R. S. Gomes. Energy dependence of the optical potential of weakly and tightly bound nuclei as projectiles on a medium-mass target. 2010 *Phys. Rev. C* 81 024613.
- [15] H. Kumawat, V. Jha, B. J. Roy, V. V. Parkar, S. Santra, V. Kumar, D. Dutta, P. Shukla, L. M. Pant, A. K. Mohanty, R. K. Choudhury e S. Kailas. Breakup threshold anomaly in the elastic scattering for the ${}^6\text{Li}+{}^{90}\text{Zr}$ system. 2008 *Phys. Rev. C* 78 044617.
- [16] A. Gómez Camacho e E. F. Aguilera. Threshold anomaly for the ${}^7\text{Be}+{}^{58}\text{Ni}$ system at near-Coulomb-barrier energies. 2014 *Phys. Rev. C* 90 064607.
- [17] P. Mohr, P. N. de Faria, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, V. Guimarães, A. Lépine-Szily, D. R. Mendes, Jr., A. Arazi, A. Barioni, V. Morcelle e M. C. Morais. Comparison of ${}^{120}\text{Sn}({}^6\text{He}, {}^6\text{He}){}^{120}\text{Sn}$ and ${}^{120}\text{Sn}(\alpha, \alpha){}^{120}\text{Sn}$ elastic scattering and signatures of the ${}^6\text{He}$ neutron halo in the optical potential. 2010 *Phys. Rev. C* 82 044606.
- [18] P. N. de Faria, R. Lichtenthäler, K. C. C. Pires, A. M. Moro, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, D. R. Mendes, Jr., A. Arazi, M. Rodríguez-Gallardo, A. Barioni, V. Morcelle, M. C. Morais, O. Camargo, Jr., J. Alcantara Nuñez e

- M. Assunção. Elastic scattering and total reaction cross section of ${}^6\text{He}+{}^{120}\text{Sn}$. 2010 *Phys. Rev. C* 81 044605.
- [19] K. Zerva, A. Pakou, N. Patronis, P. Figuera, A. Musumarra, A. Di Pietro, M. Fisichella, T. Glodariu, M. La Commara, M. Lattuada, M. Mazzocco, M. G. Pellegriti, D. Pierrotsakou, A. M. Sanchez-Benitez, V. Scuderi, E. Strano e K. Rusek. Quasi-elastic backscattering of ${}^{6,7}\text{Li}$ on light, medium and heavy targets at near- and sub-barrier energies. 2012 *Eur. Phys. J. A* 48:102.
- [20] V. A. B. Zagatto, J. R. B. Oliveira, L. R. Gasques, J. A. Alcántara-Núñez, J. G. Duarte, V. P. Aguiar, N. H. Medina, W. A. Seale, K. C. C. Pires, A. Freitas, J. Lubian, J. M. B. Shorto, F. A. Genezini e E. S. Rossi Jr. Elastic and inelastic angular distributions of the ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ system for energies near the Coulomb barrier. 2016 *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 43 055103.
- [21] A. S. Freitas. Estudo da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ através da técnica de coincidências γ -partícula. 2013 *Dissertação de mestrado*, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, Brasil.
- [22] J. A. Alcántara-Núñez, J. R. B. Oliveira, E. W. Cybulska, N. H. Medina, M. N. Rao, R. V. Ribas, M. A. Rizzutto, W. A. Seale, F. Falla-Sotelo, F. R. Espinoza-Quñones e C. Tenreiro. SACI: a 4π plastic phoswich array ancillary detector system of a γ -ray spectrometer. 2003 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 497 429.
- [23] R. G. Herb. Pelletron Accelerators for Very High Voltage. 1974 *Nuclear Instruments and Methods* 122 267-276.
- [24] V. Rotberg, D. Pereira, M. N. Rao, N. Ueta e O. Sala. Calibration of the Tandem Pelletron Accelerator. 1976 *Revista Brasileira de Física* 6 3.

- [25] O. Sala, M. Stier e J. C. Acquadro. Improved Performance of the São Paulo Pelletron. 1981 *Nuclear Instruments and Methods* 184 153-155.
- [26] J. C. Acquadro, U. Shnitter, A. P. Teles, D. Pereira, O. Sala e P. A. B. Freitas. A New Energy Control for the São Paulo 8UD Pelletron. 1986 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 244 229-230.
- [27] DFN-IFUSP. Laboratório Aberto de Física Nuclear. URL <http://portal.if.usp.br/fnc/node/368>. Acessado em Maio de 2017.
- [28] Milner, B. VAXPAK programs notes - private communications. 1986. ORNL Oak Ridge, National Laboratory, USA.
- [29] H. Bethe e J. Ashkin. *Experimental Nuclear Physics*, J. Wiley, New York, 1953.
- [30] V. A. B. Zagatto. Estudo de mecanismos de reação nuclear no sistema ${}^7\text{Li}+{}^{120}\text{Sn}$ utilizando coincidências γ -partícula. 2015 *Tese de doutorado*, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, Brasil.
- [31] A. S. Freitas, L. Marques, X. X. Zhang, M. A. Luzio, P. Guillaumon, R. Pampa Condori e R. Lichtenthaler. Woods-Saxon equivalent to a double folding potential. 2016 *Brazilian Journal of Physics* 46 120-128.
- [32] I. J. Thompson. Coupled Reactions Channels Calculations in Nuclear Physics. 1988 *Computer Physics Report* 7 167.
- [33] S. Raman, C. W. Nestor, P. Tikkanen, Atomic Data and Nucl. Data Tables 78, 064615 (2001).
- [34] D. F. M. Botero, L. C. Chamon, B. V. Carlson. Transition densities in the context of the generalized rotation-vibration model. 2017 *Journal of Physics G: Nuclear and Particles Physics* 44, 105102.

- [35] W. J. Vermeer, R. K. Bhalla, A. R. Poletti. Mean life of ^{10}B (718 keV) and its role in determining the giant dipole resonance contribution to Coulomb excitation of ^{10}B . 1983 *Physics Review C* 28, 432.
- [36] L. C. Chamon, B. V. Carlson. Systematics of nuclear densities, deformations and excitation energies within the context of the generalized rotation–vibration model. 2010 *Nuclear Physics A* 846, 1.
- [37] A. Kundu, S. Santra, A. Pal, D. Chattopadhyay, R. Tripathi, B. J. Roy, T. N. Nag, B. K. Nayak, A. Saxena e S. Kailas. 2017. *Phys. Rev. C* 95 034615.
- [38] S. A. Dickey, J. J. Kraushaar, R. A. Ristinen e M. A. Rumore. The $^{120}\text{Sn}(p, d)^{119}\text{Sn}$ reaction at 26.3 MeV. 1982 *Nuclear Physics A* 377, 137.
- [39] S. Cohen e D. Kurath. Spectroscopic factors for the 1p shell. 1967 *Nuclear Physics A* 101, 1.
- [40] A. J. Koning e J. P. Delaroche. 2003 *Nuclear Physics A* 713, 231.
- [41] Gasques, L. R. ; Freitas, A. S. ; Chamon, L. C. ; Oliveira, J. R. B. ; Medina, N. H. ; Scardurelli, V. ; Rossi, E. S. ; Alvarez, M. A. G. ; Zagatto, V. A. B. ; Lubian, J. ; Nobre, G. P. A. ; Padron, I. ; Carlson, B. V. Elastic, inelastic, and $1n$ transfer cross sections for the $^{10}\text{B} + ^{120}\text{Sn}$. 2018 *Physical Review C* 97 034629-1-034629-8.
- [42] Zagatto, V. A. B. ; Lubian, J. ; Gasques, L. R. ; Alvarez, M. A. G. ; Chamon, L. C. ; Oliveira, J. R. B. ; Alcántara-Núñez, J. A. ; Medina, N. H. ; Scardurelli, V. ; Freitas, A. S. ; Padron, I. ; Rossi, E. S. ; Shorto, J. M. B. . Elastic scattering, inelastic excitation, and neutron transfer for $^7\text{Li} + ^{120}\text{Sn}$. 2017 *Physical Review C* 95, 064614.

- [43] R. Rafiei, R. du Rietz, D. H. Luong, D. J. Hinde, M. Dasgupta, M. Evers e A. Diaz-Torres. Mechanisms and systematics of breakup in reactions of ^9Be at near-barrier energies. 2010 *Phys. Rev. C* 81, 024601.
- [44] D. H. Luong, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. du Rietz, R. Rafiei, C. J. Lin, M. Evers e A. Diaz-Torres. Insights into the mechanisms and time-scales of breakup of $^6,7\text{Li}$. 2011 *Phys. Lett. B* 695 105.
- [45] S. Kalkal, E. C. Simpson, D. H. Luong, K. J. Cook, M. Dasgupta, D. J. Hinde, I. P. Carter, D. Y. Jeung, G. Mohanto, C. S. Palshetkar, E. Prasad, D. C. Rafferty, C. Simenel, K. Vo-Phuoc, E. Williams, L. R. Gasques, P. R. S. Gomes e R. Linares. Asymptotic and near-target direct breakup of ^6Li and ^7Li . 2016 *Phys. Rev. C* 93, 0644605.
- [46] V. A. B. Zagatto, J. R. B. Oliveira, P. R. P. Allegro, L. C. Chamon, E. W. Cybulska, N. H. Medina, R. V. Ribas, W. A. Seale, C. P. Silva, L. R. Gasques, G. S. Zahn, F. A. Genezini, J. M. B. Shorto, J. Lubian, R. Linares, D. L. Toufen, M. A. G. Silveira, E. S. Rossi Jr. e G. P. Nobre. γ -Particle coincidence technique for the study of nuclear reactions. 2014 *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 749 19-26.
- [47] T. Czosnyka, D. Cline e C.Y. Wu. 1983 *Bulletin of the American Physical Society* 28 745.
- [48] K. Kitao, Y. Tendorf e A. Hashizume. 2002 *Nuclear Data Sheets* 96 241.
- [49] A. Gavron. Statistical model calculations in heavy ions reaction. 1980 *Physics Review C* 21 230-236.
- [50] A. Diaz-Torres, I. J. Thompson e C. Beck. How does breakup influence the total fusion of $^6,7\text{Li}$ at the Coulomb barrier? 2003 *Physical Review C* 68 044607.

- [51] J. Lei e A. M. Moro. Reexamining closed-form formulae for inclusive breakup: Application to deuteron- and ${}^6\text{Li}$ -induced reactions. 2015 *Physical Review C* 92 044616.
- [52] M. Boselli and A. Diaz-Torres. Quantifying low-energy fusion dynamics of weakly bound nuclei from a time-dependent quantum perspective. 2015 *Physical Review C* 92 044610
- [53] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi Jr. e C. P. Silva – *Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction*, Physics Review C66, 014610 (2002).
- [54] L. C. Chamom. Spomc Computational code. URL <http://www.dfn.if.usp.br/~rubens/reacoes/spomc.pdf> Acessado em Fevereiro de 2018.