Universidade de São Paulo Instituto de Física

# Estudo do Espalhamento Elástico dos Isótopos <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be e $^{10}$ Be em Alvo de $^{12}$ C

Juan Carlos Zamora Cardona

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

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

Comissão Examinadora: Prof. Dr. Valdir Guimarães (IF-USP) Prof Dr. Luiz Felipe Canto (IF-UFRJ) Prof. Dr. Edilson Crema (IF-USP)

> São Paulo 2011

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

Cardona, Juan Carlos Zamora

Estudo do espalhamento elástico dos isótopos <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be em alvo de <sup>12</sup>C. – São Paulo, 2011.

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

Orientador: Prof. Dr. Valdir Guimarães

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Reações Nucleares; 2. Acelerador de Partículas; 3. Interações Nucleares; 4. Íons Pesados.

USP/IF/SBI-041/2011

Este trabajo está dedicado especialmente a mi padre, Juan Zamora

## A grade cimentos

Durante a minha curta estadia no Brasil conheci várias pessoas extraordinárias e sem a ajuda delas este trabalho não seria possível.

Agradeço ao meu orientador, o professor Valdir Guimarães, por sua orientação e boas sugestões no presente trabalho. Agradeço aos professores Alinka Lépine e Rubens Lichtenthaler por sua constante ajuda durante os experimentos e esclarecimento de algumas dúvidas. Agradeço a Adriana Barioni :), meu Sol nessa etapa da minha vida, que me deu carinho incondicional e as forças necessárias. Agradeço também a meus companheiros de grupo (o lado claro da força) pela ajuda durante os períodos de máquina: Pedro (coringa, o único que passa as noites), Djalma (Dj), Julian (Ba), Orli, Viviane (Viví), Valdir, Kelly, Maria, Rubén, Caio, Erich...

Assim mesmo, agradeço imensamente ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pela ajuda financeira durante o mestrado.

# Conteúdo

Lista de Figuras								
Lista de Tabelas								
R	Resumo viii Abstract ix							
A								
1	Introdução	1						
2	Parte Experimental         2.1       Fonte de Íons         2.2       Acelerador         2.3       Produção e Filtragem dos Feixes Radioativos         2.3.1       Alvo de Produção         2.3.2       Filtragem e Focalização com Solenóides         2.4       Câmara de Espalhamento	$     \begin{array}{c}       4 \\       5 \\       6 \\       8 \\       9 \\       10 \\       14     \end{array} $						
3	Simulação do Sistema RIBRAS com GEANT43.1Alvo de Produção3.2Solenoide Supercondutor3.3Câmara de Espalhamento	<b>18</b> 19 21 26						
4	Redução dos Dados4.1Identificação das Partículas4.2Calibração dos Espectros4.3Cálculo da Seção de Choque	<b>31</b> 31 33 37						
5	Fundamentos Teóricos         5.1       Teoria do Espalhamento         5.1.1       Cálculo da Amplitude de Espalhamento         5.2       Canais Acoplados         5.2.1       Excitações Coletivas         5.2.1.1       Deformação Coulombiana	<b>40</b> 40 41 44 45 46						
	5.2.1.2 Deformação Nuclear	46						

		5.2.2	Canais Acoplados com Discretização do Continuo ( $CDCC)$	47					
6	Análise 4								
	6.1	O Mo	delo Ótico	49					
		6.1.1	Potencial de Woods-Saxon	50					
			$6.1.1.1  {}^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	51					
			6.1.1.2 <sup>9</sup> Be + <sup>12</sup> C	52					
			6.1.1.3 <sup>10</sup> Be + <sup>12</sup> C	53					
		6.1.2	Potencial de São Paulo	55					
	6.2	Canais	5 Acoplados	58					
	0	6.2.1	$^{7}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	58					
		6.2.2	${}^{8}\text{B} + {}^{12}\text{C}$	60					
		623	Efeito do <i>break-un</i> do <sup>8</sup> B v s $^{7}$ Be	62					
		6.2.0	$^{9}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	63					
		625	$^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	65					
	63	0.2.0 Secão	de Choque de Besção dos isótopos de berílio em carbono	68					
	6.4	Sister	ation de seção de shoque total de reação	60					
	0.4		Seção de choque roducide	09 70					
		0.4.1		70					
		0.4.2	Função universal	(1					
7	Con	clusõe	s	75					
Aj	Apêndice 1								
Aj		79							

# Lista de Figuras

1.1	Tabela de isótopos leves
2.1	Diagrama dos Laboratórios
2.2	Fonte de íons
2.3	Esquema do Sistema Pelletron
2.4	Esquema geral do acelerador
2.5	Distribuição de estado de carga do boro
2.6	Desenho do RIBRAS (TWINSOL)
2.7	Alvo de produção
2.8	Movimento Helicoidal
2.9	Focalização
2.10	Modos dos dois solenóides 1
2.11	Produção vs corrente do solenóide
2.12	Corrente de focalização num solenóide
2.13	Câmera de espalhamento
2.14	Espectros biparamétricos, TOF e telescópio 10
3.1	Simulação Alvo Gasoso
3.2	Produção de <sup>7</sup> Be
3.3	Desenho solenóide GEANT4
3.4	Componentes do campo magnético
3.5	Perfil do feixe durante a focalização
3.6	Simulação da focalização do feixe
3.7	Perfil do feixe deslocado
3.8	Posição e divergência da imagem
3.9	Sistema de detecção
3.10	Comparação de espectro monoparamétrico
3.11	Comparação de espectros bi-paramétricos
3.12	Distribuição angular em geant4 3
4.1	Espectros bi-paramétricos TOF vs energia 33
4.2	Comparação de espectros $\Delta E - E_R$ 33
4.3	Calibração dos detectores em Notre Dame 34
4.4	Calibração dos dois telescópios

$\begin{array}{c} 4.5 \\ 4.6 \end{array}$	Calibração dos dois telescópios	$\frac{35}{36}$
5.1	Dispersão de uma onda plana	40
5.2	Desenho de reações diretas	44
5.3	Funções de onda acopladas ao continuo	47
5.4	Desenho da interação nos cálculos CDCC	48
6.1	Potencial de Woods-Saxon	51
6.2	Seção de choque do <sup>7</sup> Be com potenciais de Woods-Saxon $\ldots$ $\ldots$ $\ldots$	51
6.3	Seção de choque do <sup>9</sup> Be com potenciais de Woods-Saxon	52
6.4	Seção de choque do <sup>10</sup> Be com potenciais de Woods-Saxon $\dots \dots \dots \dots$	53
6.5	$\sigma_R$ v.s. $\ell$ em isótopos de berílio	54
6.6	Potencial double folding	55
6.7	Densidades 2pF dos isótopos de berílio	56
6.8	Potencial de São Paulo em isótopos de berílio	57
6.9	Resultados do cálculo CDCC do <sup>7</sup> Be	60
6.10	Potencial de polarização (TLP) $^{7}Be + {}^{12}C$	61
6.11	Resultados do cálculo CDCC do <sup>8</sup> B	62
6.12	Potencial de polarização (TLP) $^{8}B + {}^{12}C$	62
6.13	Cálculo teórico do <i>break-up</i>	63
6.14	Resultados do cálculo CDCC do <sup>9</sup> Be	64
6.15	Potencial de polarização (TLP) ${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	65
6.16	Resultados do cálculo CDCC do <sup>10</sup> Be	66
6.17	Esquema de níveis para <sup>10</sup> Be	67
6.18	Cálculo de canais acoplado para o <sup>10</sup> Be	67
6.19	Seção de reação isótopos de berílio	68
6.20	Seção de choque reduzida	71
6.21	Função universal de reação	72

# Lista de Tabelas

$\begin{array}{c} 4.1 \\ 4.2 \end{array}$	Calibração dos detectores	35 38
6.1	Potenciais óticos tipo Woods-Saxon	54
6.2	Modelo ótico com o potencial de São Paulo	58
6.3	Parâmetros seção universal de reação	73
6.4	Parâmetros dos gráficos	74

## Resumo

Nesse trabalho medimos e analisamos distribuições angulares do espalhamento elástico para os isótopos <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be em alvo de <sup>12</sup>C. A distribuição do <sup>7</sup>Be foi medida a uma energia de 18.8 MeV, em dois laboratórios, com o sistema TWINSOL, na Universidade de Notre Dame, e com o sistema RIBRAS, na Universidade de São Paulo, onde foi completada a distribuição angular. As distribuições para o <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be foram medidas completamente no sistema RIBRAS, em energias de 26.0 e 23.2 MeV, respectivamente. Cada uma dessas distribuições angulares foi analisada considerando o modelo ótico e também o formalismo dos canais acoplados. Testamos múltiplos potenciais óticos em cada distribuição, com a finalidade de descrever a seção de choque elástica de cada sistema. Para os sistemas que envolvem núcleos fracamente ligados (<sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be e <sup>8</sup>B) foram feitos cálculos com acoplamento do contínuo (CDCC), enquanto que para o núcleo <sup>10</sup>Be, que é fortemente ligado, acoplamos o dois primeiros estados ligados. Também, a partir da análise de cada uma das distribuições elásticas, foi possível obter a seção total de reação, que foi comparada sistematicamente com outros núcleos leves espalhados em carbono.

Dessa análise foi possível concluir que o canal do *break-up* Coulombiano, nesses sistemas leves, não é fortemente influente na seção de choque total de reação, o que implica que a interação entre alvo e projétil é dominada pelo potencial nuclear.

## Abstract

In the present work, we measured elastic scattering angular distributions for the isotopes <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be and <sup>10</sup>Be on <sup>12</sup>C target. The angular distribution of <sup>7</sup>Be at 18.8 MeV, was measured in two laboratories, with the TWINSOL system, in Notre Dame University, and the RIBRAS system, in São Paulo University, where the angular distribution was completed. The angular distribution for <sup>9</sup>Be and <sup>10</sup>Be isotopes was measured completely in the RIBRAS system at 26.0 and 23.2 MeV, respectively. All angular distributions were analized considering optical model and coupled channel formalism. We tested multiple optical potentials on each distribution to describe the elastic cross section for these systems. For the weakly bound projectiles (<sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be and <sup>8</sup>B) calculations with continuous coupling (CDCC) were performed, while for the <sup>10</sup>Be nucleus, which is tightly bound nucleus, we coupled the first two bound states. We also performed a systematic analysis of the total reaction cross section obtained from elastic scattering distribution of several light particles on <sup>12</sup>C.

From this analysis, we concluded that the Coulomb break-up channel, in these light systems, does not have a strong influence on the total reaction cross section, what implies that the projetile-target interaction is dominated by the nuclear potential.

## INTRODUÇÃO

Um dos temas que tem despertado um forte interesse na física nuclear nos dias de hoje é o estudo das propriedades dos núcleos leves ricos em prótons ou nêutrons, ou seja, núcleos que estão fora do vale de estabilidade. Particularmente, um maior interesse está voltado para os núcleos leves instáveis que estão perto das linhas do limite de estabilidade da emissão de partículas (*drip line* na Fig. 1.1 ). Alguns desses núcleos possuem propriedades diferentes dos núcleos estáveis, fazendo com que sejam denominados *exóticos*. Foi nos núcleos exóticos



Figura 1.1: Parte da tabela dos isótopos que contém núcleos leves. Os núcleos instáveis leves encontram-se perto das linhas de evaporação de partículas.

que novas estruturas nucleares e efeitos como o *halo* ou *skin* de núcleons apareceram. Na atualidade, foram sintetizados em laboratório aproximadamente 2000 desses núcleos instáveis dos 6000 que teoricamente poderiam ser produzidos. Entretanto, existem poucas informações a respeito deles tais como: tempo de vida, massa, estrutura de níveis, tamanho, mecanismos de reação e até mesmo seus modos de decaimento. A maioria desses isótopos radiativos têm tempos de vida muito pequenos ( $\leq 10^{-2}$  s), inviabilizando que os utilizemos como alvos. Então, a forma de estudá-los é criá-los em voo, produzindo-os como feixes radiativos (RNB -*Radioactive Nuclear Beams*) que podem ser espalhados por algum alvo estável e assim estudarmos as suas propriedades. Portanto, uma ferramenta bastante poderosa é o espalhamento elástico desses núcleos em alvos pesados e leves. A seção de choque do espalhamento elástico é bastante sensível ao potencial de interação entre as partículas alvo e projétil, e à estrutura interna dos núcleos envolvidos. A partir de uma análise da distribuição angular do espalhamento elástico podemos também obter a seção total de reação e com isso ter informações espectroscópicas desses núcleos.

Os núcleos exóticos são, em geral, descritos como uma configuração de *clusters* de partículas. Por exemplo, núcleos como <sup>11</sup>Be, <sup>8</sup>B e <sup>6</sup>He podem ser caraterizados como um caroço de <sup>10</sup>Be, <sup>7</sup>Be e <sup>4</sup>He, respectivamente, com um ou dois núcleons de valência, que formam uma nuvem com uma longa distribuição espacial. Essa distribuição faz com que o tamanho final desses núcleos seja maior do que os correspondentes isótopos estáveis, tendo, portanto, sérias consequências nos diversos mecanismos de reações. Essa extensão radial é chamada de efeito halo ou núcleon skin quando não é muito acentuada. Outra caraterística importante desses núcleos é que, pelo fato de serem fracamente ligados, o limiar de energia para o decaimento de partículas é muito próximo do estado fundamental. Nesse caso, quando esses núcleos são espalhados pelo alvo, se quebram com facilidade. Logo, a interação desses núcleos com o núcleo alvo favorece o acoplamento para os estados do contínuo (break-up elástico). Assim, ao estudar o espalhamento elástico desses núcleos, é necessário levar em conta que na interação do projétil com o alvo, existe a possibilidade de que a partícula projétil se quebre (canal do *break-up*). Portanto, da análise do espalhamento elástico podemos obter não apenas informações espectroscópicas dos núcleos envolvidos, mas também informações dos mecanismos de reação, como o *break-up*, no caso dos núcleos fracamente ligados. Existe também indicações de que a seção de choque de reação reduzida em função da energia, onde os efeitos estáticos e dinâmicos são isolados, sistemas com projeteis fracamente ligados sigam tendências diferentes, que sistemas com projeteis fortemente ligados [1].

Na presente dissertação estudamos o espalhamento elástico dos núcleos radiativos <sup>7</sup>Be e  $^{10}$ Be e o núcleo estável <sup>9</sup>Be em alvo de carbono. O núcleo de <sup>7</sup>Be é rico em prótons e é fra-

camente ligado (B.E. = 1.59 MeV), enquanto o <sup>10</sup>Be é rico em nêutrons e fortemente ligado (B.E. = 6.81 MeV). O <sup>9</sup>Be, a pesar de ser estável, é considerado fracamente ligado já que tem energia de ligação B.E. = 1.66 MeV. A ideia deste trabalho é descrever a interação desses projéteis com o alvo de <sup>12</sup>C, que é um alvo leve, o que possibilita que a força nuclear entre os íons interagentes desempenhe um papel mais importante que a força Coulombiana. A fim de alcançar o presente propósito, foram medidas as diferentes distribuições angulares em energias acima da barreira Coulombiana. O sistema <sup>7</sup>Be + <sup>12</sup>C, com uma energia incidente do projétil de 18.8 MeV, foi medido inicialmente com o sistema TWINSOL, na Universidade de Notre Dame, e posteriormente no sistema RIBRAS, da Universidade de São Paulo, onde foi completada a distribuição angular, na mesma energia. A distribuição angular de <sup>10</sup>Be + <sup>12</sup>C foi medida completamente no sistema RIBRAS, na energia de 23.2 MeV. Durante o experimento do <sup>10</sup>Be foi possível obter também alguns dados para o sistema <sup>9</sup>Be + <sup>12</sup>C, já que o <sup>9</sup>Be era um dos contaminantes do feixe de <sup>10</sup>Be, assim, juntamente com alguns dados

Estudamos cada uma das distribuições angulares considerando o modelo ótico e com o formalismo dos canais acoplados, o qual nos forneceu importantes informações sobre os mecanismos de reação nesses sistemas. Igualmente, foram comparadas a distribuições desses sistemas a fim de observar a influência que tem a estrutura interna de cada um dos isótopos de berílio sobre a seção total de reação.

da literatura, construiu-se a distribuição angular na energia de 26.0 MeV.

Como apoio da parte experimental do presente trabalho, foi testado o pacote de ferramentas de simulação GEANT4. Com o GEANT4 simulamos o sistema RIBRAS em três etapas: produção, focalização e detecção. Nessas simulações estudamos diferentes problemas experimentais, tais como: o efeito da temperatura no alvo primário na produção dos feixes radiativos e as consequenciais de pequenos deslocamentos do alvo primário na purificação e focalização do feixe secundário. O objetivo dessas simulações é de testar esse tipo de ferramenta para planejar melhoras na parte experimental e inclusive para ser usadas na redução dos dados experimentais. A implementação dessa simulação será particularmente importante para optimizarmos experiências utilizando os dois solenóides do sistema RIBRAS.

## PARTE EXPERIMENTAL

A parte experimental do presente trabalho foi desenvolvida em dois laboratórios, **Institute for Nuclear Structure and Nuclear Astrophysics** (ISNAP) e **Laboratório Pelletron**. O primeiro, está localizado na da Universidade de Notre Dame [2], nos Estados Unidos, e o segundo no Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Os dois laboratórios contam com aceleradores eletrostáticos tipo Tandem e sistemas de produção e purificação de feixes radiativos em voo. No ISNAP o dito sistema é chamado de TWINSOL [3], enquanto que em São Paulo conta-se com o RIBRAS [4]. Ambos sistemas tem características técnicas semelhantes que serão comentadas mais adiante.

O objetivo dessa dissertação é a análise do processo de espalhamento elástico dos feixes radiativos <sup>7</sup>Be e <sup>10</sup>Be e do feixe estável <sup>9</sup>Be, os três em alvo de carbono. As medidas da distribuição angular com o feixe de <sup>7</sup>Be foram feitas nos dois laboratórios, enquanto que a a distribuição angular do <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be foram medidas completamente no Laboratório Pelletron de São Paulo.

O funcionamento desses laboratórios para a produção de feixes radiativos pode ser dividida em quatro partes principais: fonte de íons do feixe primário, acelerador, sistema de produção e purificação do feixe radiativo e câmara de espalhamento. Os feixes primários estáveis são produzidos na fonte de íons e injetados no acelerador, logo, as partículas estáveis são aceleradas e espalhadas num alvo de produção, criando, em voo, feixes radiativos. Com um sistema magnético filtramos as partículas de interesse que se espalham no alvo secundário e assim estudamos reações nucleares com feixes instáveis. Pode-se representar essa sequência com o digrama de blocos da Fig. 2.1. O funcionamento dos laboratórios já foi amplamente discutido em outros trabalhos como os das Refs. [5, 6, 7], porém a seguir apresentamos uma explicação básica dos processos principais da experiência.



Figura 2.1: Diagrama de blocos que representa a parte experimental do trabalho.

## 2.1 Fonte de Íons

A fonte de íons é um sistema composto por um reservatório de césio, cátodo, ionizadores e extrator. O reservatório de césio é aquecido até a evaporação, fazendo com parte do vapor de césio se condense na superfície do cátodo. Alguns íons de Cs<sup>+</sup> são separados da superfície do cátodo pelos ionizadores, o que deixa partículas do material do cátodo com um elétron a mais para que, posteriormente, essas partículas carregadas negativamente sejam extraídas da fonte. Na Fig. 2.2 podemos ver uma fotografia da fonte e um diagrama esquemático



(a) Fotografia da fonte de íons

(b) Esquema do funcionamento da fonte de íons

Figura 2.2: Fonte de íons.(imagens retiradas da Ref. [2]).

do seu funcionamento. Dependendo do material do cátodo a eficiência de extração do feixe pode variar. Muitas vezes usamos outros elementos como ouro e prata, que funcionam como facilitadores da extração. Para o presente trabalho usamos cátodos de  $^{6}$ LiOH + Au e  $^{11}$ B $_{2}O_{3}$  + Ag, para obtermos os feixes primários de  $^{6}$ Li e  $^{11}$ B respectivamente, que serão utilizados para produzirmos os feixes secundários  $^{7}$ Be e  $^{10}$ Be.

## 2.2 Acelerador

Após a extração, o feixe primário é pré-acelerado e injetado no acelerador. Ambos aceleradores são do tipo Tandem, sendo que o de Notre Dame tem um potencial terminal de 9 MV, enquanto o Pelletron possui 8 MV. Esses aceleradores tem um funcionamento similar à máquina de Van der Graaf. As diferenças de potencial são criadas por uma corrente que transporta carga a uma superfície condutora. As correntes são constituídas de anéis metálicos com núcleo de nylon (*pellets*), o qual particularmente faz que a velocidade do movimento da corrente seja elevada e portanto, a tensão no terminal é maior em comparação com o que se pode obter de um acelerador Van der Graaf. Os aceleradores com esse tipo de correntes são chamados *Pelletron*. Na Fig. 2.3(a) podemos ver uma fotografia da corrente mencionada.



(a) Fotografia da corrente do Pelletron

(b) Esquema do sistema de carga positiva no terminal

Figura 2.3: O sistema de carga do Pelletron (imagens retiradas da Ref. [8]).

O sistema de carga elétrica no terminal consiste em fazer girar a corrente com um dispositivo mecânico de duas polias (ver Fig. 2.3(b)). Quando os *pellets* estão em contato com as polias descarregadas (aterradas), o eletrodo indutor tira elétrons dos *pellets* deixando a corrente carregada positivamente até ela chegar ao terminal de alta voltagem, onde ocorre o processo



inverso, e assim o terminal fica carregado positivamente. O campo eletrostático gerado entre

Figura 2.4: Esquema geral do acelerador.

o terminal e o terra faz com que todas as partículas carregadas negativamente, que saem da fonte de íons, se acelerem com direção ao terminal, obtendo uma energia cinética da primeira aceleração:

$$E_1 = E_i + eV_{ter},$$

onde  $E_i$  é a energia cinética das partículas ao sair da fonte de íons, e é a carga do elétron e  $V_{ter}$  é o potencial entre o terminal e o terra. Na Fig. 2.4 podemos ver o esquema geral do acelerador. No centro do terminal, as partículas aceleradas atravessam uma fina folha de carbono (~  $10 \,\mu\text{g/cm}^2$ ) que retira elétrons da camada de valência das partículas, trocando a carga negativa para uma carga +q positiva. O estado de carga final da partícula é dada por uma distribuição de probabilidade que depende principalmente da energia cinética da partícula. Como exemplo mostramos na Fig. 2.5 as distribuições dos estados de carga para o <sup>11</sup>B em função da energia. Depois da troca de carga, os íons são repelidos pela carga positiva do terminal, e sofrem uma segunda aceleração com um ganho de energia

$$E_2 = qV_{ter}.$$

Finalmente, a energia de aceleração total será

$$E_{total} = E_1 + E_2 = E_i + (1+q)eV_{ter}, \qquad (2.1)$$

na prática,  $E_i \sim 10^{-3} eV_{ter}$ , portanto  $E_{total} \simeq (1+q) eV_{ter}$ . Na presente experiência os feixes primários usados foram <sup>6</sup>Li e <sup>11</sup>B, com tensão do terminal aproximadamente de 7 MV,



Figura 2.5: Distribuição de estado de carga do boro, figura retirada da Ref. [9].

portanto, o <sup>6</sup>Li tinha uma energia total:  $E_{total} \simeq (1+3)(7 \text{ MeV}) = 28 \text{ MeV}$ . No caso do <sup>11</sup>B o estado de carga mais provável depois de passar pela folha de carbono com 7 MeV é q = 4 (ver Fig. 2.5), logo, a energia total era:  $E_{total} \simeq (1+4)(7 \text{ MeV}) = 35 \text{ MeV}$ .

## 2.3 Produção e Filtragem dos Feixes Radioativos

Os feixes primários de <sup>6</sup>Li e <sup>11</sup>B são então direcionados para o alvo de produção do sistema RIBRAS (TWINSOL). Esse sistema produz e focaliza feixes radiativos em voo, tais como o <sup>7</sup>Be e <sup>10</sup>Be. Na Fig. 2.6 podemos ver as partes principais do sistema. Os feixes



Figura 2.6: Desenho do RIBRAS (TWINSOL) (figura retirada da Ref. [10]).

estáveis acelerados incidem sob um alvo de produção, criando em voo, núcleos radiativos a través de reações de transferência de poucos núcleons. Os núcleos radiativos de interesse

são selecionados pelos campos magnéticos dos solenóides supercondutores e focalizados na câmara de espalhamento. O sistema pode trabalhar com um ou dois solenóides, caso se utilize só um, a focalização se faz na câmara de espalhamento 1 e com os dois, a focalização é na câmara 2. A seguir descreveremos com um pouco mais de detalhes esses processos de seleção e focalização.

#### 2.3.1 Alvo de Produção

Para produzirmos feixes com elementos radiativos devemos incidir o feixe primário num alvo de produção. Esse alvo de produção pode ser gasoso ou sólido (na forma de uma folha fina). O alvo gasoso é composto por um cilindro de 3.6 cm de comprimento, 1 cm de raio interno e em cada extremo uma folha de havar, a fim de conter o gás dentro do cilindro (ver Fig. 2.7). Ali, o feixe primário incide sobre algum elemento em estado gasoso, produzindo múltiplos radioisótopos em voo por reações de transferência de um ou vários núcleons entre projétil e alvo. A intensidade com que se produzem os radioisótopos depende das propriedades da interação entre o feixe primário e o alvo. Algumas reações são mais prováveis que outras, razão pela qual devemos escolher cuidadosamente a combinação de feixe primário e o material do alvo. Devemos ter em conta três parâmetros principais na hora de escolher essa combinação:

- A reação: A reação nuclear entre feixe primário e alvo deve ter uma boa probabilidade de acontecer. Para as energias disponíveis no Pelletron e em Notre Dame, reações de transferência são as mais indicadas.
- Intensidade do feixe: O fluxo de partículas incidentes no alvo deve ser relativamente grande. Para o presente trabalho esse valor foi da ordem de centenas de nano Ampère. Para 200 nA de <sup>6</sup>Li o número de partículas primárias é

$$\frac{200 \text{ nA}}{3 \times 10^{-19} \text{ C}} = \frac{200 \times 10^{-9} \text{ C/s}}{3 \times 10^{-19} \text{ C}} \sim 6 \times 10^{11} \text{part/s}.$$

Espessura do alvo: Dado que o número de partículas no alvo

$$N \propto \rho \delta x$$
,

é proporcional a densidade do material,  $\rho$ , e a espessura  $\delta x$ , precisamos que o alvo seja o suficientemente grosso para aumentar as partículas secundárias produzidas e suficientemente fino para que essas partículas não sejam demasiadamente degradadas em energia. Para as energias disponíveis, uma espessura do alvo de produção entre 1 e  $2 \text{ mg/cm}^2$  é ideal para a produção dos feixes radiativos.



Figura 2.7: Alvo de produção. Se o alvo for gasoso há duas janelas de havar, e se for sólido, é trocada a janela posterior de havar por uma folha de <sup>9</sup>Be (alvo sólido).

No presente experimento, para produzirmos os feixes de <sup>7</sup>Be e <sup>10</sup>Be utilizamos as reações <sup>3</sup>He(<sup>6</sup>Li,<sup>7</sup>Be) e <sup>9</sup>Be(<sup>11</sup>B,<sup>10</sup>Be) respectivamente. Portanto, os alvos de produção foram gás de <sup>3</sup>He e uma folha de <sup>9</sup>Be. Quando utilizamos o alvo gasoso, o <sup>3</sup>He ocupa a parte interna do alvo (assim como sugere a Fig. 2.7) a uma pressão P = 1 atm. Para evitar vazamentos e permitir a passagem do feixe, há duas janelas de havar com uma espessura de 2  $\mu$ m. Algumas vezes é necessário fazer circular o gás por meio de um sistema de bombeamento externo para manter pressão e temperatura constantes, já que a densidade depende dessas grandezas,

$$\rho = \frac{PM_m}{RT},\tag{2.2}$$

com  $M_m$  a massa molar do gás e R a constante universal dos gases. O alvo também pode ser sólido, nesse caso é preciso trocar a janela posterior de havar pelo próprio alvo, e assim, o gás interno que circula ajuda na refrigeração do alvo. No presente caso foi utilizado um alvo de <sup>9</sup>Be com espessura de 12  $\mu$ m.

#### 2.3.2 Filtragem e Focalização com Solenóides

Como já mencionamos, no alvo de produção acontecem várias reações nucleares que têm como resultado múltiplos isótopos produzidos na saída do alvo. Desse *cocktail* de feixes, temos interesse em apenas um deles e portanto é necessário filtrar-lo, bloqueando ou desviando as *partículas contaminantes*. No sistema RIBRAS e TWINSOL (ver Fig. 2.6) essa tarefa é feita com campos eletromagnéticos e com alguns bloqueadores e colimadores. Esses sistemas usam campos magnéticos de dois solenóides supercondutores que desviam e focalizam o feixe secundário. Quando as partículas entram no campo magnético do solenóide, são afetadas pela força de Lorentz

$$\overrightarrow{F} = eq(\overrightarrow{v} \times \overrightarrow{B}), \tag{2.3}$$

fazendo com que os isótopos entrem em trajetórias helicoidais, assim como se ilustra na



Figura 2.8: Movimento helicoidal das partículas carregadas no campo magnético do solenóide.

Fig. 2.8 . As partículas no campo magnético tem diferentes trajetórias dependendo da rigidez magnética

$$B\rho = \frac{mv}{q} = \frac{\sqrt{2mE}}{q},\tag{2.4}$$

com E a energia da partícula, m a massa e q o estado de carga. O campo magnético de um solenóide finito além de selecionar os feixes, também tem a propriedade de focalizar, devido a existência da componente do campo transversal,  $B_r$  [11]. Cada partícula, segundo seu valor de  $B\rho$ , vai se focalizar num ponto ao longo do eixo longitudinal, portanto, a magnitude do campo deve ser ajustada até concentrarmos o feixe de interesse no foco f. As partículas com outros pontos focais (diferente  $B\rho$ ) devem ser absorvidas nos bloqueadores e colimadores que coloquemos no caminho. Na Fig. 2.9 podemos ver um desenho esquematizado do que foi dito. Pode acontecer de termos várias partículas com combinação de carga massa e energia que forneçam do mesmo valor de  $B\rho$ . Nesse caso, o segundo solenóide pode ajudar a purificar o feixe. Com dois solenóides podemos operar-los em modo paralelo ou anti-paralelo, tal como é ilustrado na Fig. 2.10 . No modo anti-paralelo, o feixe é focalizado na câmara central o que deixa os contaminantes bloqueados, enquanto que o segundo solenóide se encarrega de



Figura 2.9: Focalização do feixe radiativo. O feixe com rigidez magnética  $B\rho$  é focalizado e as partículas com rigidez magnética maior ou menor são bloqueados no caminho.



Figura 2.10: Modos de operação dos dois solenóides. Com o modo anti-paralelo é possível utilizar vários colimadores e o modo paralelo é usado para focalizar partículas com uma rigidez magnética maior.

focalizar na câmara de espalhamento. Quando os campos são paralelos é possível focalizar partículas com grande rigidez magnética e excluir todas as outras que tiverem menor rigidez. Cada solenóide se comporta como uma lente delgada com distância focal f, logo, podemos calcular essa distância em termos de magnitudes físicas:

$$\frac{1}{f_{1s}} = \frac{B_z^2 L}{(B\rho)^2},\tag{2.5}$$

com L o comprimento do solenóide. Com dois solenóides o foco será

$$\frac{1}{f_{2s}} = \frac{L}{64} \left[ 16S_2^2 + 4L \ 2S_1S_2^3 + L^2S_1^3S_2(4 - LDS_2^2) + 4S_1^2(4 + LDS_2^2) \right], \tag{2.6}$$

onde  $S_i = \left(\frac{B_z}{(B\rho)}\right)_i$  e *D* a distância entre os solenóides. Os detalhes dos cálculos podem ser vistos no Apêndice 1. Devido a que a maginitude do campo magnético depende da corrente no solenóide, é necessário achar um valor de corrente que maximize o feixe de interesse, e ao mesmo tempo, minimize os contaminantes. Para obtermos os valores de corrente o mais próximos possíveis dessa condição, simulamos numericamente as trajetórias das partículas no campo magnético, utilizando, por exemplo, os códigos LISE++ [12] ou GEANT4 [13]. A partir do valor simulado, variamos a corrente entre mais ou menos dois Ampères, com a finalidade de encontrar a máxima produção. Por exemplo, na produção do <sup>10</sup>Be, onde usamos apenas um solenóide, a corrente que maximizou a produção foi I = 28.2 A, tal como se vê na Fig. 2.11 . As equações (2.5) e (2.6) têm grande utilidade quando queremos um



Figura 2.11: Variação da corrente para obter a produção máxima, a corrente que maximiza corresponde a I = 28.2 A. A curva corresponde a uma interpolação dos dados que serve para guiar olhos.

valor aproximado da corrente, já que a distância focal é fixa e  $B_z \approx kI$ , onde I é a corrente do solenóide e k uma constante intrínseca do solenóide. No RIBRAS, com o funcionamento de só um solenóide, se obtém uma dependência da corrente com a rigidez magnética dada por:

$$I \simeq 7.12 \sqrt{\frac{AE}{q^2}},\tag{2.7}$$

sendo A o número de núcleons da partícula, E a energia em MeV e I a corrente em Ampère. Na Fig. 2.12 podemos ver que a aproximação da eq. (2.7) ajusta os valores experimentais das correntes de focalização de múltiplos feixes (<sup>6</sup>He, <sup>7</sup>Be, <sup>8</sup>Li, <sup>8</sup>B e <sup>10</sup>Be) produzidos no sistema RIBRAS para outros trabalhos [7, 14, 15, 16].



Figura 2.12: Comparação entre a eq. (2.7) e as correntes de focalização de múltiplos feixes obtidos no sistema RIBRAS.

#### 2.4 Câmara de Espalhamento

O sistema RIBRAS (TWINSOL) conta com duas câmaras de espalhamento, uma localizada entre os dois solenóides e a outra, após os dois solenóides, assim como mostra o desenho da Fig. 2.6. Os principais componentes da câmara de espalhamento para a realização das medidas são: os alvos secundários e o sistema de detecção. Os alvos localizam-se na parte central da câmara e estão fixos num dispositivo ajustável verticalmente. A ideia é fazer coincidir um dos alvos com a linha do feixe. Esse dispositivo permite ainda que se troque o alvo sem a necessidade de abrir a câmara. Na presente experiência foram utilizados alvos de <sup>12</sup>C com uma espessura de 1.05 mg/cm<sup>2</sup> e de <sup>197</sup>Au com uma espessura de 5.29 mg/cm<sup>2</sup>. O alvo de <sup>197</sup>Au foi utilizado para obter o número de partículas que incidem no alvo. Na



Fig. 2.13 podemos ver um desenho esquemático da câmara de espalhamento. O sistema de

Figura 2.13: Esquema da câmara de espalhamento. O feixe secundário é focalizado sob o alvo e os produtos da reação são detectados em distintos ângulos. O alvo pode ser trocado movendo verticalmente o porta alvos.

detecção é um conjunto de detectores de partículas carregadas do tipo barreira de superfície [17], situados na parte posterior dos alvos, e em diferentes ângulos. Os detectores de barreira de superfície são feitos de material semicondutor (silício). Assim, quando as partículas interagem com esse material, é gerado um certo número de pares elétrons-buraco que é análogo à carga nos eletrodos do detector. A carga total produzida por uma partícula com energia E, é

$$Q = \frac{nE}{w}$$

onde n é o número de elétron-buraco gerados e w a energia média para excitar um elétron até a banda de condução. Cada pulso de carga ao ser analisado representa uma contagem do detector num canal, que é proporcional à energia da partícula. Partículas diferentes com a mesma energia podem produzir contagens no mesmo canal, logo, em experimentos como este, onde temos múltiplos produtos de reação, é necessário identificar os sinais de cada tipo de partícula. No presente trabalho usou-se dois métodos: separação em *tempo de voo* e o uso de *telescópio* (sanduíche de dois detectores).

No laboratório do ISNAP, de Notre Dame, o feixe primário é pulsado com uma frequência de 10 MHz, o qual gera um pulso de feixe a cada 100 ns; o tempo de voo (TOF -*time of flight*) das partículas é obtido então como sendo intervalo de tempo de um pulso do feixe primário e o sinal do tempo das partículas detectadas pelos detectores. O tempo de voo está relacionado com a massa de cada partícula, portanto, é possível identificar as partículas utilizando-se uma combinação dos sinais de TOF e energia, como se vê no espectro biparamétrico da Fig. 2.14(a). O outro método de separação e identificação das partículas é o utilizado no



Figura 2.14: Espectros biparamétricos. (a), separação em tempo de voo. (b), telescópio  $(\Delta E \cdot E)$ 

sistema RIBRAS. Trata-se de um sanduíche de dois detectores de barreira de superfície, um à frente do outro, onde o detector frontal tem uma espessura de 20  $\mu$ m e é suficientemente fino para que as partículas o atravessem, enquanto o outro detector, com uma espessura de 1000  $\mu$ m, é grosso o bastante para frear totalmente as partículas. No detector fino as partículas não perdem toda sua energia, só uma fração  $\Delta E$  que pode ser descrita pela fórmula de Bethe-Bloch [17],

$$-\frac{dE}{dx} = k_1 \frac{AZ^2}{E} \ln\left(k_2 \frac{E}{A}\right), \quad \text{ou aproximadamente} \quad \Delta E \propto \frac{AZ^2}{E}, \quad (2.8)$$

com  $k_1$  e  $k_2$  constantes, A número de núcleons do projétil, Z o número de prótons e E é a energia de incidência. No segundo detector, a energia residual da partícula,  $E_R = E - \Delta E$ , é absorvida. Ao fazer um histograma bidimensional  $\Delta E - E_R$ , o resultado será uma família de curvas hiperbólicas separadas principalmente por elemento, valor de Z, e levemente pelo número de núcleons de cada elemento, A. Na Fig. 2.14(b) podemos ver uma amostra do referido espectro.

## SIMULAÇÃO DO SISTEMA RIBRAS COM GEANT4

Conforme mencionamos anteriormente, simular a trajetória das partículas no campo magnético dos solenóides é bastante interessante para que possamos tornar mais eficiente o procedimento de otimização do feixe secundário, ainda mais se levarmos em conta que os sistemas RIBRAS e TWINSOL são sistemas com configurações bastante versáteis. Dependendo das características e qualidades desejadas para o feixe secundário podemos posicionar os bloqueadores e colimadores em diversas posições e/ou alterar suas dimensões, além da possibilidade de utilizar degradadores com diferentes espessuras. Logo, para planejar melhor um determinado experimento, seria bastante interessante se pudéssemos contar com uma simulação, onde conseguíssemos estudar e otimizar as diferentes características do sistema RIBRAS para produzirmos um determinado feixe secundário. Até o momento, temos usado um programa (apresentado na Ref. [10]) com o qual podemos calcular as trajetórias das diversas partículas e assim termos uma ideia de onde seria o melhor posicionamento dos colimadores e bloqueadores, mas seu uso é ainda limitado apenas a essa tarefa. No presente trabalho, desenvolvemos simulações um pouco mais elaboradas, utilizando o pacote GEANT4 [13]. O GEANT4 é um conjunto de ferramentas de simulação da interação radiação-matéria, baseado no método de Monte Carlo, e escrito em linguagem de programação C++. Esse pacote contem múltiplas rotinas prontas de simulação de processos físicos, mas a dificuldade está justamente em escolher corretamente as diferentes funções disponíveis. GEANT4 é amplamente usado em campos como: física de altas energias, física médica, radioproteção e física nuclear aplicada. No nosso caso, esse programa será de grande utilidade para que possamos ter um melhor entendimento dos processos físicos envolvidos e com isso planejar ou melhorar os experimentos.

O GEANT4 será então utilizado nessa dissertação para simular o sistema RIBRAS em três secções: alvo de produção, focalização com os solenoides supercondutores e detecção na câmara de espalhamento. Algumas das presentes simulações serviram de apoio na parte experimental, enquanto que outras serão úteis para o planejamento dos próximos projetos do RIBRAS, quando começarmos a utilizar a segunda câmara de espalhamento e o alvo gasoso refrigerado.

#### 3.1 Alvo de Produção

Um alvo de produção bastante usado no RIBRAS é o alvo gasoso de <sup>3</sup>He. Usamos esse alvo para produzir feixes de <sup>8</sup>B e <sup>7</sup>Be com as reações de transferência <sup>3</sup>He( <sup>6</sup>Li,<sup>8</sup>B) e <sup>3</sup>He( <sup>6</sup>Li,<sup>7</sup>Be), respectivamente. Simulamos esse alvo de produção considerando que ele seja dado por um cilindro de aço com raio externo de 1.5 cm e interno 1.0 cm, onde as duas extremidades do cilindro (janelas) são tampadas com folhas de *havar* de 2  $\mu$ m de espessura. Dentro do cilindro consideramos um gás de <sup>3</sup>He a uma pressão de 1 atm, inicialmente a temperatura ambiente ( $T = 300^{\circ}$ K). A simulação corresponde incidirmos N partículas de <sup>6</sup>Li (feixe primário) sobre o alvo e contar na saída um número n de partículas de <sup>7</sup>Be produzidas, dependendo da energia do <sup>6</sup>Li e da temperatura do gás. Na Fig. 3.1 podemos ver o desenho do alvo, as linhas azuis correspondem ao feixe de <sup>6</sup>Li, enquanto que as linhas verdes dentro do alvo são ionizações no gás. O fino feixe de <sup>6</sup>Li incide sobre o alvo gasoso produzindo múltiplas ionizações e reações nucleares, na saída do alvo vemos o feixe com uma maior divergência angular.

A interação do <sup>6</sup>Li com o material do alvo depende da seção de choque total

$$\sigma_T = \sigma_R + \sigma_E,\tag{3.1}$$

composta pela seção de choque elástica,  $\sigma_E$ , e a seção de choque de reação,  $\sigma_R$ . Aqui todas as possíveis reações nucleares do sistema <sup>6</sup>Li + <sup>3</sup>He, diferentes do canal elástico, são definidas pela secção de choque de reação. Para reproduzir essas reações nucleares na simulação, adotamos a seção de choque de reação dada modelo de Tripathi [18],

$$\sigma_R = \pi r_0^2 \left( A_p^{1/3} + A_t^{1/3} + \delta_E \right)^2 \left( 1 - R_B \frac{V_B}{E_{cm}} \right) X_m, \tag{3.2}$$



Figura 3.1: Desenho do alvo gasoso na simulação.

onde  $A_p$  e  $A_t$  são o número de núcleons de projétil e alvo respectivamente,  $\delta_E$  é uma distancia entre as superfícies dos núcleos (efeito supeficial),  $R_B$  e  $V_B$  são o raio e barreira de Coulomb,  $E_{cm}$  a energia do projétil em sistema centro de massa e  $X_m$  é um fator multiplicativo para baixas energias, ajustado sistematicamente a dados experimentais. Esse modelo supõe os núcleos como discos de raio  $A_i$ , com uma certa penetrabilidade entre eles, o que pode gerar a transferência de núcleons entre o alvo e projétil. Assim, com esse modelo podemos descrever aproximadamente algumas das reações nucleares diretas. Uma de essas reações que queremos simular é a de *pick-up* de próton

$$^{3}\text{He} + \,^{6}\text{Li} \longrightarrow \,^{2}\text{H} + \,^{7}\text{Be}$$

onde o <sup>6</sup>Li captura um próton do <sup>3</sup>He, tornando-se em <sup>7</sup>Be. Na simulação estamos interessados em conhecer a taxa de produção de <sup>7</sup>Be para diferentes energias do projétil e os possíveis efeitos na produção variando a temperatura do alvo. Sendo N o número de partículas de <sup>6</sup>Li sobre o alvo e n o número partículas de <sup>7</sup>Be produzidas, definimos uma grandeza chamada *razão da produção* que corresponde ao fator n/N. Na Fig. 3.2(a) apresentamos a produção do <sup>7</sup>Be em função da energia do <sup>6</sup>Li, onde, a pressão e temperatura do gás foram mantidas constantes. Como resultado vemos que a produção se maximiza aproximadamente em 22 MeV e em energias maiores, a produção cai notoriamente. Em altas energias a probabilidade de produzir <sup>7</sup>Be é baixa, quase como se o alvo fosse transparente para as partículas que o atravessam. Portanto, a temperatura ambiente e com uma pressão de gás de 1 atm, obtemos uma boa taxa de produção de <sup>7</sup>Be quando o projétil (<sup>6</sup>Li) tem uma energia cinética entre 10 e 60 MeV. Nessa figura, o resultado é comparado com cálculos de matriz R, obtidos na Ref.[19] que também presentam uma tendência similar à simulação. Por outro lado, se



Figura 3.2: Produção de <sup>7</sup>Be em função da energia e a temperatura. A curva verde foi obtida dos dados da Ref.[19], enquanto que as linhas azuis são interpolações dos dados para guiar os olhos.

diminuirmos a temperatura do gás, a densidade aumenta, e consequentemente, a seção de choque entre alvo e projétil também. Mantendo a energia do <sup>6</sup>Li constante em 24 MeV e pressão em 1 atm, variamos a temperatura do gás desde a temperatura de nitrogênio líquido ( $\sim 77^{\circ}$  K) até 320° K. Como resultado, vemos na Fig. 3.2(b) que a taxa de produção aumenta ao diminuir a temperatura, e de maneira mais pronunciada a partir de 170° K. A produção com uma temperatura de nitrogênio líquido aumentou quase 4 vezes em comparação à temperatura ambiente. Podemos concluir com isso, que seria interessante refrigerar o alvo gasoso, a fim de aumentar a taxa de produção dos feixes de interesse.

#### 3.2 Solenoide Supercondutor

No sistema RIBRAS a seleção e focalização dos feixes de interesse se faz com os campos magnéticos de dois solenoides supercondutores, tal como se viu na seção 2.3.2. Quando as partículas carregadas entram no campo magnético, a trajetória do isótopo é dada pela rigidez magnética (ver eq. (2.4)). O campo, além de separar as diversas partículas, focaliza os feixes com um determinado valor  $B\rho$  num ponto focal f, depois do solenoide, como se fosse uma lente ótica. A Fig. 3.3 mostra como as partículas carregadas se desviam pela ação do



Figura 3.3: Desenho do solenóide que focaliza as partículas de interesse.

campo magnético e posteriormente são focalizadas.

O solenóide foi simulado como um cilindro de aço com raio externo de 50 cm, o interno de 19 cm e comprimento de 100 cm. No centro do solenóide está a bobina supercondutora com raio de 15 cm e comprimento de 68 cm, ela é a que produz o campo magnético que focaliza as partículas. Para simular o campo magnético do solenoide utilizamos à aproximação de lente delgada [11], tendo em conta que o solenóide é finito e existe uma componente radial do campo, que na prática é a que focaliza as partículas. Na Fig. 3.4 temos um gráfico da intensidade das componentes do campo magnético, radial  $B_r$  e longitudinal  $B_z$ , a longo do eixo do feixe (z). O campo longitudinal se mantem quase contante dentro do comprimento da bobina (linhas pontilhadas) e cai fortemente fora dela. Por sua vez, a componente radial é máxima nas bordas da bobina e com sentido oposto já que o campo entra e sai pelas bordas. No centro da bobina o campo é só longitudinal e de maior intensidade. A intensidade do campo magnético depende diretamente da corrente que passa pela bobina. Como no experimento, a corrente do solenóide é variada até acharmos um valor que maximiza a intensidade e minimiza a divergência do feixe, para um determinado valor  $B\rho$  no foco, ou seja, se faz uma varredura de corrente até achar o valor que concentra o feixe de interesse numa pequena



Figura 3.4: Componentes do campo magnético fora do eixo de simetria a uma corrente I = 28 A.

região transversal do alvo. A Fig. 3.5 mostramos uma sequência de imagens do perfil do feixe de <sup>10</sup>Be no foco (alvo secundário) para diferentes valores de correntes. Na Fig. 3.5(c) vemos o perfil do feixe focalizado, sendo que o diâmetro obtido, de 8 mm, é comparável com o valor experimental [14], de 7 mm. A Fig. 3.6(a) mostra o comportamento do valor RMS (raíz quadrática média) da imagem do feixe quando se faz uma varredura na corrente. O valor RMS é mínimo quando o feixe está focalizado, a corrente nesse ponto chama-se de corrente de focalização. Esse é o procedimento que normalmente adotamos no inicio de uma determinada experiência, variamos a corrente entre mais ou menos dois Ampère do valor calculado com um programa mais simples, até encontrarmos um máximo de intensidade do feixe de interesse, ou equivalentemente, que minimize o RMS do perfil do feixe no alvo de produção. Como se viu na seção 2.3.2, a corrente de focalização depende do valor da rigidez magnética do feixe de interesse focalizado, assim, simulamos a focalização de vários feixes com diferentes energias a fim de cobrir um amplo intervalo de  $B\rho$ . Na Fig. 3.6(b) podemos ver o resultado da simulação (a linha). Sabemos que a corrente de focalização deve depender linearmente da rigidez magnética, assim que o resultado da simulação foi ajustado pelo método dos mínimos quadrados à reta

$$I = k_1 \sqrt{\frac{AE}{q^2}} + k_2, (3.3)$$





(a) Perfil do feixe $^{10}{\rm Be}$  com corrente do solenóide $I=27.0~{\rm A}$ 





(c) Perfil do feixe  ${}^{10}$ Be **focalizado** com corrente do solenóide I = 28.2 A

Figura 3.5: Perfil do feixe numa sequência para achar a corrente de focalização.



(a) Valor RMS do perfil do feixe em função da corrente (b) Corrente de focalização em função da rigidez magnética.

Figura 3.6: Simulação da focalização dos feixes com um só solenoide.

onde os parâmetros minimizados foram

$$k_1 = 7.28(16) \frac{A}{\sqrt{MeV}}$$
  $k_2 = -0.09(6) A$ 

A eq. 3.3 nos proporciona um valor aproximado da corrente de focalização experimental sem a necessidade de rodar programas externos para obter o mesmo resultado. Essa sistemática também pode se aplicar para o segundo solenoide, mas tendo em conta que os coeficientes  $k_1 e k_2$  são diferentes, já que as distâncias entre solenoides e ponto de focalização são outras.

O sistema composto por alvo de produção, solenoide e alvo secundário deve estar alinhado já que um simples deslocamento no objeto (alvo de produção) pode prejudicar a focalização do feixe. Simulamos esse efeito deslocando o alvo de produção por  $\pm 1$  cm na vertical. O resultado pode ser visto na Fig. 3.7, onde temos as respectivas imagens do perfil do feixe. O deslocamento num eixo transversal (x ou y), produz um deslocamento nos dois eixos transversais da imagem, só que, com maior intensidade no eixo perpendicular ao deslocamento do objeto. Por exemplo, se o alvo de produção é deslocado em o eixo y, a imagem se desloca predominantemente no eixo x. Além do deslocamento, a imagem perde focalização e a simetria que tinha com o sistema totalmente alinhado. Na Fig. 3.8 mostramos como a



Figura 3.7: Perfil do feixe com deslocamento do alvo de produção no eixo vertical.

posição da imagem e a divergência do perfil do feixe variam com o deslocamento do alvo de produção. Sem deslocamento, a posição do feixe no alvo secundário é exatamente o centro geométrico do alvo. Ao deslocar um pouco o objeto no eixo y, a posição da imagem é afetada nos dois eixos transversais,  $x \in y$ , mas mais intensamente em x, e com um pequeno efeito


(a) Posição da imagem em função do deslocamento (b) Divergência da imagem em função do deslocamento

Figura 3.8: Posição e divergência da imagem em função do deslocamento.

inversão da imagem no eixo y. Por outro lado, a divergência do perfil do feixe aumenta ao deslocar o alvo de produção, e acontece quase na mesma magnitude sob os dois eixos. Isso mostra que a imagem perde facilmente focalização com o desalinhamento do sistema. Portanto, o alinhamento neste tipo de experimentos é primordial e regularmente todo o sistema é calibrado oticamente para fixar cada um dos componentes.

# 3.3 Câmara de Espalhamento

O GEANT4 pode ser usado também para simular sistemas de detecção. No RIBRAS, o sistema de detecção mais utilizado consiste de vários detectores de silício que durante a experiência são posicionados em diferentes ângulos axiais. Esses detectores estão compostos por um sanduíche de dois detectores de silício, tipo barreira de superfície, tornando o que chamamos de telescópio  $\Delta E$ - $E_R$ . O detector frontal é chamado  $\Delta E$  e deve ser fino o bastante para permitir a passagem das partículas de interesse, enquanto o detector posterior é um detector grosso, denominado E, com espessura suficiente para parar totalmente as partículas. Para simular esse sistema escolhemos por simplicidade a geometria de uma semiesfera. Cada um dos detectores são formados por seções simétricas de 1° axialmente. Assim, o sistema completo de detecção resulta em 45 detectores  $\Delta E$ -E, cada um com ângulo sólido

$$(\Delta\Omega)_i = \frac{A_i}{R^2} = \frac{2\pi R^2}{R^2} \int_{\theta_i}^{\theta_{i+1}} \sin\theta d\theta = 2\pi (\cos\theta_i - \cos\theta_{i+1}), \qquad (3.4)$$

onde  $\theta_i$  é o ângulo axial entre 0 e 45° do detector *i*-ésimo. Logo, o ângulo sólido de cada detector é diferente e independe do raio da esfera em que os detectores estão instalados. No

centro dessa esfera está o alvo secundário que é uma fina película composta de um elemento de interesse que em nosso caso é <sup>197</sup>Au ou <sup>12</sup>C. Assim, os feixes radioativos são espalhados pelo alvo secundário e posteriormente detectados pelos telescópios,  $\Delta E$ -E, num ângulo entre  $\theta_i \in \theta_{i+1}$ . As dimensões adotadas foram: 20  $\mu$ m para o detector  $\Delta E$ , 1000  $\mu$ m para o detector  $E \in 1 \text{ mg/cm}^2$  para o alvo secundário. Na Fig. 3.9 podemos ver o desenho da câmara de



Figura 3.9: Desenho do detector  $\Delta E$ -E.

espalhamento simulada, composta pelo conjunto de detectores  $\Delta E$ -E e o alvo secundário. Na simulação, a perda de energia média das partículas que atravessam o detector  $\Delta E$  é calculada em passos discretos.

$$\frac{dE_T}{dx} = \sum_i \left(\frac{dE}{dx}\right)_i$$

onde todos esses valores de *stopping-power* são pré-calculados (a partir de tabelas ou modelos analíticos) durante a inicialização do programa e armazenados em tabelas de dE/dx. Por sua vez, as flutuações na perda de energia são calculadas conforme a aproximação Gaussiana do *straggling* no modelo de Bohr [20]

$$\sigma^2 = K \frac{Z_p}{\beta^2} f\left(1 - \frac{\beta^2}{2}\right),\tag{3.5}$$

com K uma constate própria do material,  $Z_p$  a carga da partícula projétil, f o fator de screening e  $\beta$  é a razão das velocidades do projétil e da luz. Logo, na simulação, a detecção

de um feixe monoenergético não corresponde a um espectro puntual, mas sim a uma distribuição com largura determinada pelas propriedades do material e projétil. Para verificar como isso se daria, simulamos a calibração dos detectores  $\Delta E \cdot E$ . Adotamos no centro da câmara uma fonte radioativa de <sup>241</sup>Am, a qual emite partículas  $\alpha$  em cinco energias, mas devido à resolução experimental dos detectores que normalmente utilizamos, só observamos um pico largo centrado numa energia de 5.486 MeV. A Fig. 3.10 mostra a comparação entre os espectros experimentais e a simulação. A simulação do detector telescópio descreve satisfatoriamente os resultados experimentais. O FWHM do pico correspondente as contagens no detector grosso, E, concorda com o experimental. No detector fino,  $\Delta E$ , a largura do espectro na simulação foi menor que o pico experimental (aproximadamente a metade). Esse tipo de problema é comum nas simulações, já que experimentalmente temos outras fontes de flutuações em energia (estrutura interna do material, distribuição energética do feixe, etc), que não são levadas em conta na simulação. Normalmente, a eficiência na simulação é ajustada, dentro do código, a partir da calibração experimental do detector. [21].

A simulação do sistema de detecção foi particularmente importante na produção do feixe



Figura 3.10: Comparação do espectros experimentais e simulados para os detectores  $\Delta E$  eE

radioativo <sup>10</sup>Be com a reação de transferência  ${}^{9}Be({}^{11}B,{}^{10}Be)$ . Essa reação de produção do feixe radiativo <sup>10</sup>Be é só um dos possíveis produtos da interação do <sup>11</sup>B com  ${}^{9}Be$ . Além desse elemento, também são produzidas partículas como <sup>7</sup>Li, <sup>6</sup>Li e <sup>4</sup>He, que podem ter o mesmo valor de  $B\rho$  e serem focalizadas junto ao feixe de interesse. O *cocktail* de feixes que é focalizado no alvo secundário se espalha em diferentes ângulos e são posteriormente detectados.

Assim, os espectros obtidos no experimento contém uma mistura de múltiplas partículas que é necessário identificar. Com as simulações podemos controlar essas múltiplas variáveis, separar a informação e achar quais são as possíveis partículas que estamos detectando. Um



Figura 3.11: Comparação de espectros bi-paramétricos experimentais e simulados das múltiplas partículas focalizadas na produção de <sup>10</sup>Be.

exemplo de um espectro experimental  $\Delta E$ -E obtido durante a produção do <sup>10</sup>Be, pode ser visto na Fig. 3.11(b) . Como podemos ver, inicialmente não é fácil identificar as partículas, mas, com a informação dos possíveis produtos da reação <sup>11</sup>B + <sup>9</sup>Be e com o valor de rigidez magnética da focalização, obtém-se o resultado da simulação (Fig. 3.11(a)) na qual conhecemos claramente as partículas envolvidas no processo. A comparação desses dois espectros permite que possamos identificar as partículas produzidas experimentalmente. Sem duvida, este tipo de simulações é uma forte ferramenta durante o experimento, onde é necessário ser o mais preciso e rápido possível.

Para que possamos ainda verificar os modelos físicos que estão incluídos nas funções de GEANT4 para produzir reações nucleares em baixas energias, tentamos reproduzir uma seção de choque angular elástica entre o feixe radioativo e o alvo secundário. A princípio, o espalhamento de <sup>7</sup>Be em ouro, em baixas energias, é mais provável ser Rutherford, portanto, com isso podemos corroborar se a simulação fornece a distribuição angular  $\sigma_{\text{Ruth.}}$ . Na Fig. 3.12 podemos ver que GEANT4 reproduz bastante bem o espalhamento Rutherford em ângulos dianteiros. Em ângulos traseiros há pequena discrepância entre a simulação e o valor teórico. Alguns outros testes foram feitos com alvos leves, a fim de estudar o espalhamento



Figura 3.12: Distribuição angular simulada do espalhamento elástico do feixe <sup>7</sup>Be em alvo de <sup>197</sup>Au. Os dados experimentais foram obtidos dos *runs* com alvo de ouro utilizados para a normalização.

do potencial nuclear, mas, a absorção dos outros canais de reação foi muito intensa. Isso acontece porque as seções de choque elástica e de reação que atualmente são determinadas dentro do GEANT4 estão optimizadas para reações a altas e medias energias ( desde algumas dezenas de MeV por núcleon). Para o futuro, estamos planejando fazer um estudo para viabilizar o uso de GEANT4 em reações de baixas energias, desenvolvendo uma rotina que calcule a seção de choque de espalhamento elástico e de reação a partir do potencial de São Paulo [22].

# Redução dos Dados

Os dados brutos obtidos nossas medidas correspondem às informações dos sinais dos detectores  $\Delta E$ -E e TOF  $\times E$ , para os experimentos realizados com o RIBRAS, em São Paulo, e TWINSOL, em Notre Dame, respectivamente. Os dados brutos são obtidos no formato evento por evento e precisam então ser manipulados adequadamente para obter a informação dos eventos histogramados em tempo ou energia. A histogramação é feita durante a adquisição, no recorrer do experimento, e também durante a análise dos dados, a posteriori, utilizando o programa *scanroot* [23] e o pacote *UPAK* de adquisição e análise de dados do ORNL [24]. Após a histogramação e construção dos espectros é preciso calibrar os espectros em energia, e posteriormente, calcular as seções de choque experimentais. A seguir, descreveremos o trabalho feito em cada uma das etapas.

## 4.1 Identificação das Partículas

Como já discutimos nos capítulos anteriores, os feixes de interesse são filtrados e focalizados com um sistema de solenoides supercondutores. Ao focalizar uma partícula com uma determinada rigidez magnética  $(B\rho)$ , outras partículas com o mesmo  $B\rho$ , provenientes da produção, também são focalizadas junto com a partícula de interesse. Logo, nos espectros experimentais, é necessário identificar cada um desses projéteis que são detectados. O primeiro passo é conhecer os principais canais de saída da reação de produção (alvo de produção + feixe primário) e a partir da rigidez magnética para a qual se fez a otimização da corrente do solenóide, calcula-se a energia de cada uma das partículas focalizadas, posto que todas tem o mesmo valor de  $B\rho$ . Por exemplo, se a rigidez magnética da partícula de interesse for  $(B\rho)_f$ , a energia de outra partícula focalizada é

$$E_{i} = (B\rho)_{f}^{2} \frac{q_{i}^{2}}{2A_{i}},$$
(4.1)

onde o subíndice i indica uma determinada partícula. Assim, conhecendo aos principais feixes contaminantes criados no alvo de produção, e a energia com que estão chegando no alvo secundário, fizemos simulações para inferir a posição das partículas nos espectros. No presente trabalho, dois tipos de espectros biparamétricos foram analisados, tempo de voo vs energia total e  $\Delta E$  vs energia residual. O espectro TOF  $\times E$  corresponde aos dados obtidos na Universidade de Notre Dame, já que esse laboratório possui um sistema de feixe pulsado. Na Fig. 4.1(a) podemos ver um desses espectros experimentais; o espectro tem uma periodicidade equivalente a 120 canais, razão pela qual vemos repetições da área da mesma partícula em diferentes tempos de voo. Experimentalmente, a escala do tempo de voo é invertida porque os sinais de *start* e *stop* foram trocados um pelo outro. Isso foi feito porque o feixe primário é muito mais intenso que qualquer outro feixe produzido, portanto, o sinal de *start* era dado pelas partículas do feixe secundário. Assim, as partículas situadas num maior canal, tem menor tempo de voo e vice-versa. Por outro lado, tendo conhecimento das possíveis partículas focalizadas e sua energia, fizemos uma simulação com o GEANT4 da detecção das partículas com seu respectivo tempo de voo e energia. A Fig. 4.1(b) mostra o espectro biparamétrico obtido na simulação. As partículas de <sup>8</sup>B são as mais energéticas e estão no extremo direito do espectro, o <sup>7</sup>Be chega no detector depois com uma energia de 19 MeV e outras partículas como <sup>6</sup>Li e <sup>4</sup>He são detectadas com menor energia, sendo o <sup>6</sup>Li espalhado elasticamente o último a chegar ao detector.

O outro tipo de espectro biparamétrico que utilizamos é o  $\Delta E \cdot E_R$ , o qual consiste do sinal de perda de energia proveniente do detector fino do telescópio,  $\Delta E$ , enquanto que  $E_R$ é a energia residual obtida com o detector mais grosso do telescópio. A perda de energia nos detectores de uma determinada partícula depende principalmente da energia total, do número atômico da partícula (Z) e do número de núcleons (A), conforme a eq. (2.8). As partículas são separadas no espectro biparamétrico  $\Delta E \cdot E_R$  por isótopo, em forma hiperbólica. A Fig. 4.2(a) mostra um espectro experimental do detector  $\Delta E \cdot E_R$ . As partículas estão separadas principalmente pelo valor Z e levemente pelo A. Na Fig. 4.2(b) mostramos o resultado da simulação e podemos ver que está em bom acordo com o espectro experimental.



(a) Espectro experimental. A escala do tempo de voo (b) Espectro simulado. A escala do tempo não está está invertida.





Figura 4.2: Comparação de espectros bi-paramétricos de detector telescópio

# 4.2 Calibração dos Espectros

Nas medidas realizadas na Universidade de Notre Dame utilizamos 4 detectores tipo barreira de superfície, de silício, com espessuras em torno de 1000  $\mu$ m. Esses detectores forneciam então apenas o sinal de energia E. Para calibrarmos em energia esses espectros, utilizamos uma fonte de partículas alfa de <sup>228</sup>Th, que nos fornecia alfas em 5 energias diferentes, entre 5 e 10 MeV. Esses detectores tinham boa resolução e foi possível separar os 5 picos das alfas. Com essa fonte podemos calibrar apenas na região de baixas energias. Para calibrarmos a

energias maiores de 10 MeV, utilizamos os feixes de <sup>7</sup>Be e <sup>8</sup>B espalhados no alvo de ouro. A Fig. 4.3 mostra o ajuste linear para a calibração dos dois detectores mais dianteiros, da forma

$$E[\text{MeV}] = a \times \text{canal} + b,$$

onde  $a \in b$  foram os fatores do ajuste que estão na Tabela 4.1.



Figura 4.3: Calibração de dois dos detectores usados em Notre Dame. Os dados acima de 10 MeV correspondem às partículas <sup>7</sup>Be e <sup>8</sup>B. O erro dos dados corresponde ao desvio padrão do ajuste Gaussiano de cada pico.



Figura 4.4: Calibração dos dois telescópios nas medidas de  ${}^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ . Os dados correspondem às partículas de  ${}^{4}\text{He}$ ,  ${}^{6}\text{Li}$  e  ${}^{7}\text{Be}$ , espalhadas em alvo de ouro para diferentes ângulos. O erro dos dados corresponde ao desvio padrão do ajuste Gaussiano de cada pico.

Posteriormente, para completar a distribuição angular do <sup>7</sup>Be, medida em Notre Dame, fizemos medidas na mesma energia no sistema RIBRAS. Em São Paulo utilizamos dois



Figura 4.5: Calibração dos dois telescópios nas medidas de <sup>10</sup>Be + <sup>12</sup>C. Os pontos experimentais acima de 10 MeV, no detector  $E_R$ , e 4 MeV no detector  $\Delta E$  correspondem aos feixes, <sup>4</sup>He, <sup>7</sup>Li, <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be, espalhados no alvo de ouro. O erro dos dados corresponde ao desvio padrão do ajuste Gaussiano de cada pico.

detectores de barreira de superfície formando um telescópio  $\Delta E \cdot E_R$ . Para a calibração desses detectores usamos somente as partículas espalhadas em alvo de ouro para diferentes ângulos: <sup>4</sup>He, <sup>6</sup>Li e <sup>7</sup>Be. Na Fig. 4.4 podemos ver o ajuste linear, onde os parâmetros ajustados estão na Tabela 4.1. Finalmente, para as medidas do feixe de <sup>10</sup>Be, usamos os mesmos detectores telescópio das medidas com <sup>7</sup>Be. Nessa experiencia utilizamos uma fonte de partículas alfa de <sup>241</sup>Am, mas devido à resolução, somente é possível distinguir um pico largo (25% de resolução) centrado em 5.49 MeV. Para calibrar na região de energias maiores, usamos as partículas espalhadas em alvo de ouro: <sup>4</sup>He, <sup>7</sup>Li, <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be. O ajuste linear pode ser visto na Fig. 4.5. Essas calibrações são de grande ajuda na identificação das partículas em casos

Experiência		$\Delta E1$	E1	$\Delta E2$	E2	
$^7\mathrm{Be}$ + $^{12}\mathrm{C}$	a	-	$6.01(5) \times 10^{-2}$	-	$5.96(4) \times 10^{-2}$	
Notre Dame	b	-	-1.85(8)	-	-1.77(8)	
$^{7}\mathrm{Be}$ + $^{12}\mathrm{C}$	a	$3.83(5) \times 10^{-3}$	$8.70(12) \times 10^{-3}$	$4.76(9) \times 10^{-3}$	$9.46(15) \times 10^{-3}$	
Pelletron	b	-1.83(6)	-1.25(17)	-1.91(9)	-2.09(21)	
$^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	a	$6.54(11) \times 10^{-3}$	$8.71(15) \times 10^{-3}$	$5.98(17) \times 10^{-3}$	$9.98(11) \times 10^{-3}$	
Pelletron	b	0.12(8)	0.34(11)	0.12(13)	-0.46(9)	

Tabela 4.1: Parâmetros ajustados nas calibrações dos detectores.

de baixa estatística, posto que na maioria dos casos as contagens podem se confundir com o ruido de fundo, e isso pode dificultar a identificação dos eventos que provém da reação de interesse. A partir das calibrações é possível convolucionar os espectros biparamétricos em energia ou outros parâmetros derivados, a fim de melhorar o reconhecimento das partículas detectadas. Existem várias formas de rearranjar os espectros, mas, o usado no presente trabalho é baseado numa definição de um parâmetro C(A, Z) que é função da massa e carga das partículas detectadas [5, 6]. Esse coeficiente é definido por

$$C(A,Z) = E_T^b - E_R^b, (4.2)$$

onde b é uma constante que depende do ganho nos detectores e regularmente encontra-se no intervalo 1 < b < 2. Com a finalidade melhorar a resolução dos picos no espectro biparamétrico, utilizou-se a energia total da partícula detectada  $E_T$ , que é dada pela soma da energia no detector fino ( $\Delta E$ ) e a energia depositada no detector grosso ( $E_R$ ):

$$E_T = \Delta E + E_R$$

Assim, o espectro bidimensional, ao ser histogramado com os parâmetros C(A, Z) vs  $E_T$ , concentra as partículas em faixas horizontais por número atômico e separa dentro de cada faixa pela massa. A Fig. 4.6 mostra um dos espectros biparamétricos considerando essa nova variável.



Figura 4.6: Espectro bidimensional histogramado com variáveis C(A, Z) e  $E_T$ .

## 4.3 Cálculo da Seção de Choque

A seção de choque diferencial experimental é calculada para um dado ângulo axial,  $\theta_{cm}$ , a partir da relação

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)(\theta_{\rm cm}) = \frac{Y}{N_b N_t \Delta \Omega_{\rm lab}} J \times 10^{27} \quad {\rm mb/sr}, \tag{4.3}$$

no sistema do centro de massa. A seguir, se explicaremos cada um dos termos dessa expressão.

• Y

É o número de contagens no detector da reação de interesse. Para obtermos esse número, selecionamos no espectro biparamétrico, de um determinado *run*, as contagens de interesse e projetamos sobre um dos eixos. A projeção é então um histograma monoparamétrico em energia. Para obtermos as contagens dos eventos correspondentes ao espalhamento elástico, podemos ajustar ao respetivo pico uma função Gaussiana.

•  $N_t$ 

É o número total de partículas no alvo secundário. Esse número é determinado a partir da espessura do alvo d, e o número de Avogadro  $N_A$ ,

$$N_t = rac{d}{M_{
m mol}} N_A \quad {
m part./cm}^2,$$

com  $M_{\rm mol}$ , a massa molar do elemento que conforma o alvo.

•  $N_b$ 

É o número de partículas do projétil que estão incidindo no alvo secundário. Esse valor é determinado a partir das medidas de espalhamento elástico feitas com o alvo de ouro, em *runs* intercalados com *runs* com o alvo de <sup>12</sup>C. Em baixas energias esse espalhamento é mais provavelmente Rutherford. Assim, o espalhamento experimental em ouro (calculado pela eq. 4.3) é comparado ao valor teórico e assim obter o número médio de partículas que estão incidindo no alvo,

$$N_b = \left(\frac{Y}{N_t \Delta \Omega_{\text{lab}}} J\right)_{\text{Au}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Ruth.}}^{-1}$$
(4.4)

•  $\Delta\Omega_{\rm lab}$ 

É o ângulo sólido do detector. Depende de duas grandezas geométricas, a distância entre o alvo secundário e o detector L, e a área efetiva do detector A.

$$\Delta\Omega_{\rm lab} = \frac{A}{L^2}$$

Para o experimento realizado em Notre Dame esse valor era da ordem de 8 mSr e em São Paulo de 12 mSr.

• J

É o Jacobiano da transformação do sistema de laboratório ao sistema centro de massa para o ângulo sólido, e é definido por

$$J \equiv \frac{\Delta\Omega_{\rm lab}}{\Delta\Omega_{\rm cm}} = \frac{|1 + \lambda\cos\theta_{\rm cm}|}{(1 + 2\lambda\cos\theta_{\rm cm} + \lambda^2)^{3/2}},\tag{4.5}$$

onde  $\lambda = A_p/A_t$ , a razão das massas do alvo e projétil.

Foram calculadas as seções de choque do espalhamento elástico dos feixes radiativos <sup>7</sup>Be e <sup>10</sup>Be em carbono, mas, devido ao *cocktail* de diferentes partículas na produção desses feixes, também foi possível detectar o isótopo <sup>9</sup>Be. A seguir, nas Tabelas 4.2 listamos os ângulos medidos e os valores da seção de choque diferencial para esses sistemas.

(a) <sup>7</sup> Be, $E_{\rm cm} = 11.9$ MeV			(b) <sup>9</sup> Be, $E_{\rm cm} = 14.9$ MeV			(c) <sup>10</sup> Be, $E_{\rm cm} = 12.7$ MeV		
$\theta_{\rm cm}$ [deg]	$d\sigma/d\sigma_{ m Ruth}$	]	$\theta_{\rm cm}  [{\rm deg}]$	$d\sigma/d\sigma_{ m Ruth}$	]	$\theta_{\rm cm}  [{\rm deg}]$	$d\sigma/d\sigma_{ m Ruth}$	
20.59	0.62(8)		23.08	0.41(3)		24.08	0.45(2)	
21.77	0.56(9)		27.38	0.44(5)		28.75	0.40(3)	
27.94	0.43(8)		32.03	0.31(5)		33.65	0.34(4)	
29.49	0.41(4)		37.28	0.19(8)		38.01	0.23(5)	
32.83	0.37(6)		41.37	0.23(9)		43.38	0.21(5)	
36.61	0.23(2)		47.76	0.17(8)		47.73	0.21(7)	
38.69	0.22(4)				-	52.49	0.13(5)	
43.66	0.13(2)						· · · ·	
45.09	0.14(2)							
47.14	0.12(3)							

Tabela 4.2: Seção diferencial de choque do espalhamento elástico de isótopos de berílio em alvo de <sup>12</sup>C. O valor da seção de choque é dividido pela seção de choque de Rutherford.

Todas as seções de choque são apresentadas como a razão da seção de choque experimental com a seção de choque de Rutherford. Os respectivos erros experimentais foram calculados a partir da propagação de erro da eq. (4.3):

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

onde  $\partial i$  é a incerteza da respectiva variável *i*. Os erros estatísticos das contagens variavam entre 5 e 20% para os ângulos mais traseiros. Adotamos um erro da ordem de 15% para o número de partículas incidentes no alvo e 1% para o número de partículas no alvo. O erro nos ângulos sólidos eram da ordem de 2%.

,

# FUNDAMENTOS TEÓRICOS

Vamos a seguir detalhar um pouco os fundamentos teóricos que servirão de base para a interpretação de nossos dados experimentais.

## 5.1 Teoria do Espalhamento

O espalhamento entre dois núcleos pode ser interpretado como um problema ondulatório. O feixe é então representado com uma onda que incide sob um pequeno obstáculo (região onde existe um potencial V(r) criado pelo alvo) produzindo uma dispersão esférica da onda que se propaga até o infinito, tal como se vê na Fig. 5.1. Se o feixe é monoenergético e



Figura 5.1: Representação ondulatória do espalhamento entre dois núcleos.

a interação for de curto alcance, podemos representá-lo por um onda plana incidente, cuja parte estacionária é dada por

$$\Psi_i(r) = e^{ikr} = e^{ikz}.$$
(5.1)

Conforme o experimento, os detectores encontram-se muito longe dos centros espalhadores, em relação às dimensões deles, e nesse caso nosso interesse se limitará à solução assintótica do problema (i.e. quando  $r \to \infty$ ). Assim, a função de onda total estacionária, de acordo com essa aproximação, é a soma de uma onda esférica emergente criada pelo centro espalhador e a função de onda incidente

$$\Psi_T(r) \sim e^{ikz} + f(\theta) \frac{e^{i\vec{k}\cdot\vec{r}}}{r},$$
(5.2)

onde  $f(\theta)$  denomina-se amplitude de espalhamento, que devido à simetria azimutal depende somente do ângulo  $\theta$  (posição angular do detector). Toda a informação da interação entre o projétil e o alvo encontra-se na função amplitude de espalhamento, que fisicamente depende do fluxo de partículas espalhadas num ângulo sólido. Isso é, a corrente de probabilidade

$$\mathbf{j} = \frac{\hbar}{2\mu i} \left( \Psi_T^* \nabla \Psi_T - \Psi_T \nabla \Psi_T^* \right), \tag{5.3}$$

com  $\mu$  a massa reduzida, é usada para obter a corrente de probabilidade da onda incidente (eq. 5.1)

$$j_{in} = \frac{\hbar k}{\mu} = v, \tag{5.4}$$

onde v é a velocidade das partículas incidentes. Por outro lado, a corrente de probabilidade da onda emergente que atravessa um área  $r^2 d\Omega$  é

$$j_r r^2 d\Omega \sim \frac{\hbar}{\mu} \operatorname{Im} \left[ f^*(\theta) \frac{e^{-ikr}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( f(\theta) \frac{e^{ikr}}{r} \right) \right] r^2 d\Omega = v |f(\theta)|^2 d\Omega.$$
(5.5)

Assim, aplicando a definição de seção de choque diferencial

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \equiv \frac{\text{corrente de probabilidade num ângulo sólido } d\Omega}{\text{corrente de probabilidade da onda incidente}},$$
(5.6)

e usando as equações (5.4) e (5.5), obtemos

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{j_r r^2}{j_{in}} = |f(\theta)|^2, \tag{5.7}$$

que é a distribuição angular em função da amplitude de espalhamento  $f(\theta)$ .

#### 5.1.1 Cálculo da Amplitude de Espalhamento

Para achar a função  $f(\theta)$  é necessário resolver a equação de Schrödinger

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2 + V(r)\right)\Psi_T(r) = E\Psi_T(r),\tag{5.8}$$

 $\operatorname{sendo}$ 

$$V(r) = V_C(r) + V_N(r),$$

a soma do potencial de Coulomb  $V_C(r)$  (de longo alcance), e a interação nuclear  $V_N(r)$  ( curto alcance, da ordem do raio do núcleo (~ fm)). Rearranjando a eq. (5.8), com  $k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2}$ , temos que

$$\left(-\nabla^2 + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[V_C(r) + V_N(r)\right] - k^2\right) \Psi_T(r) = 0.$$
(5.9)

A função de onda  $\Psi_T(r)$  pode ser dividida em duas partes, Coulombiana e nuclear

$$\Psi_T(r) = \Psi_C(r) + \Psi_N(r).$$

A função  $\Psi_C(r)$  contem a onda incidente. Logo, o termo adicional  $\Psi_N(r)$  que depende da interação nuclear, é assintoticamente

$$\Psi_N(r) \sim f_N(\theta) \frac{e^{i[kr - \eta \ln(2kr)]}}{r},\tag{5.10}$$

sendo  $\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}$  o parâmetro de Sommerfeld e  $f_N(r)$  a amplitude de espalhamento nuclear. Para solucionar numericamente a eq. (5.9) expandimos a função de onda total em ondas parciais

$$\Psi_T(r,\theta) = \frac{1}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^{\ell} e^{i\sigma_{\ell}} y_{\ell}(r) P_{\ell}(\cos\theta).$$
(5.11)

A equação radial para as funções  $y_{\ell}(r)$  é agora

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[V_C(r) + V_N(r)\right] + k^2\right) y_\ell(r) = 0.$$
(5.12)

Solucionando separadamente a parte Coulombiana, obtemos a solução regular, que assintoticamente é:

$$F_{\ell}(\eta, kr) \to \sin\left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}\ell + \sigma\ell\right],$$
 (5.13)

e a solução irregular assintoticamente [25]:

$$G_{\ell}(\eta, kr) \to \cos\left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}\ell + \sigma\ell\right].$$
 (5.14)

Portanto, usando a solução da eq. (5.12) na eq. (5.11) resulta

$$\Psi_T(r,\theta) = \frac{1}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)i^{\ell} e^{i\sigma_{\ell}} [g_{\ell}^N F_{\ell}(\eta,kr) + f_{\ell}^N G_{\ell}(\eta,kr)] P_{\ell}(\cos\theta),$$
(5.15)

essa equação pode ser reescrita em termos da função de onda de saida Coulombiana

$$H_{\ell}^{(+)}(\eta, kr) = G_{\ell}(\eta, kr) + iF_{\ell}(\eta, kr) \to \exp\left[kr - \eta\ln(2kr) - \frac{\pi}{2}\ell + \sigma\ell\right],$$
(5.16)

com a finalidade de separar a parte Coulombiana da função de onda total. Assim,

$$\Psi_T(r,\theta) = \Psi_C(r,\theta) + \frac{1}{kr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1) i^{\ell} e^{i\sigma_{\ell}} f_{\ell}^N H_{\ell}(\eta,kr) P_{\ell}(\cos\theta),$$
(5.17)

a parte da função de onda não Coulombiana corresponde à interação nuclear. Agora, o coeficiente complexo  $f_{\ell}^N$  pode ser escrito em termos da matriz de espalhamento

$$f_\ell^N = \frac{1}{2i}(S_\ell^N - 1)$$

Centrando-nos na função de onda nuclear

$$\Psi_N(r,\theta) = \frac{1}{2ikr} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)i^\ell e^{i\sigma_\ell} (S_\ell^N - 1) P_\ell(\cos\theta) \times \exp\left[kr - \eta \ln(2kr) - \frac{\pi}{2}\ell + \sigma\ell\right], \quad (5.18)$$

comparamos com a eq. (5.10) e extraímos a respectiva amplitude de espalhamento nuclear

$$f_N(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)e^{2i\sigma_\ell} (S_\ell^N - 1)P_\ell(\cos\theta).$$
(5.19)

Dado que a amplitude de espalhamento total é a soma da amplitude nuclear mais a Coulombiana, onde

$$f_C(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(e^{2i\sigma_\ell} - 1)P_\ell(\cos\theta),$$
 (5.20)

obtemos a seção de choque diferencial

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_C(\theta) + f_N(\theta)|^2 = \frac{d\sigma_C}{d\Omega} + 2\operatorname{Re}[f_C^*(\theta)f_N(\theta)] + |f_N(\theta)|^2.$$
(5.21)

Se estamos interessados na seção de choque total devemos ter em conta que a integral sob o termo de Coulomb diverge. Dessa forma, é preciso limitar-se ao termo nuclear (i.e.  $f_C(\theta) = 0$ )

$$\sigma_{\rm ela} = \int d\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)|1 - S_{\ell}^N|^2, \tag{5.22}$$

e correspondentemente é obtida a seção de choque de reação

$$\sigma_{\rm R} = \frac{\pi}{k^2} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell+1)(1-|S_{\ell}^N|^2).$$
(5.23)

## 5.2 Canais Acoplados

Como foi visto na seção anterior, dado um canal de entrada  $|\alpha\rangle$ , de projétil a e alvo A,

$$|\alpha\rangle = a + A,$$

calculou-se a seção de choque a partir da amplitude de espalhamento para o canal de saída elástico  $|\beta\rangle$ , ou seja

$$|\beta\rangle = a + A = |\alpha\rangle.$$

Na prática, além do canal elástico, existem outros canais de saída inelásticos tais como as excitações inelásticas, *break-up*, etc; conforme representamos esquematicamente no desenho da Fig. 5.2. Todos esses canais de saída estão correlacionados, ou seja, se houver perda de



Figura 5.2: Desenho esquemático dos canais de saída no espalhamento nuclear.

fluxo num dos canais de saída, um ou vários dos outros canais ganharão importância. Isso se deve ao fato que a seção de choque total é a soma sob cada um dos possíveis canais de saída

$$\sigma_T = \sigma_{\rm ela} + \underbrace{\sigma_{\rm bre} + \sigma_{\rm ex} + \dots}_{\rm n \tilde{a}o \ el \tilde{a} sticos}.$$
(5.24)

Portanto, para descrever esses múltiplos canais de saída é necessário um modelo que os acople, e justamente nessa ideia está baseado o modelo de *canais acoplados* [26]. Seja a função de onda total  $\Psi_T$ , expandida na base ortonormal do estado  $|\alpha\rangle$ 

$$\Psi_T = \sum_{\alpha} u_{\alpha}(r_{\alpha})\psi_{\alpha}(x_{\alpha}), \qquad (5.25)$$

onde  $r_{\alpha}$  é a coordenada de interação entre projétil e alvo, e  $x_{\alpha}$  representa as coordenadas internas. Logo, a função de onda total satisfaz a equação de autovalores

$$(E-H)\Psi_T = 0,$$

 $\operatorname{com} H$ a Hamiltoniana

$$H = T_{\alpha} + h_{\alpha} + V_{\alpha}, \tag{5.26}$$

onde  $T_{\alpha}$  é a energia cinética,  $h_{\alpha}$  é a Hamiltoniana que atua sob as coordenadas internas, tal que

$$h_{\alpha}\psi_{\alpha}(x_{\alpha}) = \epsilon_{\alpha}\psi_{\alpha}(x_{\alpha})$$

e  $V_{\alpha}$  é um termo que representa a interação internuclear entre o alvo e projétil. Assim, introduzindo o produto escalar do estado  $\langle \alpha |$ , na equação de Schrödinger, obtemos finalmente

$$\left[ (E - \epsilon_{\alpha}) - T_{\alpha} - \langle \alpha | V_{\alpha} | \alpha \rangle \right] u_{\alpha}(r_{\alpha}) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} \langle \alpha | V_{\alpha} | \alpha' \rangle u_{\alpha'}(r_{\alpha'}), \tag{5.27}$$

o que define um conjunto de equações acopladas. No caso de dois canais acoplados, há duas equações com a forma da eq. (5.27), quando trocamos os índices dos estados  $\alpha$  por  $\alpha'$  e vice-versa. Consequentemente, ao acoplar mais canais estamos incluindo o mesmo número de equações acopladas.

### 5.2.1 Excitações Coletivas

Um dos possíveis canais de saída na interação projétil-alvo é a excitação de algum dos dois núcleos (ou os dois)

$$a + A \to a^* + A$$

A possível forma de interpretar esse canal de saída é supor que o núcleo excitado encontra-se num estado de excitação coletiva, seja do tipo vibracional, rotacional, ou de qualquer outro tipo de excitação coerente. A descrição desse tipo de excitações consiste em deformar o raio nuclear

$$R = R_0 \left( 1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Omega) \right), \qquad (5.28)$$

e representá-la em termos dos harmônicos esféricos. Assim, ao deformar o raio nuclear os potenciais de interação também são afetados.

#### 5.2.1.1 Deformação Coulombiana

Considerando que o potencial Coulombiano não deformado corresponde à distribuição de carga uniforme

$$V_C(r) = \begin{cases} Z_p Z_t e^2 / 2R_C [3 - (r/R_C)^2], & \text{para } r \le R_C \\ Z_p Z_t e^2 / r, & \text{para } r > R_C \end{cases}$$
(5.29)

expandimos em multipolos com a finalidade de achar a deformação do potencial de Coulomb

$$V_C(r,\alpha) = V_C(r) + V_C^{\lambda\mu}(r,\alpha).$$

Logo, com um pouco de álgebra [25], encontramos que a deformação é

$$V_C^{\lambda\mu}(r,\alpha) = M(E_{\lambda\mu}) \frac{\sqrt{4\pi}e^2 Z}{2\lambda + 1} \begin{cases} r^{\lambda}/R_C^{2\lambda+1}, & \text{para } r \le R_C \\ 1/r^{\lambda}, & \text{para } r > R_C \end{cases},$$
(5.30)

 $\quad \text{onde} \quad$ 

$$M(E_{\lambda\mu}) = \sum_{i} z_{i} r_{i}^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(r_{i}), \qquad (5.31)$$

é o operador multipolo elétrico.

#### 5.2.1.2 Deformação Nuclear

A forma do potencial nuclear depende do raio nuclear, portanto a deformação também afetará o potencial

$$V_N(r,\alpha) = V_N(r - R_\alpha(\Omega)),$$

que pode ser expandido em uma série de Taylor em torno da deformação,

$$V_N(r,\alpha) = V_N(r-R_0) + V_N^{\lambda\mu}(r,\alpha),$$

onde

$$V_N^{\lambda\mu}(r,\alpha) = v^N(r) \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\Omega), \qquad (5.32)$$

е

$$v^{N}(r) = -\left(\frac{\partial}{\partial r}V_{N}(r-R_{0})\right)R_{0},$$
(5.33)

constituem a deformação do potencial nuclear.

## 5.2.2 Canais Acoplados com Discretização do Continuo (CDCC)

Os núcleos fracamente ligados se podem dissociar ou quebrar facilmente devido à interação Coulombiana ou nuclear com o alvo. Quando a interação é puramente Coulombiana, esse canal de saída é comumente conhecido como dissociação Coulombiana ou *Break-up* Coulombiano. Uma forma de descrever esse processo consiste em acoplar estados do contínuo (não ligados) do projétil. Como já vimos, ao incluir estados excitados na solução do problema do espalhamento, é possível usar o formalismo de *canais acoplados* (eq. (5.27)). Em princípio, esse procedimento poderia estender-se para descrever o acoplamento com o contínuo, mas, enquanto que a função de onda dos estados ligados é normalizável e decai exponencialmente a grandes distâncias, para os estados não ligados a função de onda é oscilatória e não normalizável [27], conforme mostrado na Fig. 5.3. Para solucionar esse problema surgiu a ideia



Figura 5.3: Desenho esquemático das funções de onda de um estado ligado e um não ligado.

de se usar uma representação discreta do contínuo em termos de um conjunto de funções tal que sejam normalizáveis (*Continuum Discretized Coupled Channel -CDCC*)[28]. A discretização do contínuo é feita dividindo-se o continuo em faixas de energia, denominadas *bins*. Dependendo da largura  $\Gamma$  de cada *bin*, é definida uma função de onda

$$\psi_{\ell}(r) = N \int_{E_r - \Gamma/2}^{E_r + \Gamma/2} \phi_E(r) f(E) dE, \qquad (5.34)$$

 $\operatorname{com}$ 

$$\int_0^R |\psi_\ell(r)|^2 dr = 1 \quad \text{e} \quad N^2 = \frac{1}{\int |f(E)|^2 dE}.$$
(5.35)

As funções  $\phi_E(r)$  são auto-estados de um potencial que independe da energia, e a função f(E) é escolhida de forma a garantir a normalização da função de onda para um raio R suficientemente grande. Nos cálculos de *CDCC* é necessário descrever a interação entre o alvo e o projétil adequadamente, considerando o modelo de *cluster*. O projétil que é fracamente ligado, seria então descrito por um caroço e um fragmento (ver Fig. 5.4), logo, é preciso conhecer o potencial de interação entre cada um desses corpos e o alvo, a fim de construir o potencial total de interação (eq. (5.27))

$$V_{\alpha,\alpha'} = \langle \alpha | V_{c,A} + V_{p,A} | \alpha' \rangle, \tag{5.36}$$

assim como a energia de ligação do projétil (caroço-fragmento).



Figura 5.4: Desenho esquemático da interação entre *cluster* formado pelo caroço e o fragmento, e o alvo. Nos cálculos de *CDCC* há que ter-se em conta três potenciais: caroço-alvo, fragmento-alvo e caroço-fragmento (energia de ligação).

# ANÁLISE

A análise dos dados experimentais do presente trabalho, que consiste basicamente em distribuições angulares do processo de espalhamento elástico, foi realizada utilizando dois formalismos, o do modelo ótico e o de canais acoplados. Na análise com o modelo ótico são testados múltiplos potenciais da literatura em cada uma das distribuições elásticas, além do potencial de dupla convolução de São Paulo. No cálculo de canais acoplados são incluídos, em cada caso, os canais de saída mais prováveis. Sendo assim, para os núcleos fracamente ligados foi adotado um acoplamento com o contínuo (CDCC), posto que o canal de *break-up* para esses núcleos é de grande importância. No caso do  $^{10}$ Be, que é um núcleo fortemente ligado, são acoplados os principais estados ligados, de acordo com a descrição do modelo de excitação coletiva. Finalmente, é feita uma sistemática de seção de choque total de reação com várias partículas leves espalhadas em  $^{12}$ C, em função da energia.

# 6.1 O Modelo Ótico

O espalhamento entre dois núcleos é um problema complexo que envolve a interação entre múltiplos corpos e de diversos canais de saída. No entanto, existem alguns modelos que reduzem o problema a uma interação efetiva, a fim de obter uma descrição média. Essa é exatamente a ideia do modelo ótico, formular um potencial de interação entre o alvo e projétil que descreva em média a perda de fluxo no canal elástico pela influência de outros canais de reação. Tal processo é comparável à entrada de uma onda de luz numa esfera de vidro cujo índice de refração varia com a posição radial. O aparecimento de reações corresponde a uma absorção da onda no interior da esfera (núcleo) [29]. Isso pode ser levado em conta introduzindo um termo imaginário no potencial

$$V_{\rm opt} = V(r) + iW(r), \tag{6.1}$$

deixando assim todos os processos não elásticos (de absorção) a cargo da parte imaginária do potencial, W(r). No presente trabalho estudamos dois tipos de potencial ótico para descrever as distribuições angulares do canal elástico: o potencial de tipo Woods-Saxon e o potencial de dupla convolução de São Paulo.

### 6.1.1 Potencial de Woods-Saxon

O potencial de Woods-Saxon é bastante utilizado para simular o potencial nuclear. Esse tipo de potencial tem três parâmetros livres: a profundidade  $(V_0)$ , o raio  $(R_v)$  e a difusividade  $(a_v)$ . Considerando a parte real e imaginária desse potencial, a forma desse potencial é dada por:

$$V(r) = -V_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_v}{a_v}\right) \right]^{-1}, \qquad (6.2)$$

$$W(r) = -W_0 \left[ 1 + \exp\left(\frac{r - R_w}{a_w}\right) \right]^{-1}.$$
(6.3)

Assim, toda a descrição dos processos físicos do espalhamento está nos seis parâmetros livres desse potencial complexo. Na Fig. 6.1 podemos ver a dependência funcional com o raio, da parte real e imaginária do potencial ótico, com seus respetivos parâmetros. Para um determinado sistema, os parâmetros do potencial ótico são ajustados para descrever a distribuição elástica experimental, mas, para obter um bom ajuste é necessário uma grande quantidade de dados experimentais (graus de liberdade). Devido ao fato de que algumas das distribuições experimentais do presente trabalho não tem o número suficiente de graus de liberdade para fazermos um ajuste do potencial de Woods-Saxon, usamos potenciais já determinados para sistemas que envolvem projéteis de massa próxima, também espalhados em alvo de carbono.

Ao encontrar o respetivo potencial para o sistema estudado, usamos o código *FRESCO* [30] para calcular numericamente a seção de choque elástica e assim comparar com os dados experimentais. No presente trabalho foram utilizados potenciais óticos das partículas: <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li, <sup>9</sup>Be, <sup>10</sup>B e <sup>11</sup>B, a fim de estudar o espalhamento elástico dos núcleos radioativos <sup>7</sup>Be e <sup>10</sup>Be, além do núcleo estável <sup>9</sup>Be. A seguir temos a análise com o modelo ótico para cada sistema.



Figura 6.1: Representação da parte real e imaginária do potencial ótico com a fórmula de Woods-Saxon.

#### 6.1.1.1 $^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$

A distribuição angular do espalhamento elástico de <sup>7</sup>Be em alvo de <sup>12</sup>C pode ser vista na Fig. 6.2(a), cada uma das linhas corresponde a uma distribuição elástica calculada a partir de um potencial ótico da Tabela 6.1. O potencial WS-1 provém do espalhamento de <sup>7</sup>Li em



Figura 6.2: Seção de choque diferencial para o espalhamento elástico do sistema  ${}^{12}C({}^{7}Be,{}^{7}Be){}^{12}C$  a uma energia  $E_{lab} = 18.8$  MeV. Os dados experimentais estão divididos em duas partes: medidas em Notre Dame (ND) e medidas em São Paulo (SP). As linhas correspondem ao cálculo numérico com três potenciais óticos de Woods-Saxon da Tabela 6.1

 $^{12}$ C a 21 MeV e a distribuição angular resultante do cálculo com esse potencial ajusta-se com  $\chi^2_{red} = 5.99$ . Ela descreve corretamente os dados experimentais até 30 graus, para ângulos mais traseiros a seção de choque teórica apresenta menor absorção do canal elástico que os valores experimentais. O potencial WS-2 vem do sistema <sup>9</sup>Be + <sup>12</sup>C à energia de 20 MeV, a distribuição angular calculada com esse potencial está mais perto dos dados experimentais ( $\chi^2_{red} = 2.81$ ), mas ainda, os dados acima de 40 graus não são descritos. O terceiro potencial, WS-3, é um potencial ótico ajustado aos presentes dados experimentais ( $\chi^2_{red} = 0.59$ ). Embora as três distribuições sejam visualmente diferentes, quando graficamos a matriz de espalhamento de cada caso, Fig. 6.2(b) , vemos que os resultados são muito similares: o momento angular grazing ( $|S_\ell|=0.5$ ) para os três casos é aproximadamente  $\ell_g \simeq 9\hbar$ , a norma das três matrizes toma o valor de 1.0 a partir do momento angular  $\ell_c \simeq 15\hbar$ , e igualmente, as seções de choque de reação são comparáveis nos três casos (Tabela 6.1).

## 6.1.1.2 ${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$

O <sup>9</sup>Be foi um dos contaminantes do feixe de <sup>10</sup>Be. Como tinha uma boa intensidade pudemos obter também uma distribuição angular de espalhamento elástico para esse sistema. A fim de completar a distribuição angular, consideramos também os dados da Ref. [31], obtidos com a mesma energia,  $E_{\text{lab}} = 26$  MeV. Na Fig. 6.3(a) pode-se ver a distribuição angular do espalhamento elástico do <sup>9</sup>Be em alvo de <sup>12</sup>C. O potencial WS-4 é o mesmo potencial



(a) Seção de choque diferencial, razão com Rutherford.

(b) Norma da matriz de espalhamento,  $S_{\ell}$ 

Figura 6.3: Seção de choque diferencial para o espalhamento elástico do sistema  ${}^{12}C({}^{9}Be, {}^{9}Be){}^{12}C$ , dados experimentais, dados da literatura e cálculo com três potenciais óticos de Woods-Saxon da Tabela 6.1.

ótico ajustado nos dados da literatura (Ref. [31]), enquanto WS-5 corresponde ao sistema <sup>7</sup>Li + <sup>12</sup>C a 21 MeV, e o potencial WS-6 vem do sistema <sup>11</sup>B + <sup>12</sup>C a energia de 28 MeV. O potencial WS-4 por óbvias razões é o que melhor ajusta os dados experimentais ( $\chi^2_{red} = 4.38$ ). O potencial WS-5 reproduz em média a distribuição angular experimental com  $\chi^2_{red} = 9.69$ , mas, em ângulos traseiros não descreve as oscilações dos dados experimentais. O potencial WS-6 é coerente ao potencial WS-4 e reconstrói uma distribuição angular similar. Analisando a norma da matriz de espalhamento desses potenciais (Fig. 6.3(b)) vemos que a tendência de WS-4 e WS-6 é a mesma, e de igual momento angular grazing  $\ell_g \simeq 11 \hbar$ , enquanto que WS-5 está afastada da norma das outras matrizes em  $\Delta \ell \simeq 1 \hbar$ , e porém se obtém uma menor seção de reação que com os outros dois potenciais.

#### 6.1.1.3 ${}^{10}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$

A distribuição angular do espalhamento elástico para o sistema <sup>10</sup>Be + <sup>12</sup>C foi medida a 23.2 MeV (energia de laboratório). Analisamos essa distribuição com outros três potenciais: WS-7 obtido de uma análise para o sistema <sup>10</sup>B + <sup>12</sup>C a 18 MeV, WS-8 do sistema <sup>7</sup>Li + <sup>12</sup>C a 21 MeV, e WS-9 com parâmetros ajustados à distribuição experimental. Na Fig. 6.4(a) mostramos a seção de choque experimental com os cálculos teóricos dos três potenciais óticos. Cada um desses potenciais descreve corretamente nossos dados experimentais já que até 50



Figura 6.4: Seção de choque diferencial para o espalhamento elástico do sistema  ${}^{12}C({}^{10}Be, {}^{10}Be){}^{12}C$ , dados experimentais e cálculo com três potenciais óticos de Woods-Saxon da Tabela 6.1.

graus as três distribuições teóricas têm comportamentos similares, resultado que é conferido a partir das matrizes de espalhamento (Fig. 6.4(b)), onde o momento angular *grazing* das

WS	V	$r_v$	$a_v$	$W_{vol}$	$r_w$	$a_w$	$r_C$	$\chi^2_{red}$	$\sigma_R$	$\operatorname{Sistema}$	Ref.
	[MeV]	[fm]	[fm]	[MeV]	[fm]	[fm]	[fm]		[mb]		
$1^a$	152.00	0.65	0.77	8.55	1.22	0.89	0.59	5.99	1224	$^{7}\mathrm{Li}+^{12}\mathrm{C}$	[32]
$2^a$	33.69	1.00	0.92	6.53	1.56	0.49	0.65	2.81	1278	$^9\mathrm{Be}+^{12}\mathrm{C}$	[33]
$3^a$	94.18	1.26	0.60	59.84	1.48	0.20	1.48	0.59	1224	nesse trab.	—
$4^b$	60.00	1.18	0.60	32.60	1.18	0.60	0.63	4.38	1428	$^9\mathrm{Be}+^{12}\mathrm{C}$	[31]
$5^b$	141.40	0.85	0.59	13.60	1.04	0.90	1.31	9.69	1288	$^{7}\mathrm{Li}+^{12}\mathrm{C}$	[32]
$6^b$	100.00	1.23	0.48	17.00	1.30	0.26	1.45	6.75	1327	$^{11}{ m B}{+}^{12}{ m C}$	[32]
$7^c$	100.00	1.15	0.50	10.00	1.30	0.22	1.40	2.66	1182	$^{10}{ m B}{+}^{12}{ m C}$	[32]
$8^c$	152.00	0.61	0.77	8.85	1.15	0.89	0.56	0.69	1281	$^{7}\mathrm{Li}+^{12}\mathrm{C}$	[32]
$9^c$	32.35	0.89	0.85	5.77	1.37	0.36	0.62	0.19	1004	nesse trab.	_

distribuições está entre 9 e 10  $\hbar$ .

<sup>*a*</sup>usado nos dados de <sup>7</sup>Be; <sup>*b*</sup>usado nos dados de <sup>9</sup>Be; <sup>*c*</sup>usado nos dados de <sup>10</sup>Be

Tabela 6.1: Parâmetros dos potenciais óticos tipo Woods-Saxon usados. Todos os raios são da forma  $R_x = r_x (A_t^{1/3} + A_p^{1/3}).$ 

Depois de avaliar os potenciais óticos para cada uma das distribuições, podemos analisar a seção de choque de reação em função do momento angular, já que os cálculos numéricos são feitos por ondas parciais e nos fornecem informações para cada momento angular. Na Fig. 6.5 podemos ver a seção de choque de reação como função do momento angular para os isótopos de berílio no presente trabalho, usando o potencial ótico de menor  $\chi^2_{red}$  da Tabela 6.1. A área em baixo de cada distribuição é a seção de choque total de reação, e o valor máximo



Figura 6.5: Seção de choque de reação para em função do momento angular.

está associado ao raio de absorção forte [26], que é obtido a partir da aproximação

$$\lambda \simeq \frac{\ell_g + \frac{1}{2}}{k}.$$

Com essa equação foram calculados os raios de absorção forte para cada um dos sistemas. No espalhamento do <sup>7</sup>Be, o raio de absorção foi  $R_a = 5.02$  fm. Do sistema <sup>9</sup>Be + <sup>12</sup>C se obteve um raio de  $R_a = 5.46$  fm, o qual é esperado, já que o <sup>9</sup>Be é um núcleo mais pesado. Enquanto para o <sup>10</sup>Be, curiosamente, o raio de absorção é menor que para os outros dois sistemas,  $R_a = 4.65$  fm. Isso pode ser devido ao fato que o núcleo de <sup>10</sup>Be é fortemente ligado e de menor extensão de matéria que seus isótopos de menor massa nuclear, que são fracamente ligados, tal como o sustenta as medidas experimentais dos respectivos raios nucleares [34].

## 6.1.2 Potencial de São Paulo

O potencial de São Paulo é um potencial de dupla convolução (*double folding*) entre as densidades nucleares do projétil e o alvo, da forma

$$V_F = \int \rho_1(r_1)\rho_2(r_2)v_{NN}(\overrightarrow{R} + \overrightarrow{r_2} - \overrightarrow{r_1})d\overrightarrow{r_1}d\overrightarrow{r_2}, \qquad (6.4)$$

onde  $\rho$  é a densidade,  $v_{NN}$  é o potencial efetivo entre dois núcleons, dada pela aproximação de alcance zero  $v_{NN}(\vec{r}) \simeq V_0 \delta(\vec{r})$ , e o subíndice (1 ou 2) indica se trata-se do alvo ou projétil. Na Fig. 6.6 podemos ver uma representação das coordenadas na interação double folding, onde o desenho sugere que a interação é construída pela ação dos constituintes do alvo e projétil. As densidades usadas no potencial de São Paulo foram obtidas a partir de



Figura 6.6: Representação das coordenadas da interação double folding.

uma extensa sistemática com dados experimentais e cálculos com o modelo Dirac-Hartre-Bogoliubov [22], a fim de achar a densidade nuclear baseada nos dois parâmetros de uma distribuição de Fermi (2pF), a difusibilidade (a) e o raio (r). Assim, o potencial de São Paulo é calculado a partir das densidades de distribuição de Fermi com parâmetros dados pela sistemática,

$$\overline{a} = 0.56 \text{ fm}$$
  $r_m = 1.31A^{1/3} - 0.84$ 

Na Fig. 6.7(a) apresenta-se a densidade de massa dos isótopos <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be, calculada com a sistemática interna do potencial de São Paulo. Há uma leve separação entre as densidades devido ao aumento do raio de massa, mas, ao fazer a diferença da densidade de massa com a densidade de carga, é possível distinguir a distribuição de nêutrons de cada isótopo (Fig. 6.7(b)). A área de cada distribuição corresponde ao número de nêutrons de cada isótopo e o raio do valor máximo está relacionado com o raio de nêutrons.



Figura 6.7: Densidades dos isótopos de berílio, calculada com os valores da sistemática para a distribuição 2pF.

Com o potencial de São Paulo é possível criar um potencial ótico, fazendo uma suposição empírica, tal que a parte real seja o potencial de São Paulo com um peso  $N_r$  e a parte imaginária com um peso  $N_i$ , ou seja

$$V_{opt} = N_r V_F + i N_i V_F, ag{6.5}$$

com  $N_r$  e  $N_i$  números reais e  $V_F$  o potencial de São Paulo.

A partir desse potencial ótico analisaremos os dados experimentais em três casos:  $N_r = 1.00$  e  $N_i = 1.00$ ,  $N_r = 1.00$  e  $N_i = 0.78$  conforme ao estudo sistemático da Ref. [35], e  $N_{r,i}$  ajustados para cada distribuição.



Figura 6.8: Potencial ótico em isótopos de berílio, com o potencial de São Paulo.

Na Fig. 6.8 podemos ver as distribuições angulares do espalhamento elástico dos sistemas <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be e <sup>10</sup>Be em alvo de <sup>12</sup>C, com as três distribuições dos potenciais óticos. Para  $N_r =$ 1.00 e  $N_i = 0.78$ , a seção de choque calculada descreve em média os dados experimentais de todas as distribuições. No caso  $N_r = 1.00$  e  $N_i = 1.00$ , da Fig. 6.8(a), o potencial ótico tem uma menor perda de fluxo no canal elástico que os outros potenciais, mas, nas outras duas distribuições (Fig. 6.8(b) e Fig. 6.8(c)) os dados experimentais são bem descritos por esse potencial. A terceira distribuição calculada resulta de um ajuste dos dois parâmetros livres do potencial ótico  $(N_{r,i})$ , porém, os valores encontrados não são comuns nos três sistemas.

Na Tabela 6.2 temos a lista dos valores usados para  $N_r$  e  $N_i$  com os respetivos  $\chi^2$  da análise dos dados experimentais usando o modelo ótico com o potencial de São Paulo.

Sistema	$N_r$	$N_i$	$\chi^2_{red}$	$\sigma_R \; [\mathrm{mb}]$
$^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	1.00	0.78	5.75	1138
$^{7}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	1.00	1.00	7.35	1172
$^{7}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	1.20	0.57	3.42	1134
${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	1.00	0.78	5.02	1340
${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	1.00	1.00	3.93	1382
${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	1.16	1.18	3.58	1492
$^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	1.00	0.78	1.72	1334
$^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	1.00	1.00	1.21	1373
$^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	0.48	0.43	0.29	1141

Tabela 6.2: Resultado do modelo ótico com o potencial de São Paulo.

## 6.2 Canais Acoplados

A fim de obtermos informação sobre alguns dos possíveis canais de reação nos diferentes sistemas analisados, é necessário refinar o cálculo incluindo outros canais diferentes do elástico. Para os núcleos fracamente ligados <sup>7</sup>Be e <sup>9</sup>Be, onde esperamos que o *break-up* seja um canal importante, fizemos cálculos de CDCC. Para o <sup>10</sup>Be, que é fortemente ligado, são acoplados os dois primeiros canais de transição quadrupolar. A seguir discutiremos os resultados obtidos para cada sistema.

## 6.2.1 $^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$

O <sup>7</sup>Be é considerado como um *cluster* de duas partículas, <sup>4</sup>He + <sup>3</sup>He, com energia de ligação de 1.59 MeV. O acoplamento com o contínuo é feito até uma energia de 5 MeV acima do limiar, a fim de incluir a região de maior importância da função de excitação, e em *bins* de momentos angulares  $\ell = 0, 1, 2$ . Os *bins* com momentos angulares 0 e 1, tem largura de  $\Gamma = 0.5$  MeV, e para  $\ell = 2$ , a largura foi aumentada a  $\Gamma = 1.0$  MeV. A interação entre o projétil e o alvo além do potencial de Coulomb, está composta pela interação de três corpos: caroço, fragmento e alvo; que também é chamada interação *cluster-folding*. Esses potenciais são:

• Caroço-Alvo. O modelo ótico com o potencial de São Paulo

$$V_{c,A} = (1.00 + 0.78i)V_F$$

• Fragmento-Alvo. Potencial de Woods-Saxon tomado da Ref. [32], de parâmetros

V = 125.40 MeV,  $R_v = 2.72$  fm,  $a_v = 0.68$  fm,

W = 12.50 MeV,  $R_w = 2.72$  fm,  $a_w = 0.68$  fm

• Caroço-fragmento. Potencial real de tipo Woods-Saxon

$$V = 106.80$$
 MeV,  $R_v = 3.38$  fm,  $a_v = 0.56$  fm,

Aqui os raios são definidos por  $R_x = r_x(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ . A Fig. 6.9(a) mostra os resultados dos cálculos CDCC para <sup>7</sup>Be + <sup>12</sup>C. A linha azul corresponde ao acoplamento total com o contínuo, enquanto que a linha vermelha é o cálculo sem acoplamento. Como é possível verificar, a influência do acoplamento com o contínuo tem uma pequena contribuição na seção de choque elástica, ou seja, que a interação *cluster-folding* também reproduz os dados experimentais. Na Fig. 6.9(b) podemos ver a seção de choque do canal do *break-up*. Como é esperado, esse canal de saída tem maior importância em ângulos dianteiros, e curiosamente, em torno de 20 graus há uma interferência construtiva na distribuição.

Nos cálculos de CDCC o potencial complexo  $U_{OM}$  que reproduziria o espalhamento elástico, é composto de três termos

$$U_{OM} = V_C + U_{bare} + U_{DPP},\tag{6.6}$$

onde  $V_C$  é a interação Coulombiana,  $U_{bare}$  corresponde à interação *cluster-folding* de caroçoalvo e fragmento-alvo

$$U_{bare} = \langle \phi_{gs} | V_{f,t} + V_{c,t} | \phi_{gs} \rangle,$$

com  $\phi_{gs}$  a função de onda do estado fundamental do projétil. O último termo,  $U_{DPP}$ , é o potencial de polarização (*Dynamic Polarization Potential*), que simula todos os efeitos de



Figura 6.9: Resultados do cálculo de CDCC do <sup>7</sup>Be.

acoplamento com o contínuo [36]. O potencial de polarização é calculado dentro do programa FRESCO, a partir da solução das equações acopladas [37]. O potencial de polarização resultante depende do momento angular, mas, a fim de eliminar essa dependência, é feita uma média ponderada desse potencial. O potencial de polarização médio é chamado de *Trivially Local Polarization* (TLP), que é a representação estudada no presente trabalho. Na Fig. 6.10 podemos ver o potencial de polarização devido aos efeitos do acoplamento com o contínuo, tanto a parte real como a imaginária. O potencial real é repulsivo nas vizinhanças do raio de absorção, ou seja, há uma forte absorção do potencial *bare* na superfície de interação entre o alvo e o projétil [38]. Para raios maiores ( $\gtrsim 10$  fm) esse potencial passa de repulsivo a atrativo, o qual é sinal da parte dipolar da interação Coulombiana. Por sua vez, a componente imaginária do potencial de polarização é atrativa e estende-se até grandes raios, assim como o potencial *bare*.

## 6.2.2 $^{8}B + {}^{12}C$

Para compararmos melhor o efeito de *break-up*, analisamos também a distribuição angular para o sistema  ${}^{8}\text{B}$  +  ${}^{12}\text{C}$  . O  ${}^{8}\text{B}$  pode ser considerado como sendo formado por um *cluster* dado p +  ${}^{7}\text{Be}$ , com energia de ligação de 0.14 MeV. Essa energia de ligação é bem menor que o  ${}^{7}\text{Be}$  e é esperado que o efeito do *break-up* seja mais pronunciado. A distribuição angular experimental desse sistema, a uma energia de 25.8 MeV, foi obtida da Ref.[7]. No presente cálculo de CDCC, o acoplamento com o contínuo é feito até uma energia de 6 MeV acima do limiar, e em *bins* de momentos angulares  $\ell = 0, 1, 2$ . Os *bins* com momentos angulares 0



Figura 6.10: Potencial de polarização (TLP) do sistema  $^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$ 

e 1, tem largura de  $\Gamma = 0.5$  MeV, e para  $\ell = 2$ , a largura foi  $\Gamma = 1.0$  MeV. A interação entre o projétil e o alvo está composta pela interação dos três corpos:

• Interação caroço-alvo, potencial de São Paulo

$$V_{c,A} = (1.00 + 0.78i)V_F$$

 Interação fragmento-alvo, potencial de superfície do tipo Woods-Saxon tomado da Ref. [32], de parâmetros

> V = 50.50 MeV,  $r_v = 1.40$  fm,  $a_v = 0.40$  fm,  $W_{sup} = 3.18$  MeV,  $r_w = 1.05$  fm,  $a_w = 0.40$  fm  $V_{so} = 5.50$  MeV,  $r_{so} = 1.20$  fm,  $a_{so} = 0.40$  fm

• Interação caroço-fragmento, potencial real do tipo Woods-Saxon

V = 45.00 MeV,  $r_v = 2.39$  fm,  $a_v = 0.48$  fm,  $V_{so} = 4.89$  MeV,  $r_{so} = 1.20$  fm,  $a_{so} = 0.40$  fm

A Fig. 6.11(a) mostra os resultados dos cálculos de CDCC para  ${}^{8}B + {}^{12}C$ . A influência do acoplamento ao contínuo tem ainda uma pequena contribuição na seção de choque elástica, de maior influência que no caso anterior ( ${}^{7}Be + {}^{12}C$ ). Isso pode ser verificado na comparação das seções de choque do *break-up* (Fig. 6.11(b)), onde, claramente, o  ${}^{8}B$  por ser


Figura 6.11: Resultados do cálculo CDCC do <sup>8</sup>B.

mais fracamente ligado, tem maior probabilidade de quebrar-se que o <sup>7</sup>Be. Graficando o potencial de polarização devido ao acoplamento ao contínuo (Fig. 6.12), observamos o mesmo comportamento na parte real. Perto do raio de absorção, o potencial é repulsivo, e na parte imaginária, o potencial é atrativo e estende-se até longas distâncias, igual ao potencial *bare*.



Figura 6.12: Potencial de polarização (TLP) do sistema  ${}^{8}B + {}^{12}C$ 

### 6.2.3 Efeito do break-up do <sup>8</sup>B v.s. <sup>7</sup>Be

A fim de comprovar que o efeito do *break-up* no <sup>8</sup>B é maior que no <sup>7</sup>Be, conforme os resultados obtidos anteriormente, fizemos também cálculos teóricos de CDCC para outras energias nesses mesmos sistemas. Com a finalidade de determinar a importância do canal de *break*-

up, graficamos a razão entre a seção de choque de quebra  $\sigma_{bu}$ , e a a seção de choque de reação,  $\sigma_R$ , como função da energia acima da barreira Coulombiana. O resultado pode ser visto na Fig. 6.13 Efetivamente, o canal do *break-up* no sistema <sup>8</sup>B + <sup>12</sup>C tem uma maior importância que <sup>7</sup>Be + <sup>12</sup>C. Para os dois sistemas, em energias próximas da barreira Coulombiana, a quebra nuclear faz-se mais importante. Assim mesmo, ao distanciar-nos da barreira, as interações do potencial Coulombiano diminuem a importância, limitando assim, os canais de saída para esses sistemas, aos efeitos do potencial nuclear.



Figura 6.13: Cálculo teórico do break-up de <sup>8</sup>B e <sup>7</sup>Be em alvo de <sup>12</sup>C, para diferentes energias.

### 6.2.4 <sup>9</sup>Be + <sup>12</sup>C

O <sup>9</sup>Be é um núcleo estável, mas fracamente ligado. Sendo que a energia de separação de um nêutron é 1.69 MeV, resulta que o <sup>8</sup>Be é um núcleo não ligado, formado por um *cluster* de duas partículas alpha. A princípio, para uma melhor precisão dos cálculos seria necessário considerar o <sup>9</sup>Be como um *cluster* de três partículas (<sup>9</sup>Be =  $n+\alpha+\alpha$ ). No entanto, no presente trabalho consideramos a representação  $n + {}^{8}$ Be, que também nos fornece bons resultados. O núcleo de <sup>9</sup>Be tem várias ressonâncias e portanto foi necessário ter especial cuidado na discretização do contínuo. As ressonâncias  $\frac{1}{2}^{+}$ ,  $\frac{5}{2}^{-}$ ,  $\frac{5}{2}^{+}$ , e  $\frac{3}{2}^{-}$  foram acopladas no cálculo como *bins* centrados na respectiva energia. À exceção das ressonâncias, o acoplamento com o contínuo se fez até uma energia de 8 MeV acima do limiar, já que a função de excitação é de menor importância a partir dessa energia, e em *bins* de momentos angulares  $\ell = 0, 1, 2, 3$ . A interação entre o projétil e o alvo foi composta pelos seguintes potenciais:

• Caroço-Alvo. O modelo ótico com o potencial de São Paulo

$$V_{c,A} = (1.00 + 0.78i)V_F$$

• Fragmento-Alvo. Potencial de superfície tipo Woods-Saxon tomado da Ref. [32], de parâmetros

$$V = 48.00 \text{ MeV}, r_v = 1.40 \text{ fm}, a_v = 0.40 \text{ fm},$$
  
 $W_{sup} = 3.2 \text{ MeV}, r_w = 1.05 \text{ fm}, a_w = 0.40 \text{ fm}$   
 $V_{so} = 5.50 \text{ MeV}, r_{so} = 1.20 \text{ fm}, a_{so} = 0.40 \text{ fm}$ 

• Caroço-fragmento. Potencial real de tipo Woods-Saxon

$$V = 110.00$$
 MeV,  $r_v = 3.43$  fm,  $a_v = 0.40$  fm,

Os resultados dos cálculos de CDCC para  ${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$  são apresentados na Fig. 6.14(a). O cálculo teórico reproduz os dados experimentais até um ângulo aproximado de 65 graus. Por outro lado, o acoplamento com o contínuo contribui levemente no espalhamento elástico, e principalmente em ângulos traseiros, onde as duas soluções têm maior separação. Na seção de choque do *break-up* (Fig. 6.14(b)) podemos observar que ao redor de 5 graus há uma maior probabilidade da dissociação do <sup>9</sup>Be em  $n + {}^{8}\text{Be}$ . Igualmente aos casos anteriores, o potencial



Figura 6.14: Resultados do cálculo CDCC do <sup>9</sup>Be.

de polarização (TLP) foi calculado, e é apresentado na Fig. 6.15. A componente real do potencial, em semelhança aos casos anteriores, é também repulsiva nas vizinhanças do raio

de absorção, e a imaginária é atrativa com um grande raio de alcance. Esse comportamento do potencial de polarização parece ser uma assinatura do acoplamento do contínuo para os núcleos fracamente ligados [36].



Figura 6.15: Potencial de polarização (TLP) do sistema  ${}^{9}\text{B} + {}^{12}\text{C}$ 

## 6.2.5 ${}^{10}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$

Diferentemente dos outros núcleos estudados nesse trabalho, o <sup>10</sup>Be tem uma energia de separação de um nêutron de 6.81 MeV, o que faz dele um núcleo fortemente ligado, logo, o canal de *break-up* é um canal de saída pouco provável à presente energia. Para demostrar que a dissociação Coulombiana não tem importância nesse sistema, fizemos cálculos de CDCC também para o <sup>10</sup>Be, supondo que ele seja um *cluster* de  $n + {}^{9}$ Be. Consideramos o acoplamento com o contínuo até uma energia de 5 MeV acima do limiar e em *bins* de momentos angulares  $\ell = 0, 1, 2$ . A interação entre o projétil e o alvo foi composta pelos seguintes potenciais:

• Caroço-Alvo. O modelo ótico com o potencial de São Paulo

$$V_{c,A} = (1.00 + 0.78i)V_F$$

• Fragmento-Alvo. Potencial de superfície tipo Woods-Saxon tomado da Ref. [32], de parâmetros

$$V = 48.00$$
 MeV,  $r_v = 1.40$  fm,  $a_v = 0.40$  fm,  
 $W_{sup} = 3.2$  MeV,  $r_w = 1.05$  fm,  $a_w = 0.40$  fm

$$V_{so} = 5.50 \text{ MeV}, \ r_{so} = 1.20 \text{ fm}, \ a_{so} = 0.40 \text{ fm}$$

• Caroço-fragmento. Potencial real de tipo Woods-Saxon

$$V = 110.00 \text{ MeV}, r_v = 3.84 \text{ fm}, a_v = 0.40 \text{ fm}$$

Na Fig. 6.16(a) podemos ver os resultados do cálculo CDCC, o acoplamento com o contínuo não tem efeito, já que a distribuição angular sem acoplamento (interação *cluster-folding*) não tem maior separação do caso totalmente acoplado. Mais claramente, na Fig. 6.16(b) , podemos ver que o canal do *break-up* no sistema <sup>10</sup>Be + <sup>12</sup>C não é importante, comparado os outros isótopos de berílio fracamente ligados, que tem uma seção de choque de quebra consideravelmente maior.



Figura 6.16: Resultados do cálculo CDCC do <sup>10</sup>Be.

Portanto, os canais inelásticos mais prováveis para esse sistema são alguns dos estados ligados. Na Fig. 6.17(a) podemos ver o esquema de níveis do <sup>10</sup>Be com os estados ligados que envolvem transições quadrupolares. Fazendo a comparação desse esquema com os estados vibracionais induzidos por fônons de multipolaridade quadrupolar (Fig. 6.17(b)), é válido supor que esses primeiros estados do <sup>10</sup>Be fazem parte da banda vibracional. Assim, com o fim de descrever nossos dados experimentais, acoplamos os estados:  $0_{gs}^+$ ,  $2_1^+$  e  $0_1^+$ . O estado  $2_2^+$  não foi incluído em nossos cálculos devido ao fato de que o *branching* da transição,  $2_2^+ \rightarrow 0_{gs}^+$ , é menor do que 10% [19]. Logo, só as transições quadrupolares  $2_2^+ \rightarrow 0_{gs}^+$  e  $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$  foram levadas em consideração. A probabilidade reduzida de transição foram tomadas da Ref. [39],  $B(E2)(0_{gs}^+ \rightarrow 2_1^+) = 8$  W. u.,  $B(E2)(0_1^+ \rightarrow 2_1^+) = 2.5$  W. u., e a



(a) Esquema de níveis do (b) Estados vibracionais induzidos por fônons quadrupolares  $^{10}\mathrm{Be}$ 

Figura 6.17: Comparação do esquema de níveis para  $^{10}{\rm Be}$ e estados vibracionais induzidos por fônons quadrupolares.

deformação nuclear  $\delta_2 = 2.0$  fm, conforme a Ref. [40]. A partir dessas informações dos estados excitados e do potencial ótico WS-7 (ver Tabela 6.1) usado como potencial *bare*, obtemos os resultados apresentados na Fig. 6.18. Ao incluir o primeiro estado excitado, a



Figura 6.18: Cálculo de canais acoplado para o <sup>10</sup>Be.

distribuição elástica criada pelo potencial bare é fortemente afetada pela excitação coletiva

 $2_1^+$ . Depois, incluído o segundo estado excitado, que decai no  $2_1^+$ , o canal elástico perde fluxo principalmente em ângulos traseiros. O anterior pode ser confirmado na análise da Fig. 6.18(b), onde podemos ver as distribuições angulares dos canais excitados. O estado  $2_1^+$ é o estado inelástico dominante e de maior importância em ângulos dianteiros, enquanto que o estado  $0_1^+$  providencia uma perda de fluxo no canal elástico, principalmente em ângulos traseiros. A seção de choque de reação no cálculo foi 1170 mb, o que é coerente com o resultado obtido com os diferentes potencias óticos usados (ver Tabela 6.1).

# 6.3 Seção de Choque de Reação dos isótopos de berílio em carbono

As distribuições angulares para os isótopos de berílio foram obtidas em energias entre 12 e 15 MeV no sistema centro de massa. A partir da análise dessas distribuições angulares de espalhamento elástico podemos obter também a seção total de reação. Primeiramente, para fazermos uma comparação coerente dos sistemas de berílio, calculamos teoricamente, com canais acoplados, a seção de choque total de reação a energia de 15 MeV nos três sistemas, o resultado pode-se ver na Fig. 6.19. Como podemos ver, a seção de reação do sistema do



Figura 6.19: Seção de choque de reação dos sistemas  $^{7,9,10}$ Be +  $^{12}$ C.

<sup>9</sup>Be é a maior nesses sistemas, enquanto que é menor para o sistema de <sup>7</sup>Be. Posto que nos três sistemas, a dissociação Coulombiana tem uma baixa influência, então outros canais de

reação, como a transferência ou excitação dos estados ligados, estão governando a seção de choque de reação. Por exemplo, o <sup>9</sup>Be tem energia de separação de nêutron de 1.68 MeV, o que facilita a reação de transferência de nêutron. No caso do <sup>7</sup>Be, a energia de separação de próton é de 5.61 MeV, o que faz que o valor Q da reação da transferência seja maior que no caso anterior, fazendo que canais de transferência de mais de um núcleon (como o <sup>3</sup>He) sejam de maior importância. Por sua parte, o sistema de <sup>10</sup>Be tem uma energia de separação de nêutron de 6.81 MeV, e além do canal da transferência, os canais de excitação dos estados ligados tem uma forte influência na seção de choque total de reação. Cálculos teóricos [41] predizem que para o sistema <sup>11</sup>Be + <sup>12</sup>C, a seção de choque de reação é ainda maior que para o sistema <sup>9</sup>Be + <sup>12</sup>C, tal como é esperado, segundo o modelo de Glauber [42], na aproximação de absorção forte

$$\sigma_R = \pi (R_a + R_t)^2, \tag{6.7}$$

sendo  $R_a \in R_t$ , o raio nuclear do alvo e o projétil respetivamente. Logo. supondo que esses raios dependem do número de núcleons,  $R_i \sim r_0 A^{1/3}$ , esperamos que a seção de choque total de reação, nos presentes sistemas de berílio, seja sistematicamente crescente com o valor de A. Baseando-nos nessa sistemática, podemos ver que na Fig. 6.19 que existe uma discrepância na seção de choque total de reação experimental para o sistema do <sup>10</sup>Be, o que pode ser explicado pela forte energia de ligação que tem esse núcleo, em comparação de seus outros isótopos.

### 6.4 Sistemática da seção de choque total de reação

A fim de comparar a seção de choque total de reação de diferentes sistemas leves espalhados em alvo de carbono, incluindo os estudados no presente trabalho, é necessário reduzir apropriadamente cada um desses sistemas para revelar assim, a influência dos efeitos estáticos e/ou dinâmicos nos canais de reação. Por exemplo, devido ao fato de que os núcleos *halo* têm uma maior extensão radial que seus isótopos estáveis, canais de reação como a transferência ou fusão podem ser relevantes, já que há uma redução na barreira Coulombiana devido ao efeito estático. Por outro lado, nos núcleos fracamente ligados, os efeitos dinâmicos também podem afetar a seção total de reação, já que canais como o *break-up* ou transferência têm uma maior importância. No presente trabalho exploramos duas formas de representar a sistemática: a redução da seção de reação total e com a função universal. Na primeira, são eliminados os efeitos geométricos dos diferentes sistemas estudados, enquanto que na segunda forma, são eliminados os efeitos estáticos, deixando assim, somente os efeitos dinâmicos, os quais são de interesse para obter informação dos canais acoplados.

#### 6.4.1 Seção de choque reduzida

Existem diferentes formas de reduzir a seção total de reação, mas a fim de eliminar os efeitos geométricos de cada sistema, vamos primeiramente adotar a redução sugerida por Gomes *et. al.* [43]

$$\sigma_{\rm red} \to \frac{\sigma_R}{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})^2} \qquad e \qquad E_{\rm cm} \to E_{\rm red} \frac{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{Z_p Z_t},$$
 (6.8)

onde  $A_i$  é o número de núcleons do alvo ou projétil, e  $Z_i$  é o número de prótons. Com essa redução esperamos que os efeitos geométricos sejam removidos preservando as informações relacionadas aos processos físicos (efeitos dinâmicos) ou eventuais valores anômalos do raio reduzidos, como efeito halo ou skin (efeitos estáticos). Na tabela 6.3 podemos ver a seção de choque de reação para os múltiplos sistemas leves com alvo de carbono. Essa seção de choque de reação foi calculada a partir do potencial de dupla convolução de São Paulo, sendo usado como potencial ótico de amplitude real  $N_r = 1.00$  e imaginária ajustada à seção de choque elástica experimental em cada caso. Na Fig. 6.20 podemos ver o resultado da sistemática para os diferentes projéteis. A função que descreve a sistemática é a seção de choque de reação de Wong [44],

$$\sigma_R^W = R_B^2 \frac{\hbar\omega_0}{2E} \ln\left[1 + \exp\left(\frac{2\pi(E - V_B)}{\hbar\omega_0}\right)\right],\tag{6.9}$$

que é também é reduzida com a eq. (6.8), [1]

$$\sigma_{\rm red}^W = \frac{\epsilon_0 r_0^2}{2E_{\rm red}} \ln \left[ 1 + \exp\left(\frac{2\pi (E_{\rm red} - V_{\rm red})}{\epsilon_0}\right) \right],\tag{6.10}$$

onde  $R_B = r_0(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ ,  $\epsilon_0 = \hbar \omega_0 \frac{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{Z_p Z_t}$  e  $V_{\text{red}} = V_0 \frac{(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})}{Z_p Z_t}$ . Esses parâmetros livres da equação de Wong reduzida foram ajustados aos dados de nossa sistemática, obtendo  $V_{\text{red}} = 0.64(3)$ ,  $r_0 = 1.73(2)$  e  $\epsilon_0 = 0.43$ . Esses valores são comparáveis com os obtidos para uma sistemática como o projétil <sup>6</sup>He espalhado em múltiplos núcleos alvo pesados [1], que na Fig. 6.20 é representada pela linha tracejada. Como podemos ver, a seção total de



Figura 6.20: Sistemática da seção de choque total de reação reduzida para múltiplos feixes leves espalhados em alvo de carbono (Tabela 6.3).

reação para cada projétil leve espalhado em carbono é bem descrita pela mesma função da nossa sistemática, e curiosamente, para os núcleos *halo* (<sup>6</sup>He e <sup>8</sup>B), a seção de reação não se separa da sistemática que também descreve os núcleos estáveis ou mais fortemente ligados. A energias muito próximas da barreira Coulombiana ( $V_{\rm red} = 0.64(3)$ ), onde os efeitos dinâmicos são mais importantes, os núcleos fracamente ligados <sup>6</sup>Li e <sup>7</sup>Li não sofrem deslocamentos na seção de reação reduzida. Portanto, podemos concluir que os efeitos estáticos e/ou dinâmicos dos múltiplos feixes leves espalhados em alvo de carbono, não tem uma forte influencia sob a seção total de reação.

#### 6.4.2 Função universal

Devido ao fato de que alguns dos núcleos estudados na sistemática são fracamente ligados, efeitos dinâmicos podem ser de importância nas seções de reação. A fim de estudar somente os efeitos dinâmicos, devemos eliminar os efeitos estáticos da sistemática, realizando uma transformação que leve em conta as caraterísticas da barreira Coulombiana para cada sistema. Para isso, podemos supor que o potencial de interação entre alvo e projétil, perto da barreira, se comporta como uma parábola. Assim, o potencial é aproximado até segunda ordem:

$$V(r) = V(R_B) + \frac{1}{1!} \frac{dV(R_B)}{dr} (r - R_B) + \frac{1}{2!} \frac{d^2 V(R_B)}{dr^2} (r - R_B)^2 + \dots \simeq V_B + \frac{1}{2} \mu \omega_0^2 (r - R_B)^2,$$
(6.11)

com  $\mu$  a massa reduzida,  $R_B$  o raio da barreira,  $V_B$  a altura da barreira e  $\omega_0$  uma constante intrínseca da barreira. Essa transformação está baseada na equação de Wong (eq. (6.10)), com parâmetros [45]

$$x \to \frac{E_{\rm cm} - V_B}{\hbar\omega_0} \qquad \mathcal{F}(x) \to \frac{2E_{\rm cm}}{\hbar\omega_0 R_B^2} \sigma_R.$$
 (6.12)

Usando a parte real do potencial ótico para cada sistema, em raios próximos da barreira Colombiana, ajustamos o potencial a uma parábola, como é sugerido na aproximação da eq. (6.11). De tal ajuste são obtidos os parâmetros  $R_B$ ,  $V_B$  e  $\hbar\omega_0$ , para cada sistema. As seções de choque transformadas podem ser comparadas com a função de Wong adimensional

$$UF = \mathcal{F}_0(x) = \ln[1 + e^{(2\pi x)}], \qquad (6.13)$$

que também é chamada *função universal*. Na Fig. 6.21 podemos ver a sistemática para os diferentes projéteis leves espalhados em carbono, sem efeitos estáticos. Como podemos ver,



Figura 6.21: Sistemática da seção de choque total de reação para múltiplos feixes leves espalhados em alvo de carbono, usando a a função universal de reação. Os parâmetros usados estão na Tabela 6.3.

todos esses sistemas tem uma tendência similar, guiada pela função universal, tanto para os núcleos fracamente ligados como para os fortemente ligados. Esse comportamento é diferente

dos resultados obtidos para núcleos fracamente ligados espalhados em alvos pesados [45, 46], já que em energias próximas da barreira, esses núcleos sofrem um aumento na seção total reação. Logo, os efeitos dinâmicos na presente sistemática são pouco influentes na seção total de reação. O anterior foi também comprovado nesse capítulo com a análise de CDCC para os diferentes núcleos fracamente ligados espalhados em carbono, de onde se obteve que o acoplamento com o contínuo (canal do *break-up*) foi de menor importância que para sistemas com alvos mais pesados.

Sistema	$E_{\rm c.m.}$ [MeV]	$R_B$ [fm]	$V_B$ [MeV]	$N_i$	$\sigma_R[{ m mb}]$	Ref.
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	5.86	8.04	1.98	0.78	1206.00	47
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	6.12	8.04	1.98	0.78	1226.00	[1]
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	6.60	8.04	1.98	0.78	1189.00	[1]
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	12.00	8.03	1.98	0.70	1368.00	[48]
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	3.00	7.83	3.06	0.78	169.40	[49]
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	6.00	7.83	3.06	0.80	891.30	[50]
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	7.30	7.83	3.06	0.38	978.00	[50]
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	16.00	7.82	3.06	0.78	1288.00	[51]
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	20.00	7.81	3.07	0.75	1292.00	[51]
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	2.84	7.95	3.01	0.78	139.40	[49]
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	6.95	7.95	3.01	0.88	1071.00	[50]
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	8.21	7.95	3.01	0.80	1160.00	[50]
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	9.47	7.95	3.01	0.94	1248.00	[50]
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	13.26	7.95	3.01	0.84	1336.00	[50]
$^{8}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	14.34	8.03	2.97	0.78	1405.00	[52]
$^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	11.87	7.77	4.11	0.78	1138.00	presente trabalho
$^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	12.00	7.98	3.99	0.96	1289.00	[31]
$^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	14.90	7.98	3.99	0.99	1381.00	presente trabalho
$^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	12.66	8.05	3.94	0.78	1334.00	presente trabalho
$^{8}B + {}^{12}C$	15.48	7.74	5.16	0.78	1171.00	presente trabalho
$^{11}B + ^{12}C$	5.40	8.02	4.95	1.00	298.00	[53]
$^{11}B + ^{12}C$	6.50	8.02	4.95	1.00	573.80	[53]
$^{11}B + ^{12}C$	7.20	8.02	4.95	1.00	716.40	[53]
$^{11}B + ^{12}C$	8.60	8.02	4.95	1.00	930.60	[53]
$^{11}B + ^{12}C$	11.50	8.02	4.95	1.00	1192.00	[53]
$^{11}B + ^{12}C$	14.00	8.02	4.95	1.00	1361.00	[53]
$^{11}B + ^{12}C$	25.57	8.02	4.95	0.41	1356.00	[54]
$^{11}B + ^{12}C$	26.00	8.02	4.95	1.00	1582.00	[53]

Tabela 6.3: Parâmetros de diferentes partículas leves espalhadas em carbono. Esses parâmetros foram obtidos com o potencial de São Paulo, sendo  $N_r = 1.00$  e  $N_i$  ajustado.

Sistema	$E_{\rm red}$	$\sigma_{ m red}$	x	$\mathcal{F}(x)$
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	2.00	71.52	3.79	19.28
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	2.09	72.71	1.46	8.24
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	2.26	70.52	1.56	8.75
$^{6}\text{He} + {}^{12}\text{C}$	4.10	81.13	1.74	9.15
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	0.68	10.05	-0.02	0.64
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	1.37	52.86	1.14	6.74
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	1.66	58.00	1.64	9.02
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	3.65	76.39	5.48	28.52
$^{6}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	4.56	76.63	6.65	33.27
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	0.66	7.90	-0.06	0.45
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	1.62	60.66	1.42	8.51
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	1.92	65.70	1.89	10.95
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	2.21	70.68	2.34	13.58
$^{7}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	3.09	75.66	3.72	20.36
$^{8}\text{Li} + {}^{12}\text{C}$	3.42	76.37	3.90	21.45
$^{7}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	2.08	64.45	2.89	16.66
${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	2.18	67.52	2.64	15.97
${}^{9}\text{Be} + {}^{12}\text{C}$	2.71	72.34	3.60	21.34
$^{10}\text{Be} + ^{12}\text{C}$	2.34	67.56	2.72	16.28
$^{8}B + {}^{12}C$	2.21	63.65	3.69	21.62
$^{11}B + {^{12}C}$	0.81	14.63	0.13	1.50
$^{11}B + {^{12}C}$	0.98	28.17	0.46	3.47
$^{11}B + {^{12}C}$	1.08	35.17	0.67	4.80
$^{11}B + {^{12}C}$	1.29	45.69	1.09	7.44
$^{11}B + {^{12}C}$	1.73	58.52	1.96	12.75
$^{11}B + ^{12}C$	2.11	66.82	2.71	17.72
$^{11}B + ^{12}C$	3.84	66.58	6.17	32.25
$^{11}B + ^{12}C$	3.91	77.67	6.30	38.26

Tabela 6.4: Valores das seções de choque reduzidas da Fig. $6.20~{\rm e}$  Fig.6.21 .

# CONCLUSÕES

Nesse trabalho estudamos as distribuições elásticas em alvo de carbono dos isótopos <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be, <sup>10</sup>Be. Analisamos cada uma das distribuições angulares com diferentes potenciais óticos, de Woods-Saxon e com o potencial *double Folding* de São Paulo. Da análise observamos que, nesses sistemas leves, o potencial ótico de um determinado sistema pode ser usado para descrever, de igual forma, outros sistemas com projétil de massa próxima. Usando o potencial São Paulo, vimos que todos os sistemas estudados foram bem descritos com as amplitudes do potencial ótico  $N_r = 1.00$  e  $N_i = 0.78$ .

Uma análise mais detalhada foi feita com cálculos de canais acoplados em cada caso, a fim de obter informações importantes de outros canais de reação. Para os núcleos fracamente ligados <sup>7</sup>Be e <sup>9</sup>Be, juntamente com dados de <sup>8</sup>B (da Ref. [7]), foi acoplado o contínuo, segundo o formalismo do CDCC, enquanto que para o <sup>10</sup>Be se mostrou que esse acoplamento com o contínuo não é relevante, justamente devido ao fato desse ser um núcleo fortemente ligado. Assim, pudemos ver que o canal de *break-up* (Coulombiano) nesses sistemas leves não tem uma forte importância. Além disso, baseados nos resultados experimentais, foram realizados alguns cálculos em outras energias, dos quais se obteve que o *break-up* é mais significativo no sistema do <sup>8</sup>B que para os sistemas de berílio estudados. Porém, verificamos que esse canal de saída tem maior influência em energias muito próximas a da barreira Coulombiana.

As distribuições angulares experimentais dos isótopos de berílio foram medidas em energias em torno de  $E_{\rm cm} = 14$  MeV, mas, com a finalidade de comparar esses três sistemas, foram feitos cálculos de canais acoplados numa energia  $E_{\rm cm} = 15$  MeV, para cada caso. Considerando o modelo de Glauber (aproximação de absorção forte) onde a seção de reação é dada na forma  $\sigma_r \cong \pi (R_p + R_t)^2$ , a seção de choque de reação cresceria com o número de núcleons do projétil. Verificamos que isso é válido para os isótopos de <sup>7</sup>Be, <sup>9</sup>Be e <sup>11</sup>Be (da Ref. [41]), mas não para o <sup>10</sup>Be, onde a seção de reação é consideravelmente menor do que se esperava. Portanto, é razoável concluir que em baixas energias, os canais de reação são afetados pela estrutura interna dos núcleos interagentes.

Analisamos a seções de reação de reação de múltiplas partículas leves espalhadas em carbono, a partir das sistemáticas baseadas em: a seção de choque reduzida e a função universal. Nos dois casos, as funções reduzidas descreveram corretamente as seções de reação para todos esses sistemas, e inclusive, para as partículas *halo* como <sup>6</sup>He e <sup>8</sup>B. Portanto, nas partículas leves espalhadas em carbono, os efeitos estáticos e/ou dinâmicos não têm uma forte influência sob a seção total de reação.

No presente trabalho, foi testado o pacote GEANT4 para a simulação do sistema RIBRAS em diferentes etapas. As simulações foram coerentes com os resultados experimentais, o que torna viável o uso do programa durante o experimento e na etapa de redução dos dados. Esse tipo de simulação será de grande ajuda em futuros projetos do RIBRAS, como a abertura da segunda câmera de espalhamento e a construção do alvo gasoso refrigerado. Para essa última parte, será necessário aperfeiçoar a obtenção das seções de choque íon-íon em baixas energias, a fim de obter melhores resultados.

# Apêndice 1

A partir do potencial escala, r devido a presença do solenoide, é possivel obter a aproximação linear da componente longitudinal do campo magnético [55]

$$B_s = \frac{cp}{e} A'_{00},\tag{7.1}$$

com  $\frac{cp}{e}$  a rigidez magnética e  $A'_{00}$  um coeficiente que depende da posição da partícula. As compotentes transversais são

$$B_r = -\frac{cp}{e} \frac{1}{2} A_{00}'' = \frac{1}{2} B_s' r, \qquad B_\phi = 0, \qquad (7.2)$$

onde a componente azimutal é zero justamente pela simetria radial do campo. Aplicando o teorema de Stoke sobre o caminho das linas de campo

$$\int \mathbf{B}.\,ds = B_s \Delta s = \frac{4\pi}{c} J \Delta s,\tag{7.3}$$

conde J a corrente por unidade de logitude do solenoide. Mas, no centro do solenoide o fluxo total do campo magnetico é  $\pi r^2 B_s$ , logo

$$\pi r^2 B_s = \int_0^\infty 2\pi r B_r(r) ds \Longrightarrow \int B_r(r) ds = -\frac{1}{2} r B_s, \tag{7.4}$$

o que nos relaciona as magnitudes das componetes. Portanto, o vetor de campo magnético pode ser expresado por

$$\mathbf{B} = \left(-\frac{1}{2}B'_s x, -\frac{1}{2}B'_s y, B_s\right).$$

Com o anterior podemos reconstroer as equações de movimento de uma partícula nesse campo e obter para cada coordenada transversal a equação de movimiento (ver detalhes no capítulo 2 da Ref. [55])

$$x'' + kx = -ky + Sy' + \frac{1}{2}S'y, \qquad (7.5)$$

$$y'' - ky = -kx - Sx' - \frac{1}{2}S'x, \qquad (7.6)$$

com k uma constante e  $S(s) = \frac{e}{cp}B_s(s)$ . A solução das eqs.(7.5), (7.6) são determinadas a partir dos parâmtros iniciais da trajetória do feixe,  $(x_0, x'_0, y_0, y'_0)$ . Devido às aproximações lineares com que estamos trabalhando, é possivel experesar a solução das equações acopladas como uma transformação linear

$$\begin{pmatrix} x\\ x'\\ y\\ y' \end{pmatrix} = \mathcal{M}_{sol} \begin{pmatrix} x_0\\ x'_0\\ y_0\\ y'_0 \end{pmatrix}, \qquad (7.7)$$

com  $\mathcal{M}_{sol}$  a matríz de transporte. Para um solenoide de longitude L, tal matríz pode ser escrita como

$$\mathcal{M}_{sol}(0|L) = \begin{pmatrix} \cos^2 \Phi & \frac{1}{S} \sin 2\Phi & \sin \Phi \cos \Phi & \frac{2}{S} \sin^2 \Phi \\ -\frac{S}{2} \sin \Phi \cos \Phi & \cos^2 \Phi & -\frac{S}{2} \sin^2 \Phi & \sin \Phi \cos \Phi \\ -\sin \Phi \cos \Phi & \frac{2}{S} \sin^2 \Phi & \cos^2 \Phi & \frac{1}{S} \sin 2\Phi \\ \frac{S}{2} \sin^2 \Phi & -\sin \Phi \cos \Phi & -\frac{S}{2} \sin \Phi \cos \Phi & \cos^2 \Phi \end{pmatrix},$$
(7.8)

onde  $\Phi = \frac{1}{2}SL$ . Logo, reconhecendo que os elementos de matríz  $\mathcal{M}_{21} = \mathcal{M}_{43}$  correspondem ao inverso da logitude focal do solenoide. Assim, baixo a aproximação de lente delgada  $(\Phi \to 0)$  obtemos que

$$\frac{1}{f_{sol}} \cong \frac{1}{4} S^2 L = \frac{B_z L}{(B\rho)^2}.$$
(7.9)

No caso de dois solenoides separados uma distância D, um do outro, a equação de trasporte será

$$\begin{pmatrix} x\\ x'\\ y\\ y' \end{pmatrix} = \mathcal{M}_{sol,1} \cdot \mathcal{D} \cdot \mathcal{M}_{sol,2} \begin{pmatrix} x_0\\ x'_0\\ y_0\\ y'_0 \end{pmatrix} = \mathcal{N} \begin{pmatrix} x_0\\ x'_0\\ y_0\\ y'_0 \end{pmatrix}, \qquad (7.10)$$

onde  ${\mathcal D}$  é a matriz de transporte no espaço livre

$$\mathcal{D} = \begin{pmatrix} 1 & D & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & D \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$
 (7.11)

Portanto, da matríz  $\mathcal{N}$  obtemos os elementos  $\mathcal{N}_{21} = \mathcal{N}_{43}$ , e baixo a aproximação de lentes delgadas temos a distância focal usando o sistema com dois solenoides

$$\frac{1}{f_{2s}} = \frac{L}{64} \left[ 16S_2^2 + 4L \ 2S_1S_2^3 + L^2S_1^3S_2(4 - LDS_2^2) + 4S_1^2(4 + LDS_2^2) \right].$$
(7.12)

# Apêndice 2

## Clases em Geant4

#### Clase Detector Construction

#include "BeamTestScoreParameterisation.hh"

#include "BeamTestDetectorConstruction.hh" #include "BeamTestCellParameterisation.hh" #include "BeamTestEmCalorimeter.hh" #include "A01EmCalorimeter.hh" #include "BeamTestSiliconMonitor.hh" #include "G4Box.hh" #include "G4Colour.hh" #include "G4LogicalVolume.hh" #include "G4Material.hh" #include "G4Isotope.hh" #include "G4UnitsTable.hh" #include "G4NistManager.hh" #include "G4PVParameterised.hh" #include "G4PVPlacement.hh" #include "G4RunManager.hh" #include "G4Tubs.hh" #include "G4VisAttributes.hh" #include "G4SDManager.hh" #include "G4SDParticleWithEnergyFilter.hh" #include "G4Sphere.hh" #include "G4VisAttributes.hh" BeamTestDetectorConstruction :: BeamTestDetectorConstruction () : fpWorldLogical(0) , fpWorldPhysical(0) {} BeamTestDetectorConstruction :: ~ BeamTestDetectorConstruction () {} G4VPhysicalVolume\* BeamTestDetectorConstruction :: Construct() { DefineMaterials(); SetupGeometry(); **return** fpWorldPhysical; }

```
// Definição dos materiais
void BeamTestDetectorConstruction :: DefineMaterials()
{
  G4String symbol;
 G4double a, z, density, temperature;
  G4int n, iz;
  G4int ncomponents;
  G4double fractionmass;
 new G4Material("Beryllium", z=4., a=9.012182*g/mole,
                 density = 1.8480 * g/cm3);
     G4Material("Silicon", z=14., a=28.0855*g/mole,
 new
                  density = 2.330 * g/cm3);
 new G4Material("Titanium", z=22., a=47.90*g/mole,
                 density = 4.540 * g/cm3);
 new G4Material("Iron", z=26., a=55.845*g/mole,
                 density = 7.87 * g/cm3;
 G4Element * N = new G4Element ("Nitrogen", symbol="N",
                     z = 7., a = 14.01 * g/mole);
 G4Element * O = new G4Element ("Oxygen",
                                         symbol="O",
                    z = 8., a = 16.00 * g/mole);
  //3He
    G4Isotope* helio3iso = new G4Isotope("3Heiso", iz=2,
                              n=3, a= 3.016 * g/mole);
   G4Element * helio3 = new G4Element("3He")
                     density = 0.178 \times mg/cm3, ncomponents = 1);
    helio3 -> AddIsotope(helio3iso, 1.);
    G4Material* hegas = new G4Material("Hegas", density= 0.135*mg/cm3,
                    ncomponents=1, kStateGas, temperature=273.*kelvin,
                    1.01 * bar);
   hegas \rightarrow AddElement (helio3, fractionmass = 1.);
//Ar
 G4Material* air = G4NistManager::Instance() -> FindOrBuildMaterial("G4 AIR");
 G4Material* vacuum = G4NistManager::Instance() > FindOrBuildMaterial("G4 Galactic");
 // Define vacuum
 G4Material* vacuum = new G4Material("Vacuum", density= 4.e-7*g/cm3,
                     ncomponents=1, kStateGas, temperature=300.*kelvin,
                                  1 \cdot e - 9 * bar);
 vacuum->AddMaterial(air, fractionmass=1.);
//Havar
       G4Element * Cr = new G4Element ("Chrome", "Cr", z=25, a=51.996*g/mole);
       "Fe", z = 26, a =
                                                               55.845 * g/mole);
                                                               58.933 * g/mole);
       G4Element* Ni = new G4Element("Nickel", "Ni", z=28, a= 58.693*g/mole);
```

G4Element \* W = new G4Element ("Tungsten", "W", z=74, a= 183.850 \* g/mole);

```
G4Material* Havar =
        new G4Material ("Havar", density = 8.3 \times g/cm3, ncomponents = 5);
        Havar\rightarrowAddElement (Cr, fractionmass = 0.1785);
        Havar\rightarrowAddElement (Fe, fractionmass = 0.1822);
        Havar\rightarrowAddElement (Co, fractionmass = 0.4452);
        Havar\rightarrowAddElement(Ni, fractionmass = 0.1310);
        Havar\rightarrowAddElement (W, fractionmass = 0.0631);
  // Dump material information
  G4cout << *(G4Material::GetMaterialTable()) << G4endl;
}
void BeamTestDetectorConstruction :: SetupGeometry()
  //G4Material* air = G4NistManager :: Instance() -> FindOrBuildMaterial("G4 AIR");
G4Material* vacuum = G4NistManager::Instance() -> FindOrBuildMaterial("G4 Galactic");
  // World volume
  G4Box* worldSolid = new G4Box("World_Solid",
                                                             // Name
                                  2.0*m, 2.0*m, 2.0*m;
                                                             // Half lengths
                                                             // Solid
  fpWorldLogical = new G4LogicalVolume(worldSolid)
                                         vacuum,
                                                             // Material
                                         "World Logical"); // Name
                                                             // Rotation matrix pointer
  fpWorldPhysical = new G4PVPlacement(0,
                                        G4ThreeVector(),
                                                             // Translation vector
                                                            // Logical volume
                                        fpWorldLogical,
                                                            // Name
                                        "World Physical",
                                        0,
                                                             // Mother volume
                                                             // Unused boolean parameter
                                        false,
                                        (0);
                                                             // Copy number
  // Esfera Mae
  G4double rinterno blanco = 1.5 * \text{cm};
  G4double rexterno blanco = 2.5 * \text{cm};
  G4double mitad blanco = 1.5 * \text{cm};
  G4double innerRadius = 15.*cm;
//detectores
 G4Material* si = G4Material::GetMaterial("Silicon");
                                                                     // Name
 G4VSolid* spheremonitor = new G4Sphere("Sphere_Solidmonitor",
                                           (innerRadius - 1.0*mm),
                                                                    // Inner radius
                                                            // Outer radius
                                           innerRadius,
                                                             // Starting phi
                                           0.* \deg,
                                                            // Delta phi
                                           360.* \deg,
                                           0.* \deg,
                                                             // Starting theta
                                           90.*deg);
                                                            // Delta theta
  G4LogicalVolume* siliconMonitorLogical =
    new G4LogicalVolume(spheremonitor, si, "Sphere Logicalmonitor");
 new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(), siliconMonitorLogical,
                         "Sphere Physicalmonitor",
                         fpWorldLogical, false, 0);
```

G4Material\* hegas = G4Material:: GetMaterial("Hegas");G4VSolid\* produccionSolido = new G4Tubs("Produccion Solid", 0.\*cm, rinterno blanco, mitad blanco,  $0., 360. * \deg$ ); G4LogicalVolume\* produccionLogical = new G4LogicalVolume(produccionSolido, hegas, "Produccion Logical"); new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0., 0., -mitad blanco), produccionLogical,"Produccion Physical", fpWorldLogical, false, 0); //laminas de havar G4Material\* havar = G4Material::GetMaterial("Havar");G4VSolid\* havar1Solido = new G4Tubs("lamina", 0.\*cm, rexterno blanco, 0.00005 \* cm, 0., 360. \* deg); G4LogicalVolume\* havar1Logical = new G4LogicalVolume(havar1Solido,havar, "Havar1 Logical"); new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0., 0., 0.\*cm), havar1Logical,"Havar1 Physical", fpWorldLogical, false, 0); G4VSolid\* havar2Solido = new G4Tubs("lamina2", 0.\*cm, rexterno blanco, 0.00005 \* cm, 0., 360. \* deg); G4LogicalVolume\* havar2Logical = new G4LogicalVolume(havar2Solido,havar, "Havar2 Logical"); new G4PVPlacement (0, G4ThreeVector (0, 0., -2\*mitad blanco), havar2Logical,"Havar2 Physical", fpWorldLogical, false, 0); G4Material\* hierro = G4Material::GetMaterial("Iron"); G4VSolid\* recubrisolido = new G4Tubs("recubrimiento", rinterno blanco, rexterno blanco, (mitad blanco-0.00005\*cm), 0., 360.\*deg); G4LogicalVolume\* recubriLogical = new G4LogicalVolume(recubrisolido, hierro, "recubri Logical"); new G4PVPlacement (0, G4ThreeVector (0., 0., -mitad blanco), recubrillogical,"recubri Physical", fpWorldLogical, false, 0); // Fazer o detector Sensivel G4VSensitiveDetector\* monitor = new BeamTestSiliconMonitor("Monitor");

// Get pointer to detector manager and register detector with manager

G4SDManager::GetSDMpointer()->AddNewDetector(monitor);

```
// Attach detector to volume defining calorimeter cells
siliconMonitorLogical->SetSensitiveDetector( monitor );
```

```
// Invisible world volume.
```

```
fpWorldLogical->SetVisAttributes (G4VisAttributes :: Invisible);
siliconMonitorLogical->SetVisAttributes (G4VisAttributes :: Invisible);
```

```
// havar1
G4VisAttributes* havar1Attributes =
    new G4VisAttributes(G4Colour(1.0,0.0,0.0,0.));
havar1Attributes->SetVisibility(true);
havar1Logical->SetVisAttributes(havar1Attributes);
```

// havar2

G4VisAttributes \* havar2Attributes = new G4VisAttributes(G4Colour(1.0,0.0,0.0,0.)); havar2Attributes->SetVisibility(true); havar2Logical->SetVisAttributes(havar2Attributes);

```
// recubrimiento
```

```
G4VisAttributes* recubriAtrib =
new G4VisAttributes(G4Colour(1.0,1.0,1.0,1.0));
recubriAtrib->SetVisibility(true);
recubriLogical->SetVisAttributes(recubriAtrib);
```

#### }

### Clase Magnetic Field

```
#include "A01MagneticField.hh"
#include "A01MagneticFieldMessenger.hh"
#include "G4UImanager.hh"
#include "G4UIterminal.hh"
A01MagneticField:: A01MagneticField()
{
    messenger = new A01MagneticFieldMessenger(this);
    k = 0.0407833;
    rmax = 19.2*cm;
    l_med = 34.*cm;
    current = 28.20*tesla;
}
A01MagneticField:: ~A01MagneticField()
{ delete messenger; }
```

```
if (abs (Point [2]) <110.*cm &&
        \operatorname{sqrt}(\operatorname{Point}[0] * \operatorname{Point}[0] + \operatorname{Point}[1] * \operatorname{Point}[1]) < \operatorname{rmax})
  {
//Fórmula do campo magnético
  G4double z mas = Point[2]+l med;
  G4double z menos = Point[2]-l med;
  G4double r = sqrt(Point[0] * Point[0] + Point[1] * Point[1]);
  G4double fr mas = 1.0/(pow(z mas*z mas+rmax*rmax, 1.5));
  G4double fr menos = 1.0/(pow(z menos*z menos+rmax*rmax, 1.5));
  G4double fz mas = (z mas)/(sqrt(z mas*z mas+rmax*rmax));
  G4double fz menos = (z menos)/(sqrt(z menos*z menos+rmax*rmax));
  G4double fr2 mas =
           (4*z_mas*z_mas-rmax*rmax)/(pow(z_mas*z_mas+rmax*rmax, 3.5));
  G4double fr2 menos =
           (4*z \text{ menos}+z \text{ menos}-rmax*rmax)/(pow(z \text{ menos}+z \text{ menos}+rmax*rmax, 3.5));
  G4double fz2 mas = (z mas)/(pow(z menos*z menos+rmax*rmax, 2.5));
  G4double fz2 menos = (z \text{ menos})/(pow(z \text{ mas}*z \text{ mas}+rmax*rmax, 2.5));
  G4double factor = 0.945;
  G4double br = -0.5*r*k*current*factor*rmax*rmax*(fr menos-fr mas)+
                   0.375 * r * r * r * r * r max * r max * k * current * factor * (fr2 menos-fr2 mas);
//Escreve nas componentes do campo
   Bfield [2] =
    k*current*factor*(fz menos-fz mas)-
                        0.75 * r * r * rmax * rmax * k * current * factor * (fz2 mas-fz2 menos);
   Bfield [0] = br * Point [0] / r;
   Bfield [1] = br * Point [1] / r;
   }
  else
  \{ Bfield [2] = 0.; \}
    Bfield [0] = 0.;
    Bfield [1] = 0.;
  }
}
```

# Bibliografia

- E. F. Aguilera, I. Martel, A. M. Sánchez-Benítez, and L. Acosta. Systematics of reactions with <sup>4,6</sup>he: Static and dynamic halo effects and evidence for core-halo decoupling. *Phys. Rev. C*, 83(2):021601, Feb 2011.
- 2 http://www.nd.edu/~nsl/.
- [3] J. J. Kolata, A. Morsad, X. J. Kong, R. E. Warner, F. D. Becchetti, W. Z. Liu, D. A. Roberts, and J. W. Jänecke. A radioactive beam facility using a large superconducting solenoid. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 40-41(Part 1):503 506, 1989.
- [4] R. Lichtenthaler *et al.* Radioactive ion beams in Brasil (RIBRAS). *Braz. J. Phys*, 33, 2003.
- [5] Robson Denke. Fator S astrofísico da reação de captura de próton  ${}^{4}\text{He}(t,\gamma)$  <sup>7</sup>Li pela investigação de transferência elástica no sistema <sup>7</sup>Li +  ${}^{4}\text{He}$ . Master's thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2007.
- [6] Orli Camargo. Fator S astrofísico da reação de captura de próton  ${}^{8}\text{Li}(p,\gamma){}^{9}\text{Be}$  através do estudo da transferência elástica  ${}^{9}\text{Be}({}^{8}\text{Li},{}^{9}\text{Be})$ . Master's thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2009.
- [7] Adriana Barioni. Estudo da Interação de Núcleos de massa A = 8 com Alvo de Carbono e Reação de Captura <sup>8</sup>Li(p,γ) <sup>9</sup>Be de interesse astrofísico. PhD thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2009.
- 8 http://www.pelletron.com/.

- [9] Kunihiro Shima, Noriyoshi Kuno, Mikio Yamanouchi, and Hiroyuki Tawara. Equilibrium charge fractions of ions of Z = 4-92 emerging from a carbon foil. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 51(2):173 – 241, 1992.
- [10] Mu Young Lee. TWINSOL: A dual superconducting solenoids ion-optical system for production and study of low-energy radiactive nuclear beam reactions. PhD thesis, University of Michigan, Michigan, USA, 2002.
- [11] J.T. Conway. Exact solutions for the magnetic fields of axisymmetric solenoids and current distributions. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 37(4):2977-2988, jul. 2001.
- [12] http://groups.nscl.msu.edu/lise/lise.html.
- [13] http://geant4.cern.ch/.
- [14] Pedro Neto de Faria. Estudo do Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundários de Núcleos Exóticos. PhD thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2008.
- [15] Kelly Cristina Cezaretto Pires. PhD thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2011.
- [16] Djalma Rosa Mendes Jr. Reaction  ${}^{8}Li(p, \alpha){}^{5}He$  measured at astrophysical energies at RIBRAS. PhD thesis, Universidade de São Paulo, São Paulo, Brasil, 2010.
- [17] W.R. Leo. Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. Springer-Verag, 1994.
- [18] R. K. Tripathi, Francis A. Cucinotta, and John W. Wilson. Accurate universal parameterization of absorption cross sections. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 117(4):347 – 349, 1996.
- [19] http://www.nndc.bnl.gov/.
- [20] GEANT4 Version 4.9.3. *Physics Reference Manual.* 2009.
- [21] Edana Karina Merchán Rodríguez. New Hk-EOS Method for the Investigation of the Nuclear Continuum: Performance evaluation with simulated and experimental data.
   PhD thesis, Universidad Nacional de Colombia, Bogotá, Colombia, 2009.

- [22] 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, and C. P. Silva. Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction. *Phys. Rev. C*, 66(1):014610, Jul 2002.
- [23] http://sampa.if.usp.br/ suaide/pelletron/index.php.
- [24] http://www.ornl.gov/.
- [25] R. Lipperheide P. Frobrich. Theory of Nuclear Reactions. Clarendon Press-Oxford, 1996.
- [26] G. R. Satchler. *Direct Nuclear Reactions*. Clarendon Press-Oxford, 1983.
- [27] http://huespedes.cica.es/aliens/dfamnus/famn/amoro/frnotes/.
- [28] R. C. Johnson and P. J. R. Soper. Contribution of deuteron breakup channels to deuteron stripping and elastic scattering. *Phys. Rev. C*, 1(3):976–990, Mar 1970.
- [29] T. Mayer-Kuckuk. Física Nuclear (Tradução ao Portugués). Fundação Calouste Gulbenkian, 1993.
- 30 http://www.fresco.org.uk/.
- [31] L. Jarczyk, J. Okolowicz, A. Strzalkowski, K. Bodek, M. Hugi, L. Lang, R. Müller, and
   E. Ungricht. Large angle elastic scattering of 9be ions on carbon isotopes. *Nuclear Physics A*, 316(1-2):139 145, 1979.
- [32] F. G. Perey C. M. Perey. Compilation of phenomenological optical model parameters. Atomic Data and Nuclear data Tables, 17, 1976.
- [33] B. Kamys, L. Jarczyk, Z. Rudy, A. Strzalkowski, H. H. Wolter, J. Lang, R. Müller, and J. Sromicki. Contribution of two-step processes to the elastic scattering of 9be on 12c. *Nuclear Physics A*, 406(1):193 – 204, 1983.
- [34] Y. Suzuki, R. Lovas, K. Yabana, and K. Varga. Structure and Reactions of Light Exotic Nuclei. Taylor & Francis, 2003.

- [35] M. A. G. Alvarez, L. C. Chamon, M. S. Hussein, D. Pereira, L. R. Gasques, E. S. Rossi, and C. P. Silva. A parameter-free optical potential for the heavy-ion elastic scattering process. *Nuclear Physics A*, 723(1-2):93 – 103, 2003.
- [36] Y. Sakuragi. Energy and target dependence of projectile breakup effect in elastic scattering of <sup>6</sup>li. Phys. Rev. C, 35(6):2161-2174, Jun 1987.
- [37] I. J. Thompson, M. A. Nagarajan, J. S. Lilley, and M. J. Smithson. The threshold anomaly in 160 + 208pb scattering. *Nuclear Physics A*, 505(1):84 – 102, 1989.
- [38] K. Rusek. Polarization potentials due to inelastic excitations. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, 41:399-404, 2009.
- [39] D.R. Tilley, J.H. Kelley, J.L. Godwin, D.J. Millener, J.E. Purcell, C.G. Sheu, and H.R. Weller. Energy levels of light nuclei a=8,9,10. Nuclear Physics A, 745(3-4):155 362, 2004.
- [40] H. G. Bohlen, T. Dorsch, Tz. Kokalova, W. von Oertzen, Ch. Schulz, and C. Wheldon. Structure of <sup>10</sup>be from the <sup>12</sup>c(<sup>12</sup>c,<sup>14</sup>o)<sup>10</sup>be reaction. Phys. Rev. C, 75(5):054604, May 2007.
- [41] A. Bhagwat, Y. Gambhir, and S. Patil. Nuclear densities in the neutron-halo region. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, 8:511-520, 2000.
- [42] Prashant Shukla. Glauber model for heavy ion collisions from low energies to high energies. arXiv, nucl-th/0112039, 2001.
- [43] P. R. S. Gomes, J. Lubian, I. Padron, and R. M. Anjos. Uncertainties in the comparison of fusion and reaction cross sections of different systems involving weakly bound nuclei. *Phys. Rev. C*, 71(1):017601, Jan 2005.
- [44] C. Y. Wong. Interaction barrier in charged-particle nuclear reactions. Phys. Rev. Lett., 31(12):766-769, Sep 1973.
- [45] L.F. Canto, P.R.S. Gomes, J. Lubian, L.C. Chamon, and E. Crema. Dynamic effects of breakup on fusion reactions of weakly bound nuclei. *Nuclear Physics A*, 821(1-4):51 – 71, 2009.

- [46] J.M.B. Shorto, P.R.S. Gomes, J. Lubian, L.F. Canto, S. Mukherjee, and L.C. Chamon. Reaction functions for weakly bound systems. *Physics Letters B*, 678(1):77 – 81, 2009.
- [47] R. J. Smith, J. J. Kolata, K. Lamkin, A. Morsad, K. Ashktorab, F. D. Becchetti, J. A. Brown, J. W. Janecke, W. Z. Liu, and D. A. Roberts. Scattering of <sup>6</sup>he from <sup>197</sup>au, <sup>nat</sup>ti, <sup>27</sup>al, <sup>nat</sup>c, and <sup>9</sup>be at e=8–9 mev. Phys. Rev. C, 43(2):761–765, Feb 1991.
- [48] M. Milin, S. Cherubini, T. Davinson, A. Di Pietro, P. Figuera, D. Miljanic, A. Musumarra, A. Ninane, A. N. Ostrowski, M. G. Pellegriti, A. C. Shotter, N. Soic, C. Spitaleri, and M. Zadro. The 6he scattering and reactions on 12c and cluster states of 14c. *Nuclear Physics A*, 730(3-4):285 – 298, 2004.
- [49] J. E. Poling, E. Norbeck, and R. R. Carlson. Elastic scattering of lithium by carbon. *Phys. Rev. C*, 5(6):1819–1825, Jun 1972.
- [50] J. E. Poling, E. Norbeck, and R. R. Carlson. Elastic scattering of lithium by <sup>9</sup>Be, <sup>10</sup>B,
   <sup>12</sup>C, <sup>13</sup>C, <sup>16</sup>O, and <sup>28</sup>Si from 4 to 63 MeV. *Phys. Rev. C*, 13(2):648–660, Feb 1976.
- [51] D. E. Trcka, A. D. Frawley, K. W. Kemper, D. Robson, J. D. Fox, and E. G. Myers. Angular momentum dependent absorption in <sup>6</sup>li scattering. *Phys. Rev. C*, 41(5):2134–2146, May 1990.
- [52] A. Barioni, V. Guimarães, A. Lépine-Szily, R. Lichtenthäler, D. R. Mendes, E. Crema, K. C. C. Pires, M. C. Morais, V. Morcelle, P. N. de Faria, R. P. Condori, A. M. Moro, D. S. Monteiro, J. M. B. Shorto, J. Lubian, and M. Assun ç ao. Elastic scattering and total reaction cross sections for the <sup>8</sup>li +<sup>12</sup> c system. *Phys. Rev. C*, 80(3):034617, Sep 2009.
- [53] L. Jarczyk, B. Kamys, A. Strzałkowski, A. Szczurek, M. Godlewski, J. Lang, R. Müller, and J. Sromicki. p<sup>-11</sup>b spectroscopic factor from the interference of potential scattering and elastic transfer at low energies. *Phys. Rev. C*, 31(1):12–16, Jan 1985.
- [54] A. T. Rudchik, A. Budzanowski, V. K. Chernievsky, B. Czech, L. Glowacka, S. Kliczewski, A. V. Mokhnach, O. A. Momotyuk, S. E. Omelchuk, Val. M. Pirnak, K. Rusek, R. Siudak, I. Skwirczynska, A. Szczurek, and L. Zemlo. The 11b+12c elastic and inelas-

tic scattering at elab(11b)=49 mev and energy dependence of the 11b+12c interaction. Nuclear Physics A, 695(1-4):51 - 68, 2001.

[55] H. Wiedemann. Particle Accelerator Physics II. Springer-Verlag, 1995.