

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

*Estudo do espalhamento elástico e do breakup
do ^9Be na reação $^9\text{Be} + ^{12}\text{C}$ próximo da
barreira Coulombiana.*

Renato Aparecido Negrão de Oliveira

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide

Dissertação de Mestrado submetida ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do Título de Mestre em Ciências.

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide (IF-USP)

Prof. Dr. Dirceu Pereira (IF-USP)

Prof. Dr. Hugo Reuters Schelin (UFTPR)

São Paulo

2009

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

Oliveira, Renato Aparecido Negrão de

Estudo do espalhamento elástico e do breakup do ^9Be na reação $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$ próximo da barreira Coulombiana - São Paulo, 2009.

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

Orientador: Prof. Dr. Alexandre Alarcon do Passo Suaide

Área de Concentração: Reações Nucleares

Unitermos: 1. Reações Nucleares; 2. Detecção de Partículas; 3. Espalhamento Elástico

USP/IF/SBI-073/2009

Agradecimentos

Ao chegar no fim desse trabalho, eu me sinto muito feliz por ver no que ele se tornou, entretanto fico mais feliz quando percebo que além dos resultados tenho também alguns nomes para os quais posso expressar meus sinceros agradecimentos, afinal é isso que realmente importa.

Gostaria de agradecer aos meus pais Angelina Aparecida Donatoni de Oliveira e Aristides Negrão de Oliveira, pelo carinho e afetos por todos esses anos. Não posso me esquecer também da minha irmã Daiane Negrão exemplo de motivação e garra.

Gostaria de agradecer ao Alexandre Suaide, pelas discussões por literalmente suar a camisa e dar o sangue pela pesquisa, mas principalmente por acreditar em mim e em nosso trabalho.

A todos os companheiros do grupo de pesquisa, em especial ao Nelson, Alex, Eloisa, Marcelo, Marcia, Francisco, Gabriel, Marcelinho, Mauro e Karin pela participação em várias etapas deste trabalho, discussões, incentivo e amizade.

A todo o pessoal da Eletrônica, do Laboratório de Alvos, da Fonte de Íons, da Oficina Mecânica, da Manutenção do Acelerador e Administrativo do Laboratório Aberto de Física Nuclear, paciência e boa vontade demonstradas.

E por fim, mas não deixando de ser importante, aos camaradas do IFUSP que tornam a passagem dos dias bem mais agradáveis.

À FAPESP, pelo apoio financeiro.

Sumário

Resumo	vii
Abstract	ix
1 Introdução	1
2 Descrição Experimental	3
2.1 Produção e Seleção do Feixe	3
2.2 Processo de Aceleração	6
2.3 Seleção e controle da Energia do Feixe	8
2.4 Alvos Utilizados	9
2.5 Montagem Experimental	9
2.5.1 Câmara de Espalhamento	10
2.5.2 Detector de Partículas Carregadas	11
2.6 Medida do <i>Breakup</i> do ^9Be	12
2.7 Medidas de Espalhamento Elástico	18
2.8 Aquisição e Formato de Saída dos Dados	19
3 Fundamentos Teóricos	21
3.1 Teoria Geral do Espalhamento	21
3.1.1 Canais de Reação	21
3.1.2 Solução da Função de Onda do Espalhamento	23
3.2 Modelo Óptico Fenomenológico	27

3.2.1	Potencial de São Paulo	28
3.3	Excitações Inelásticas	30
3.3.1	Deformações Nucleares	30
3.3.2	Excitações Coulombianas	32
3.4	Aproximação de Born de Onda Plana e Onda Distorcida	33
3.5	Reação de Transferência	35
3.5.1	Amplitude Espectroscópica	37
4	Redução dos dados do Canal Elástico	39
4.1	Calibração dos Detectores em Energia para Identificação dos Processos	39
4.2	Obtenção do Número de Contagens	41
4.3	Cálculo das Seções de Choque Experimentais	44
4.3.1	Determinação da Incerteza na Normalização dos Dados	46
4.3.2	Obtenção da Distribuição de Espalhamento Elástico	47
5	Redução dos dados do <i>Breakup</i> do ^9Be	51
5.1	Calibração dos Detectores em Energia	51
5.1.1	Calibração do eixo E_{Si}	52
5.1.2	Calibração do eixo E_{CI}	54
5.1.3	Calibração do eixo $E_{C_{SI}}$	55
5.1.4	Comparação dos Espectros Calibrados com o NEGRO	56
5.1.5	Energia Total	59
5.2	Obtenção das Partículas Alfa Coincidentes	62
5.2.1	Rotina de Análise dos Dados	62
5.2.2	Espectros de Correlação α - α	65
5.3	Reconstrução do ^8Be	67
5.4	Identificação Preliminar dos Processos	69
6	Análise do Espalhamento Elástico	77
6.1	Determinação do Potencial Óptico	78
6.2	Acoplamento dos Canais Inelásticos	83
6.3	Acoplamento dos Canais de Transferência	86

7	Discussão dos Resultados	93
7.1	Resultados do Espalhamento Elástico	93
7.2	Resultados Preliminares do <i>Breakup</i> Nuclear	96
8	Considerações Finais	99
A	Arquivos de Entrada do Código FRESCO	101
A.1	Modelo Óptico	102
A.2	Inelástico	103
A.3	Transferência Elástica	105
B	Rotina de Análise de dados	107
B.1	Analise.cxx	108

Resumo

Neste trabalho, foram realizadas medidas das partículas α coincidentes produzidas na reação ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ à energia $E_{Lab}=21\text{MeV}$, com o objetivo de obtermos a seção de choque referente ao processo de *breakup* nuclear do ${}^9\text{Be}$ para o canal ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}+n \rightarrow \alpha+\alpha+n$. Realizamos também medidas das distribuições angulares para o canal elástico ${}^9\text{Be}({}^{12}\text{C},{}^9\text{Be}){}^{12}\text{C}$ nas energias próximas à barreira Coulombiana ($E_{Lab}=13, 14.5, 17.32, 19$ e 21MeV), com o objetivo de observar possíveis anomalias no potencial óptico que indicassem os efeitos do *breakup* nuclear. Na medida das partículas alfa coincidentes, observamos que elas são produzidas no decaimento do ${}^8\text{Be}$ para seu estado fundamental, não sendo observado nenhum outro estado. Ao reconstruirmos o núcleo de ${}^8\text{Be}$ original a partir dessas alfas, observamos que os espectros de energia apresentam duas regiões distintas. A primeira em energias mais altas, onde observamos a presença de picos bem definidos que remetem aos estados discretos do núcleo residual de ${}^{13}\text{C}$ produzido no processo de transferência de nêutrons. E uma segunda região de baixas energias em que há uma estrutura contínua e suave relacionada com o *breakup* nuclear. Os resultados experimentais para o canal elástico foram analisados utilizando o potencial de São Paulo, as normalizações da parte real (N_r) e imaginária (N_i) foram ajustadas de forma a descrever os dados em ângulos frontais. Para os ângulos intermediários, as seções de choque apresentaram um visível aumento nas energias de 17.32, 19 e 21MeV, o qual foi atribuído ao mecanismo de transferência elástica.

Abstract

In this work we performed α particle coincidence measurements for the ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ nuclear reaction at $E_{Lab}=21\text{MeV}$ in order to obtain information about the breakup of ${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be}+n \rightarrow \alpha+\alpha+n$. We observe evidences of nuclear breakup by reconstructing ${}^8\text{Be}$ ground state particles. From the systematics analysis of the ${}^8\text{Be}$ energy spectrum we observe two different situations: i) at high energies there are evidences which support that the main reaction mechanism is nucleon transfer, and ii) at low energies, a continuum region maybe related to the ${}^9\text{Be}$ breakup process. Further studies are necessary to confirm those hypotheses. In order to check breakup threshold anomalies into the optical potential, we also measured elastic angular distributions at energies around the Coulomb barrier ($E_{Lab}=13, 14.5, 17.32, 19$ e 21MeV). The data were analyzed in the framework of the São Paulo potential, where the normalization of the real and imaginary potential was adjusted to obtain a good description of data at forward angles. At 17.32, 19 and 21MeV, the elastic cross section shows an enhancement at intermediate and backward angles. This can be explained by the elastic transfer mechanisms.

Capítulo 1

Introdução

Com o advento da mecânica quântica, com o trabalho pioneiro de Planck em 1904, vários fenômenos físicos, tais como a radiação de corpo negro, efeito fotoelétrico, entre outros, foram compreendidos. Isso somado ao sucesso em explicar outros fenômenos físicos observados no decorrer dos anos tornaram-na uma teoria sólida, que desde então tem sido empregada de forma bem sucedida em inúmeras áreas, tais como física nuclear, física do estado sólido, física de partículas, reações químicas, etc.

Na física nuclear, área em que se insere nosso trabalho, uma das primeiras aplicações bem sucedidas ocorreu no trabalho de Gamow [1], que por meio do fenômeno de tunelamento quântico explicou o processo de emissão de partículas α através de uma barreira de potencial. Paralelamente a isso, começava a despertar o interesse em processos como o de fusão nuclear, inicialmente com o intuito de reproduzir os processos de síntese nuclear semelhantes aos que ocorrem em estrelas, além do interesse na produção de elementos superpesados. Isso provocou o surgimento de vários modelos na tentativa de explicar o comportamento desse processo, buscando entender como o mesmo depende dos graus de liberdade do sistema e das características do núcleo composto formado [2].

Mais recentemente, esse interesse se estendeu para o estudo de reações envolvendo núcleos leves fracamente ligados devido ao importante papel que esses sistemas assumem em áreas como estrutura nuclear [3], reações nucleares e astrofísica nuclear [4]. Devido à baixa energia de ligação, uma característica desses

sistemas leves, é possível produzir ambientes físicos nos quais processos de transferência e *breakup* são bastante prováveis, tornando possível o estudo da influência destes na dinâmica de reação.

Com isso, novas questões surgiram, e nesse contexto o efeito do *breakup* sobre o processo de fusão e sobretudo na reação tem sido amplamente discutido nos últimos anos [5, 6, 7, 8], e as observações experimentais têm sido razoavelmente compreendidas levando em consideração que o projétil ou o alvo podem sofrer excitações inelásticas para estados situados no contínuo [9, 10].

Nesse panorama, motivados pela questão de como o *breakup* nuclear compete com os demais mecanismos, a proposta deste trabalho é investigar esse processo por meio da reação entre ${}^9\text{Be}$ e ${}^{12}\text{C}$ em energias próximas da barreira Coulombiana.

Para tanto foram realizados dois experimentos no laboratório Pelletron do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. O primeiro deles foi dedicado à medida das correlações angulares das partículas α produzidas no decaimento do ${}^8\text{Be}$, cuja reconstrução permitirá constatar se o mesmo foi ou não produzido na quebra do ${}^9\text{Be}$. O segundo experimento foi dedicado à medida do espalhamento elástico do ${}^9\text{Be}$ no ${}^{12}\text{C}$, para verificar possíveis anomalias no potencial óptico que indicassem a influência do canal do *breakup* nuclear [11].

Com esses objetivos em mente, no capítulo 2 descrevemos os equipamentos utilizados e o arranjo experimental empregado na medida das partículas carregadas provenientes do *breakup* e do espalhamento elástico, seguido pelo capítulo 3 no qual apresentamos alguns dos pontos mais relevantes da teoria, úteis no entendimento dos resultados obtidos. A seguir, nos capítulos 4 e 5, discutimos todo o processo de redução dos dados experimentais e apresentamos os resultados obtidos com uma breve discussão sobre os mesmos.

Por fim, nos capítulos 7 e 8, discutimos e situamos os resultados obtidos nesta análise fazendo comparações com outros trabalhos existentes na literatura, e apresentamos as conclusões e perspectivas futuras.

Capítulo 2

Descrição Experimental

Este capítulo é destinado a descrever de forma geral o funcionamento de um acelerador do tipo TANDEM instalado no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN), abordando os processos de extração, aceleração, transporte e controle de energia do feixe.

Neste capítulo descrevemos também, de forma breve, os alvos utilizados no experimento, o sistema de detecção, bem como a eletrônica associada aos detectores no arranjo experimental.

2.1 Produção e Seleção do Feixe

Atualmente o LAFN encontra-se equipado com uma fonte de íons do tipo *MC-SNICS* (*Multi Cathode Source of Negative Ion by Cesium Sputtering* [12]). Nessa fonte, o material o qual dará origem ao feixe é colocado em forma de pastilhas em catodos cilíndricos que são posicionados em um disco de catodos, como ilustra a figura 2.1.

Na parte inferior da fonte está localizado um reservatório, onde o cézio é aquecido e injetado no espaço entre o ionizador e o catodo. Neste processo, parte do vapor toca o ionizador, o qual é mantido a uma temperatura superior a 1000°C , provocando a sua imediata ionização, produzindo desse modo uma quantidade significativa de íons positivos. Em seguida, devido a uma diferença de potencial de aproximadamente -5kV em relação ao ionizador, os íons de Cs^+ são acelerados

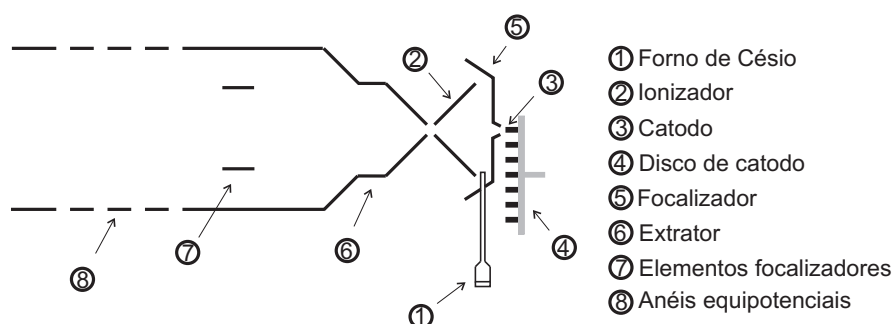
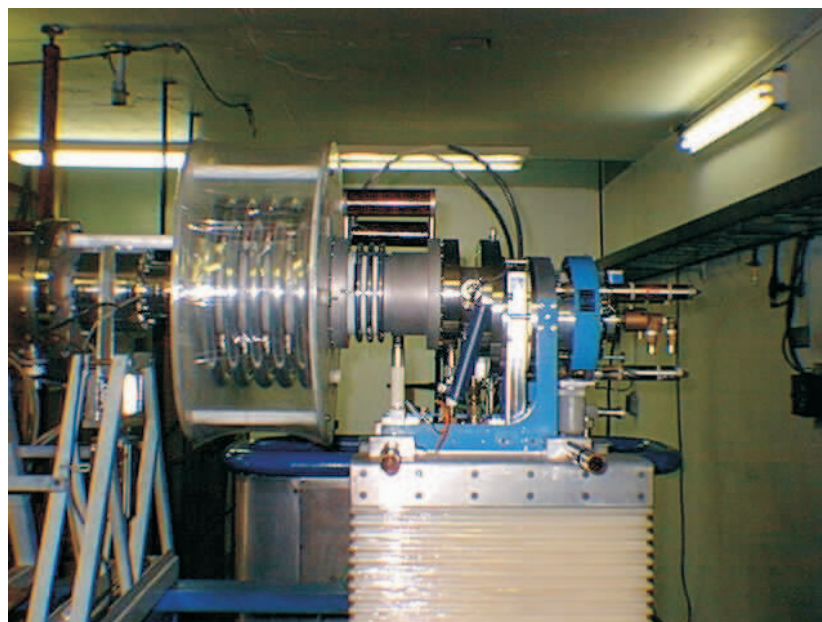


Figura 2.1: Foto e diagrama geral da fonte de íons MC-SNICS.

e focalizados sobre o catodo e, por processo de *Sputtering*, arrancam átomos da superfície do material [12]. Nesse processo, denominado pulverização catódica, algumas partículas são ejetadas com carga negativa, positiva ou neutra dependendo do material presente no catodo. Entretanto, ao atravessarem a camada de césio que se forma sobre o catodo essas partículas ganham um elétron devido à alta eletropositividade do césio e se tornam negativas sendo, desse modo, extraídas por um potencial de aproximadamente 20kV aplicado entre o catodo e o extrator. No estágio seguinte, os íons são pré-acelerados por uma tensão de 80kV aplicada nos anéis equipotenciais em direção ao ímã seletor de massa ME-20, como podemos

ver na figura 2.2.

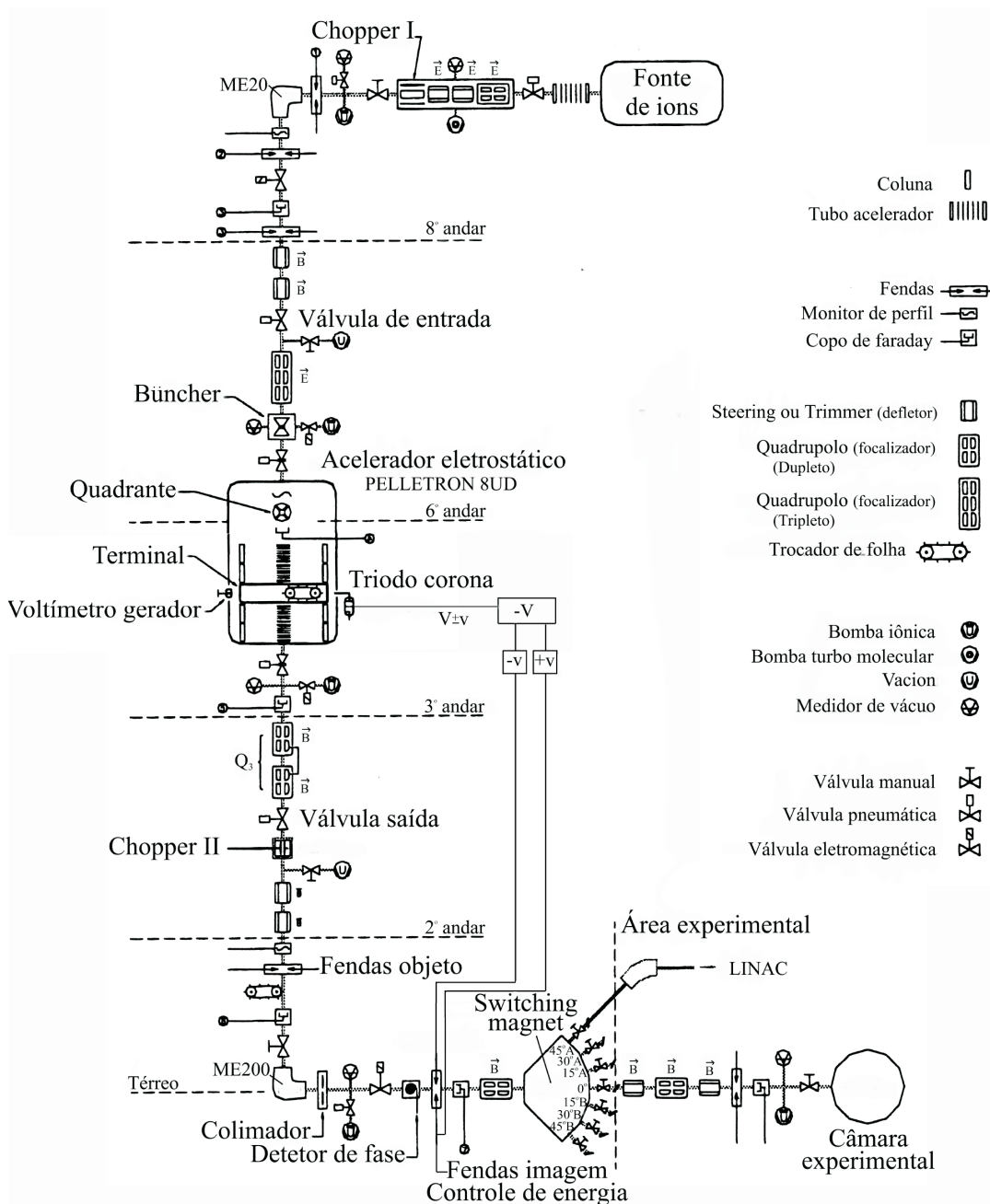


Figura 2.2: Diagrama geral do acelerador.

Neste ponto, uma seleção com base na razão carga massa é feita ajustando-se o campo magnético necessário para defletir apenas os íons de interesse para o

interior do acelerador (deflexão de 90°). Assim, conseguimos eliminar outros íons que são extraídos juntamente com o de interesse e obter um feixe puro na entrada da unidade *8UD*.

2.2 Processo de Aceleração

O acelerador *8UD* instalado no *LAFN* é uma máquina eletrostática que acelera partículas carregadas por dois estágios, de onde surge o nome *tandem*. Seu design, como ilustra a figura 2.3, consta basicamente de uma correia segmentada formada por elos metálicos, ou *pellets*, unidos por peças de *nylon*, cuja função é isolar os elos metálicos consecutivos.

Essa corrente tem um papel fundamental no funcionamento do acelerador, tendo em vista que ela é responsável por transportar a carga para o terminal do mesmo. Esse processo tem início na parte inferior, como ilustra a figura 2.3, onde está localizada uma fonte de alta tensão que polariza negativamente um indutor próximo à polia, a qual se encontra aterrada. Esse indutor repele as cargas negativas presentes nos elos metálicos da corrente enquanto estão em contato com a polia, fazendo com que os *pellets* adquiram uma certa quantidade de carga positiva ao deixarem a polia. Em seguida, por intermédio de um motor, essa carga é conduzida até um terminal de alta tensão onde o processo reverso ocorre, e as cargas fluem para o terminal carregando-o positivamente¹, como ilustrado na figura 2.3.

Com o objetivo de estabelecer e manter a estabilidade elétrica do acelerador, o mesmo é equipado com o que denominamos coluna de carga, constituída por anéis de alumínio fixos em colunas isolantes, cujo papel é blindar o tubo acelerador e manter uniforme o campo elétrico ao longo do mesmo. Além disso, um sistema baseado em agulhas de corona, posicionadas ao longo do tubo acelerador e da coluna de carga, distribui a carga acumulada no terminal, isso reduz a ocorrência de descargas elétricas que comprometam o funcionamento do acelerador.

Por fim, todo esse sistema encontra-se imerso em uma atmosfera de SF_6 (Hexafluoreto de Enxofre), o qual é um ótimo isolante elétrico que contribui para a

¹Neste ponto alguns detalhes ligados à parte de engenharia foram omitidos, entretanto encontram-se bem descritos na referência[12].

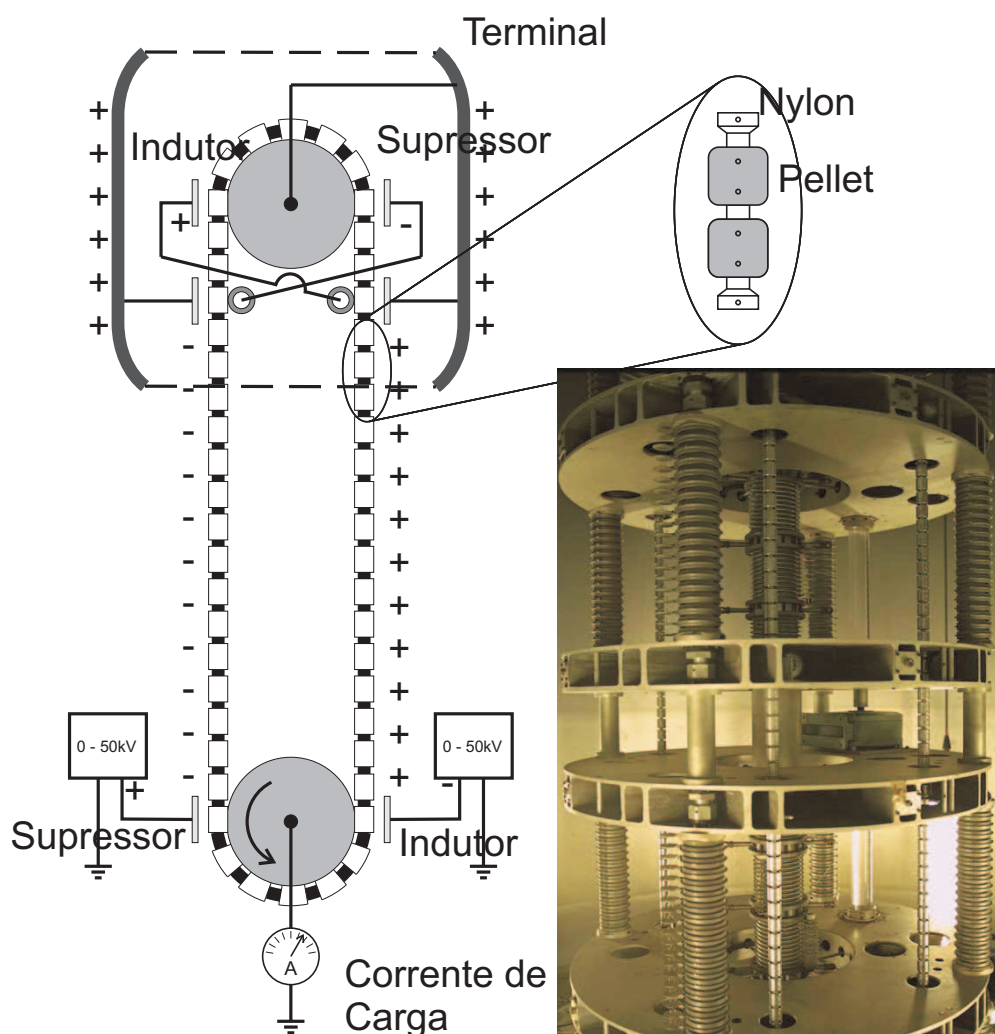


Figura 2.3: Esquema do sistema de carga do acelerador e foto ilustrativa.

estabilidade do acelerador.

Em sequência, a tensão positiva do terminal atrai os íons negativos que saem do ME-20 em direção ao terminal, onde existem folhas de carbono com espessuras de aproximadamente $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$, cuja função é promover a captura de cargas negativas do feixe de íons, tornando-o positivo. A partir daí, o feixe inicia o segundo estágio de aceleração, sendo repelido do terminal em direção a saída do acelerador. Desse modo, a energia total dos íons no final desse processo será dada por:

$$E = eV_i + (Z + 1)eV_t \quad (2.1)$$

com e sendo a carga do elétron, V_i é a tensão inicial aplicada aos íons nos estágios de extração e pré-aceleração associados aos parâmetros da fonte de íons, V_t é a tensão no terminal e Z , o estado de carga dos íons após passar pela folha de carbono.

2.3 Seleção e controle da Energia do Feixe

Após a aceleração, o feixe sai do acelerador composto por íons com vários estados de carga e, por conseguinte, com varias energias, surgindo de forma natural a necessidade de impor uma restrição em energia. Isso é feito pelo eletroímã ME-200, posicionado na saída do acelerador, que permite ajustar o campo magnético necessário para defletir em 90° apenas as partículas com energia e razão carga massa desejados.

Além dessa função, o ME-200 está acoplado a um sistema de fendas verticais onde é feito o controle da energia do feixe com o auxilio de um triodo corona [12]. Caso o feixe esteja com uma energia diferente da requerida para ser defletido corretamente, o mesmo sofre um desvio de trajetória e bate em uma das fendas provocando uma diferença de corrente entre elas. Isso produz um sinal que é enviado à grade do triodo, a qual controla o fluxo de carga entre o catodo que se encontra aterrado e o ânodo, o qual está ligado ao terminal por meio de uma agulha de corona, corrigindo dessa maneira a tensão no terminal, e por conseguinte a energia do feixe.

Por fim, o feixe é defletido por um terceiro eletroímã (*switching magnet*) o qual desvia o mesmo para a canalização desejada. Neste ponto vale lembrar que o transporte do feixe é controlado por diversos elementos ópticos como podemos ver no esquema da figura 2.2, devidamente posicionados para podermos ter o controle da intensidade do feixe no alvo.

2.4 Alvos Utilizados

O LAFN conta atualmente com um laboratório de alvos equipado com técnicas de evaporação por *Electron Bombardment*, *Sputtering* e laminação, sendo capaz de produzir uma grande variedade de alvos.

Os alvos de carbono utilizados neste trabalho foram confeccionados nesse laboratório, e suas especificações são mostradas na tabela 2.1. No presente experimento foi utilizado apenas o alvo 3 para promover a reação de interesse. Entretanto, cabe ressaltar que os alvos com berílio foram montados para podermos ter a liberdade na decisão de trocar de alvo, dependendo da situação, mudando de ^{12}C para ^9Be , e dessa forma o feixe a ser acelerado. Vale lembrar também que os alvos contêm ouro para fins de calibração dos espectros em energia e normalização das seções de choque.

Tabela 2.1: Especificação dos alvos utilizados.

Amostra	Composição	Espessura ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
1	Be	9
2	Be+Au	Au:5-10
3	C+Au	Au:5-10 C:40

2.5 Montagem Experimental

Tendo em mente que os objetivos desse trabalho são os de estudar a quebra nuclear do ^9Be e a distribuição angular para o canal elástico, é natural que os arranjos experimentais empregados apresentem certas diferenças, principalmente no que diz respeito à disposição dos detectores e à eletrônica associada, como ficará claro nas seções 2.6 e 2.7. Em contrapartida, os detectores empregados, bem como a câmara de espalhamento, foram os mesmos para ambos os experimentos. Assim, antes de entrar em detalhes pertinentes a cada arranjo destinamos as seções 2.5.1 e 2.5.2 para descrever a câmara de espalhamento e os detectores utilizados.

2.5.1 Câmara de Espalhamento

A câmara utilizada nesse trabalho (figura 2.4), está localizada na canalização 15°B do LAFN e tem como característica principal seu grande porte, tendo 1.5m de diâmetro por 3.0m de comprimento, o que possibilita a utilização de arranjos experimentais grandes, tais como detectores multifilares, hodoscópio, etc.

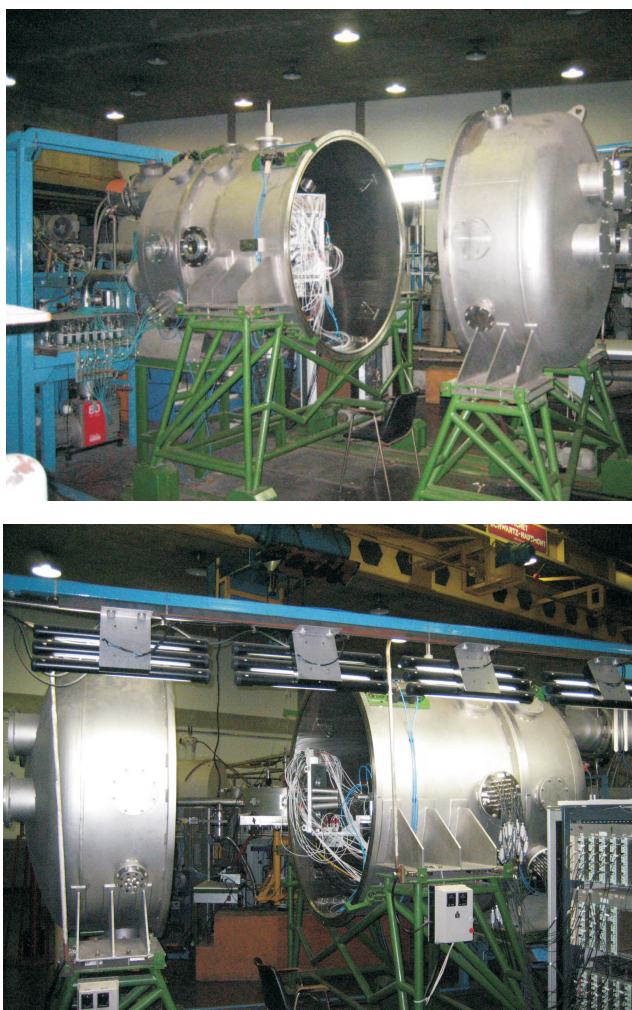


Figura 2.4: Foto da câmara de espalhamento de grande porte da canalização 15B do LAFN.

Atualmente, a mesma encontra-se equipada com um sistema de vácuo composto por uma bomba mecânica e uma bomba ROOTS, responsáveis por reduzir a pressão até o regime de pré-vácuo (10^{-4} torr), e por duas bombas criogênicas, para

mantê-la em alto-vácuo (10^{-7} torr). Além disso, possui um sistema de gás composto por oito unidades independentes capazes de controlar a pressão e o fluxo de gás através de um grande número de detectores.

2.5.2 Detector de Partículas Carregadas

Os detectores de partículas carregadas [13] são do tipo E- Δ E compostos por telescópios triplos, constituídos por uma câmara de ionização (CI), um detector de silício do tipo barreira de superfície (Si) e um detector de Iodeto de Césio (CsI), como mostra o esquema da figura 2.5; as especificações de cada detector são mostradas na tabela 2.2.

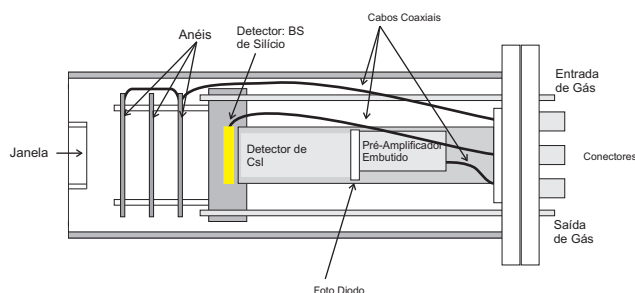


Figura 2.5: Esquema das partes que compõem o detector.

Tabela 2.2: Especificações dos detectores.

Câmara de ionização	Espaçamento entre anéis: 1 cm Tensão aplicada: +100V Gás: Isobutano Pressão do gás: 20 torr
Detector de silício	Espessura $\sim 150 \mu\text{m}$ Área útil: 300mm^2 Tensão aplicada: +50V a +200V Fabricante: EG&G ORTEC
Detector de CsI	Espessura $\sim 4\text{cm}$ Área útil: 177mm^2 Comprimento total 12 cm Alimentação do pré-amplificador: +12V, -12V, +24V Fabricante: BICRON coop.

Para esses detectores, as partículas pesadas ($Z \geq 2$), que não possuem energia suficiente para atravessar o detector de silício, podem ser identificadas com facilidade fazendo o histograma da energia perdida no gás (ΔE_{CI}) em função da energia residual no detector de silício (E_{Si}) (veja figura 2.6-(a)). Já as partículas leves, como p e α ($Z \leq 2$), atravessam o detector de silício e podem ser identificadas fazendo o histograma da energia perdida no detector de silício (ΔE_{Si}) em função da energia residual no CsI (E_{CsI}) (veja figura 2.6-(b)). Para melhor ilustrar como essa identificação é feita mostramos, na figura 2.6, dois espectros experimentais típicos obtidos com esses detectores. Neles observamos a presença de faixas bem definidas, cada uma representa um íon de carga fixa que chega ao detector.

2.6 Medida do *Breakup* do ${}^9\text{Be}$

Neste experimento, foram utilizados dezoito detectores do tipo E- Δ E, sendo que dez deles estavam colocados no hodoscópio que se constitui em uma calota esférica com 14 furos onde os detectores são acomodados voltados para o alvo, como ilustra a figura 2.7.

Na tabela 2.3 apresentamos uma matriz dos pares de detectores na qual mostramos as separações angulares entre qualquer par de detectores no hodoscópio. Nela observamos que esse equipamento permite uma separação angular entre detectores vizinhos igual a 4.5° , sendo suficiente para medir a correlação entre partículas emitidas com ângulos relativos pequenos e, por conseguinte, baixos momentos relativos. Os demais detectores estavam acomodados sobre o prato giratório como ilustra a figura 2.8.

Esta medida foi feita na energia de 21MeV no referencial do laboratório. A disposição angular para os detectores E- Δ E foi escolhida com base em uma simulação do *locus* cinemático para o decaimento do ${}^8\text{Be}$ (${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$) no estado fundamental. Parte dos resultados são ilustrados na figura 2.9, em (a) mostramos o ângulo relativo entre as partículas alfa emitidas em função da energia do ${}^8\text{Be}$ emergente, em (b) fazemos o gráfico da energia da α_1 pela energia da α_2 para todos os eventos simulados e em (c) mostramos um gráfico similar ao (b), entretanto mostrando apenas os eventos com ângulos relativos pertencentes à região

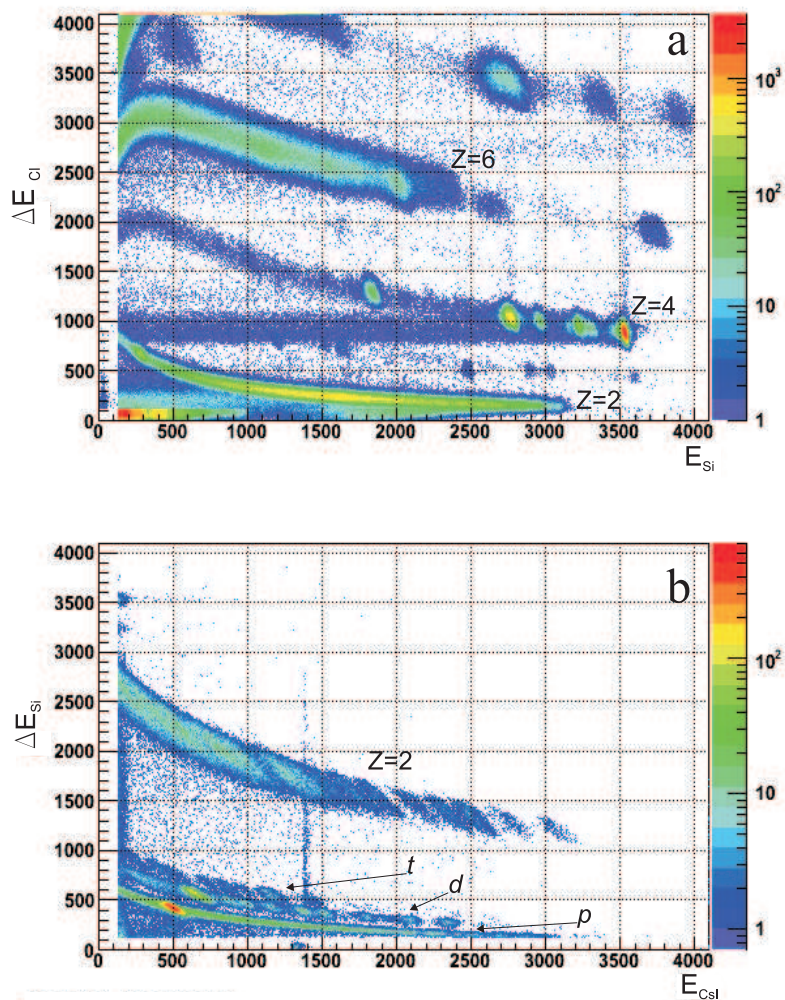


Figura 2.6: Espectro obtido experimentalmente em um detector de partículas carregadas. (a) Partículas com carga $Z \geq 2$. (b) Partículas com $Z \leq 2$.

hachurada em vermelho presente em (a).

Em nosso sistema os detectores possuem colimadores que permitem uma aceitação angular de aproximadamente $\Delta\Omega=1.8^\circ$ e 4.0° . Dessa maneira, para que duas partículas produzidas na mesma reação sejam detectadas em coincidência, é necessário, mas não suficiente, que o ângulo relativo entre elas esteja no intervalo entre o ângulo de máxima abertura (θ_{max}) e o de mínima abertura (θ_{min}) permitido por um par de detectores presente no sistema, como ilustra o esquema na figura

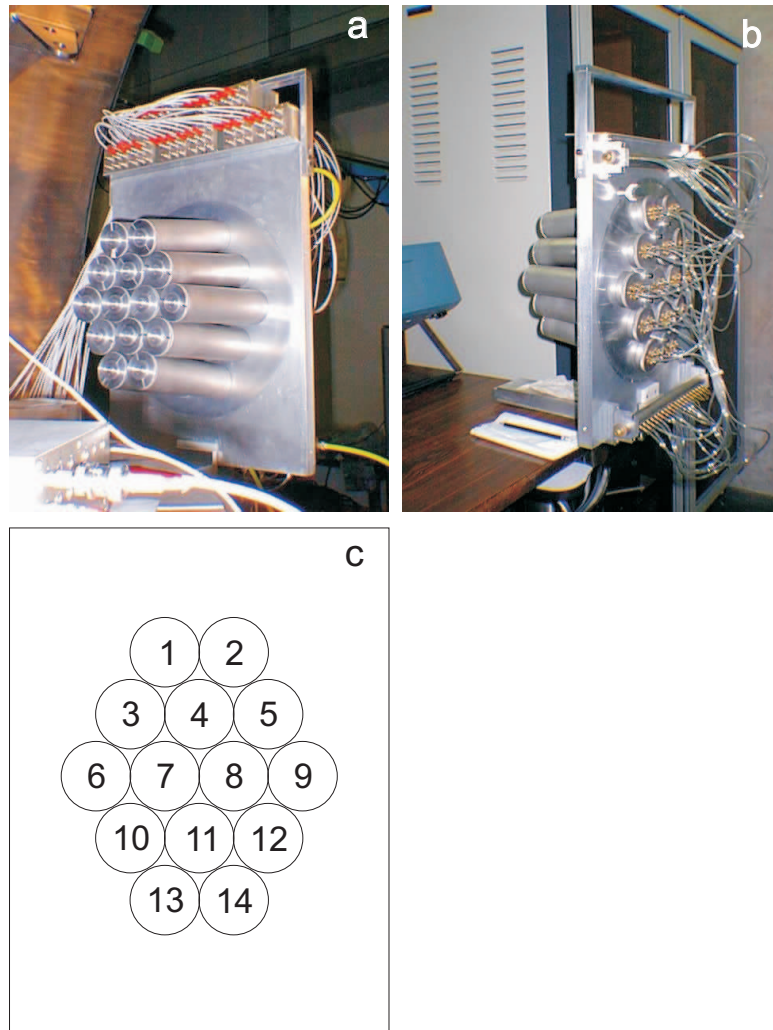


Figura 2.7: *Hodoscópico; (a) Vista frontal; (b) Vista traseira; (c) Esquema da vista frontal do hodoscópico com as posições numeradas.*

2.10, com $\Delta\theta$ sendo a separação angular entre o centro das janelas dos detectores em questão.

Desse modo, foram utilizados os valores de $\Delta\theta$ iguais a 4.5, 7.8, 9.0, 10, 20 e 30°, os quais correspondem às separações angulares com maior aceitação presentes em nosso sistema². Eles produziram as regiões hachuradas em vermelho visíveis na figura 2.9-(a). Assim, os pares de partículas α emitidas com ângulo re-

²Claramente existem outros valores de ângulos relativos no sistema, entretanto eles não contribuem significativamente para o aumento da região hachurada em 2.9-(a) sendo negligenciáveis.

Tabela 2.3: Separação angular entre pares de telescópios no hodoscópio. A região em destaque corresponde aos pares de detectores utilizados no experimento. As posições 1, 2, 13 e 14 do hodoscópio não foram utilizadas.

	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
1	0.0	4.5	4.5	4.5	7.8	9.0	7.8	9.0	11.9	11.9	11.9	13.5	15.6	16.2
2	4.5	0.0	7.8	4.5	4.5	11.9	9.0	7.8	9.0	13.5	11.9	11.9	16.2	15.6
3	4.5	7.8	0.0	4.5	9.0	4.5	4.5	7.8	11.9	7.8	9.0	11.9	11.9	13.5
4	4.5	4.5	4.5	0.0	4.5	7.8	4.5	4.5	7.8	9.0	7.8	9.0	11.9	11.9
5	7.8	4.5	9.0	4.5	0.0	11.9	7.8	4.5	4.5	11.9	9.0	7.8	13.5	11.9
6	9.0	11.9	4.5	7.8	11.9	0.0	4.5	9.0	13.5	4.5	7.8	11.9	9.0	11.9
7	7.8	9.0	4.5	4.5	7.8	4.5	0.0	4.5	9.0	4.5	4.5	7.8	7.8	9.0
8	9.0	7.8	7.8	4.5	4.5	9.0	4.5	0.0	4.5	7.8	4.5	4.5	9.0	7.8
9	11.9	9.0	11.9	7.8	4.5	13.5	9.0	4.5	0.0	11.9	7.8	4.5	11.9	9.0
10	11.9	13.5	7.8	9.0	11.9	4.5	4.5	7.8	11.9	0.0	4.5	9.0	4.5	7.8
11	11.9	11.9	9.0	7.8	9.0	7.8	4.5	4.5	7.8	4.5	0.0	4.5	4.5	4.5
12	13.5	11.9	11.9	9.0	7.8	11.9	7.8	4.5	4.5	9.0	4.5	0.0	7.8	4.5
13	15.6	16.2	11.9	11.9	13.5	9.0	7.8	9.0	11.9	4.5	4.5	7.8	0.0	4.5
14	16.2	15.6	13.5	11.9	11.9	11.9	9.0	7.8	9.0	7.8	4.5	4.5	4.5	0.0

lativo nestas regiões são possíveis de serem detectadas em coincidência por nosso sistema. Uma maneira alternativa de ver isso é ilustrada na figura 2.9-(c) onde construímos o gráfico da energia da α_1 pela energia da α_2 apenas para eventos com ângulo relativo nas regiões hachuradas. Nela observamos que a zona cega do nosso sistema é pequena, ficando claro por meio desses resultados que, com o arranjo experimental utilizado, somos capazes de medir e reconstruir ^8Be com energias elevadas por intermédio da identificação de partículas α .

Um diagrama esquemático da eletrônica de aquisição é mostrado na figura 2.11. Para os detectores de partículas carregadas, as cargas coletadas nos detectores a gás, silício e CsI são amplificadas e enviadas aos ADC. Além disso, do detector de silício, o sinal gerado na saída *fast* de seu amplificador serve como gatilho para o processo de aquisição dos dados e medidas de tempo.

Este sinal, como podemos observar no esquema da figura 2.11, passa por um módulo *CFD* (*Octal Constant Fraction Discriminator*, modelo CF8000 da ORTEC), o qual possui oito canais³ independentes, e uma saída lógica *OR* de todos os canais. A função desse módulo em nossa eletrônica é gerar dois sinais, sendo um respectivo ao canal de um dado detector e o outro sendo o *OR* (ramo 2) de todos os canais. O sinal respectivo a cada detector sai pelo ramo 1 e passa por

³Cada canal é constituído de uma entrada, três saídas e um controle de *Threshold*.

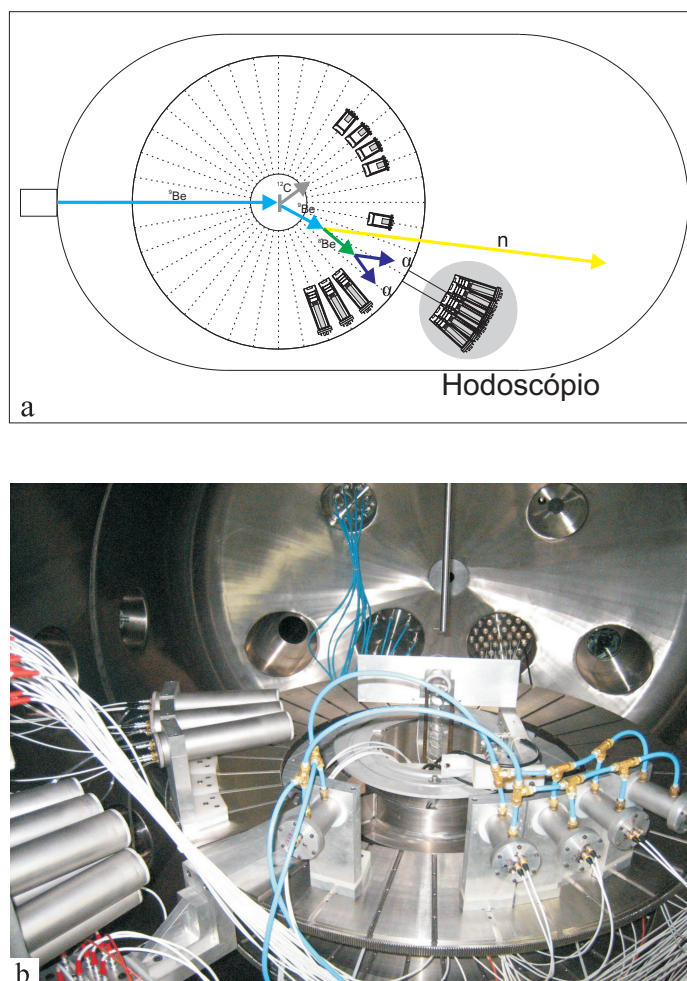


Figura 2.8: Esquema e foto da disposição dos detectores no interior da câmara.

um módulo *GDG* (*Gate and Delay Generator* modelo GG8010 da ORTEC) cuja função é atrasar esse sinal em 300ns e por fim enviá-lo ao *stop* do *TDC*. O sinal *OR* é enviado para um módulo *FIFO* (*Quad Logic Fan-In/Fan-Out* modelo 429A da LeCroy) que o formata e o envia para o *start* do *TDC*. A função desse bloco da eletrônica é medir o intervalo de tempo entre a incidência de uma partícula com relação ao evento que disparou a aquisição. Na análise essa medida servirá como critério de corte para obtenção dos eventos coincidentes.

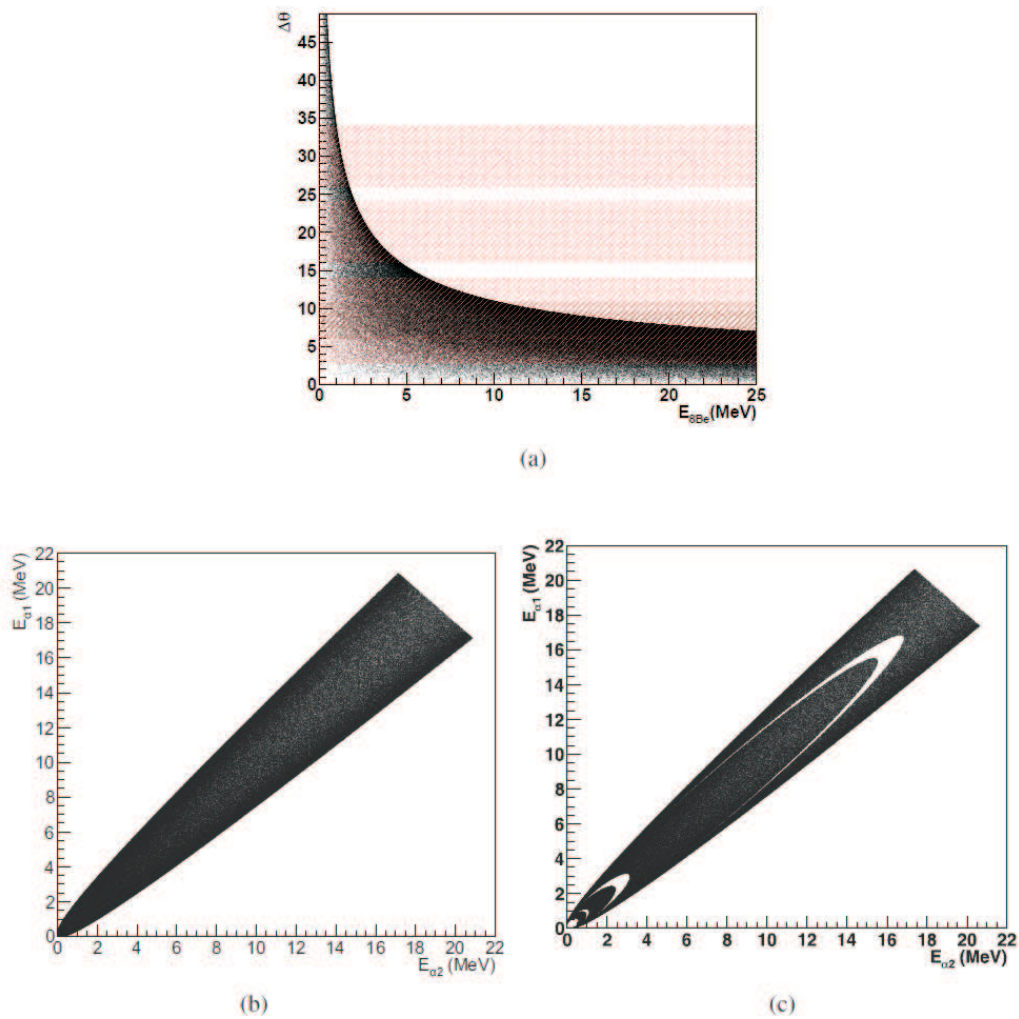


Figura 2.9: Histogramas obtidos com a simulação do decaimento do ${}^8\text{Be}$. (a) Ângulo relativo entre as duas partículas alfa em função da energia do ${}^8\text{Be}$. (b) $E_{\alpha 1}$ vs $E_{\alpha 2}$. (c) $E_{\alpha 1}$ vs $E_{\alpha 2}$ com eventos com ângulo relativo pertencente à região hachurada em (a).

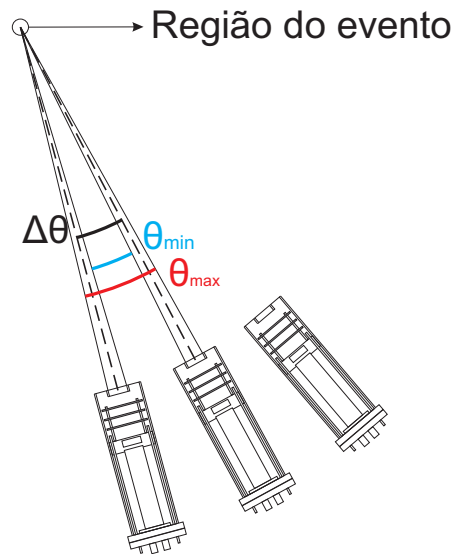


Figura 2.10: Figura mostrando três detectores em ângulo.

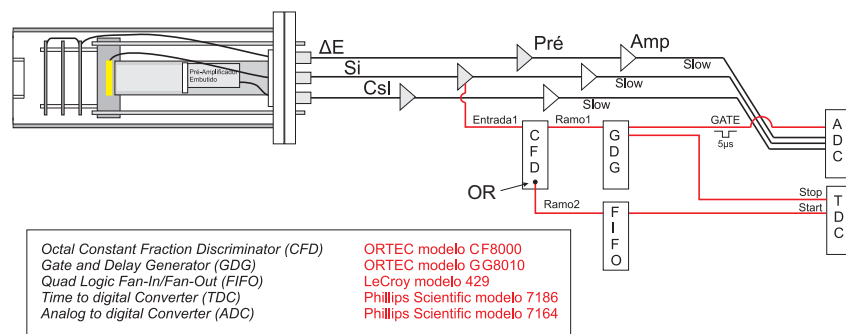


Figura 2.11: Esquema da eletrônica utilizada na medida de coincidência.

2.7 Medidas de Espalhamento Elástico

Neste experimento, visto que o objetivo não era medir a correlação angular e sim a seção de choque de espalhamento elástico, foi necessário apenas contar o número de eventos originados pelo espalhamento elástico do ^9Be no alvo de ^{12}C para os vários detectores. Desse modo, treze detectores foram distribuídos sobre um prato giratório em um intervalo angular entre 10 e 130°, com espaçamento angular de 10° entre dois detectores adjacentes, como ilustra a figura 2.12. Neste experimento havia também dois detectores do lado oposto aos outros treze, situados nos ângulos de 70 e 80° com relação ao feixe, cuja função principal é

servir como parâmetro para possíveis correções nos ângulos dos detectores. Um esquema da montagem é mostrado na figura 2.12.

As medidas foram feitas nas energias de 13, 14.5, 17.32, 19 e 21MeV no sistema de referência do laboratório correspondendo as energias de 7.43, 8.28, 9.90, 10.86 e 12MeV no referencial do centro de massa, estando próximas à energia da barreira Coulombiana, cujo valor é de aproximadamente 9MeV [14, 15]. Para uma dada energia, a aquisição dos dados foi dividida em seis intervalos com tempo fixo de aproximadamente três horas, que denominaremos *run*. Sendo que, a cada *run*, os ângulos dos detectores eram mudados em passos fixos de dois graus, de modo a cobrirmos um intervalo angular de 10 até 140°.

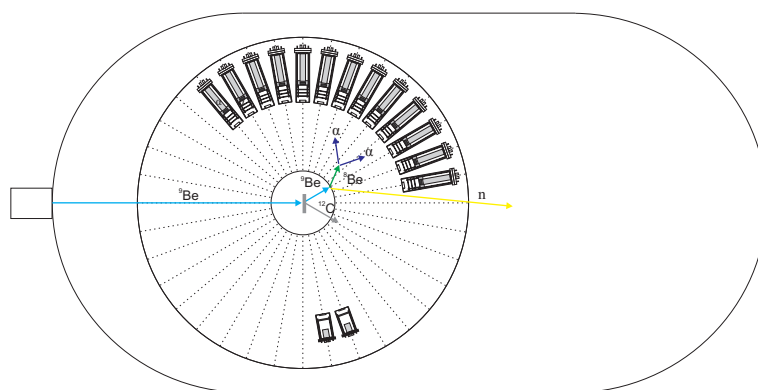


Figura 2.12: Esquema da disposição angular dos detectores no interior da câmara.

Um esboço da eletrônica de aquisição é mostrada na figura 2.13, onde notamos uma simplificação com relação à eletrônica empregada na medida do *breakup*, uma vez que a parte responsável por identificar os eventos coincidentes foi dispensada nessa medida.

2.8 Aquisição e Formato de Saída dos Dados

A aquisição dos dados foi feita utilizando a eletrônica modular CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*), que assim como no padrão NIM (*Nuclear Instrument Module*), é composta por um bastidor responsável por prover suporte mecânico, alimentação e controle dos módulos *ADC*, *TDC*, etc. Nesse

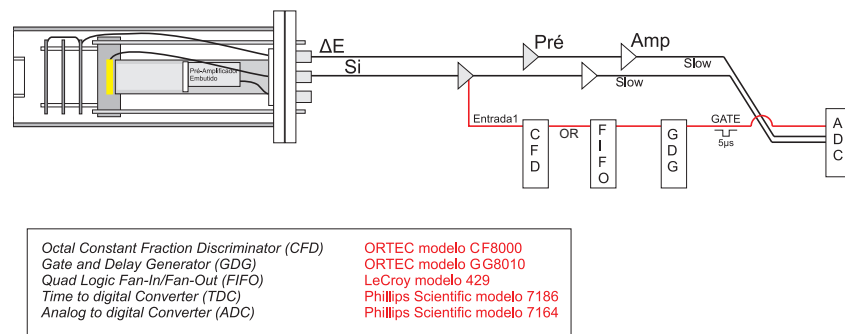


Figura 2.13: Esquema da eletrônica empregada na medida do espalhamento elástico.

padrão, o sistema de controle é gerenciado por um módulo especial denominado *Crate Controller* responsável por controlar a comunicação e o fluxo de dados, em outras palavras, comandos externos vindos de computadores e dados vindos dos módulos passam por ele.

Atualmente, no LAFN esse sistema de aquisição é controlado pelo SPMRoot [16], o qual é um programa de aquisição para plataforma LINUX com protocolos para eletrônica CAMAC, permitindo a implementação de instruções que serão executadas a cada vez que o sinal LAM (*Look at Me*) é enviado ao *Crate Controller*. Além disso, inclui todas as ferramentas e facilidades presentes no sistema de análise orientada a objeto ROOT [17], provendo maior flexibilidade na aquisição, seleção e análise dos dados.

Nesse sistema, o formato de saída dos dados é a *.fil*, a qual permite a manipulação deles utilizando o programa SCANRoot [16] ou os programas SCAN e CHIL [18] pertencentes ao sistema de análise anterior.

Capítulo 3

Fundamentos Teóricos

Neste capítulo discutiremos alguns dos pontos mais relevantes da teoria de reações nucleares, empregados na descrição dos resultados experimentais. Nele apresentaremos de forma resumida alguns aspectos do Potencial de São Paulo [19, 20], adotado neste trabalho para descrever o espalhamento elástico. Faremos uma breve descrição sobre excitações inelásticas, diretamente relacionadas com as deformações dos núcleos envolvidos, e abordaremos o método da Aproximação de Born de Onda Distorcida (DWBA), empregada atualmente com muito sucesso em problemas que envolvem transferência de nucleons. Por fim, faremos uma breve abordagem dos conceitos envolvidos em uma reação de transferência.

3.1 Teoria Geral do Espalhamento

3.1.1 Canais de Reação

Em problemas de física nuclear, geralmente desejamos obter uma descrição da seção de choque de um processo nuclear com base em informações sobre a estrutura dos núcleos envolvidos e sobre sua interação. Assim, dado o sistema de núcleos interagentes $a + A$, o qual chamaremos de partição ou canal α , com funções de onda $|\phi_a\rangle$ e $|\phi_A\rangle$, respectivamente, as quais respeitam as equações:

$$(H_a - \varepsilon_a)|\phi_a\rangle = 0$$

$$(H_A - \varepsilon_A)|\phi_A\rangle = 0 , \quad (3.1)$$

o operador energia cinética no referencial do centro de massa será:

$$T_\alpha = -\frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_\alpha^2 . \quad (3.2)$$

Com μ_α sendo a massa reduzida para essa partição e com ∇_α^2 atuando nas coordenadas relativas entre os núcleos dessa partição.

Assim, o hamiltoniano total para esse sistema pode ser escrito na forma:

$$H = H_a + H_A + T_\alpha + V_\alpha , \quad (3.3)$$

o termo $(H_a + H_A)$ se refere à estrutura intrínseca dos núcleos envolvidos que constituem a partição α e, por economia de notação, pode ser escrito na forma:

$$H_\alpha = H_a + H_A \quad (3.4)$$

cujas autofunções são dadas por

$$|\alpha\rangle = |\phi_a\phi_A\rangle , \quad (3.5)$$

que obviamente satisfazem as equações

$$(H_\alpha - \varepsilon_\alpha)|\alpha\rangle = 0, \quad \varepsilon_\alpha = \varepsilon_a + \varepsilon_A , \quad (3.6)$$

o termo $(T_\alpha + V_\alpha)$ se refere ao movimento relativo dos núcleos envolvidos nessa partição, com V_α sendo o potencial de interação entre os nucleons desses núcleos.

Em uma reação nuclear, devido à interação entre os núcleos envolvidos, um ou ambos os núcleos podem ser excitados para níveis de energia acima do estado fundamental, constituindo-se em um canal inelástico aberto, o qual pode ser populado. Da mesma forma, se a energia cinética relativa entre os núcleos for suficientemente grande, existe a possibilidade de um ou mais nucleons serem transferidos de um núcleo para o outro de modo a popular partições diferentes do canal de entrada.

Em linhas gerais, numa reação nuclear, inúmeros canais inelásticos e de transferência estão abertos, dependendo da energia disponível, de modo que a solução

completa para a função de onda do espalhamento tem que incluir todas essas possibilidades.

3.1.2 Solução da Função de Onda do Espalhamento

Da seção 3.1.1, temos que o hamiltoniano para um sistema nuclear $a + A$ é dado por:

$$(E - H)|\Psi\rangle = 0 . \quad (3.7)$$

H pode ser escrito em termos das partições abertas ao sistema na forma:

$$H = H_\alpha + T_\alpha + V_\alpha = H_\beta + T_\beta + V_\beta \quad (3.8)$$

com os índices α e β se referindo aos vários canais de reação abertos para esse sistema.

Supondo α como sendo o canal de entrada, a equação (3.7) pode ser reescrita na forma:

$$(E - H_\alpha - T_\alpha)|\Psi_\alpha\rangle = V_\alpha|\Psi_\alpha\rangle , \quad (3.9)$$

na qual o índice na função de onda do espalhamento é apenas para fazer referência ao canal de entrada.

Uma vez que nosso objetivo é encontrar a função de onda a qual descreve a reação nuclear que nos interessa, uma estratégia adequada seria encontrar suas projeções num conjunto de funções de onda bem conhecido o qual faria o papel de base [21, 22]. Neste contexto, o conjunto de funções $|\alpha\rangle$, $|\beta\rangle$, etc, as quais são o produto das funções que descrevem cada um dos núcleos nos canais de interesse(veja equação (3.5)), constitui um bom conjunto de funções base para a descrição da onda espalhada.

Desse modo, podemos começar projetando a solução geral $|\Psi_\alpha\rangle$ na função de onda $|\alpha\rangle$. Isso é feito multiplicando-se a equação (3.9) por $|\alpha\rangle$ e integrando o resultado sobre as coordenadas internas¹ de cada núcleo. Uma vez que T_α não atua

¹Nessa partição as coordenadas internas são R_a e R_A , vetores posições dos núcleos a e A .

nas coordenadas internas e sim nas relativas, o resultado é simplificado ficando na forma:

$$(E_\alpha - T_\alpha)(\alpha|\Psi_\alpha) = (\alpha|V_\alpha|\Psi_\alpha) \quad (3.10)$$

com $E_\alpha = E - \varepsilon_\alpha$, e com o parênteses indicando que a integração é feita sobre as coordenadas internas. Dessa forma, o termo $(\alpha|\Psi_\alpha)$ dependerá da coordenada relativa \mathbf{r}_α nesse canal de modo a podermos definir a função de onda $\chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha)$, a qual descreve o movimento relativo entre os núcleos envolvidos da seguinte forma:

$$\chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = (\alpha|\Psi_\alpha) . \quad (3.11)$$

A equação (3.10) pode ser transformada em sua forma integral, mais tratável do ponto de vista numérico e computacional, utilizando a técnica de funções de Green, que corresponde a resolver a equação:

$$(E_\alpha - T_\alpha)G_\alpha(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}'_\alpha) = \delta(\mathbf{r}_\alpha - \mathbf{r}'_\alpha) , \quad (3.12)$$

cuja solução pode ser facilmente obtida utilizando a transformada de Fourier e integração no plano complexo. Assim, podemos escrever a equação (3.10) na sua forma integral, que resulta em

$$\chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \int G_\alpha(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}'_\alpha)(\alpha|V_\alpha|\Psi_\alpha)d\mathbf{r}'_\alpha . \quad (3.13)$$

Entretanto, essa não é a solução completa uma vez que falta adicionar a solução da parte homogênea da equação 3.10 que é:

$$(E_\alpha - T_\alpha)e^{i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha} = 0 . \quad (3.14)$$

Assim, a solução total para a função de onda do espalhamento projetada no canal α fica:

$$\chi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = e^{i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha} + \int G_\alpha(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}'_\alpha)(\alpha|V_\alpha|\Psi_\alpha)d\mathbf{r}'_\alpha . \quad (3.15)$$

Neste ponto, cabe ressaltar alguns detalhes interessantes dessa solução. Como

podemos ver na equação (3.15), ela é composta por duas partes: A primeira dada por uma onda plana, responsável por descrever os eventos em que as partículas sofrem colisões rasantes, situação em que a interação entre os núcleos envolvidos é praticamente nula (ver equação 3.14); A segunda parte descreve os núcleos espalhados em colisões intermediarias e frontais.

Entretanto, para conseguirmos extrair alguma informação temos primeiramente que encontrar a função de Green para esse problema. Assim, voltando a atenção para a equação 3.12, uma solução seria [22]:

$$G_{\alpha}^{+}(\mathbf{r}_{\alpha}, \mathbf{r}'_{\alpha}) = -\frac{2\mu_{\alpha}}{4\pi\hbar^2} \frac{e^{ik_{\alpha}|\mathbf{r}_{\alpha}-\mathbf{r}'_{\alpha}|}}{|\mathbf{r}_{\alpha}-\mathbf{r}'_{\alpha}|}$$

$$\lim_{r_{\alpha} \rightarrow \infty} G_{\alpha}^{+}(\mathbf{r}_{\alpha}, \mathbf{r}'_{\alpha}) = -\frac{2\mu_{\alpha}}{4\pi\hbar^2} \frac{e^{ik_{\alpha}r_{\alpha}}}{r_{\alpha}} e^{-i\mathbf{k}'_{\alpha} \cdot \mathbf{r}'_{\alpha}}, \quad (3.16)$$

com \mathbf{k}'_{α} sendo o vetor direcionado ao longo da direção de \mathbf{r}_{α} com módulo $k_{\alpha} = \sqrt{2\mu_{\alpha}E_{\alpha}}/\hbar$.

Esse resultado para a função de Green é adotado tendo em vista que o fluxo quântico associado a $e^{ik_{\alpha}r}/r$ é positivo, sendo desse modo direcionado diretamente para fora da região onde o evento ocorreu, que é uma propriedade importante das funções de onda espalhadas, uma vez que as partículas espalhadas emergem da região onde o evento ocorreu. A solução associada ao fluxo quântico negativo é obtida trocando-se $i \rightarrow -i$ na equação 3.16. Desse modo, uma vez conhecida a função de Green, podemos reescrever a equação (3.15) na forma

$$\chi_{\alpha}^{+}(\mathbf{r}_{\alpha}) = e^{i\mathbf{k}_{\alpha} \cdot \mathbf{r}_{\alpha}} - \frac{\mu_{\alpha}}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ik_{\alpha}r_{\alpha}}}{r_{\alpha}} \int e^{-i\mathbf{k}'_{\alpha} \cdot \mathbf{r}'_{\alpha}} (\alpha|V_{\alpha}|\Psi_{\alpha}^{+}) d\mathbf{r}'_{\alpha}, \quad (3.17)$$

definindo a amplitude da onda espalhada na direção \mathbf{k}'_{α} como sendo:

$$f_{\alpha\alpha}(\theta) = -\frac{\mu_{\alpha}}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{k}'_{\alpha} \cdot \mathbf{r}'_{\alpha}} (\alpha|V_{\alpha}|\Psi_{\alpha}^{+}) d\mathbf{r}'_{\alpha}, \quad (3.18)$$

com θ sendo o ângulo entre os vetores \mathbf{k}_{α} , da função de onda incidente, e \mathbf{k}'_{α} . O sinal (+) na função de onda espalhada é usado para denotar que a densidade de corrente quântica associada a ela é positiva. O subscrito $\alpha\alpha$ indica que o canal de entrada é α e que estamos olhando para o mesmo canal α na saída, dessa forma,

estamos calculando apenas a amplitude de espalhamento elástico.

A generalização para canais inelásticos e de transferência é obtida com facilidade por meio do mesmo procedimento apresentado acima. Assim, efetua-se a projeção nas autofunções que descrevem a partição de interesse na forma:

$$\chi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = (\beta|\Psi_\alpha) \quad (3.19)$$

que, de acordo com a equação (3.10), é solução da equação

$$(E_\beta - T_\beta)|\chi_\beta\rangle = (\beta|V_\beta|\Psi_\alpha) . \quad (3.20)$$

A função de Green para esse problema é similar à dada na equação (3.16), de modo que a solução para o limite $|\mathbf{r}_\beta| \rightarrow \infty$ tem a forma

$$\chi_\beta^+(\mathbf{r}_\beta) = -\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \frac{e^{ik_\beta r_\beta}}{r_\beta} \int e^{-i\mathbf{k}'_\beta \cdot \mathbf{r}'_\beta} (\beta|V_\beta|\Psi_\alpha^+) d\mathbf{r}'_\beta , \quad (3.21)$$

na qual a amplitude de espalhamento é

$$f_{\beta\alpha}(\theta) = -\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \int e^{-i\mathbf{k}'_\beta \cdot \mathbf{r}'_\beta} (\beta|V_\beta|\Psi_\alpha^+) d\mathbf{r}'_\beta . \quad (3.22)$$

Novamente, θ é o ângulo entre os vetores \mathbf{k}'_β e \mathbf{k}_α .

Por fim, como dito anteriormente na seção 3.1.1, a função de onda completa deve conter informação sobre todos os possíveis canais associados à colisão de a com A . Desse modo, tendo em vista que conseguimos calcular as projeções da solução completa nas funções de onda dos possíveis canais abertos (α , α' , β , etc), considerando que as autofunções desses canais são ortogonais, torna-se fácil concluir que a solução geral será a soma dessas componentes na forma

$$|\Psi_\alpha^+\rangle = \left[e^{i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha} + f_{\alpha\alpha}(\theta) \frac{e^{ik_\alpha r_\alpha}}{r_\alpha} \right] |\alpha\rangle + \sum_{\alpha' \neq \alpha} f_{\alpha'\alpha}(\theta) \frac{e^{ik_{\alpha'} r_{\alpha'}}}{r_{\alpha'}} |\alpha'\rangle + \sum_{\beta} f_{\beta\alpha}(\theta) \frac{e^{ik_\beta r_\beta}}{r_\beta} |\beta\rangle . \quad (3.23)$$

Os três termos na equação acima correspondem aos canais elástico, inelástico e de transferência, respectivamente.

Neste ponto, vale a pena introduzir a matriz de transição T , cujos elementos

são equivalentes à amplitude de espalhamento na situação em que todos os canais possuem a mesma energia. Com base nessas amplitudes, os elementos de matriz para a transição $\alpha \rightarrow \beta$ são dados por:

$$T_{\beta\alpha} = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} f_{\beta\alpha}(\theta) = \int e^{-i\mathbf{k}'_\beta \cdot \mathbf{r}'_\beta} (\beta|V_\beta|\Psi_\alpha^+) d\mathbf{r}'_\beta \Rightarrow \langle \phi_\beta|V_\beta|\Psi_\alpha^+ \rangle, \quad (3.24)$$

o *bracket* indica que a integração é feita sobre todas as coordenadas (internas e relativas), e ϕ_β é uma função de onda dada por

$$|\phi_\beta\rangle = e^{i\mathbf{k}'_\beta \cdot \mathbf{r}'_\beta} |\beta\rangle. \quad (3.25)$$

Na equação 3.24 é apresentada a forma a *posteriori* dos elementos da matriz de transição, uma vez que foram escritos em termos do potencial de interação do canal de saída. Devido à invariância na reversão temporal [22, 23], uma outra forma equivalente seria a forma a *priori* dada por:

$$T_{\beta\alpha} = \langle \Psi_\beta^- | V_\alpha | \phi_\alpha \rangle \quad (3.26)$$

na qual o sinal (-) indica que a função é composta por uma onda plana entrante no canal β e por ondas esféricas com densidade de corrente quântica negativa nos demais canais. Como não é nosso objetivo discutirmos as formas a *priori* e a *posteriori* da matriz de transição, citamos que uma discussão mais ampla sobre o assunto, bem como as situações em que essas formas são equivalentes, é apresentada nas referências [22, 23].

3.2 Modelo Óptico Fenomenológico

O modelo óptico é um modelo considerado de campo médio no qual, desconsiderando efeitos complexos tais como excitações e transferências, a interação entre dois núcleos pode ser descrita por um potencial estático efetivo dependente da estrutura, tamanho e forma dos núcleos envolvidos. Além disso, para incluir os efeitos de perda de fluxo do canal elástico para canais não elásticos e para a fusão, torna-se necessária a presença de um termo imaginário no potencial. Assim, um

potencial óptico deve possuir a seguinte forma geral

$$U(R, E) = V(R, E) + iW(R, E) . \quad (3.27)$$

Em inúmeros trabalhos reportados na literatura [24, 25, 26] verificamos que uma das parametrizações mais comuns e convenientes é a parametrização de Woods-Saxon, baseada na forma nuclear, uma vez que esperamos que o potencial possua uma forma similar à distribuição de densidade de nucleons no núcleo. Entretanto, outras aproximações podem ser adotadas de acordo com a aplicação.

Desse modo, neste trabalho o potencial óptico utilizado foi o de São Paulo. Inicialmente, o mesmo foi desenvolvido para descrever colisões entre íons pesados [19], tendo sucesso na previsão de seções de choque de espalhamento elástico e de reação para um grande número de sistemas pesados, em um intervalo de energia que compreende energias abaixo da barreira Coulombiana até 200MeV/nucleon [20].

Entretanto, nos últimos anos, devido ao grande interesse na área relacionada aos estudos envolvendo íons leves fracamente ligados e exóticos, surgiram naturalmente aplicações do Potencial de São Paulo, juntamente com efeitos de acoplamentos de canais para sistemas leves [27, 28, 29]. Imerso neste contexto, nosso trabalho vem como mais uma contribuição no estudo de íons leves fracamente ligados utilizando o potencial de São Paulo.

3.2.1 Potencial de São Paulo

O potencial de São Paulo é um potencial cuja parte espacial é composta de um potencial de dupla convolução (*double-folding*) entre as densidades nucleares do projétil e do alvo. Nele são contabilizados efeitos não locais devido ao princípio de exclusão de Pauli e à troca de nucleons entre os núcleos interagentes resultando em um termo dependente da velocidade [19, 20]. Desse modo, a parte real da interação nuclear tem a forma:

$$V(\mathbf{R}, E) = V_F(\mathbf{R})e^{-4v^2/c^2} , \quad (3.28)$$

sendo c é a velocidade da luz e v é a velocidade relativa entre os dois núcleos dada por:

$$v^2(R, E) = \frac{2}{\mu} [E - V_C(R) - V(R, E)] , \quad (3.29)$$

com μ sendo a massa reduzida do sistema, $V_C(R)$ sendo o potencial Coulombiano obtido por meio da convolução das densidades de carga, e $V_F(\mathbf{R})$ é o potencial *double-folding* que depende das densidades nucleares na forma:

$$V_F(\mathbf{R}) = \int \rho(\mathbf{r}_1)\rho(\mathbf{r}_2)v_{NN}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)d\mathbf{r}_1d\mathbf{r}_2 , \quad (3.30)$$

como ilustra a figura 3.1. Nesta equação $v_{NN}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2)$ é a interação nucleon-nucleon, a qual aproximamos por

$$v_{NN}(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) = V_0\delta(\mathbf{R} - \mathbf{r}_1 + \mathbf{r}_2) , \quad (3.31)$$

que é denominada aproximação de alcance zero, empregada em situações nas quais o alcance da interação nucleon-nucleon é negligenciável se comparado com a difusividade das densidades nucleares.

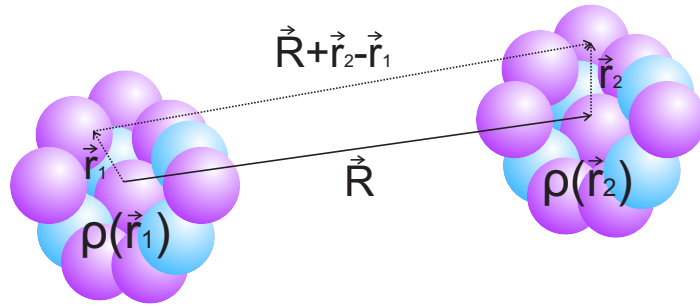


Figura 3.1: Representação das coordenadas de dupla convolução.

Por fim, as densidades nucleares de massa e de carga empregados no cálculo dos potenciais nuclear e Coulombiano, respectivamente, são obtidas por intermédio de uma extensa sistemática reportada na referência [19], na qual as distribuições de massa e carga foram obtidas dos dados experimentais de vários sistemas utilizando o modelo de Dirac-Hartree-Bogoliubov [30], e, em seguida, adotando a distribuição de Fermi com dois parâmetros(2pF) para descrever essas

densidades. Dessa forma, obteve-se o comportamento da difusividade e do raio dessas distribuições.

Para incluirmos os efeitos de absorção acrescenta-se a esse potencial uma parte imaginária que possui a mesma estrutura da parte real. Assim, o potencial óptico pode ser escrito na forma

$$V(R, E) = (N_r + iN_i)V_F(\mathbf{R})e^{-4v^2/c^2} , \quad (3.32)$$

com N_r e N_i sendo as normalizações da parte real e imaginária respectivamente.

3.3 Excitações Inelásticas

3.3.1 Deformações Nucleares

Quando dois núcleos interagem, como dito anteriormente, eles podem popular estados excitados que, no geral, são estados rotacionais ou de vibração de um dos elementos envolvidos, levando, dessa forma, à ocorrência de um espalhamento inelástico. Com isso, surge a necessidade de acrescentar ao potencial óptico termos responsáveis por descrever essas excitações, provocando a deformação do mesmo.

Assim, considerando um sistema nuclear que interage por intermédio de um potencial óptico $U(\mathbf{r})$, o efeito da deformação nuclear pode ser levado em conta supondo uma mudança na posição. Sendo assim, o potencial é definido como:

$$V(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r} - \Delta(\hat{\mathbf{r}})) \quad (3.33)$$

na qual a função $\Delta(\hat{\mathbf{r}})$ possui uma dependência angular tendo a seguinte expansão em multipólos:

$$\Delta(\hat{\mathbf{r}}) = \sum_{\lambda \neq 0} \delta_\lambda Y_\lambda^0(\hat{\mathbf{r}}) . \quad (3.34)$$

Do mesmo modo, o potencial pode ser expandido em multipólos adquirindo a

seguinte forma:

$$V(\mathbf{r}) = \sum_{\lambda\mu} \mathbf{V}_\lambda(\mathbf{r}) D_{\mu 0}^\lambda Y_\lambda^\mu(\hat{\mathbf{r}}) = \sum_\lambda \mathbf{V}_\lambda(\mathbf{r}) \sum_\mu D_{\mu 0}^\lambda Y_\lambda^\mu(\hat{\mathbf{r}}) , \quad (3.35)$$

com $D_{\mu 0}^\lambda$ sendo o elemento da matriz de rotação por um conjunto de ângulos de Euler [31]. Nessa equação a soma em μ nada mais é do que a transformação da função $Y_\lambda^0(\theta, \phi)$, por uma rotação, em $Y_\lambda^0(\theta', \phi')$ [32]. Assim, explorando as propriedades de ortonormalidade dos harmônicos esféricos conseguimos escrever a amplitude $\mathbf{V}_\lambda(\mathbf{r})$ da seguinte forma

$$\mathbf{V}_\lambda(\mathbf{r}) = 2\pi \int_{-1}^{+1} U(\mathbf{r} - \Delta(\hat{\mathbf{r}})) Y_\lambda^\mu(\theta, 0) d(\cos\theta) , \quad (3.36)$$

a qual pode ser calculada facilmente conhecendo-se δ_λ . Em seguida, na situação em que as deformações nucleares são pequenas, podemos fazer uma aproximação expandindo o potencial em uma série de Taylor em torno da posição de equilíbrio da superfície nuclear.

$$U(\mathbf{r} - \Delta(\hat{\mathbf{r}})) = U(\mathbf{r}) - \frac{dU}{dr} \Delta(\hat{\mathbf{r}}) , \quad (3.37)$$

na qual desconsideramos efeitos de segunda ordem em δ_λ . Assim, substituindo 3.34 em 3.37 e comparando com 3.35 podemos concluir que as amplitudes $\mathbf{V}_\lambda(\mathbf{r})$ podem ser escritas como

$$\mathbf{V}_\lambda(\mathbf{r}) = -\delta_\lambda \frac{dU}{dr} , \quad (3.38)$$

para todos os múltiplos $\lambda > 0$. Dessa forma, de posse do potencial não deformado $U(r)$ e dos comprimentos de deformação δ_λ , estamos aptos a calcular as amplitudes de espalhamento para canais inelásticos.

Neste ponto vale lembrar que essa aproximação encontra-se implementada no código FRESCO [33] sendo utilizada em vários trabalhos anteriores envolvendo núcleos leves [25, 45], mostrando bom acordo com os resultados experimentais, de modo que foi utilizada também em nosso trabalho.

3.3.2 Excitações Coulombianas

Considerando um núcleo deformado, teremos que sua distribuição de carga não será simétrica, de modo que o potencial Coulombiano apresentará certas deformações. Com isso em mente, a maneira de considerar essas deformações nos cálculos é introduzi-las por intermédio de uma expansão em multipólos dessa distribuição de carga.

Assim, sabendo-se que o potencial Coulombiano entre um núcleo de carga Z e uma distribuição de carga Z_i é dado por:

$$V_C = \sum_i \frac{ZZ_i}{|r - r_i|}, \quad (3.39)$$

expandindo essa equação em multipólos para a distribuição de carga "i" teremos o seguinte resultado:

$$V_\lambda^C = \mathbf{O}(E\lambda) \frac{\sqrt{4\pi}e^2}{2\lambda + 1} \begin{cases} r^\lambda / r_c^{2\lambda+1} & r \leq r_c \\ 1/r^\lambda & r > r_c \end{cases} \quad (3.40)$$

no qual podemos observar que surge naturalmente a dependência com $\mathbf{O}(E\lambda)$, operador de transição elétrico de multipolaridade λ que, para o limite de baixas energias, pode ser aproximado por [32]:

$$\mathbf{O}(E\lambda) = \sum_i^A e r_i^\lambda Y_\lambda^\mu. \quad (3.41)$$

A equação 3.40 se constitui nos elementos de matriz do potencial de acoplamento entre diferentes estados excitados, os quais são caracterizados pelo momento angular J e pela projeção M . Assim, usando o teorema de Wigner-Eckart [31, 32], os elementos de matriz reduzidos do operador V_λ^C serão dados por:

$$\langle J_f | V_\lambda^C | J_i \rangle = \langle J_f | \mathbf{O}(E\lambda) | J_i \rangle \frac{\sqrt{4\pi}e^2}{2\lambda + 1} \begin{cases} r^\lambda / r_c^{2\lambda+1} & r \leq r_c \\ 1/r^\lambda & r > r_c \end{cases} \quad (3.42)$$

e definimos o parâmetro de deformação $M(E\lambda)$ como sendo:

$$M(E\lambda) = \langle J_f | \mathbf{O}(E\lambda) | J_i \rangle . \quad (3.43)$$

Esse elemento de matriz tem unidade de $e.f m^\lambda$ e pode ser escrito em termos da probabilidade de transição reduzida $B(E\lambda; J_i \rightarrow J_f)$ da seguinte forma:

$$M(E\lambda) = \sqrt{(2J_i + 1)B(E\lambda; J_i \rightarrow J_f)} . \quad (3.44)$$

Neste ponto cabe ressaltar que a inclusão desses termos foi feita a partir do parâmetro $B(E\lambda; J_i \rightarrow J_f)$, o qual é um valor medido experimentalmente que pode ser encontrado na literatura para os estados estudados.

3.4 Aproximação de Born de Onda Plana e Onda Distorcida

Na seção 3.1.2 foi discutida uma solução para a função de onda espalhada baseada no hamiltoniano apresentado na equação 3.9. Entretanto, essa solução não representa nada mais do que uma solução formal para o problema, visto que inclui a própria função de onda Ψ_α^+ na descrição da amplitude de espalhamento. Assim, é conveniente e necessário o uso de aproximações para computar as amplitudes de espalhamento e a função de onda.

Para tanto, um dos métodos comumente utilizados é a Aproximação de Born [34]. Em muitos casos a interação responsável por popular os canais inelásticos e de transferência é fraca. Para estas situações um tratamento perturbativo em primeira ordem é adequado², e com isso o termo dominante da solução para a função de onda do espalhamento 3.23 torna-se:

$$|\Psi_\alpha^+\rangle = e^{i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha} |\alpha\rangle , \quad (3.45)$$

essa equação descreve o movimento relativo entre os núcleos por meio de ondas

²Quando um canal é muito favorecido, torna-se necessário adotar o formalismo de canais acoplados.

planas, sendo denominada Aproximação de Born de Onda Plana (PWBA). Essa solução é utilizada para recalculer a solução da função de onda e os elementos da matriz de transição, dados por:

$$T_{\beta\alpha}^{PWBA} = \langle e^{i\mathbf{k}_\beta \cdot \mathbf{r}_\beta} \beta | V_\beta | e^{i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha} \alpha \rangle . \quad (3.46)$$

Por conseguinte, essa aproximação pode ser melhorada, e uma versão mais sofisticada é a Aproximação de Born de Onda Distorcida (DWBA), que diferentemente da PWBA utiliza ondas distorcidas para descrever o movimento relativo entre os núcleos nos vários canais. Essas ondas surgem como soluções do hamiltoniano 3.9 ao introduzirmos um potencial efetivo U_α , ajustável de modo a reproduzir os resultados do espalhamento elástico [34], da seguinte forma:

$$(E_\alpha - T_\alpha - U_\alpha)(\alpha | \Psi_\alpha) = (\alpha | V_\alpha - U_\alpha | \Psi_\alpha) , \quad (3.47)$$

com as ondas distorcidas χ_α^+ sendo solução da parte homogênea

$$(E_\alpha - T_\alpha - U_\alpha) | \chi_\alpha^+ \rangle = 0 , \quad (3.48)$$

que coincidem com o problema do espalhamento por um potencial U_α .

Assim, tendo-se bem estabelecida a parte que descreve o espalhamento elástico, podemos obter uma solução para a função de onda $\psi_\alpha = (\alpha | \Psi_\alpha)$ encontrando a função de Green apropriada [22], com a qual podemos escrever essa solução na forma

$$\psi_\alpha^+ = \chi_\alpha^+ + \int G_\alpha(\mathbf{r}_\alpha, \mathbf{r}'_\alpha) (\alpha | V_\alpha - U_\alpha | \Psi_\alpha) d\mathbf{r}'_\alpha . \quad (3.49)$$

Por conseguinte, aplicando a aproximação de Born, teremos que a integral na equação 3.49 será desprezível, de forma que a função de onda do espalhamento poderá ser aproximada por:

$$| \Psi_\alpha^+ \rangle = \chi_\alpha^+ | \alpha \rangle . \quad (3.50)$$

Assim, de modo análogo ao apresentado na seção 3.1.2, os elementos de matriz de transição $\alpha \rightarrow \beta$ na forma *a posteriori* ficarão na forma:

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \langle \chi_{\beta}^{-} | V_{\beta} - U_{\beta} | \chi_{\alpha}^{+} \rangle \quad (3.51)$$

com χ_{β}^{-} e χ_{α}^{+} obtidos através do modelo óptico para os canais α e β respectivamente com $\chi_{\beta}^{-*}(\mathbf{k}, \mathbf{r}) = \chi_{\alpha}^{+}(-\mathbf{k}, \mathbf{r})$.

3.5 Reação de Transferência

Para processos nucleares que envolvam a transferência de nucleons, os elementos de matriz de transição, segundo a aproximação DWBA, serão dados pela equação 3.51. Entretanto, em uma reação de transferência certas dificuldades surgem no cálculo dessa integral. Diferentemente dos canais inelásticos, em um canal que envolva transferência de nucleons, o referencial do sistema no centro de massa muda da partição inicial para a partição final, isso faz com que o número de coordenadas aumente, tornando difícil o cálculo da integral 3.51.

Em linhas gerais, uma reação de transferência é um problema que envolve três partículas, no qual um dos núcleos interagentes é visto como sendo composto por um núcleo "central" massivo (*core*) e uma partícula de valência, a qual é transferida para o segundo núcleo da seguinte forma:



com os núcleos "a" e "B" sendo compostos por:

$$\begin{aligned} a &= b + x \\ B &= A + x \end{aligned} \quad (3.53)$$

com "x" sendo a partícula transferida.

Em seguida, para uma reação desse tipo, é conveniente utilizar um conjunto de coordenadas intrínsecas dos núcleos envolvidos A, a e x, juntamente com as coordenadas relativas \mathbf{R} e ρ como ilustra a figura 3.2. Em reações em que não haja transferência de nucleons, as coordenadas intrínsecas de cada um dos núcleos envolvidos mais a coordenada do respectivo canal \mathbf{r}_{α} constituem um conjunto de

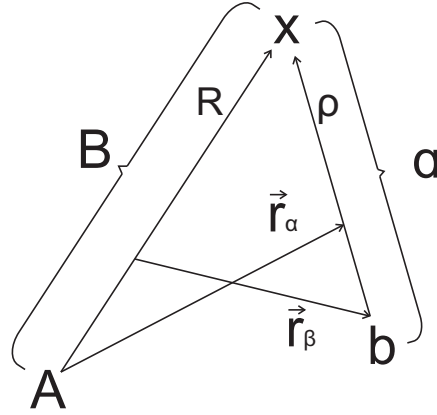


Figura 3.2: Representação das coordenadas para uma reação de transferência.

coordenadas conveniente. Desse modo a equação 3.51 pode ser escrita na forma:

$$T_{\beta\alpha} = \int \chi_{\beta}^{-}(\mathbf{k}_{\beta}, \mathbf{r}_{\beta}) (\beta | V_{\beta} - U_{\beta} | \alpha) \chi_{\alpha}^{+}(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{r}_{\alpha}) d\mathbf{R} d\rho, \quad (3.54)$$

a qual pode ser reescrita em termos das coordenadas \mathbf{r}_{α} e \mathbf{r}_{β} por meio da mudança:

$$d\mathbf{R} d\rho = J d\mathbf{r}_{\alpha} d\mathbf{r}_{\beta} \quad (3.55)$$

com J sendo o jacobiano da transformação apropriado [22]. Desse modo, a equação 3.54 fica na forma:

$$T_{\beta\alpha} = J \int \chi_{\beta}^{-*}(\mathbf{k}_{\beta}, \mathbf{r}_{\beta}) (\beta | V_{\beta} - U_{\beta} | \alpha) \chi_{\alpha}^{+}(\mathbf{k}_{\alpha}, \mathbf{r}_{\alpha}) d\mathbf{r}_{\alpha} d\mathbf{r}_{\beta}. \quad (3.56)$$

Em seguida pela conservação do momento angular teremos que

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_{\mathbf{a}} + \mathbf{J}_{\mathbf{A}} + \mathbf{l}_{\alpha} &= \mathbf{J}_{\mathbf{b}} + \mathbf{J}_{\mathbf{B}} + \mathbf{l}_{\beta} \\ \mathbf{l}_{\alpha} - \mathbf{l}_{\beta} &= \mathbf{J}_{\mathbf{B}} - \mathbf{J}_{\mathbf{A}} + \mathbf{J}_{\mathbf{b}} - \mathbf{J}_{\mathbf{a}} = \mathbf{l} \end{aligned} \quad (3.57)$$

e definimos

$$\begin{aligned} \mathbf{j} &= \mathbf{J}_{\mathbf{B}} - \mathbf{J}_{\mathbf{A}} & \mathbf{s} &= \mathbf{J}_{\mathbf{a}} - \mathbf{J}_{\mathbf{b}} \\ \mathbf{l} &= \mathbf{j} - \mathbf{s} \end{aligned} \quad (3.58)$$

com \mathbf{l} sendo o momento transferido para o movimento relativo entre os núcleos

na partição. Assim, estabelecida a relação entre os momentos angulares, podemos expandir o kernel da equação 3.56 em termos dos estados dos núcleos A e b envolvidos na reação e nos autoestados de \mathbf{j} da seguinte forma [22]

$$(\beta|V_\beta - U_\beta|\alpha) = \sum_{lsj, m_l m_s m_j} C_{M_A m_j M_B}^{J_A j J_B} C_{M_b m_s M_a}^{J_b s J_a} C_{m_l m_s m_j}^{lsj} f_{lsj}^{m_l}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) . \quad (3.59)$$

Substituindo 3.59 em 3.56 ficaremos com

$$T_{\beta\alpha} = \sum_{lsj, m_l m_s m_j} C_{M_A m_j M_B}^{J_A j J_B} C_{M_b m_s M_a}^{J_b s J_a} C_{m_l m_s m_j}^{lsj} I_{lsj}^{m_l} \quad (3.60)$$

$$I_{lsj}^{m_l} = J \int \chi_\beta^{-*}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta) f_{lsj}^{m_l}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha) \chi_\alpha^+(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) d\mathbf{r}_\alpha d\mathbf{r}_\beta , \quad (3.61)$$

essa última é denominada integral de alcance finito [21] e está implementada no código FRESCO, sendo possível resolvê-la exatamente, ou para casos em que o custo computacional é alto, utilizar a aproximação de alcance zero ou a aproximação de energia local [33], também implementadas no código. Em nosso trabalho essas integrais foram calculadas exatamente .

3.5.1 Amplitude Espectroscópica

Na equação 3.59, para calcular $f_{lsj}^{m_l}(\mathbf{r}_\beta, \mathbf{r}_\alpha)$ e a amplitude de transferência através da aproximação DWBA, como ilustrado na seção 3.5, é necessário o conhecimento das funções de onda internas dos núcleos que compõem os canais inicial (ϕ_a, ϕ_A) e final (ϕ_b, ϕ_B) . Em uma visão simplificada o núcleo *cluster* estruturado "a" pode ser considerado como sendo composto por uma partícula de valência "x" ocupando um estado de partícula única ψ_{lsj} , com valores de momento angular relativo, spin e momento angular total dados, respectivamente, por l, s e j e por um core "b" em um estado $\phi_b^{J_c}$ com spin J_c . Assim, a função de onda do núcleo "a" pode ser escrita como:

$$\phi_a^{JM} = \frac{1}{\sqrt{n}} \sum_{ljJ_c} A_{lsj}^{jJ_c J} [\phi_b^{J_c} \otimes \psi_{lsj}] \quad (3.62)$$

com n sendo o número de nucleons, ou clusters, no estado ligado que são idênticos à partícula de valência "x" considerada. Nela observamos que cada configuração permitida pela conservação do momento contribui com uma amplitude $A_{lsj}^{jJ_cJ}$ denominada amplitude espectroscópica. Assim, a probabilidade de encontrarmos a partícula de valência em um estado de partícula única ψ_{lsj} acoplado ao *core* com valor de spin J_c será dado por

$$S_{lsj}^{jJ_cJ} = |A_{lsj}^{jJ_cJ}|^2 \quad (3.63)$$

e $S_{lsj}^{jJ_cJ}$ é denominado fator espectroscópico.

Neste ponto vale lembrar que no código FRESCO esse tipo de aproximação é adotada para os núcleos que possuem estrutura de *cluster*, sendo necessário informar no arquivo de entrada quais as configurações do *core* e da partícula de valência que serão consideradas, juntamente com suas respectivas amplitudes espectroscópicas.

Redução dos dados do Canal Elástico

4.1 Calibração dos Detectores em Energia para Identificação dos Processos

Inicialmente, para identificarmos os processos presentes, tivemos que efetuar a calibração em energia dos detectores de silício, nos quais é possível identificar com maior facilidade os picos de espalhamento elástico referentes aos vários contaminantes presentes no alvo. Isso foi feito adotando um procedimento padrão, o qual ficará claro a seguir, para todos os detectores.

O primeiro passo da calibração consiste em identificar os picos conhecidos presentes no histograma, como por exemplo o do espalhamento elástico do ${}^9\text{Be}$ no ${}^{197}\text{Au}$ ou em outros elementos presentes no alvo. Em seguida, utilizando o programa KINEQ [35] calculamos a energia com que o núcleo de ${}^9\text{Be}$ incide sobre um detector, a uma dada posição angular após ser espalhado pelo elemento identificado no passo anterior. Essa energia servirá de entrada para o programa NEGRO [36] que por sua vez irá calcular a perda de energia do núcleo de ${}^9\text{Be}$ ao atravessar os vários meios materiais que compunham o detector, e que, por fim, será associada aos respectivos canais onde esses picos estarão presentes no detector de silício.

Com isso em mente, a calibração do detector de silício foi determinada por meio da identificação do pico do espalhamento elástico do ${}^9\text{Be}$ no ouro e no car-

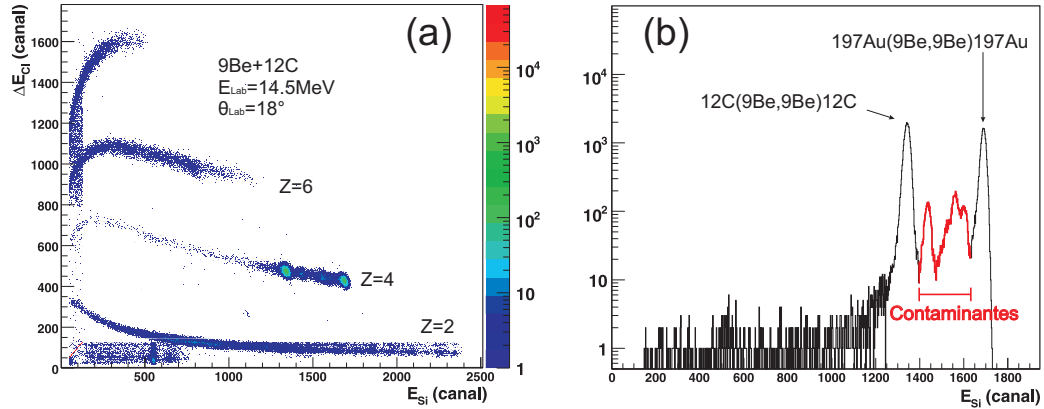


Figura 4.1: (a) Espectro biparamétrico. (b) Projeção da faixa com $Z=4$ (${}^9\text{Be}$) no eixo E_{Si} .

bono. Em nossos espectros a faixa do ${}^9\text{Be}$ é a de $Z=4$, como mostra o espectro da figura 4.1-a. Uma vez feita essa identificação traçamos um contorno nesta faixa e a projetamos no eixo E_{Si} obtendo espectros semelhantes aos da figura 4.1-b, onde é possível identificar a posição do pico do espalhamento no ouro e no carbono. Identificada a posição do pico, atribuímos a ela a respectiva energia perdida neste detector, calculada previamente com os programas KINEQ e NEGRO, obtendo pontos para a calibração dos detectores, como ilustra a figura 4.2, onde os vários pares de pontos fazem referência à posição dos picos de espalhamento no carbono e no ouro detectados pelo mesmo detector, o qual ocupa posições diferentes no decorrer da medida de uma distribuição do espalhamento elástico (ver seção 2.7).

Por fim, um dos fatores que garante a confiabilidade na calibração em energia para o detector de silício são os resultados mostrados no gráfico da figura 4.3, em que observamos o bom acordo dos dados calibrados com os cálculos cinemáticos, permitindo a identificação dos contaminantes presentes no alvo. Isso corrobora a conclusão de que os picos de espalhamento no ouro e no carbono foram identificados corretamente.

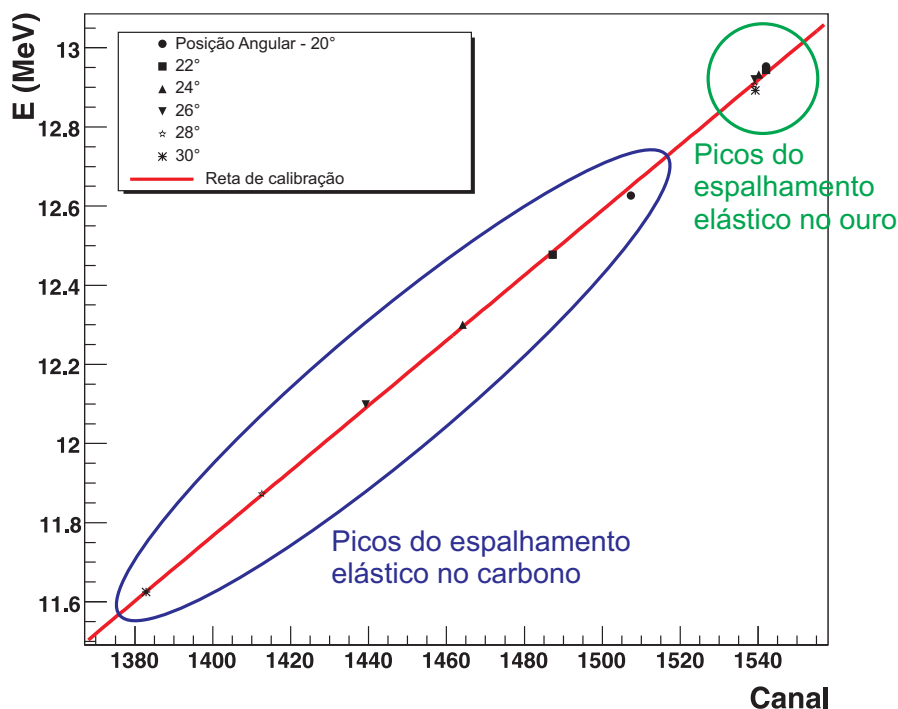


Figura 4.2: Reta de calibração para o detector de silício de um dos nossos detectores.

4.2 Obtenção do Número de Contagens

Uma vez identificado corretamente os picos do espalhamento no carbono e no ouro, para calcularmos a seção de choque é preciso extrair dos espectros o número de contagens referentes a cada processo.

O procedimento adotado foi o de ajustar, com o auxílio do programa SCAN-Root, gaussianas assimétricas aos picos, de modo a obtermos o número de contagens referentes a cada processo. Na figura 4.4 mostramos um ajuste no qual observamos o bom acordo com os dados medidos. Nesta figura vemos também que o fundo presente nos histogramas, quando não é praticamente nulo, pode ser descrito satisfatoriamente por uma reta.

Neste ponto, cabe ressaltar que para os detectores frontais o número de contagens não é realmente o obtido pelo procedimento de ajuste simples como o

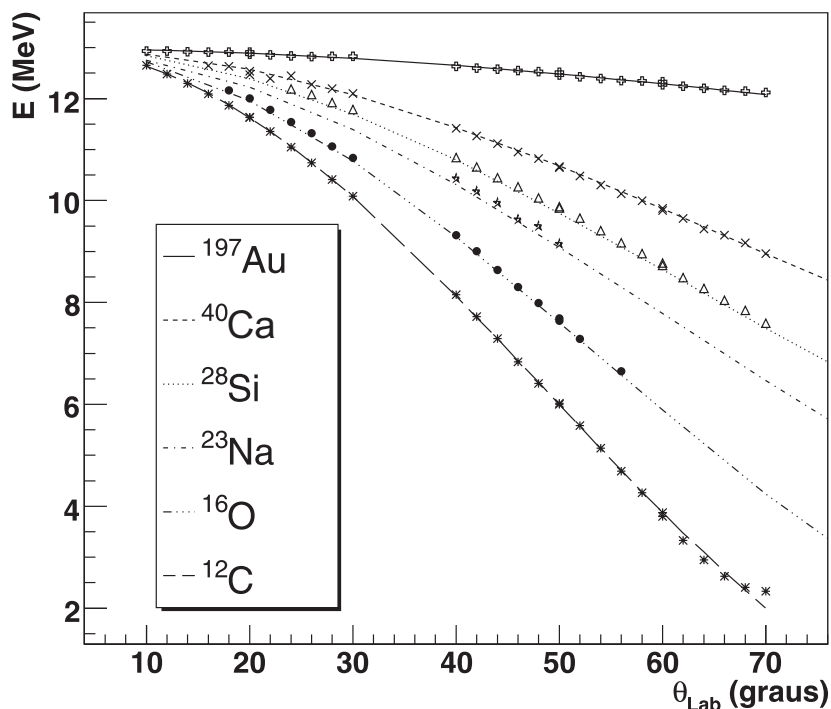


Figura 4.3: Identificação dos contaminantes presentes no alvo. As curvas representam os cálculos cinemáticos para a energia do ${}^9\text{Be}$ espalhado por vários elementos. Os pontos representam as energias obtidas através da calibração.

descrito acima. Isso se deve ao fato de haver contaminantes presentes no alvo, em sua maior parte compostos por silício e oxigênio, cujas contagens referentes aos seus respectivos espalhamentos elásticos se misturam com as do espalhamento no carbono e no ouro. Devido a essa dificuldade foi feito no Laboratório de Materiais e Feixes Iônicos (LAMFI) uma análise PIXE-RBS [37] do alvo utilizado, a qual não vamos descrever no texto, para qualificar e quantificar os contaminantes de modo a podermos subtrair suas contribuições. Na figura 4.5 mostramos o espectro de RBS (*Rutherford Backscattering Spectrometry*) obtido nessa análise, e nele observamos a presença de grande quantidade de silício e oxigênio contaminando o alvo.

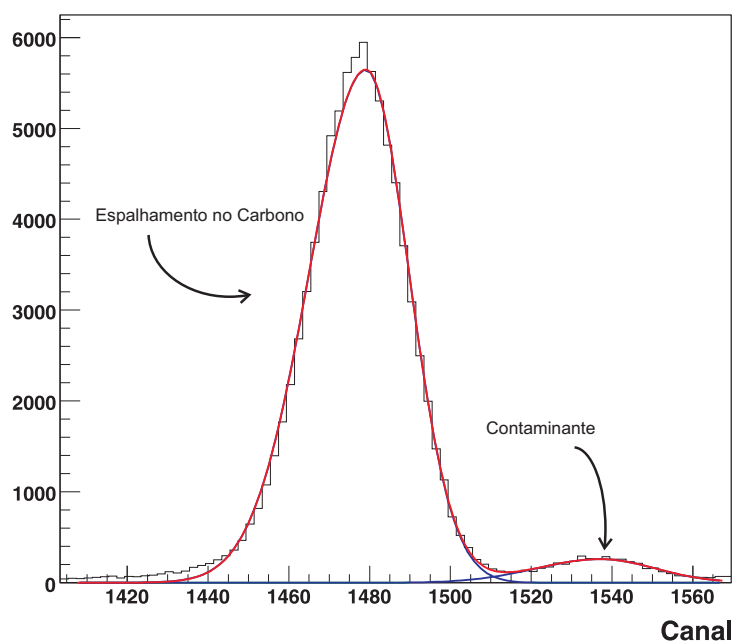
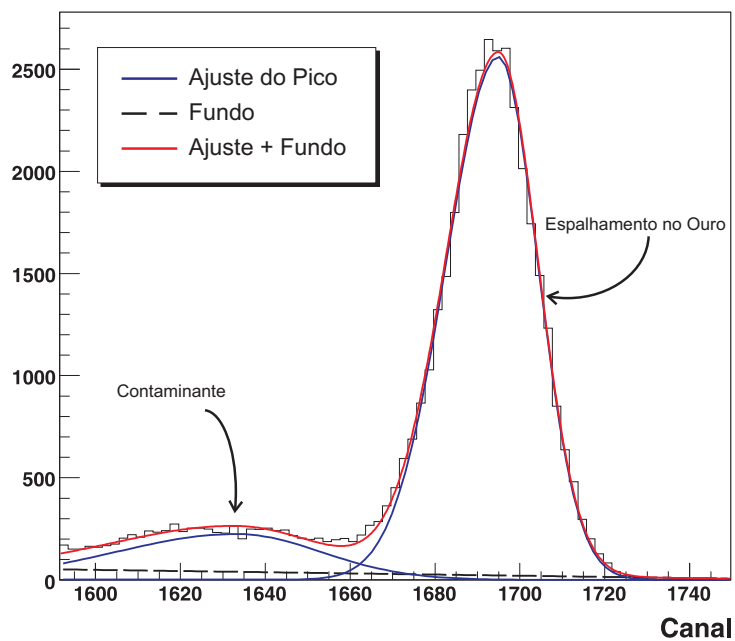


Figura 4.4: Ajuste dos picos com gaussianas assimétricas.

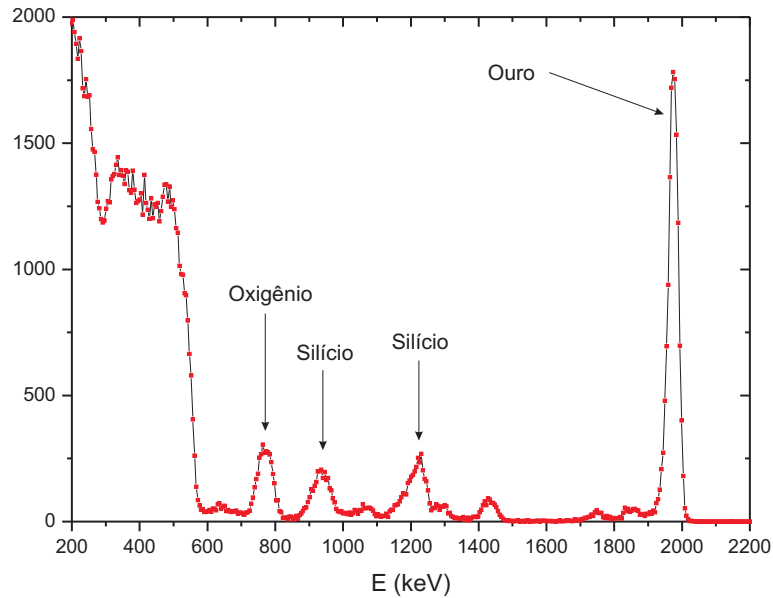


Figura 4.5: Espectro RBS obtido para o alvo utilizado na região onde o feixe incidiu.

4.3 Cálculo das Seções de Choque Experimentais

Por meio da análise dos dados experimentais é possível determinar a seção de choque para um dado processo, seja ele reação ou espalhamento, a qual é uma medida da probabilidade do mesmo ocorrer.

Fisicamente para um feixe de intensidade N_f partículas por segundo incidindo sobre um alvo com N_a átomos por unidade de área, o número de eventos (Y) detectados referente a um dado processo é dado por:

$$Y = \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} N_a N_f \Delta\Omega_{lab} \quad (4.1)$$

sendo $\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}}$ a seção de choque diferencial para o processo observado e $\Delta\Omega_{lab}$, o ângulo sólido compreendido pelo detector, estando ambos no referencial do laboratório. Com isso temos que a seção de choque diferencial será dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{Y}{N_a N_f \Delta\Omega_{lab}}, \quad (4.2)$$

que para o referencial do centro de massa torna-se:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}} = \frac{Y}{N_a N_f \Delta\Omega_{lab}} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}. \quad (4.3)$$

Desse modo, para o espalhamento do ^9Be nos núcleos de ^{12}C do alvo, a equação 4.3 fica escrita na forma

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+C} = \frac{Y_{Be+C}}{N_c N_f \Delta\Omega_{lab}} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+C}, \quad (4.4)$$

com $\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+C}$ sendo a seção de choque diferencial do espalhamento elástico do ^9Be nos núcleos de ^{12}C no referencial do centro de massa, Y_{Be+C} o número de eventos detectados, N_c o número de núcleos de carbono por unidade de área no alvo e $\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+C}$ é o jacobiano de transformação do referencial do laboratório para o referencial do centro de massa no sistema ^9Be e ^{12}C . Da mesma forma, teremos uma equação similar para o espalhamento do ^9Be nos núcleos de ^{197}Au

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+Au} = \frac{Y_{Be+Au}}{N_{Au} N_f \Delta\Omega_{lab}} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+Au}. \quad (4.5)$$

Por fim, com o auxílio das equações 4.4 e 4.5 obtemos a seção de choque normalizada pela seção de choque do espalhamento Rutherford que é dada por:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+C}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Ruth_{Be+C}}} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+Au}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Ruth_{Be+Au}}} \frac{Y_{Be+C}}{Y_{Be+Au}} \frac{N_{Au}}{N_c} \frac{\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+C}}{\frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+Au}}. \quad (4.6)$$

Com essa equação e utilizando o fato da seção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}{}^{Be+Au}$ ser Rutherford, é possível determinar a seção de choque normalizada (equação 4.6) do espalhamento do ^9Be nos núcleos de ^{12}C no referencial do centro de massa, a menos do fator $\frac{N_{Au}}{N_c} \cdot Y_{Be+C}$ e Y_{Be+Au} são determinados a partir dos dados experimentais por meio do ajuste de seus respectivos picos do elástico como ilustra a figura 4.4.

4.3.1 Determinação da Incerteza na Normalização dos Dados

No decorrer do experimento o grau de contaminação aumentou consideravelmente no interior da câmara de espalhamento. Em função disso, começamos a suspeitar se houve ou não crescimento de carbono, o que afetaria diretamente a normalização das distribuições do espalhamento elástico N_{Au}/N_C (ver equação 4.6). Essa dúvida nos levou a realizar um trabalho de investigação com base em nossos dados para determinar se essa quantidade é ou não constante e, caso seja, qual a incerteza associada a ela.

O procedimento adotado foi o de analisar 25% dos eventos registrados no início e no fim de cada *run*, com o objetivo de detectar possíveis mudanças no número de contagens no pico do carbono que indicassem uma mudança na espessura do filme. Neste ponto cabe ressaltar que o número 25% foi adotado com base em testes feitos em que buscávamos a menor quantidade de eventos possíveis que produzissem uma boa definição dos picos, bem como uma estatística considerável.

Como dito acima, para todos os detectores e *runs* retiramos o número de contagens no pico do espalhamento elástico no carbono e no ouro para 25% dos eventos iniciais e finais de forma a obtermos a razão $(Y_{Au}/Y_C)^{ini}$ e $(Y_{Au}/Y_C)^{fin}$, respectivamente. Na figura 4.6 apresentamos os gráficos da divisão entre as razões iniciais e finais, para alguns detectores, essa quantidade nos informa se houve ou não mudanças significativas na espessura do alvo entre o início e o fim de cada *run*. Neles podemos observar que os pontos estão próximos ao valor 1, o que é um bom indicio de que não houve crescimento sensível de carbono no alvo.

Em seguida, na figura 4.7, mostramos o histograma dos valores da divisão entre as razões iniciais e finais para cada *run*. Nele fica claro que essa quantidade se distribui de forma aproximadamente gaussiana em torno do valor 1, não apresentando nenhuma tendência que confirme a hipótese de que houve mudança sensível na espessura de carbono no alvo. Desse modo, resta-nos então descobrir qual a incerteza associada à normalização. Para tanto, nós ajustamos ao histograma da figura 4.7 uma distribuição gaussiana e adotamos o seu desvio padrão como sendo a incerteza associado a essa quantidade. Com isso, através desse histograma é fácil concluir que a incerteza na divisão Y_{Au}/Y_C é de aproximadamente 5%.

Desse modo, uma vez que a normalização dos dados se relaciona com a razão

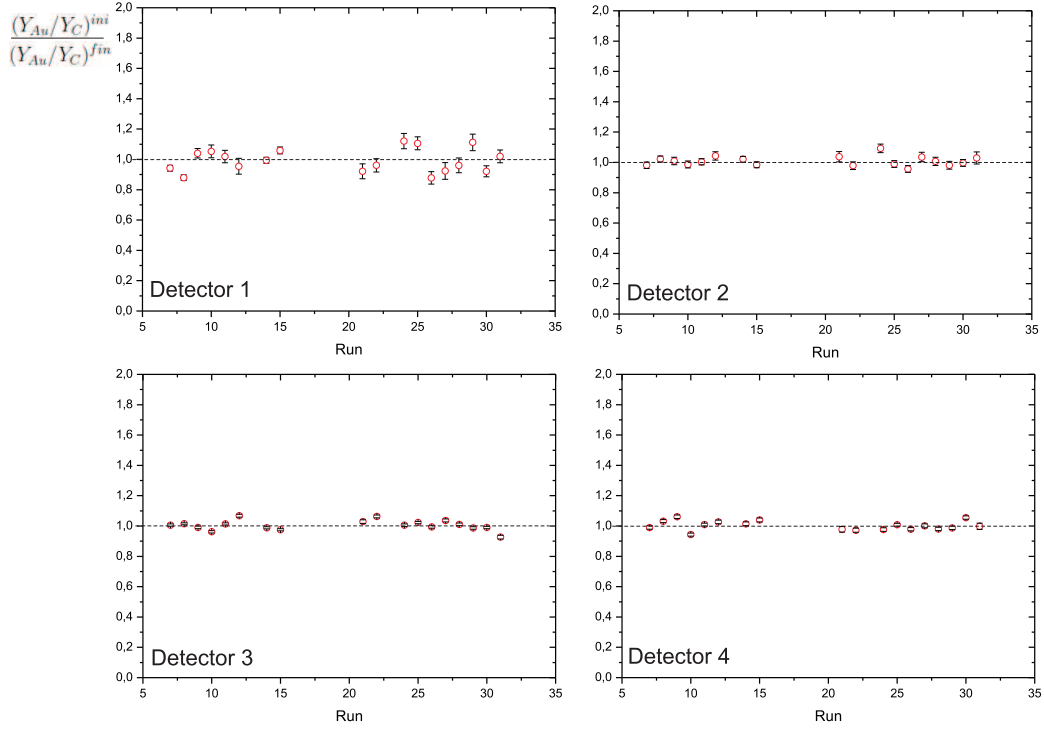


Figura 4.6: Divisão entre as razões iniciais e finais para alguns dos detectores empregados na medida. A incerteza associada foi calculada considerando a incerteza no número de contagens, a qual foi adotada como sendo a raiz quadrada do número de contagens.

Y_{Au}/Y_C pela equação:

$$\frac{N_{Au}}{N_C} = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}^{Be+C} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}^{Be+Au}}{\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}}^{Be+Au} \frac{d\Omega_{lab}}{d\Omega_{cm}}^{Be+C}} \frac{Y_{Be+Au}}{Y_{Be+C}}, \quad (4.7)$$

na qual os dois primeiros fatores do lado direito da equação podem ser considerados constantes para o mesmo *run* e detector, teremos que a incerteza associada à normalização também será de 5% em seu valor.

4.3.2 Obtenção da Distribuição de Espalhamento Elástico

As distribuições do espalhamento elástico são obtidas, como dito na seção anterior, por meio da equação 4.6. A normalização é calculada através da equação 4.7, para uma medida feita no detector mais frontal e no *run* de menor energia.

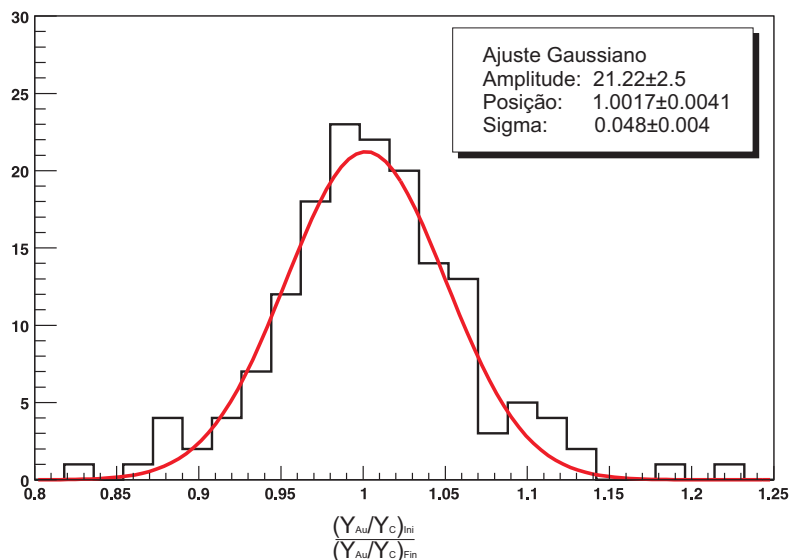


Figura 4.7: *Histograma da divisão entre as razões iniciais e finais.*

Isso garante que o espalhamento no carbono é, com boa aproximação, Rutherford facilitando desse modo o cálculo.

Uma vez que o fundo em nossos dados é pequeno comparado à área dos picos do espalhamento elástico, adotamos a incerteza no número de contagens como sendo a raiz quadrada do número de contagens, o que produz incertezas pequenas nas seções de choque do espalhamento elástico. Em seguida, propagando-se essas incertezas juntamente com as incertezas na normalização dos dados obtidas na seção anterior, obtemos a incerteza para o espalhamento elástico. Na figura 4.8, apresentamos as distribuições do elástico juntamente com as incertezas associadas. Nela, destacamos que as medidas realizadas apresentam uma grande resolução angular, proporcionando a visualização de oscilações bem definidas e sem nenhuma quebra a qual indique problemas nos dados.

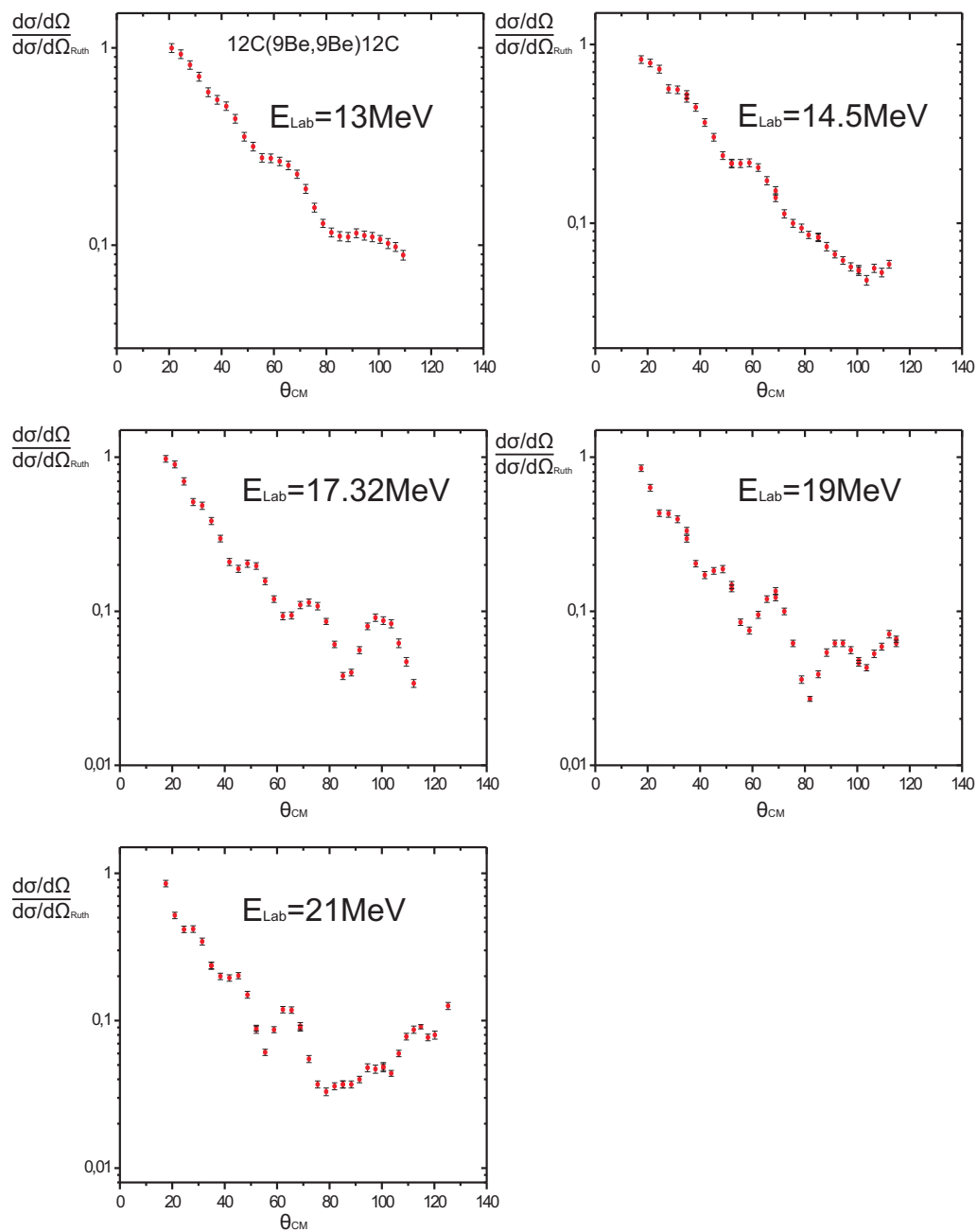


Figura 4.8: Distribuições do canal elástico medidas nesse trabalho.

Capítulo 5

Redução dos dados do *Breakup* do ${}^9\text{Be}$

Neste capítulo apresentamos os avanços na análise dos dados referentes à medida do *breakup* do ${}^9\text{Be}$. O primeiro passo para a identificação desse canal, foi calibrar os detectores em energia. Isso somado ao processo de identificação das partículas alfa coincidentes permitirão reconstruir o ${}^8\text{Be}$ produzido na reação e por fim identificá-lo.

5.1 Calibração dos Detectores em Energia

Neste experimento, devido ao fato de estarmos interessados em medir partículas alfa, as quais são relativamente leves e rápidas, surgem alguns problemas com relação a energia de limiar de detecção para o detector de silício. Isso se deve ao fato de que em nosso experimento uma parte dessas partículas leves (prótons, alfas, etc) terá energia suficiente para atravessar o detector de silício. Dessa forma, para não perdermos parte da informação relacionada com a energia dessas partículas, além da câmara de ionização (CI) e do detector de silício (Si), tornou-se necessário empregar o detector de Iodeto de Césio, cuja espessura é grande o suficiente para medir a energia residual dessas partículas.

A seguir mostramos o procedimento utilizado na calibração de cada um desses detectores.

5.1.1 Calibração do eixo E_{Si}

O processo de calibração desse eixo é similar ao apresentado na seção 4.1, sendo feito por meio da identificação de picos com energia bem definida. Nesta

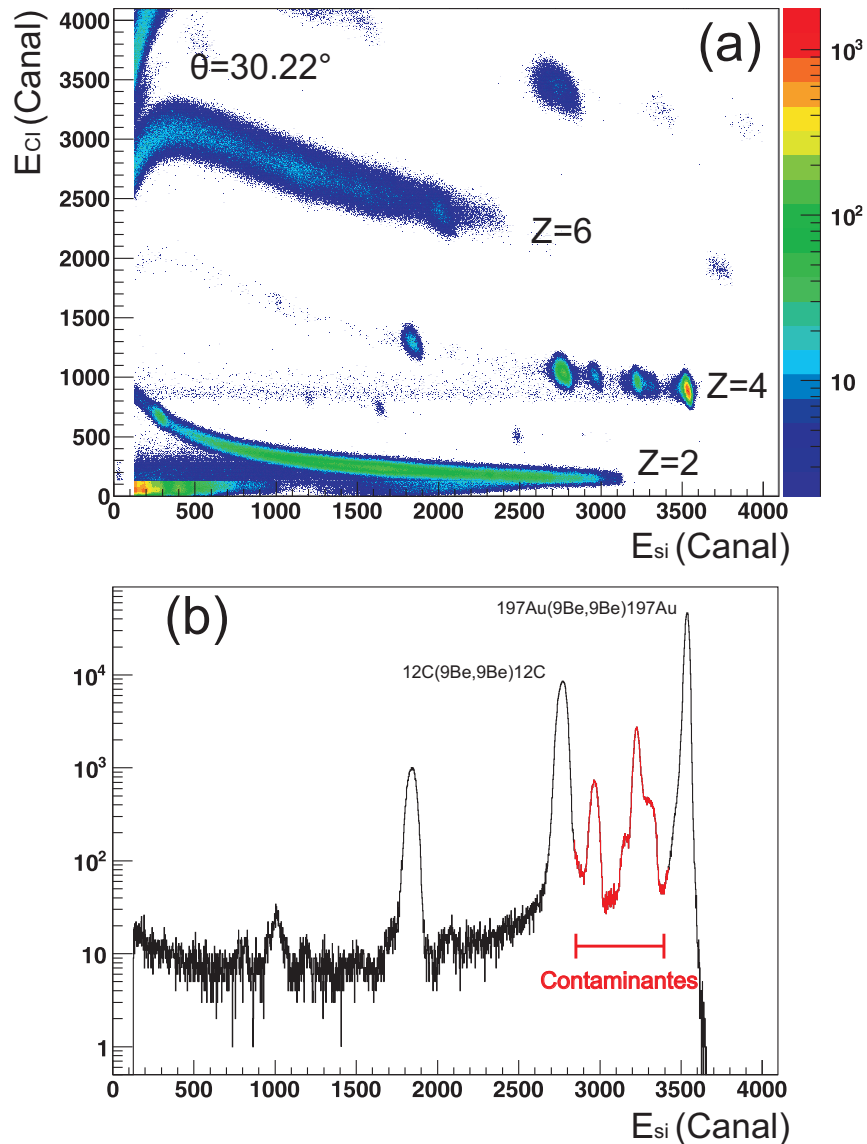


Figura 5.1: (a) Espectro biparamétrico para a reação entre ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$. (b) Projeção da faixa com $Z=4$ (${}^9\text{Be}$) no eixo E_{Si} .

análise, também utilizamos a faixa do ${}^9\text{Be}$ ($Z=4$), como ilustra a figura 5.1, na qual são visíveis os picos de espalhamento elástico no ouro e no carbono.

Em seguida, usando os programas KINEQ e NEGRO, conseguimos calcular a energia dos picos em cada um dos detectores, e por fim obter as retas de calibração, como ilustra a figura 5.2.

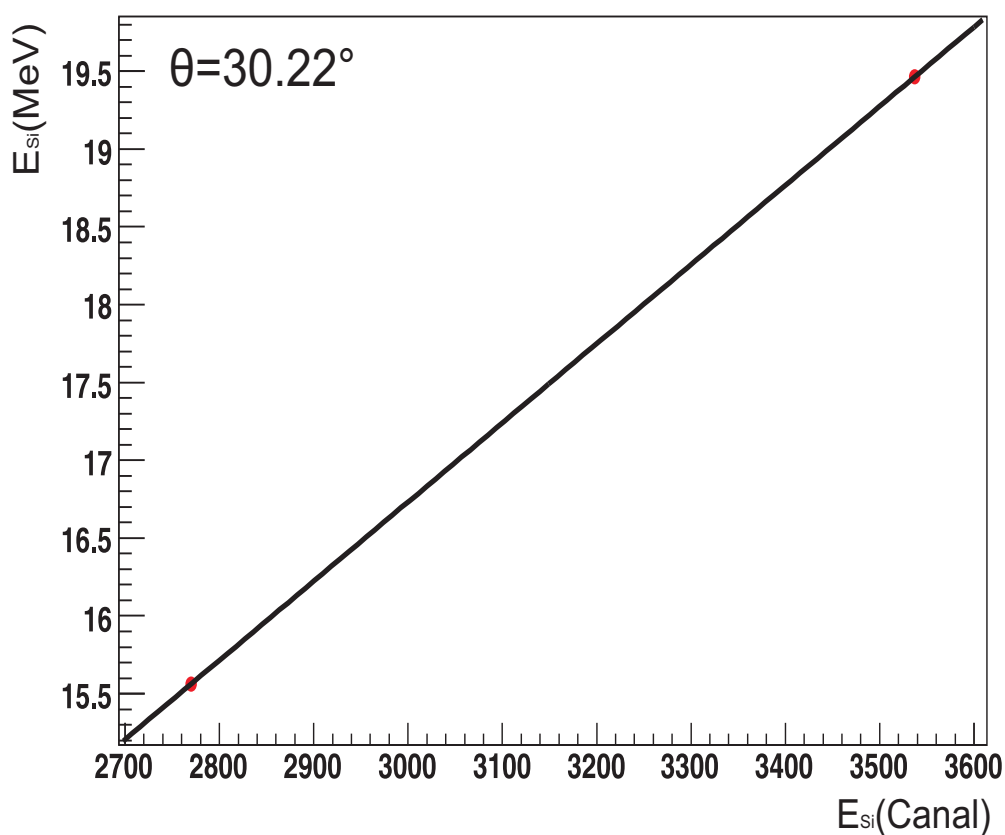


Figura 5.2: Calibração do detector de silício.

Em seguida, de forma também análoga à apresentada na seção 4.1, checamos a identificação cinemática dos vários contaminantes presentes no alvo, conforme mostra a figura 5.3, na qual observamos o bom acordo dos dados calibrados com os cálculos cinemáticos.

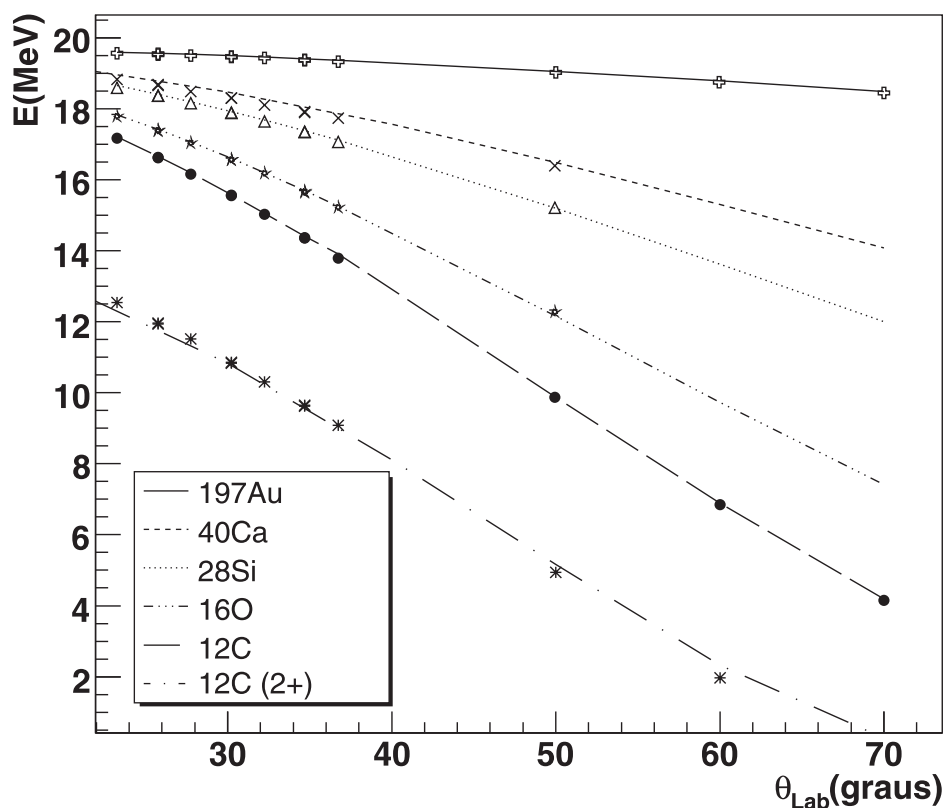


Figura 5.3: Identificação dos contaminantes presentes no alvo.

5.1.2 Calibração do eixo E_{CI}

Como podemos observar no espectro biparamétrico mostrado na figura 5.1, os picos referentes ao espalhamento elástico no ouro e no carbono utilizados na calibração do detector de silício estão muito próximos quando projetamos ambos no eixo E_{CI} . Isso faz com que as incertezas na calibração, obtida utilizando o procedimento análogo ao empregado na calibração do detector de silício, se tornem muito grandes.

Desse modo, um método alternativo de determinarmos a calibração em energia do detector a gás é utilizar a calibração do detector de silício, já determinada e de maior confiabilidade, e a curva de perda de energia no detector a gás em função da energia depositada no silício para várias partículas. Essa última é obtida por

meio do programa NEGRO variando-se a energia das partículas incidentes e é apresentada na figura 5.4-b para prótons, α , ${}^9\text{Be}$ e ${}^{12}\text{C}$. Em seguida, conhecendo-se a energia perdida no detector de silício, por intermédio de sua calibração, é possível determinar através dessas curvas a energia que a partícula deposita na câmara de ionização e, em seguida, associar ao respectivo canal, obtendo assim pontos para a calibração. É importante ressaltar que escolhemos pontos nas faixas das partículas alfa, do berílio e do carbono. Este procedimento pode acumular incertezas sistemáticas em outras faixas, contudo, isso não foi objeto de estudo neste trabalho.

Na figura 5.5 mostramos uma reta de calibração típica, na qual observamos o razoável acordo entre os pontos e a reta de calibração.

5.1.3 Calibração do eixo E_{CsI}

A calibração do detector de Iodeto de Césio apresenta certas dificuldades devido ao fato dos histogramas não apresentarem picos referentes a processos conhecidos, além de não ser linear e de depender da carga da partícula incidente [38]. Desse modo, como estamos interessados nas partículas α , fizemos a calibração apenas para as partículas com $Z=2$.

O procedimento adotado é similar ao descrito na seção 5.1.2 e consiste em obter a calibração do eixo E_{CsI} por meio da calibração do detector de silício, que agora faz o papel de ΔE , e da curva de perda de energia no detector de silício em função da energia residual depositada no CsI. Essa última é obtida por meio do programa NEGRO variando-se a energia das partículas incidentes e é apresentada na figura 5.6-b para as partículas α . Desse modo, conhecendo a energia perdida no detector de silício, por intermédio de sua calibração, é possível determinar por meio dessa curva a energia residual que a partícula deverá deixar no cristal de Iodeto de Césio e por conseguinte correlacionar com o respectivo canal, coletando pontos para a calibração. Na figura 5.7 apresentamos uma curva de calibração para o cristal de CsI presente em um de nossos detectores.

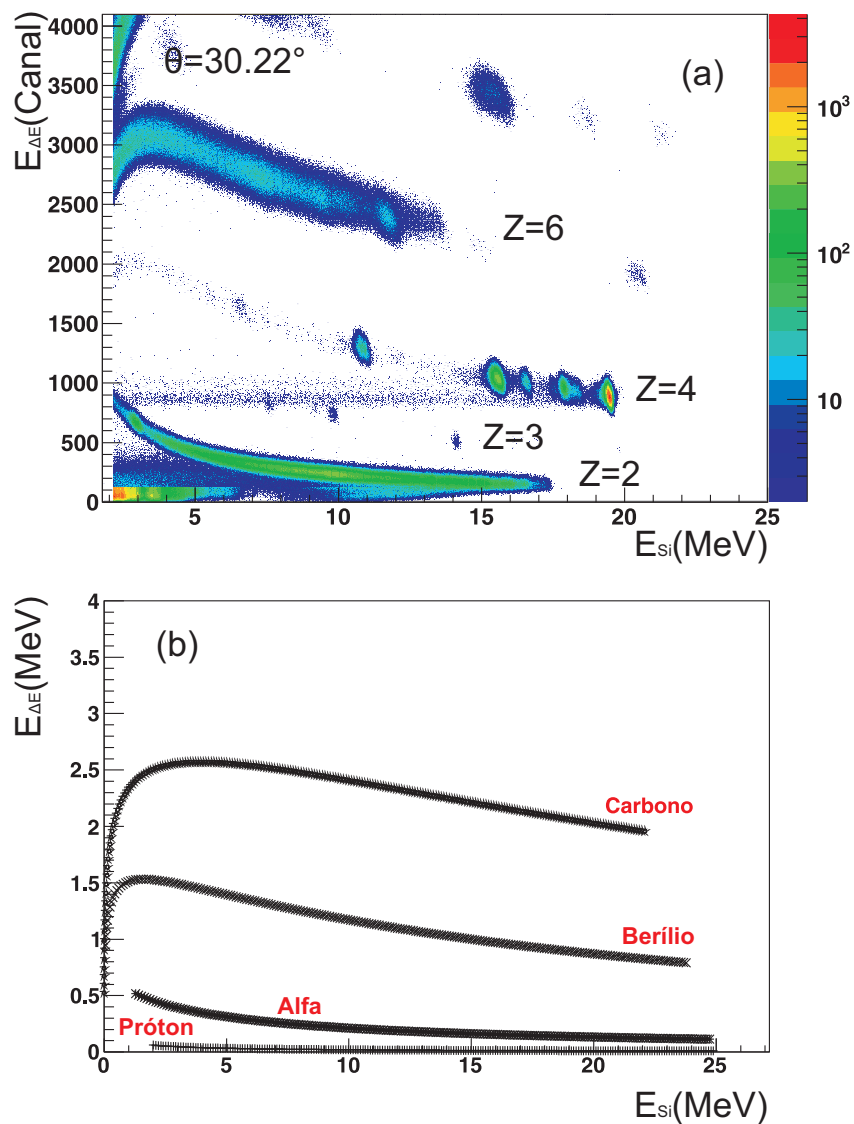


Figura 5.4: (a) Espectro biparamétrico calibrado para a reação entre ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$. (b) Espectro biparamétrico teórico calculado com o NEGRO.

5.1.4 Comparação dos Espectros Calibrados com o NEGRO

Em um experimento como esse, em que queremos determinar os mecanismos de reação presentes, é preciso ter uma grande precisão na calibração em energia para podermos identificá-los nos dados experimentais. Entretanto, como pode-

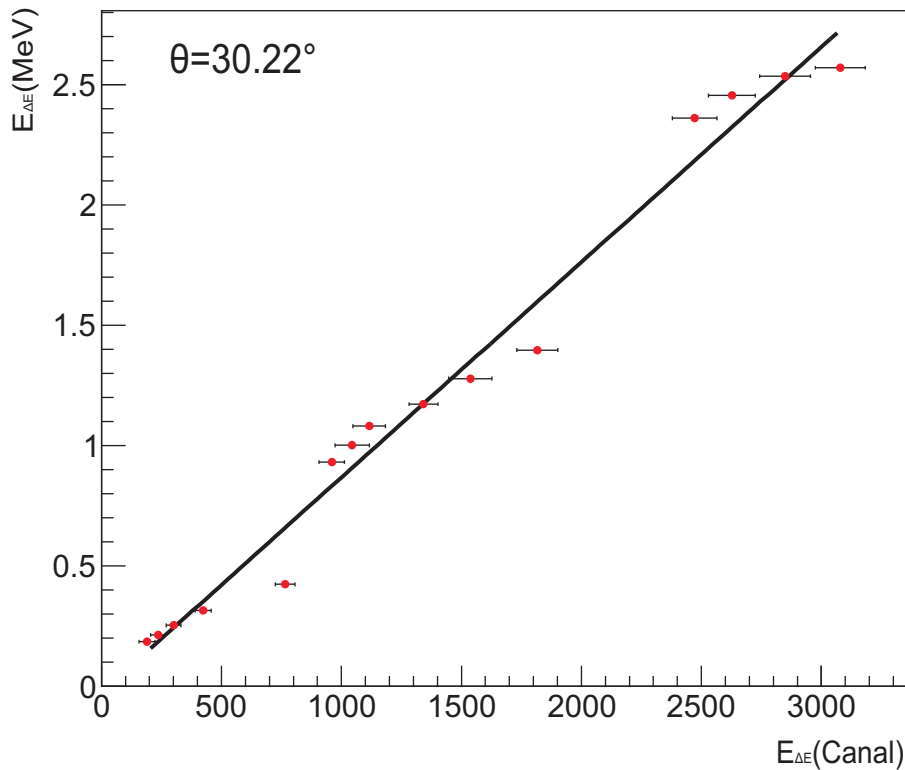


Figura 5.5: Calibração do detector a gás.

mos observar na seção 5.1.2, a calibração do detector a gás apresenta grandes incertezas comprometendo a determinação da energia. Desse modo, neste ponto, mostramos uma comparação entre os dados experimentais calibrados e o cálculo de perda de energia feito com o NEGRO, com o objetivo de verificar quão boa é a concordância entre ambos. O resultado desse trabalho é ilustrado na figura 5.8 para dois dos nossos detectores. Como podemos observar, para as partículas α existe uma concordância razoável, principalmente com relação a forma da curva, entre os dados e os valores calculados para o regime de energias acima de 6MeV, apresentando um desvio do valor calculado de no máximo 10% sobre a energia medida na câmara de ionização.

Entretanto, apesar dessa concordância, adiantamos que pequenas incertezas na determinação da perda de energia nos materiais que compõem o detector, como vemos nos resultados apresentados na figura 5.8, principalmente na câmara de ionização, irão provocar o surgimento de erros sistemáticos na medida de energia,

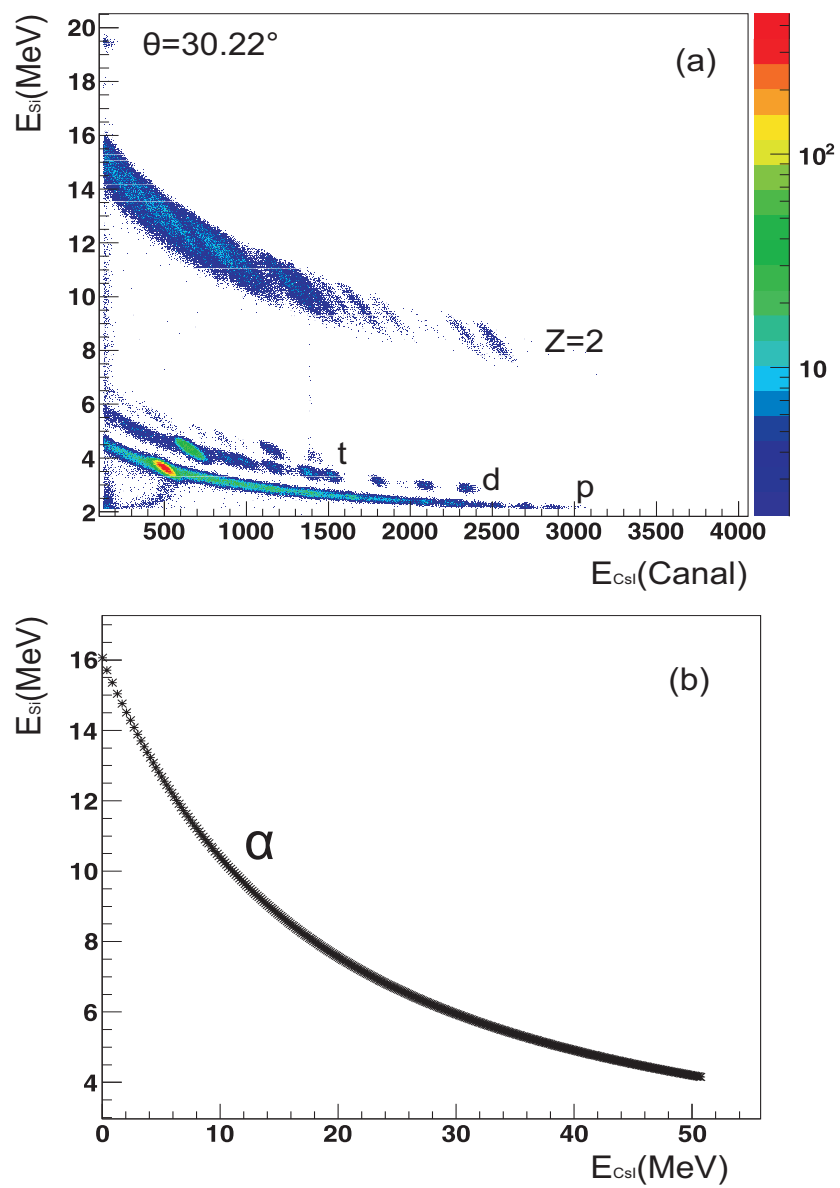


Figura 5.6: (a) Espectro biparamétrico das partículas leves para a reação entre ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$. (b) Espectro biparamétrico teórico calculado com o NEGRO para as partículas alfa.

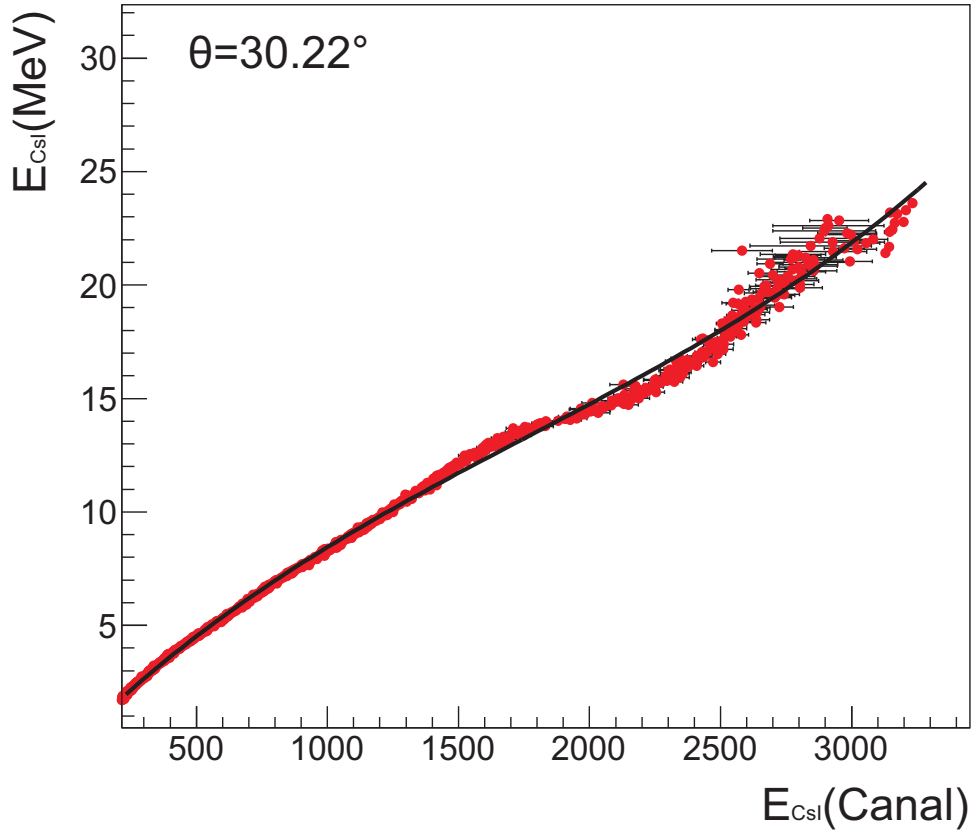


Figura 5.7: Calibração do detector de Iodeto de Césio.

como ficará claro nas seções seguintes.

5.1.5 Energia Total

Com todos os detectores calibrados, a energia total de uma partícula será descrita na forma:

$$E_T = \begin{cases} \Delta E_{janela} + \Delta E_{CI} + E_{Si} & \text{se } Z > 2 \\ \Delta E_{janela} + \Delta E_{CI} + \Delta E_{Si} + E_{CsI} & \text{se } Z \leq 2 \end{cases} \quad (5.1)$$

Uma vez que é impossível mensurar a parcela de energia deixada na janela do detector, uma correção é empregada para incluir essa energia na energia total da

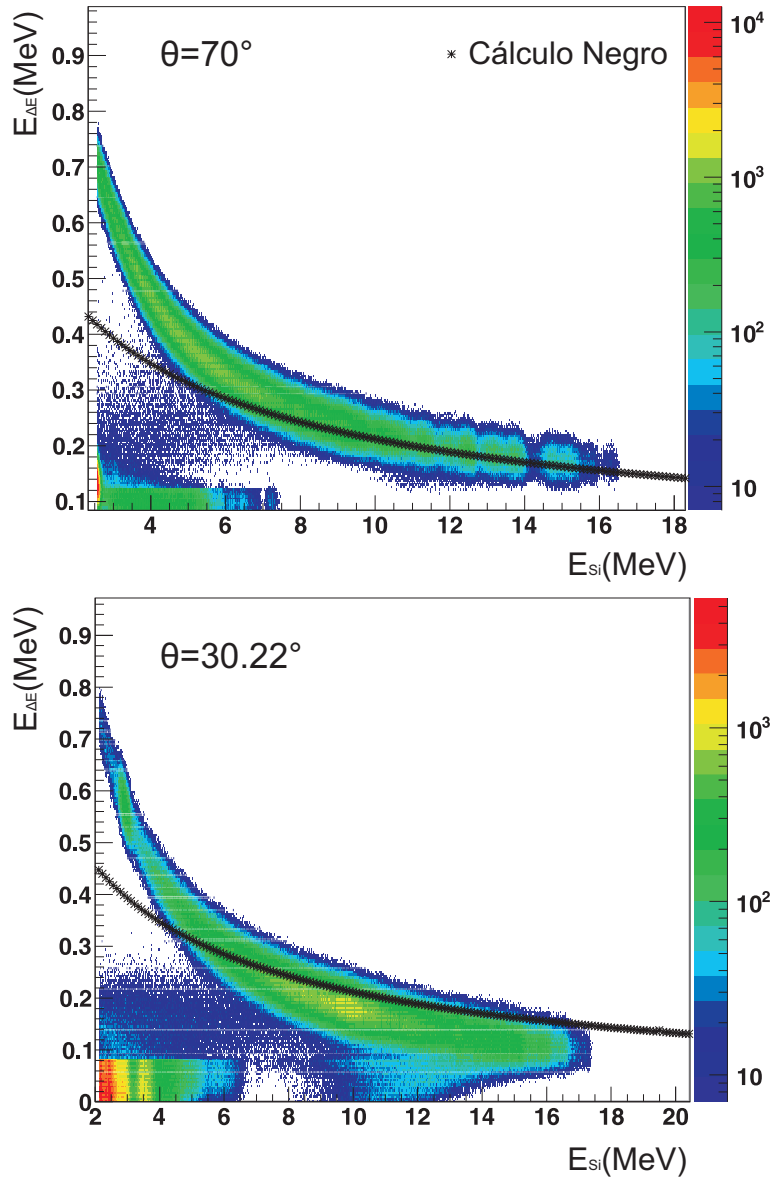


Figura 5.8: Comparação dos dois espectros experimentais calibrados com cálculos teóricos para as partículas alfa.

partícula (E_T). Para tanto, define-se um parâmetro $\beta(E_{Si})$, dado por:

$$\beta(E_{Si}) = \frac{\Delta E_{janela} + \Delta E_{CI}}{\Delta E_{CI}} . \quad (5.2)$$

Esse parâmetro foi calculado com a equação 5.2 para vários projéteis, utilizando os valores de ΔE_{janela} e ΔE_{CI} obtidos pelo NEGRO. Os resultados obtidos são mostrados no gráfico da figura 5.9. A curva para o comportamento do fator β para as partículas alfa foi inclusa no cálculo de modo que sua energia total passou a ser dada por:

$$E_T = \begin{cases} \beta \Delta E_{CI} + E_{Si} & \text{se } Z > 2 \\ \beta \Delta E_{CI} + \Delta E_{Si} + E_{C_{SI}} & \text{se } Z \leq 2 \end{cases} \quad (5.3)$$

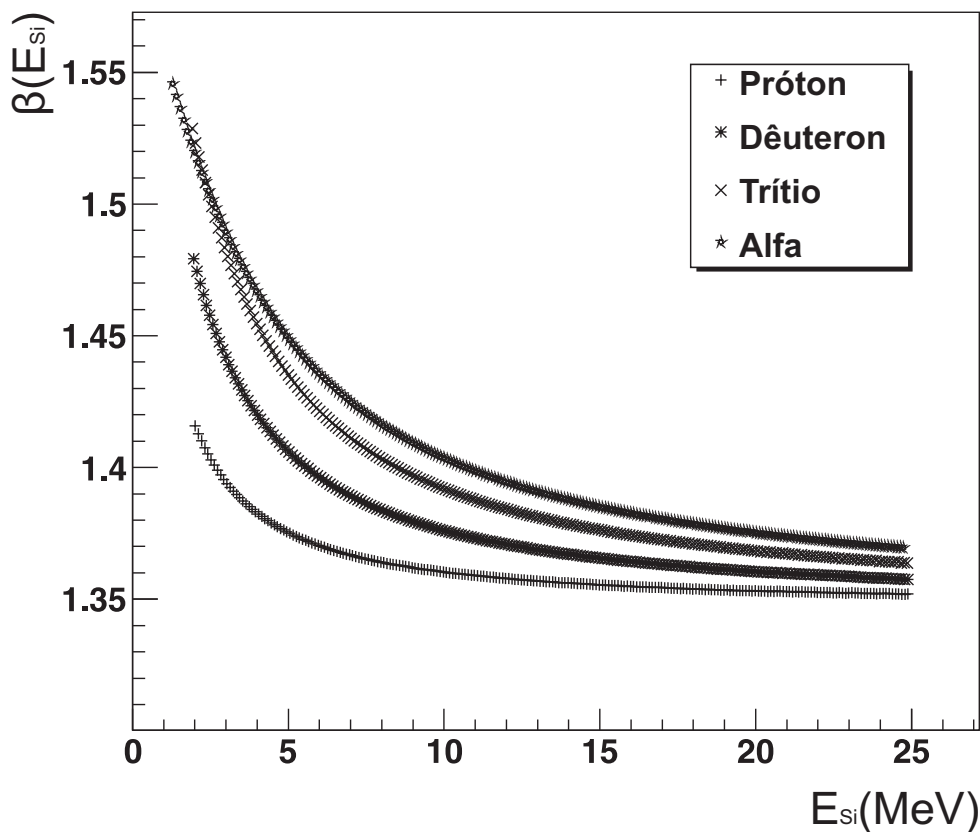


Figura 5.9: Parâmetro $\beta(E_{Si})$ para alguns valores de carga do projétil.

5.2 Obtenção das Partículas Alfa Coincidentes

Como descrito na seção 2.6, a eletrônica associada ao arranjo experimental permite medir a energia das partículas carregadas, bem como o tempo que as mesmas levaram para chegar ao detector com relação à partícula que disparou a aquisição. Assim, dado um evento físico real e detectável, as partículas resultantes irão caminhar na direção dos detectores, de modo que a primeira a chegar em um detector produzirá um sinal rápido o qual acionará o gatilho. Isso por sua vez irá disparar a contagem em tempo no módulo *TDC* para cada um dos canais, os quais estão associados a detectores no arranjo, além de deixar os módulos *ADC* em modo de espera coletando os dados relacionados com a energia das partículas.

Quando uma segunda partícula chegar em outro detector do arranjo, um outro sinal é produzido e enviado para seu respectivo canal no *TDC*, parando a contagem de tempo neste canal e armazenando o intervalo entre o sinal *start* e *stop* em uma variável que é gravada juntamente com a informação da energia com que essa partícula chega ao detector.

Com isso em mente, na análise dos dados foram empregadas rotinas feitas em linguagem C++, compatíveis com o SCANRoot, com o objetivo de aplicar cortes nos dados de modo a conseguirmos reconstruir o ${}^8\text{Be}$ proveniente da quebra nuclear (${}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Be} + n$), e de outros canais como ficará claro mais a frente, através da medida das partículas alfa coincidentes. O plano inicial de medir uma correlação tripla entre as alfas e o nêutron, de modo a termos uma medida cinemática completa do processo de quebra, não foi possível de ser executado devido a problemas na aquisição dos dados do detector de nêutrons. Isso se reflete em nossa análise produzindo incertezas na identificação dos processos, como ficará claro nas seções seguintes.

5.2.1 Rotina de Análise dos Dados

Como dito anteriormente, o SCANRoot faz parte de um sistema de aquisição e análise de dados orientada a objeto, o qual proporciona ao usuário uma grande flexibilidade na introdução de cortes nos dados.

Dessa forma, em nossa análise, primeiramente foram selecionados os eventos

com partículas alfa com a simples inclusão de cortes, pré-definidos para cada detector, na região do espectro biparamétrico onde essas partículas se encontram, como ilustrado na figura 5.10.

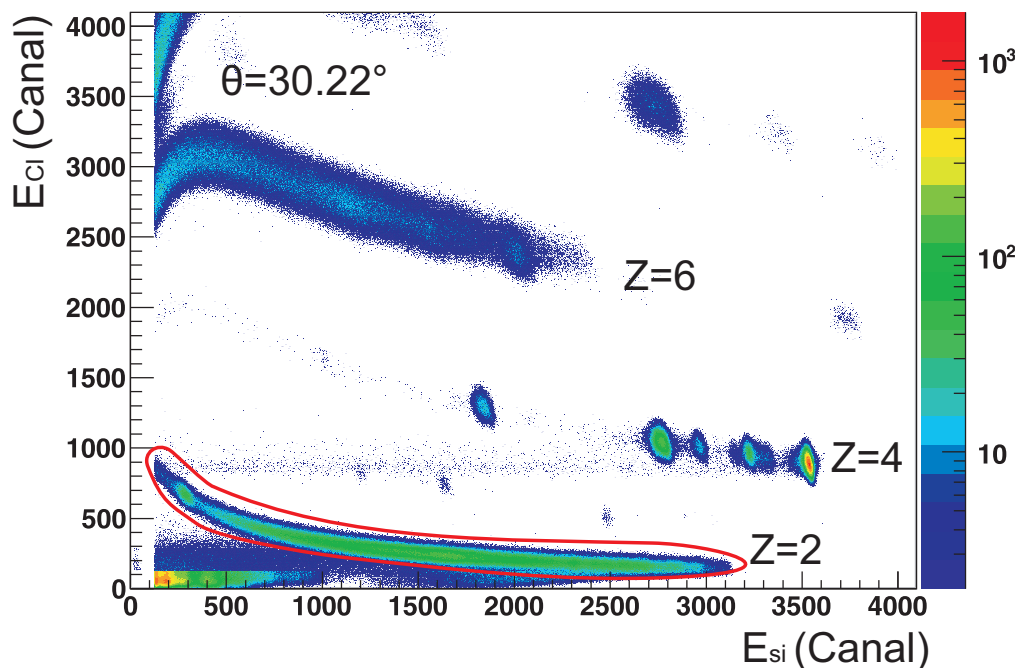


Figura 5.10: *Espectros biparamétrico com um corte na região das partículas alfa.*

Impondo esses cortes nos dados, estabelecemos a correlação entre as alfas medidas em um detector com aquelas medidas em um segundo detector, no mesmo evento, por intermédio de uma varredura em todos os possíveis pares de detectores no conjunto. Com o auxílio dos parâmetros de tempo, estabelecemos o vínculo temporal admitindo que essas partículas remetem ao mesmo decaimento se chegarem nos respectivos detectores com um atraso de tempo pertencente a uma pequena janela como ilustramos na figura 5.11. Se essa condição for válida o evento é analisado, se não for, é descartado.

Para evitar o problema de dupla contagem dos eventos, quando o programa encontra em um evento duas partículas α coincidentes, o respectivo par de detectores é retirado, de modo que essas alfas correlacionadas e detectadas nesse par não se misturem com as de outros detectores produzindo coincidências artificiais.

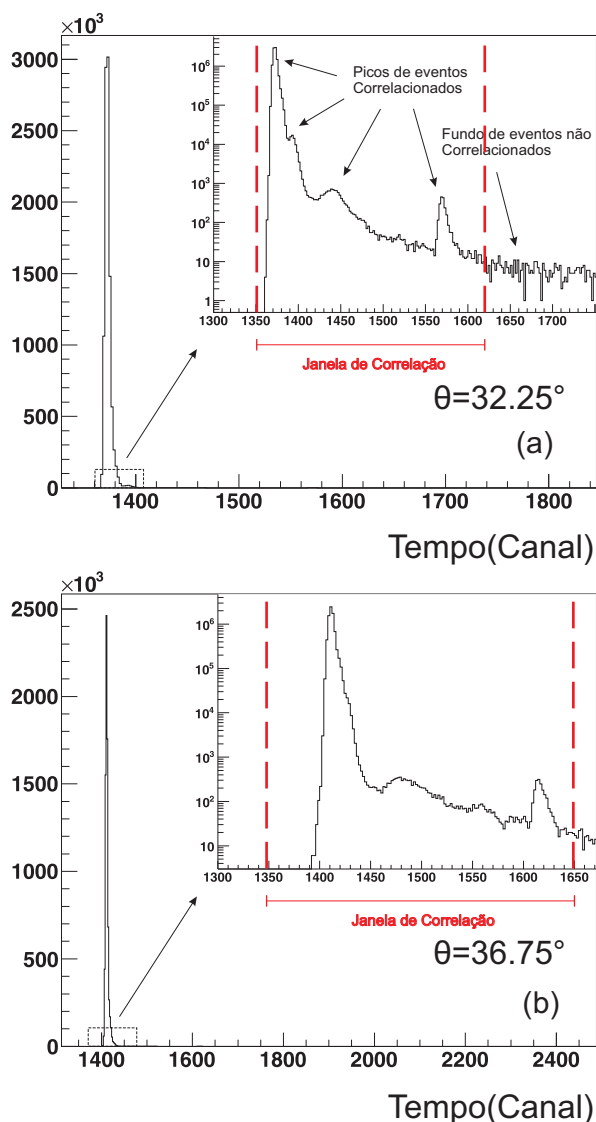


Figura 5.11: *Espectro de tempo para dois detectores em nosso arranjo. Neste gráfico em maiores detalhes temos uma ampliação da região onde há eventos. Nele observamos a presença de picos referentes a eventos correlacionados. A região delimitada pelas linhas tracejadas é a janela de tempo na qual consideramos a existência de eventos correlacionados.*

Por fim, estabelecido que o evento é coincidente, podemos efetuar cálculos com os parâmetros de modo a obter quantidades de interesse de modo a tornar visíveis os processos físicos envolvidos.

A rotina de análise dos dados utilizada pode ser vista em maiores detalhes no

apêndice B.

5.2.2 Espectros de Correlação α - α

Para poder identificar os eventos coincidentes, e em seguida obtermos aqueles relacionados ao *breakup* do ${}^9\text{Be}$, um passo importante é identificar e reconstruir o ${}^8\text{Be}$ produzido nesse canal. Isso significa que, em nossos dados, é preciso primeiramente identificar se as partículas α medidas são ou não provenientes do decaimento do ${}^8\text{Be}$.

Fisicamente, as α provenientes desse decaimento estão vinculadas por meio da diferença de massa Q_{th} ¹ para o decaimento do ${}^8\text{Be}$, além de carregarem informações sobre os estados excitados dos núcleos formados após a interação. Desse modo, da conservação de energia, temos que a energia cinética relativa ε entre duas alfas provenientes desse decaimento estarão associadas a energia de excitação do núcleo de ${}^8\text{Be}$ e ao Q_{th} , como mostra a equação 5.4.

$$\varepsilon = E_{s_{Be}}^* + Q_{th} \quad , \quad (5.4)$$

na qual ε pode ser escrita em termos das energias no referencial do laboratório na forma [39, 40]:

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\mu_{1-2}v_{1-2}^2 = \frac{1}{m_1 + m_2} [m_2 E_1 + m_1 E_2 - 2(m_1 m_2 E_1 E_2)^{1/2} \cos \theta_{12}] \quad , \quad (5.5)$$

com θ_{12} sendo o ângulo relativo entre as partículas α emitidas, E_1 e E_2 as energias das mesmas no referencial do laboratório, m_1 e m_2 suas respectivas massas ($m_1 = m_2 = m_\alpha$) e μ_{1-2} a massa reduzida do sistema composto pelas duas alfas.

Para a situação em que o decaimento do ${}^8\text{Be}$ ocorre com energia de excitação nula, a energia cinética de separação entre as α é igual ao Q_{th} (ver equação 5.4), cujo valor para esse decaimento é $Q_{th} = 0.092\text{MeV}$.

Dessa forma, podemos calcular, os valores de E_1 e E_2 , utilizando a equação 5.5, que satisfazem esse vínculo. As curvas obtidas são mostradas nos histogramas da figura 5.12, juntamente com os dados experimentais, na qual observamos o bom acordo entre ambos.

¹ $Q_{th} = M_{s_{Be}} - 2M_\alpha$.

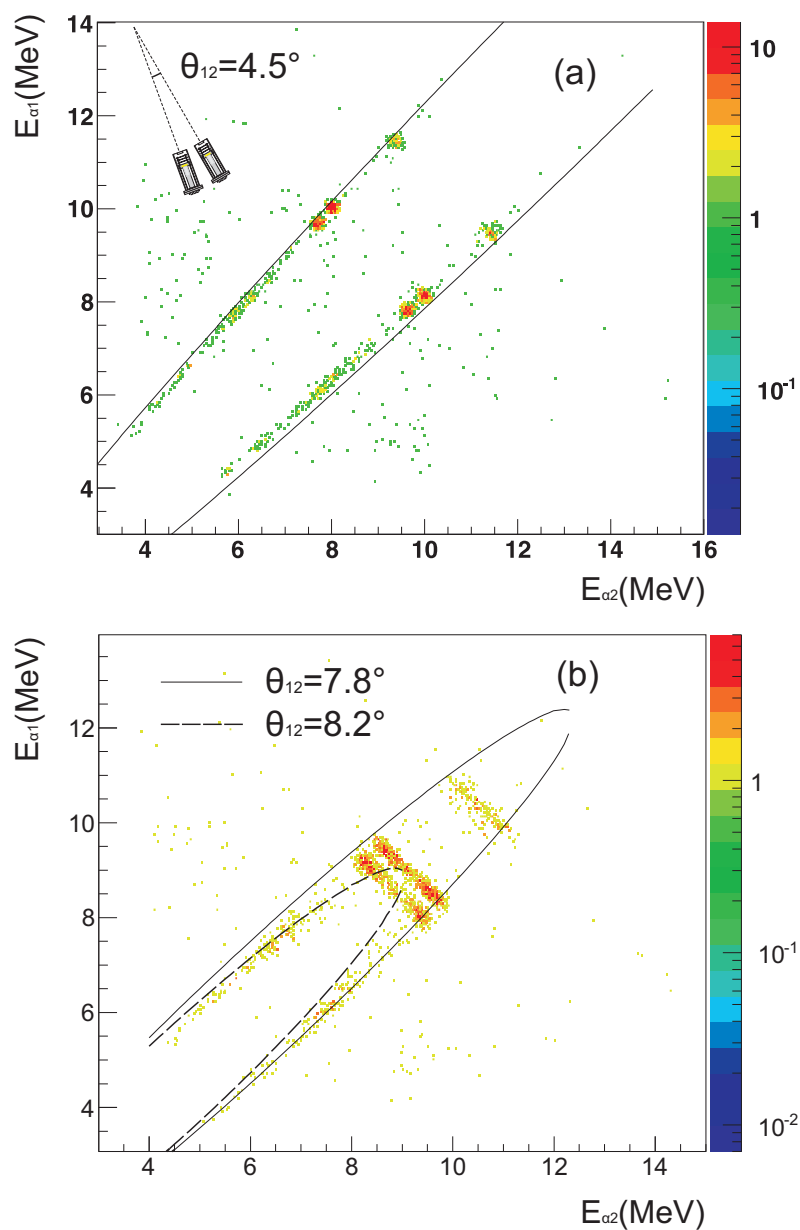


Figura 5.12: Espectros $E_{\alpha 1}$ vs $E_{\alpha 2}$ para as partículas alfa correlacionadas. As curvas em preto representam o cálculo cinemático para os ângulos relativos (a) $\theta_{12} = 4.5^\circ$ (b) $\theta_{12} = 7.8^\circ$ e $\theta_{12} = 8.2^\circ$.

Neste ponto cabe ressaltar que o pequeno desvio entre os valores calculados para o ângulo nominal $\theta_{12} = 7.8^\circ$ e os pontos experimentais, observado no histograma da figura 5.12-b, ocorre devido ao tamanho das janelas utilizadas nos

detectores, que permitem detectar pares de partículas alfa em um grande intervalo de ângulos relativos. Para ilustrar essa dificuldade nos mostramos na figura 5.12-b os valores calculados para $\theta_{12}=8.2^\circ$, o qual é um ângulo relativo aceitável dentro da janela de detecção para esse par de detectores. Com isso, observamos que pontos inicialmente não cobertos pelo cálculo com ângulo relativo $\theta_{12}=7.8^\circ$ agora são cobertos, deixando claro que isso é um efeito do tamanho da janela de detecção.

Com esse resultado concluímos que as partículas observadas foram seguramente produzidas no decaimento do ^8Be para o estado fundamental. Uma maneira alternativa de constatar essa afirmação é olhar para o espectro de momento relativo entre as partículas α , o qual é dado pela equação:

$$P_{rel} = \mu_{1-2}|V_1 - V_2|$$

$$P_{rel} = \mu_{1-2}\sqrt{V_1^2 + V_2^2 - 2V_1V_2\cos\theta_{12}} \quad , \quad (5.6)$$

com V_1 e V_2 sendo a velocidade da α_1 e α_2 respectivamente. Como podemos notar na figura 5.13, os resultados apresentam um pico em torno de aproximadamente 18MeV/c, que está de bom acordo com o valor calculado para o decaimento do ^8Be , o qual é de 18.5MeV/c.

5.3 Reconstrução do ^8Be

Na seção anterior discutimos como separamos as partículas α coincidentes e com isso constatamos que uma parte delas são provenientes do decaimento do ^8Be . Desse modo, uma vez que medimos todas as quantidades cinemáticas dessas partículas, é possível reconstruir o núcleo de ^8Be original por intermédio da conservação de energia e momento, como ilustramos na figura 5.14.

Da conservação de energia, a energia do núcleo inicial no referencial do laboratório $E_{s_{Be}}$, reconstruída a partir da energia dos seus fragmentos E_{α_1} e E_{α_2} , ambas também no referencial do laboratório, é dada por:

$$E_{s_{Be}} = E_{\alpha_1} + E_{\alpha_2} - \varepsilon \quad . \quad (5.7)$$

Com isso é possível calcular o módulo do momento da partícula original de ^8Be

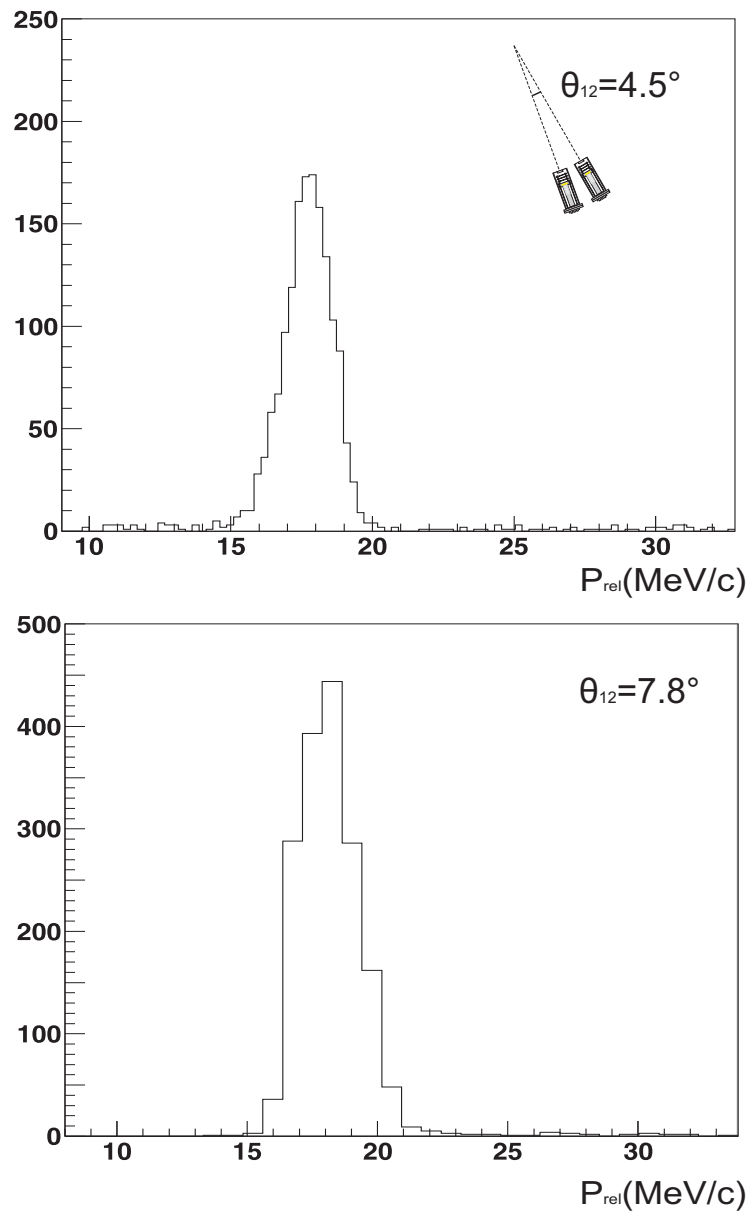


Figura 5.13: Espectro de momento relativo entre as partículas alfa reconstruídas. Em ambos observamos um pico na região de $18\text{MeV}/c$.

que, por conseguinte, será útil no cálculo do ângulo de sua trajetória com relação ao feixe, dado pela equação:

$$\theta_{s_{Be}} = \arccos \left(\frac{p_{\alpha_1} \cos \theta_1 + p_{\alpha_2} \cos \theta_2}{p_{s_{Be}}} \right). \quad (5.8)$$

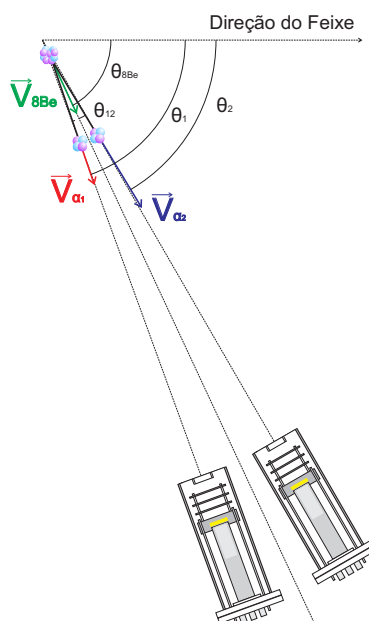


Figura 5.14: Ilustração do decaimento do ^8Be .

Implementando essas equações na análise dos dados foi possível reconstruir o núcleo de ^8Be , e os resultados são ilustrados no gráfico da figura 5.15, na qual, para cada evento, calculamos a energia do núcleo em função do ângulo em que foi espalhado no referencial do laboratório.

Nesse gráfico, podemos observar e distinguir a presença de faixas bem definidas resultantes de canais de reações distintos presentes no experimento. Essas estruturas são visualizadas de forma mais clara no histograma, para cada par de detectores, da energia do ^8Be reconstruído, como mostramos na figura 5.16, na qual vemos nitidamente a presença de picos bem definidos, os quais podem remeter aos estados excitados do ^{13}C produzidos no processo de transferência de um nêutron do ^9Be para o ^{12}C , além de uma região contínua e suave relacionada com o *breakup* nuclear.

5.4 Identificação Preliminar dos Processos

Na interação entre o ^9Be e o ^{12}C inúmeros mecanismos podem contribuir para produção de ^8Be . Entretanto, de forma geral, esses canais podem ser resumidos

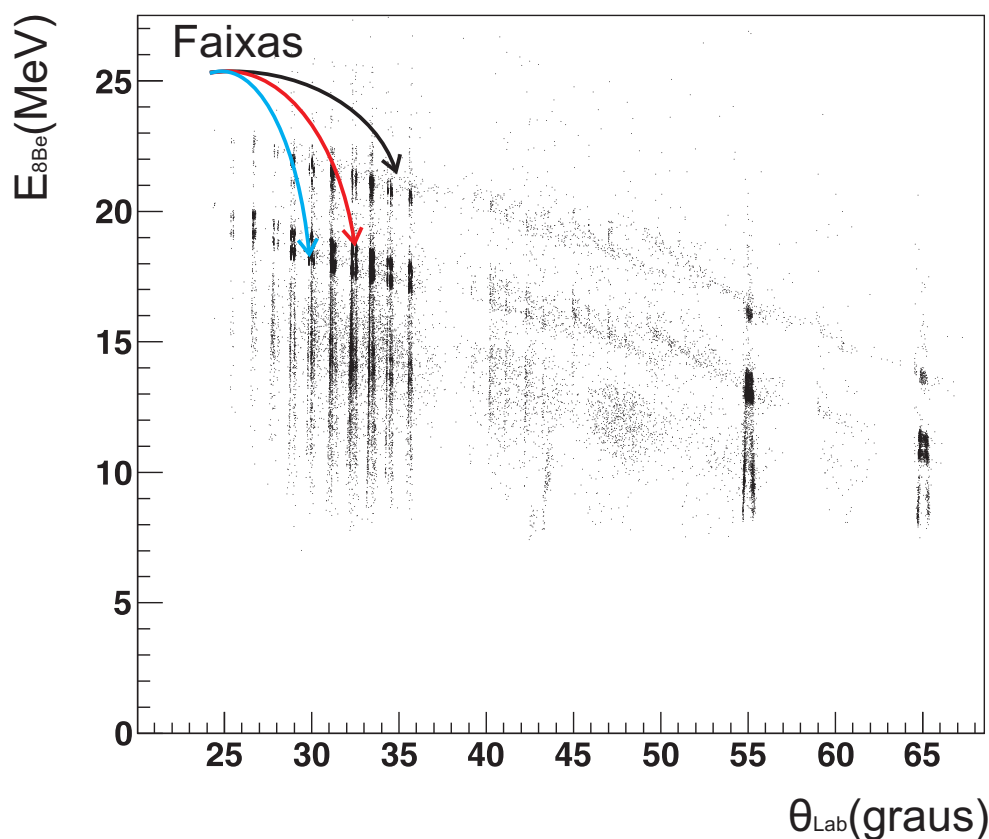


Figura 5.15: Histograma da energia do ${}^8\text{Be}$ pelo ângulo em que é espalhado no referencial do laboratório.

nos seguintes canais:

- (a) ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^8\text{Be} + {}^{12}\text{C}$;
- (b) ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^9\text{Be}^* + {}^{12}\text{C} \rightarrow n + {}^8\text{Be} + {}^{12}\text{C}$;
- (c) ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}$;
- (d) ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^8\text{Be} + {}^{13}\text{C}^*$,

com (a) se referindo ao *breakup* direto no qual o núcleo de ${}^9\text{Be}$, ao interagir com o ${}^{12}\text{C}$, quebra sem que nenhum dos núcleos envolvidos sofra excitação prévia; (b) corresponde ao *breakup* sequencial, em que primeiramente o núcleo de ${}^9\text{Be}$ é excitado na colisão e em sequência se quebra; (c) remete ao processo de transferência de um nêutron, e por fim, (d) é um processo de transferência de um nêutron no qual o ${}^{13}\text{C}$ é excitado.

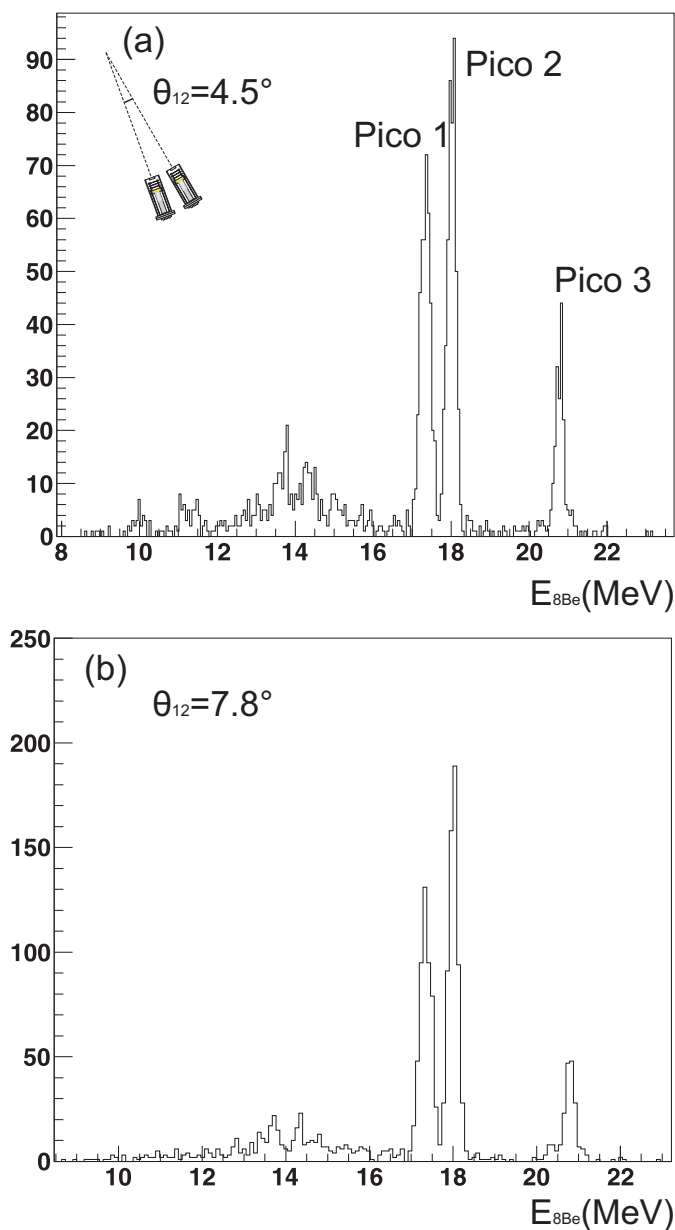


Figura 5.16: Energia do ^8Be reconstruído em pares de detectores distintos com (a) $\theta_{12} = 4.5^\circ$ (b) $\theta_{12} = 7.8^\circ$.

Com isso em mente, uma forma de verificar se esses canais estavam presentes em nossas medidas é olhar para a solução cinemática do ^8Be produzido em cada um deles. Para tanto, foram feitas simulações considerando as conservações de energia e momento para se obter as regiões nas quais existem soluções cinemáticas

para as situações listadas em (a), (c) e (d), sendo que o breakup sequencial (b) ainda está em processo de investigação.

Para os canais mostrados em (c) e (d) a situação é relativamente simples, pois temos uma cinemática que envolve apenas dois corpos. Entretanto para a situação mostrada em (a) temos uma cinemática com três corpos, fato esse que torna o cálculo mais complexo, embora factível.

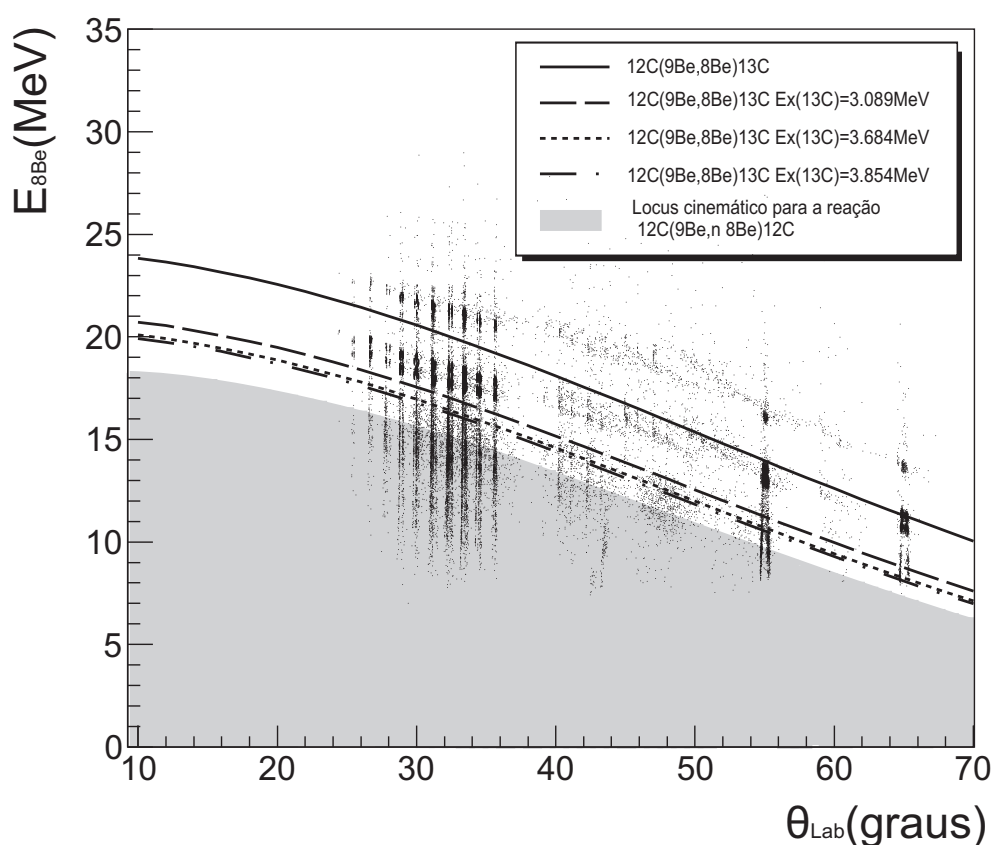


Figura 5.17: Gráfico da energia do ^8Be reconstruído juntamente com os resultados dos cálculos cinemáticos.

Por conseguinte, os resultados desses cálculos são mostrados na figura 5.17, na qual construímos o gráfico da energia do ^8Be em função do ângulo em que é espalhado no referencial do laboratório. Juntamente com esses resultados colocamos os dados experimentais, cujo acordo com os valores calculados, no que diz respeito à forma das curvas, é razoável. Entretanto, salientando a presença de um desvio sistemático, originado provavelmente no processo de calibração, como dis-

cutido na seção 5.1.4, o qual faz com que os pontos experimentais tenham energia maior que a calculada.

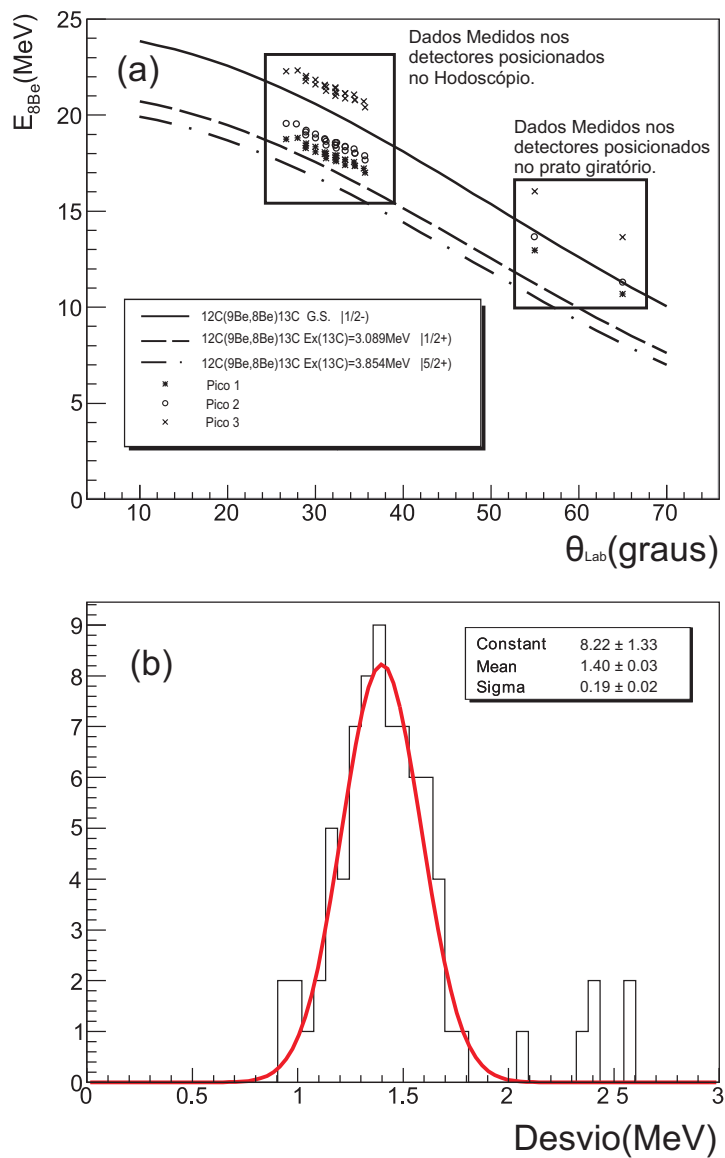


Figura 5.18: (a) Gráfico da energia do ^8Be reconstruído pelo ângulo em que é espalhado. Os pontos representam as centróides dos picos experimentais para vários pares de detectores. (b) Histograma da diferença entre os valores experimentais e a cinemática.

Para quantificarmos esse desvio, como ilustra a figura 5.18-a, subtraímos o valor da centróide dos picos 1, 2 e 3 das curvas cinemáticas dos estados $|5/2^+\rangle$, $|1/2^+\rangle$ e $|1/2^-\rangle$, respectivamente, para um grande número de pares de detectores. Dos valores obtidos construímos o histograma presente na figura 5.18-b, do qual

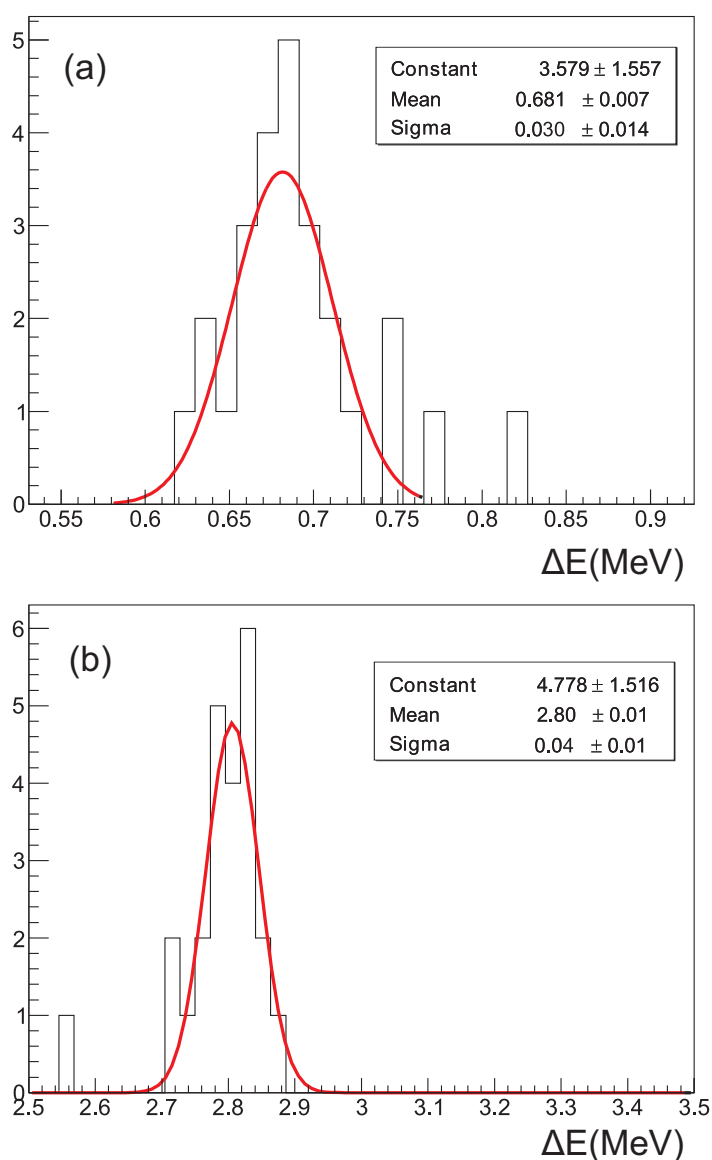


Figura 5.19: Diferença de energia entre os picos (a) 1 e 2, (b) 2 e 3.

podemos concluir que o desvio em energia é, com boa aproximação, constante

e igual a $\approx 1.40\text{MeV}$ com um desvio padrão de 0.19MeV . Esse valor representa um desvio menor do que 10% no valor da energia do ${}^8\text{Be}$ reconstruído, para os pares de detectores posicionados no hodoscópio, como podemos ver na figura 5.18-a. Para os detectores posicionados no prato giratório, o desvio com relação à cinemática é maior.

Outro aspecto que pode ser explorado é a diferença de energia entre os picos, a qual pode reforçar a assinatura dos níveis presentes nos dados. Com isso em mente, calculamos a diferença de energia entre a posição dos picos para uma grande quantidade de detectores e em seguida fizemos o histograma desses valores, produzindo os resultados mostrados na figura 5.19.

Neles observamos que a diferença entre os dois primeiros picos é de aproximadamente 0.68MeV , que está de bom acordo com o valor tabelado da diferença de energia entre os níveis $|1/2^+\rangle$ e $|5/2^+\rangle$, como podemos observar no diagrama de níveis do ${}^{13}\text{C}$ na figura 5.20. A diferença do segundo para o terceiro é de aproximadamente 2.80MeV , estando muito abaixo do valor tabelado para a diferença entre os níveis $|1/2^+\rangle$ e $|1/2^-\rangle$.

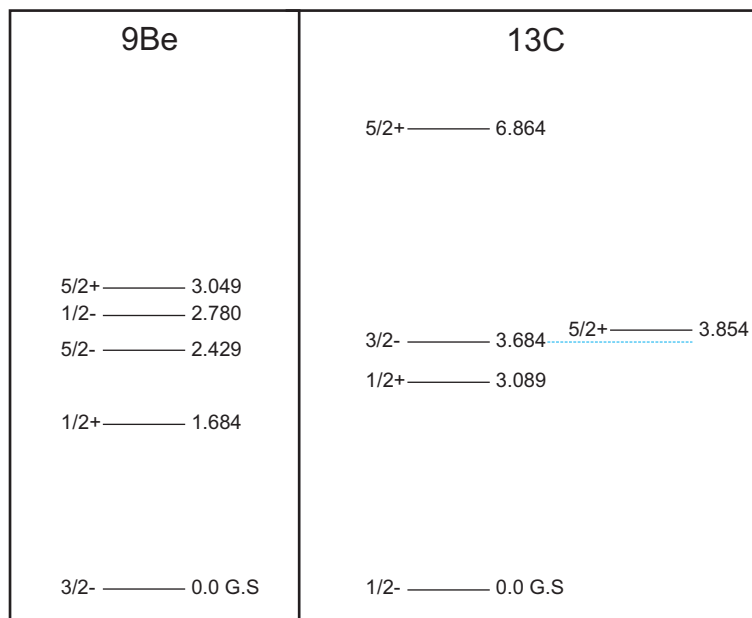


Figura 5.20: Diagrama de níveis para os núcleos de ${}^9\text{Be}$ e ${}^{13}\text{C}$.

Por fim, com os resultados mostrados na figura 5.17, associados à diferença

de energia entre os picos, podemos concluir que os resultados encontram-se de certo modo compatíveis com o cenário em que os picos nas energias mais altas são correspondentes aos eventos nos quais houve transferência de nêutrons. Ao passo que os eventos na região de energias mais baixas, os quais apresentam uma estrutura suave como ilustra a figura 5.21, remetem ao *breakup* nuclear do ${}^9\text{Be}$. Nesta região observamos também o surgimento de pequenos picos que possivelmente remetem aos estados excitados $|5/2^+\rangle$ e $|5/2^-\rangle$ do ${}^9\text{Be}$ (ver figura 5.20) antes do processo de quebra, sendo referentes ao *breakup* sequencial, no entanto deixamos claro que não é possível descartar o fato de poderem pertencer a outros estados do ${}^{13}\text{C}$.

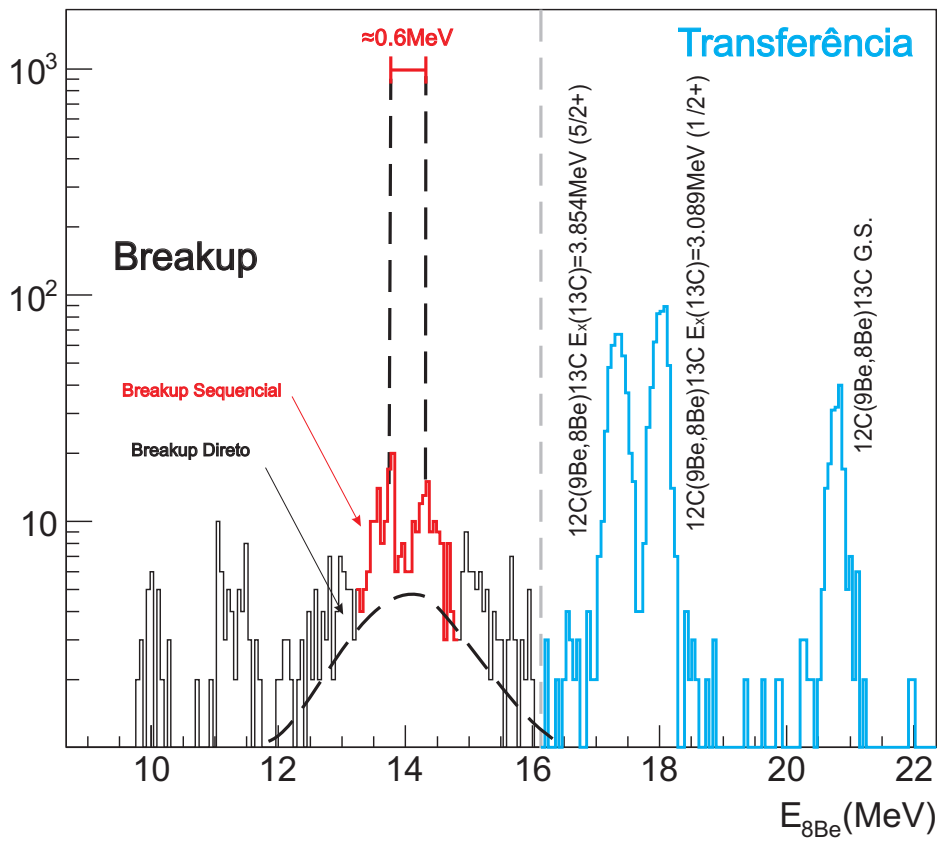


Figura 5.21: Identificação preliminar dos processos no espectro de energia do ${}^8\text{Be}$.

Capítulo 6

Análise do Espalhamento Elástico

A estratégia adotada para obtermos uma descrição dos resultados obtidos para o canal elástico é constituída por duas etapas. Na primeira etapa é feita uma análise de modelo óptico com base no potencial de São Paulo [19], escolhido por motivos já expostos na seção 3.2.1, o qual descreverá o espalhamento elástico em ângulos frontais. Em seguida, definido o potencial de interação, o mesmo servirá de alicerce para a segunda etapa, na qual incluiremos os efeitos de canais inelásticos e de transferência de nucleons, com o objetivo de melhorar a descrição da seção de choque do espalhamento elástico na região de ângulos intermediários.

Neste ponto vale lembrar que o procedimento adotado em nosso trabalho não é o único a ser empregado. Recentemente outra forma de atacar o problema, com base no potencial de São Paulo, está sendo explorada [29]. Nessa abordagem o potencial óptico é adotado como sendo o potencial de São Paulo tanto para parte real quanto imaginária, com normalizações dadas por $N_r=1$ e $N_i=0.6$ respectivamente. Além disso para incluir os efeitos devido ao processo de fusão, um potencial do tipo Woods-Saxon interno, profundo e com pequena difusividade é considerado. Essas características garantem que o mesmo seja negligenciável na região da superfície, não produzindo desse modo absorção devido ao processo de fusão nessa região.

Por fim, nessa abordagem, o potencial imaginário proposto é uma tentativa de descrever processos dissipativos tais como *deep-inelastic* e *breakup* [29]. Efeitos de canais inelásticos e de transferência de nucleons não são considerados no po-

tencial tendo de ser inclusos explicitamente por intermédio de cálculo de canais acoplados ou de DWBA.

6.1 Determinação do Potencial Óptico

Em colisões rasantes, devido ao fato do parâmetro de impacto entre os núcleos interagentes ser consideravelmente grande quando comparado à soma de seus raios, a superposição das funções de onda do projétil e do alvo é praticamente nula, de modo que canais que envolvam troca de nucleons ou até mesmo que acessem estados de alta energia são pouco prováveis. Dessa forma, em colisões rasantes, a maior contribuição para a dinâmica da reação se dá por intermédio de uma interação efetiva, que no geral é bem descrita por um potencial óptico.

Com isso em mente, inicialmente foram feitos ajustes com base em um potencial óptico como descrito na equação 6.1 para ângulos até aproximadamente 80° no centro de massa. Em maiores detalhes, o potencial nuclear foi gerado pelo código SPOMC [41], o qual é baseado no potencial de São Paulo, com a difusividade para as distribuições de massa sendo mantidas constantes e iguais a $a=0.56fm$ tanto para o projétil quanto para o alvo, e os raios nucleares adotados como sendo os da sistemática e podem ser consultados na referência [19].

$$V(R, E) = (N_r + iN_i) V_{fold}(R) e^{-4v^2/c^2} \quad (6.1)$$

A interação Coulombiana foi tratada como sendo igual ao de esferas uniformemente carregadas, dada por:

$$V_C(r) = \begin{cases} \frac{\eta Z_p Z_t}{r} & r \geq r_c \\ \frac{\eta Z_p Z_t}{R_C} \left(\frac{3}{2} - \frac{r^2}{2R_C^2} \right) & r < r_c \end{cases} \quad (6.2)$$

com Z_p sendo a carga do projétil, Z_t sendo a carga do alvo, $\eta = e^2/4\pi\epsilon_0$ e o raio R_C dado por:

$$R_C = r_c (A_p^{1/3} + A_t^{1/3}) , \quad (6.3)$$

com r_c ajustado de modo a descrever os dados variando no intervalo de 1.2 até 1.6fm. Neste ponto vale sublinhar o fato de que os ajustes não são sensíveis à mudança desse parâmetro.

Os passos seguintes foram feitos com o pacote SFRESCO, pertencente ao código FRESCO [33], que além de permitir ao usuário entrar com um potencial previamente calculado, como é o nosso caso, utiliza rotinas de ajuste do MINUIT [42] para minimizar o χ^2 buscando os melhores parâmetros. Em maiores detalhes, o SFRESCO permite ao usuário utilizar diversas rotinas de minimização: MIGRAD, SIMPLEX, SEEK, MINIMIZE e SCAN. Em nosso trabalho, com base no conhecimento acumulado de trabalhos anteriores [43], utilizamos o pacote SIMPLEX na maior parte da análise, isso foi suficiente para atingir nossos objetivos.

Em seguida, os parâmetros ajustados foram as normas dos potenciais N_r e N_i , cujos valores iniciais para o cálculo foram adotados como sendo os obtidos na sistemática para íons pesados $N_r = 1$ e $N_i = 0.78$ reportados na referência [19].

As curvas obtidas são indicadas como SP1 na figura 6.1, na qual observamos o bom acordo com os dados experimentais para os ângulos frontais. Em ângulos intermediários, para as distribuições de 13 e 14.5MeV temos uma descrição razoável dos dados, ao passo que para as demais distribuições não temos um bom acordo. O motivo desse desacordo é devido ao fato do potencial óptico ser deficiente no que se refere à descrição de efeitos de canais tais como excitações e transferências, os quais se tornam importantes para colisões mais centrais nas energias mais altas.

Os resultados para os parâmetros do potencial óptico são mostrados na figura 6.2, na qual as incertezas associadas foram estimadas com base nas curvas de χ^2 em função de N_r e N_i , mostradas na figura 6.3. Em todas as superfícies observamos que o χ^2 possui uma forma suave e bem comportada em função das normalizações do potencial, mostrando a existência de uma região de valores para N_r e N_i que produzem uma descrição razoável dos dados. Notamos também que esses dois parâmetros são fortemente correlacionados, ficando claro que aumentando o valor de N_r temos que aumentar N_i salientando, dessa forma, o fato de que se aumentarmos o caráter espalhador do potencial óptico temos também que aumentar a absorção do mesmo para podermos compensar esses efeitos e obtermos uma boa descrição da distribuição angular.

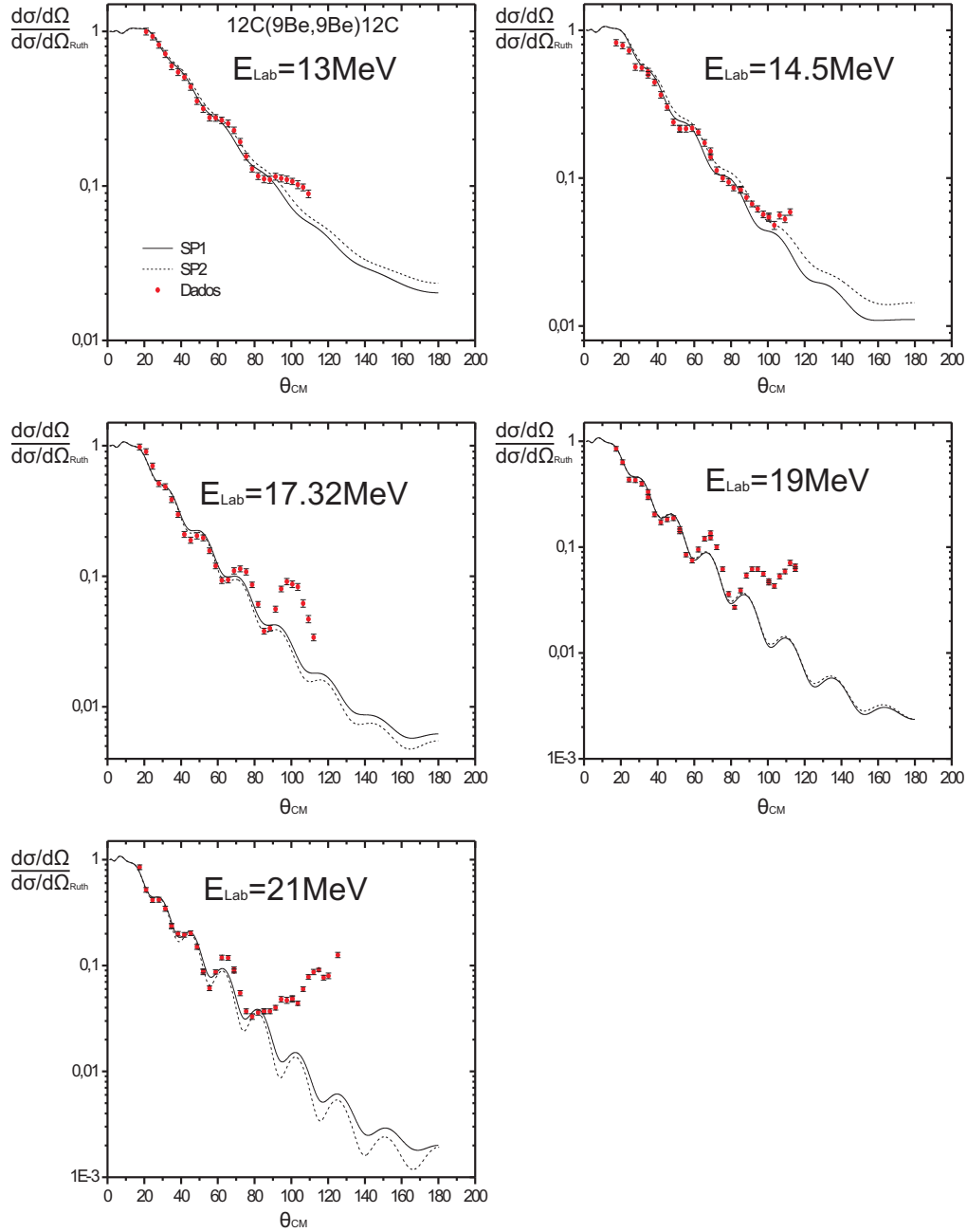


Figura 6.1: Distribuições de espalhamento elástico com os ajustes obtidos com o modelo óptico. As curvas indicadas por SP1 são os resultados obtidos com os parâmetros N_r e N_i mostrados no gráfico 6.2, as indicadas por SP2 são calculadas considerando as normalizações fixas $N_r = 1.62$ e $N_i = 1.07$.

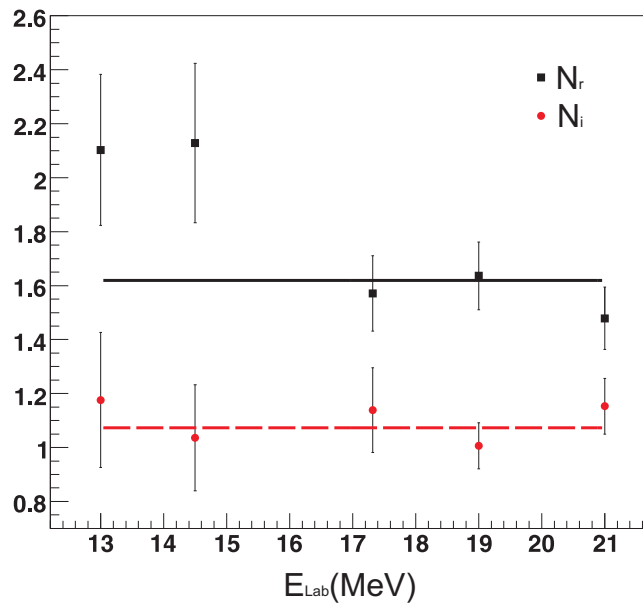


Figura 6.2: Comportamento dos parâmetros N_r e N_i . As retas correspondem aos valores ajustados $N_r=1.62$ e $N_i=1.07$.

Dos resultados obtidos, nós observamos que o parâmetro N_i mostrou um comportamento razoavelmente constante dentro da incerteza estimada em função da energia, ao passo que N_r apresentou uma leve tendência de decrescer com a energia, entretanto, dentro das incertezas observadas, pode ser considerado constante.

Desse modo, motivados pelo fato de N_r e N_i apresentarem comportamentos aproximadamente constantes, tentamos encontrar os melhores valores das normalizações que descrevem de forma satisfatória todas as distribuições. O procedimento utilizado foi adotar o valor médio ajustado por meio dos valores de N_r e N_i mostrados na figura 6.2, considerando suas respectivas incertezas. Os resultados são ilustrados pelas retas na figura 6.2, em que os valores médios obtidos são $N_r=1.62\pm 0.07$ e $N_i=1.07\pm 0.06$. As distribuições teóricas encontradas com esses parâmetros são indicadas por SP2 na figura 6.1, na qual observamos também um bom acordo com os dados experimentais.

Desse ponto em diante adotaremos por convenção que o potencial com os melhores parâmetros para cada energia será chamado de SP1, e o com parâmetros fixos ($N_r=1.62$ e $N_i=1.07$), para todas as energias, de SP2. Essa nomenclatura será adotada para facilitar a apresentação dos resultados, tendo em vista que utilizare-

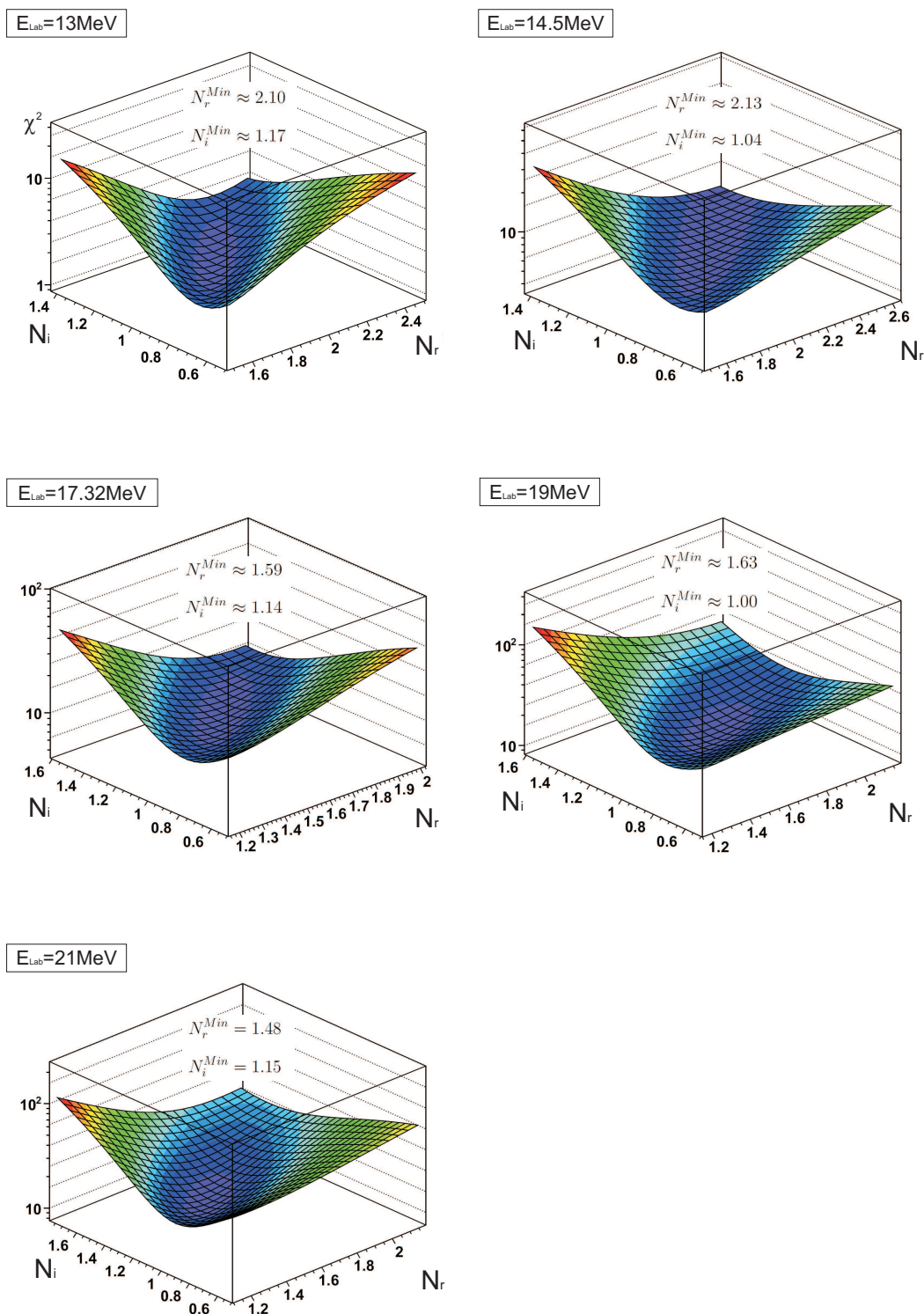


Figura 6.3: Curvas de χ^2 em função dos parâmetros N_r e N_i .

mos ambos nos passos seguintes da análise em que acrescentaremos ao cálculo efeitos de canais inelásticos e de transferência.

6.2 Acoplamento dos Canais Inelásticos

Com o potencial óptico refinado na primeira etapa, estamos aptos a acrescentar complexidades na descrição dos dados. Desse modo, o passo seguinte foi calcular os efeitos dos canais inelásticos na seção de choque teórica, acoplando os níveis $|5/2^- \rangle$ e $|7/2^- \rangle$ do ${}^9\text{Be}$ e o estado $|2^+ \rangle$ do ${}^{12}\text{C}$. Além disso, consideramos a reorientação do spin do estado fundamental para o núcleo de ${}^9\text{Be}$, o qual está intimamente relacionado com sua deformação de quadrupólo.

Por conseguinte, para a execução desse tipo de cálculo é necessário conhecer, como ilustramos na seção 3.3, os parâmetros de deformação nuclear δ_λ e as probabilidades de transição reduzidas $B(E\lambda; J_i \rightarrow J_f)$, que servirão para calcular os elementos de matriz de transição elétricos e nucleares [33], além de serem tratados como deformações no potencial nuclear de entrada que, em nosso caso, é o potencial de São Paulo.

Em nosso trabalho esses parâmetros foram retirados da literatura e seus valores são apresentados na tabela 6.1.

Tabela 6.1: Parâmetros de deformação nuclear empregados no cálculo.

Núcleo	Transição	Multipolaridade λ	$B(E\lambda)$	δ_λ
${}^9\text{Be}$	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{5}{2}^-$	2	46 ± 0.5^a	2.4^c
${}^9\text{Be}$	$\frac{3}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^-$	2	33 ± 1^a	2.4^c
${}^{12}\text{C}$	$0^+ \rightarrow 2^+$	2	42^b	1.52^b

^a Ref. [44]

^b Ref. [45]

^c Ref. [15]

Os resultados obtidos são mostrados nos gráficos das figuras 6.4 e 6.5, em que os canais foram acrescentados de forma progressiva com o intuito de observar qual o efeito de cada um sobre a seção de choque teórica. De modo geral, observamos que a inclusão desses canais produz uma diminuição na previsão teórica quando comparada ao resultado obtido apenas com o potencial de São Paulo, isso salienta

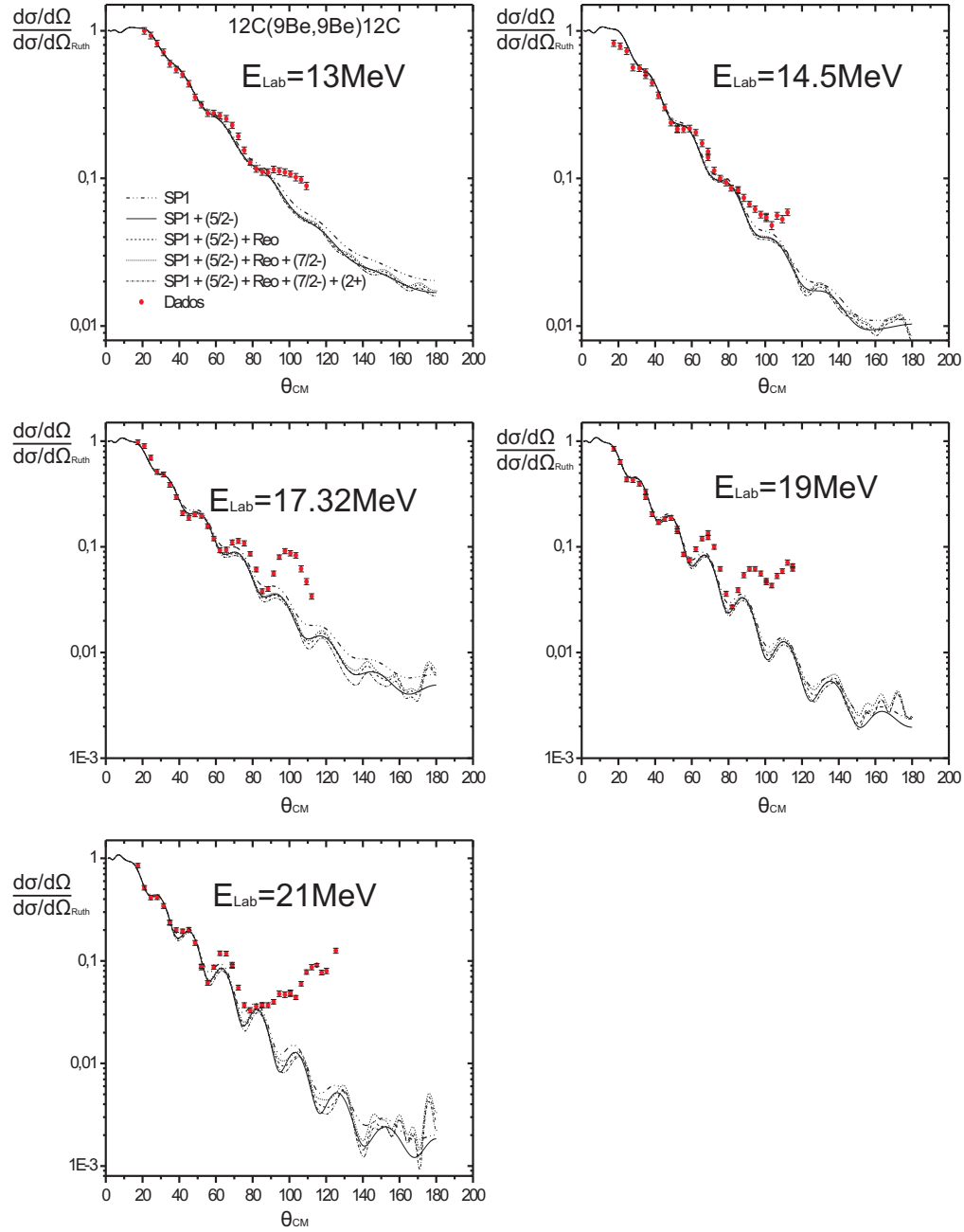


Figura 6.4: Distribuições do espalhamento elástico experimental e teórica obtida acoplado os canais inelásticos utilizando o potencial SP1.

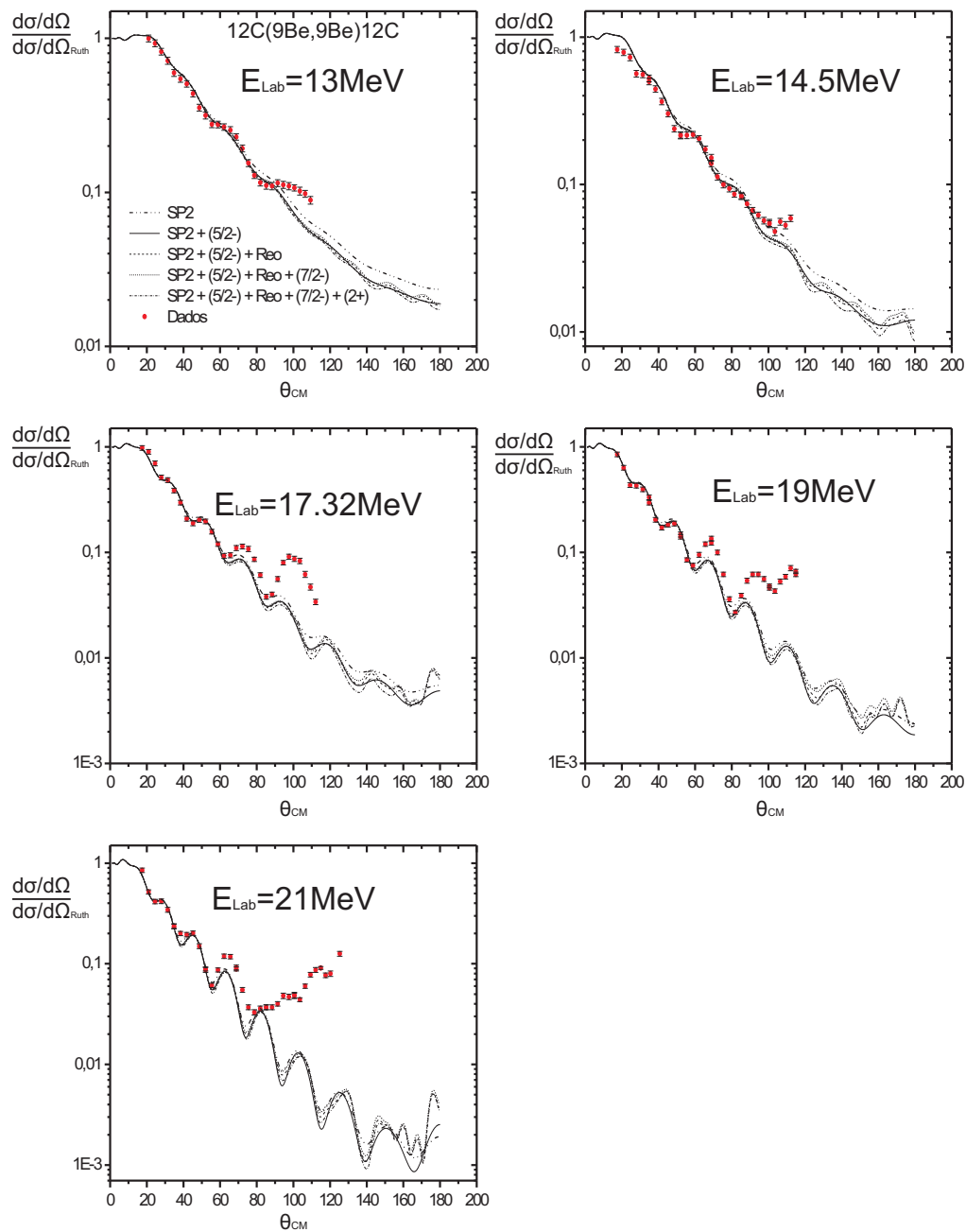


Figura 6.5: Distribuições do espalhamento elástico experimental e teórica obtida acoplando os canais inelásticos utilizando o potencial SP2.

o fato de que o papel dessas excitações inelásticas é o de roubar o fluxo do canal elástico diminuindo assim sua seção de choque.

Inicialmente, acoplamos o estado $|5/2^- \rangle$, cujo efeito foi o de diminuir a seção de choque para ângulos intermediários e traseiros, mantendo o número e a forma das oscilações originais obtidas com o potencial óptico. Em seguida, consideramos o efeito de reorientação do spin do estado fundamental que, de modo geral, provocou um aumento na amplitude das oscilações e o surgimento de algumas outras principalmente em ângulos traseiros, como podemos ver nas figuras 6.4 e 6.5. Por fim, o acréscimo dos estados $|7/2^- \rangle$ e $|2^+ \rangle$ mantiveram a mesma forma para seção de choque obtida no passo anterior, com o acréscimo da reorientação, provocando apenas ligeiros deslocamentos no seu valor.

Comparando com os dados experimentais, observamos que as curvas apresentam um bom acordo em ângulos frontais, ao passo que para ângulos intermediários a previsão teórica subestima a seção de choque. Isso demonstra que a inclusão dos canais inelásticos não é suficiente para explicar os resultados experimentais, uma vez que não alimenta o fluxo para o canal elástico em ângulos intermediários e traseiros.

Assim, como conclusões preliminares, os resultados indicam que o acoplamento dos canais inelásticos são dispensáveis para a descrição da reação nessas energias, ao passo que o modelo óptico consegue descrever igualmente bem os dados em ângulos frontais.

6.3 Acoplamento dos Canais de Transferência

Na seção 6.2, concluímos que o papel das excitações inelásticas é diminuir o fluxo para o canal elástico, subestimando a seção de choque em ângulos intermediários e traseiros. Desse modo, é fácil perceber que para explicar os resultados experimentais precisamos incluir canais que aumentem o fluxo para o canal elástico. Com isso em mente, o passo seguinte é tentar incluir os efeitos da transferência do ^3He do núcleo de ^{12}C para o de ^9Be .

A razão para a inclusão desse canal é devido ao fato de que essa transferência produz um rearranjo de nucleons de forma a termos o canal de saída idêntico ao de entrada, sendo esse o motivo pelo qual é denominado transferência elástica,

realimentando o fluxo para o canal elástico. Isso o torna promissor com respeito à descrição das seções de choque experimentais em ângulos intermediários e tra-seiros.

Repetindo o que já foi dito no capítulo 3.5, uma reação de transferência é um problema que envolve três partículas, na qual um dos núcleos interagentes é visto como sendo composto por um núcleo central massivo, ou *core*, e uma partícula de valência, a qual é transferida para o segundo núcleo. Desse modo, para calcular a seção de choque é necessário conhecer uma série de informações que incluem os potenciais de ligação entre o *core* e a partícula de valência e entre o *core* e o segundo núcleo. Além disso, é preciso ter a informação de quais são os estados possíveis em que a partícula de valência e o *core* podem se encontrar ligados para formar o primeiro núcleo, bem como as respectivas probabilidades, as quais são dadas pelos fatores espectroscópicos como discutido na seção 3.5.1.

Tabela 6.2: Parâmetros dos potenciais empregados no cálculo e fator espectroscópico para o sistema $A=C+x$.

Sistema		V_r	r_r	a_r
		(MeV)	(fm)	(fm)
${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}^a$		189.3	1.0	0.63
${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$		55.8 ^b	1.35	0.65
A	C	x	nlj	A
${}^{12}\text{C}$	${}^9\text{Be}$	${}^3\text{He}$	$2p_{3/2}^c$	1.224 ^c

^a Ref. [46, 47].

^b Ajustado internamente pelo código FRESCO para reproduzir a energia de ligação.

^c Ref. [45, 48].

Do ponto de vista prático, o potencial de interação ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$ foi admitido como sendo o potencial de São Paulo, obtido no trabalho descrito na seção 6.1. O

potencial ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ foi retirado da literatura (ver tabela 6.2), sendo considerado constante para todas as distribuições. O potencial de ligação ${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$ foi admitido como tendo a forma de um potencial de Woods-Saxon cujo o raio $R_b = r_b(A_{core}^{1/3} + A_{cluster}^{1/3})$ com $r_b=1.35\text{fm}$, difusividade $a_b=0.65\text{fm}$ e a profundidade foi calculada de modo a reproduzir a energia de ligação do *cluster* formado, a qual foi adotada como sendo a diferença de massa entre o núcleo no estado ligado, ${}^{12}\text{C}$, e seus constituintes após a quebra, ${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$. Os parâmetros dos potenciais de interação ${}^9\text{Be}+{}^9\text{Be}$ e ${}^3\text{He}+{}^9\text{Be}$ são mostrados na tabela 6.2.

Em seguida, em nossa abordagem, o núcleo de ${}^{12}\text{C}$ foi tratado segundo a ótica do modelo de *cluster* [23, 49], onde temos uma partícula de valência, no caso ${}^3\text{He}$, circundando um *core* de ${}^9\text{Be}$. Desse modo, para podermos efetuar o cálculo, é necessário conhecer e construir os estados que serão considerados. Para tanto é necessário conhecer a amplitude espectroscópica, a qual nos auxiliará a obter a função de onda que descreve o estado ligado do carbono, além dos números quânticos de momento angular relativo, spin e número quântico principal N , o qual nos dará a informação do número de nós na solução da parte radial. Neste ponto cabe lembrar que em nossos cálculos a amplitude espectroscópica foi obtida na literatura e seu valor é mostrado na tabela 6.2, juntamente com o seu respectivo estado quântico, explicado em maiores detalhes a seguir.

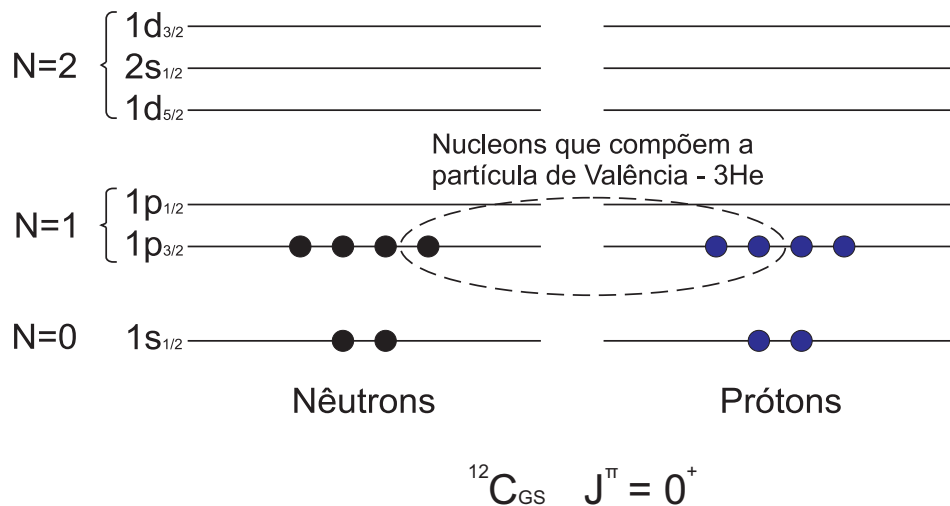


Figura 6.6: Estrutura de níveis para o núcleo de ${}^{12}\text{C}$ aproximado por uma interação harmônica com acoplamento de spin-órbita.

No modelo de *cluster* consideramos que a partícula de valência, no nosso caso o ${}^3\text{He}$, irá ocupar um estado de partícula única em "torno" do *core* inerte de ${}^9\text{Be}$. Assim, nosso problema então é encontrar qual estado que o ${}^3\text{He}$ irá ocupar conhecendo os estados de cada uma das partículas as quais irão constituí-lo, como ilustra a estrutura de níveis da figura 6.6. Desse modo, considerando que a energia do ${}^3\text{He}$, na representação de partícula única, tem que ser equivalente à soma da energia de cada uma das partículas que o constituem, e admitindo que o número quântico principal do estado de partícula única é, para uma interação harmônica [31], dado por:

$$N = 2(n - 1) + l \quad (6.4)$$

com n sendo o número de nós da função radial e l o momento angular relativo, teremos que:

$$2(n - 1) + l = \sum_{p_v} 2(n_i - 1) + l_i \quad (6.5)$$

com p_v indicando que a soma é sobre todos os nucleons que compõem a partícula de valência.

Neste ponto cabe ressaltar que a relação 6.5 é válida se considerarmos que os nucleons encontram-se ligados, formando o núcleo, sobre a ação de um potencial harmônico. Essa equação se constitui em um bom ponto de partida para relacionarmos os números quânticos e encontrar os estados ligados da partícula de valência.

Em seguida, conhecendo os estados de cada nucleon (N_i, l_i) , os quais são obtidos distribuindo os mesmos nos orbitais do esquema de níveis para o oscilador harmônico, como ilustra a figura 6.6, é possível avaliar o valor do somatório no lado direito da equação 6.5, resultando em:

$$2(n - 1) + l = 3 \quad (6.6)$$

Em seguida, para construirmos o estado fundamental do núcleo de carbono respeitando sua paridade, por meio da composição dos estados do ${}^9\text{Be}$ e ${}^3\text{He}$, apenas valores de momento angular relativo l ímpares serão permitidos, como podemos

concluir das equações abaixo:

$$|0^+\rangle = |3/2^-\rangle \oplus |1/2^+\rangle \oplus l$$

$$\pi_{12C} = (-1)^l \pi_{3He} \pi_{9Be} , \quad (6.7)$$

que nos fornece a paridade do núcleo de carbono π_{12C} , em termos da paridade do núcleo de hélio π_{3He} , berílio π_{9Be} e do valor do momento angular relativo l . Dessa forma, acoplado o estado de momento angular $|1/2^+\rangle$ do ${}^3\text{He}$ e o $|3/2^-\rangle$ do ${}^9\text{Be}$ para construir o estado fundamental $|0^+\rangle$ do ${}^{12}\text{C}$ temos que o único valor permitido para o momento angular relativo será $l = 1$ que, substituído na equação 6.6, resultará em um número de nós $n = 2$. Assim adotaremos em nossos cálculos que o sistema partícula de valência *core* estará no estado quântico $2p_{3/2}$.

Os resultados obtidos para a seção de choque teórica são mostrados nos gráficos da figura 6.7. Para as distribuições de 13 e 14.5MeV, observamos que as seções de choque teóricas apresentam uma boa concordância com os dados experimentais em ângulos frontais, ao passo que para ângulos intermediários e traseiros a previsão teórica apresenta grandes oscilações se comparadas aos dados experimentais, ora superestimando, ora subestimando a seção de choque, não fornecendo uma boa descrição para os dados.

Contudo, para as distribuições de 17.32, 19 e 21MeV, os resultados são melhores, no sentido de que os cálculos apresentam um acordo razoável com a forma das distribuições experimentais, salientando a importância da transferência elástica para essas energias.

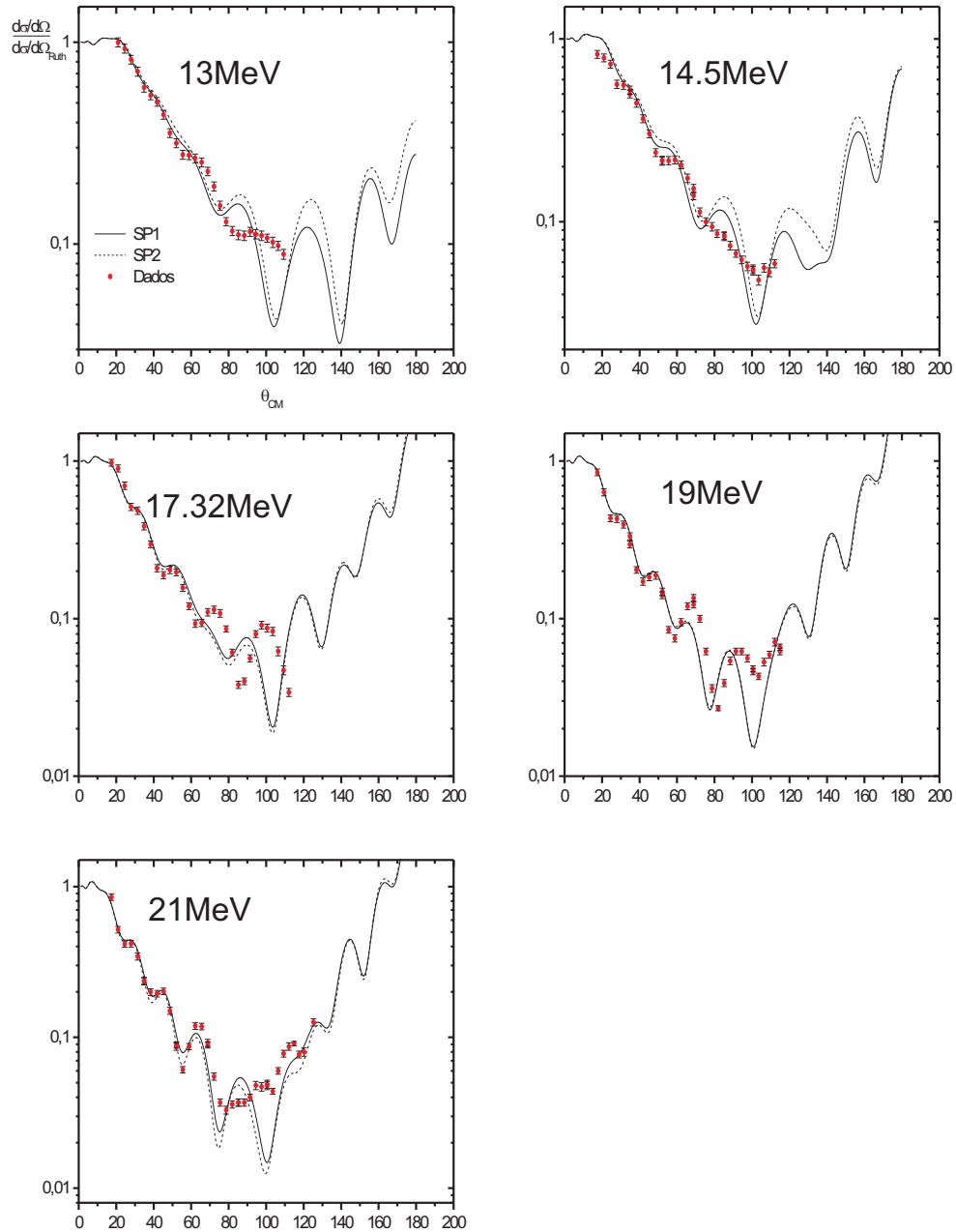


Figura 6.7: Distribuições de espalhamento elástico experimental e teórica obtida acoplando o canal de transferência elástica.

Discussão dos Resultados

7.1 Resultados do Espalhamento Elástico

Com relação aos dados do espalhamento elástico, neste trabalho foi feita uma investigação dos processos físicos pertinentes que poderiam influenciar na seção de choque do espalhamento elástico. Foram investigados os efeitos de processos inelásticos, os quais foram tratados como sendo originários das deformações na forma dos núcleos envolvidos, e do processo de transferência elástica, o qual é uma abordagem que está relacionada a informações estruturais dos núcleos envolvidos na colisão.

Com o acréscimo dos canais inelásticos no potencial óptico, observamos uma pequena diminuição na previsão da seção de choque para ângulos intermediários. Esse comportamento já era, de certa forma, esperado, tendo em vista que o acréscimo desses canais significa considerar a existência de estados acessíveis ao sistema que irão competir com o canal elástico, desviando parte do fluxo para esses canais, distanciando a previsão teórica dos dados experimentais.

Para o canal de transferência do ${}^3\text{He}$ essa reação possui maiores chances de acontecer em eventos com parâmetros de impacto pequenos, se comparados aos do espalhamento elástico. Isso somado ao fato de que o canal de saída é idêntico ao canal elástico, não tendo como distinguir os dois processos, fará com que haja naturalmente um acréscimo na seção de choque do espalhamento elástico em ângulos intermediários, como é observado experimentalmente. Por conseguinte,

isso também é verificado nos cálculos, como podemos observar nas curvas teóricas ilustradas na figura 7.1, na qual fazemos uma comparação entre os valores obtidos com o modelo óptico e os obtidos com a inclusão da transferência do ^3He .

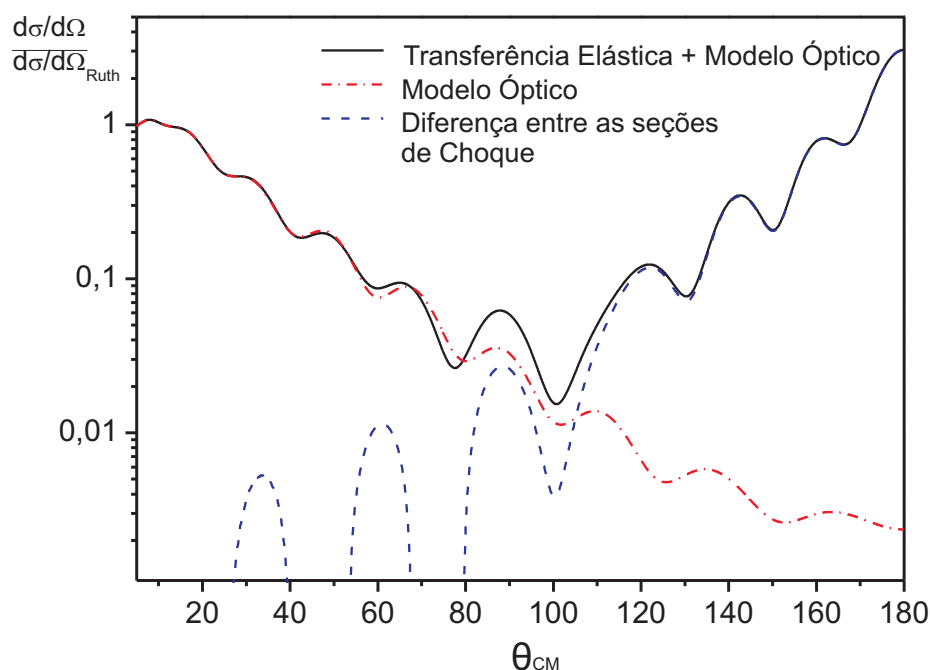


Figura 7.1: Comparação entre os cálculos da seção de choque do espalhamento elástico para $E_{\text{Lab}}=19\text{MeV}$, calculado considerando apenas o modelo óptico e incluindo o canal de transferência elástica. Em ambos utilizamos o potencial SPI.

Com esse panorama temos evidências de que a transferência elástica é um ingrediente importante na descrição do aumento na seção de choque observado para as energias de 17.32, 19 e 21MeV, tendo em vista que se constitui em um mecanismo de reação capaz de produzir partículas idênticas às do canal elástico em ângulos intermediários. Para as energias de 13 e 14.5MeV, não foi observado aumento nos valores da seção de choque até os ângulos medidos, de modo que nenhuma conclusão pode ser retirada com relação à importância da transferência elástica nessas energias. Isso salienta a necessidade de medidas em ângulos mais

traseiros nessas energias.

Neste ponto, cabe ressaltar que outras análises reportadas na literatura [15, 45, 50], tendo como base o potencial nuclear do tipo Woods-Saxon, também reportam a importância desse canal na explicação do espalhamento elástico em ângulos intermediários e traseiros, reforçando desse modo nossa afirmação.

Além do processo de transferência elástica, a formação do núcleo composto é outro mecanismo que também pode contribuir para o aumento da seção de choque em ângulos intermediários e traseiros [51]. Em linhas gerais, neste processo, primeiramente os núcleos envolvidos se fundem por completo, formando um estado intermediário (${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{21}\text{Ne}^*$), no qual a energia disponível é distribuída entre todos os nucleons do sistema, que após um intervalo de tempo característico, decai populando os vários canais abertos conforme a energia envolvida na colisão, inclusive o canal de entrada. Para este último caso temos o que denominaremos *compound elastic* (CE), que para o nosso sistema se traduz no processo ${}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{21}\text{Ne}^* \rightarrow {}^9\text{Be}+{}^{12}\text{C}$.

Com o objetivo de investigar a contribuição do *compound elastic*, foram feitos cálculos preliminares da seção de choque para esse mecanismo de reação utilizando o código STATIS [52], baseado no modelo de Hauser Feshbach. Os resultados foram somados às respectivas seções de choque de espalhamento elástico calculadas na seção 6.1 da seguinte forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{MO}}{d\Omega} + N_{CE} \frac{d\sigma^{CE}}{d\Omega}, \quad (7.1)$$

onde N_{CE} é uma normalização para a seção de choque do *compound elastic*, ajustada para reproduzir os dados experimentais. Os resultados para as seções de choque do espalhamento elástico calculadas por intermédio da equação 7.1 são mostradas na figura 7.2, em que observamos o acordo razoável entre os pontos experimentais e os valores calculados.

Neste ponto vale sublinhar o fato de que a investigação sobre o mecanismo de formação do núcleo composto está na fase inicial, não sendo apresentada em maiores detalhes.

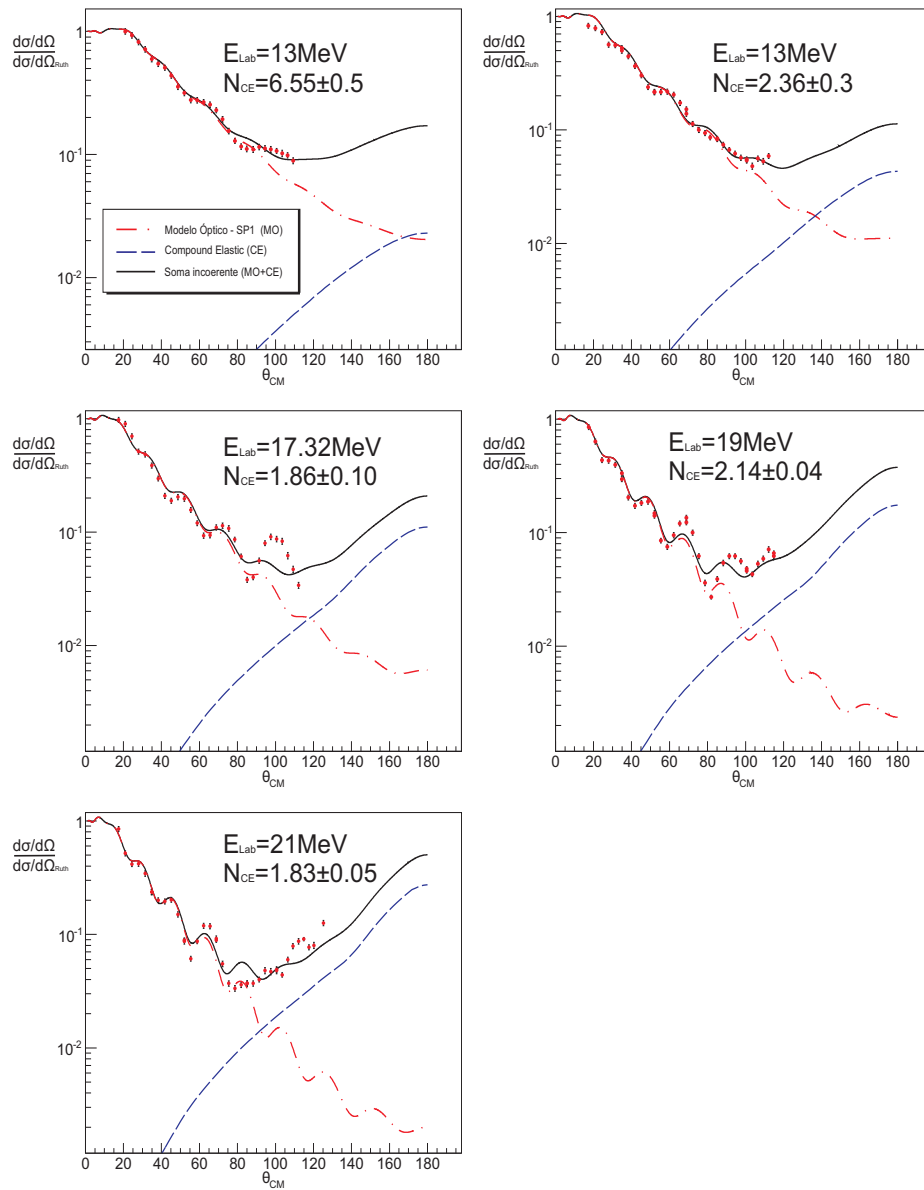


Figura 7.2: Distribuições angulares para a reação ${}^9\text{Be} + {}^{12}\text{C}$.

7.2 Resultados Preliminares do *Breakup* Nuclear

Nos últimos anos, alguns trabalhos relacionados com o *breakup* de núcleos leves [53, 54, 55, 56] foram reportados na literatura, mostrando o grande esforço que tem sido feito no sentido de se compreender como esse canal se insere e influência a dinâmica de reações nucleares.

Dessa forma, imerso nesse contexto, apesar de nossos resultados apresentarem incertezas com relação à identificação dos processos, em nossa análise preliminar conseguimos observar estruturas bem definidas que nos permitem tirar algumas conclusões com relação aos eventos relacionados ao *breakup* nuclear. Nos espectros observamos a presença de dois picos em energias mais baixas, provavelmente referentes ao *breakup* sequencial via os estados $|5/2^- \rangle$ e $|5/2^+ \rangle$, além de uma estrutura suave como fundo que pode remeter ao *breakup* direto.

Neste ponto cabe ressaltar que medidas similares são reportadas na literatura [56, 57] em energias de feixe mais elevadas, e os espectros observados para os núcleos de ^8Be produzidos têm apresentado formas parecidas com a ilustrada na figura 5.21, onde conclui-se que os picos que surgem em energias mais altas são referentes aos estados do ^{13}C produzidos no processos de transferência de um nêutron, ao passo que os eventos situados em energias mais baixas remetem ao *breakup* do ^9Be .

No trabalho de Fulton *et al.* [55] são apresentadas medidas cinematicamente completas do *breakup* do ^9Be em alvos de ^{12}C e ^{208}Pb nas energias de feixe iguais a 36 e 42MeV no referencial do laboratório. Apesar da baixa estatística, que inviabiliza a obtenção da seção de choque, eles observam claramente o *breakup* sequencial do ^9Be por meio dos estados $|1/2^+ \rangle$, $|5/2^- \rangle$ e $|5/2^+ \rangle$, sendo que o estado $|1/2^+ \rangle$ não foi observado em nossos espectros.

Com esse panorama, nossas medidas servem de base e de experiência acumulada para planejarmos os próximos experimentos. Com isso em mente, podemos concluir que uma medida cinematicamente completa é necessária para podermos eliminar as ambiguidades na identificação dos processos. Além disso, observamos na análise dos dados que é preciso ter uma grande resolução angular na medida da posição das partículas α coincidentes, uma vez que incertezas no ângulo relativo entre elas podem produzir grandes incertezas na energia do ^8Be reconstruído.

Considerações Finais

Neste trabalho foram medidas as seções de choque para o canal elástico em energias próximas da barreira Coulombiana, para a reação entre ${}^9\text{Be}$ e ${}^{12}\text{C}$, juntamente com o *breakup* nuclear, na energia de $E_{Lab}=21\text{MeV}$.

Os resultados experimentais para o espalhamento elástico nas energias de 17.32, 19 e 21MeV mostraram um aumento na seção de choque em ângulos intermediários, indicando a presença de mecanismos de reação em regimes de baixo parâmetro de impacto, que alimentam o canal elástico. Como exposto anteriormente, alguns mecanismos de reação foram testados na tentativa de explicar esse comportamento. Entretanto, apenas o canal de transferência elástica mostrou-se capaz de explicar esse aumento em ângulos intermediários. As distribuições para as energias de 13 e 14.5MeV, não apresentaram nenhum aumento na seção de choque em ângulos intermediários, sendo bem descritas pelo modelo óptico utilizando o potencial de São Paulo, não sendo necessária a inclusão de canais para explicar os dados.

Análises reportadas na literatura utilizando o potencial de Woods-Saxon [15, 45, 50] têm indicado as mesmas conclusões com relação à importância do canal de transferência elástica, salientando ainda que o Potencial de São Paulo, empregado em nossa análise, é perfeitamente capaz de fornecer uma boa descrição do espalhamento elástico para essa reação.

Os valores das normalizações do potencial real e imaginário apresentaram um comportamento suave em função da energia de reação, podendo ser considerados

constantes dentro das incertezas estimadas. Em seguida, os valores médios encontrados para esses parâmetros foram de $N_r=1.62\pm 0.07$ e $N_i=1.07\pm 0.06$, estando bem acima dos valores obtidos na sistemática reportada por Chamon *et al.*[19] feita para sistemas pesados.

Nas medidas do *breakup* nuclear, algumas dúvidas são levantadas com relação à identificação dos processos presentes, decorrente das incertezas na calibração em energia. Entretanto os dados têm apresentado formas compatíveis com os cálculos cinemáticos obtidos considerando-se os canais de transferência de nêutrons e o *breakup* direto, indicando que provavelmente há a presença de erros sistemáticos em nossas medidas.

Em seguida, nos espectros de energia para o ^8Be reconstruído observamos a presença de duas regiões distintas: A primeira região no regime de baixas energias onde temos a presença de uma estrutura larga e contínua certamente relacionada com o processo de *breakup* direto, e sobre a qual observamos também a presença de dois picos que provavelmente pertencem ao *breakup* sequencial através dos estados $|5/2^- \rangle$ e $|5/2^+ \rangle$ do ^9Be , estando de acordo com o observado por Fulton *et al.* [55] em energias mais altas. A segunda região encontra-se na parte de altas energias, e nela observamos a presença de picos bem definidos associados a estados do ^{13}C produzidos no processo de transferência de nêutrons.

Por fim, sublinhamos que esse experimento foi um grande passo no sentido de medirmos o *breakup* do ^9Be e que a experiência acumulada servirá de base para o planejamento de experimentos futuros, nos quais pretendemos medir também os nêutrons provenientes do canal do *breakup* fazendo uma coincidência tripla, eliminando as ambiguidades na identificação dos processos.

Apêndice **A**

Arquivos de Entrada do Código FRESCO

Neste apêndice anexamos os arquivos de entrada para o código FRESCO, utilizados na análise dos dados do espalhamento elástico. Essa análise foi dividida em três partes, onde primeiramente fizemos uma abordagem empregando o modelo óptico, a qual foi seguida de duas outras etapas onde incluímos os efeitos dos canais inelásticos e da transferência elástica. Desse modo, os arquivos de entrada para cada uma dessas etapas são apresentados separadamente para a energia de $E_{Lab}=13\text{MeV}$, tendo em vista que são idênticos para as demais energias mudando apenas os valores **elab**, N_r e N_i .

O potencial de interação entre o ^9Be e o ^{12}C foi adotado como sendo o potencial de São Paulo, fornecido no arquivo externo **fort.4**. Para maiores detalhes com relação à construção do arquivo de entrada consulte a referência [58].

A.1 Modelo Óptico

```
12C(9Be,9Be)12C Modelo Optico
NAMELIST
  &FRESCO
    hcm=0.02 rmatch=30.
    jtmax=30. absend=.01
    thmin=1. thmax=180. thinc=.1
    ips=0.01 iter=1
    smats=2 xstabl=1
    elab=13
  /
  &PARTITION namep='9-Be' massp=9.00 zp=4 namet='12-C'
    masst=12.00 zt=6 qval=0.0000 nex=1 /
    &STATES jp=1.5 bandp=-1 cpot=1
      jt=0.0 bandt=1 /

  &partition /

  &POT kp=1 type=0 ap=9. at=12. rc=1.4 /
  &POT kp=1 type=1 shape=7 p1= 2.103 p2=0. /
  &POT kp=1 type=1 shape=8 p1=0. p2= 1.175 /
  &pot /
  &overlap /
  &coupling /
```

A.2 Inelástico

```
12C(9Be,9Be*)12C* CC Inelasticos
NAMELIST
&FRESCO
    hcm=0.02 rmatch=30.
    jtmax=30 absend=.01
    thmin=1. thmax=180. thinc=.1
    ips=0.01 it0=0 iter=100
    smats=2 xstabl=1
    elab=13
/

&PARTITION namep='9-Be' massp=9.00 zp=4 namet='12-C'
    masst=12.00 zt=6 qval=0.0000 nex=4 /
&STATES jp=1.5 bandp=-1 kkp=1.5 cpot=1
    jt=0.0 bandt=1 /
&STATES jp=2.5 bandp=-1 ep=2.43 kkp=1.5 cpot=1
    jt=0.0 copyt=1 /
&STATES jp=3.5 bandp=-1 ep=6.38 kkp=1.5 cpot=1
    jt=0.0 copyt=1 /
&STATES jp=0.0 copyp=1 cpot=1 jt=2.0
    bandt=1 et=4.44 /

&partition /

&POT kp=1 ap=9.000 at=12.000 rc=1.4 /
&POT kp=1 type=12 shape=10 p1=0.00 p2=9
    p3=0.00 p4=0.00 p5=0.00 p6=0.00 /
&step ib=2 ia=1 k=2 str=13.45 /
&step ib=1 ia=2 k=2 str=12.15 /
&step ib=1 ia=1 k=2 str=8.58 /
&step ib=3 ia=1 k=2 str=11.5 /
```

```
&step ib=1 ia=3 k=2 str=11.5 /
&step /

&POT kp=1 type=13 shape=10 p1=0.00 p2=6.35
      p3=0.00 p4=0.00 p5=0.00 p6=0.00 /
&STEP ib=4 ia=1 k=2 str=6.48 /
&STEP ib=1 ia=4 k=2 str=6.24 /
&step /

&POT kp=1 type=1 shape=7 p1=2.103 p2=0.0 /
&POT kp=1 type=1 shape=8 p1=0.0 p2=1.175 /
&POT kp=1 type=12 shape=10 p2=2.4 /
&step ib=2 ia=1 k=2 str=3.44 /
&step ib=1 ia=2 k=2 str=3.44 /
&step ib=3 ia=1 k=2 str=2.54 /
&step ib=1 ia=3 k=2 str=-2.55 /
&step ib=1 ia=1 k=2 str=2.3 /
&step /

&POT kp=1 type=13 shape=10 p1=0.00 p2=1.52
      p3=0.00 p4=0.00 p5=0.00 p6=0.00 /
&STEP ib=4 ia=1 k=2 str=1.52 /
&STEP ib=1 ia=4 k=2 str=1.52 /
&step /

&pot /

&overlap /

&coupling /
```


A.3 Transferência Elástica

```
12C(9Be,12C)9Be DWBA Transferencia Elastica
NAMELIST
  &FRESCO
    hcm=0.02 rmatch=30. rintp=0.1 hnl=.02 rnl=6.
    centre=0.13
    jtmax=30. absend=.01
    thmin=1. thmax=180. thinc=.1
    ips=0.01 iter=1
    nlpl=100 smats=2 xstabl=1
    elab=13
  /
  &PARTITION namep='9-Be' massp=9.00 zp=4 namet='12-C'
    masst=12.00 zt=6 qval=0.0000 nex=1 /
    &STATES jip=1.5 bandp=-1 cpot=1
      jt=0.0 bandt=1 /

  &PARTITION namep='12-C' massp=12 zp=6 namet='9-Be'
    masst=9 zt=4 qval=0.0000 nex=1 /
    &STATES jip=0.0 copyp=-1 bandp=1 cpot=4
      jt=1.5 copyt=-1 bandt=-1 /

  &partition /

  &POT kp=1 type=0 ap=9. at=12. rc=1.4 /
  &POT kp=1 type=1 shape=7 p1= 2.103 p2=0. /
  &POT kp=1 type=1 shape=8 p1=0 p2= 1.175 /

  &POT kp=4 type=0 ap=12. at=9. rc=1.4 /
  &POT kp=4 type=1 shape=7 p1= 2.103 p2=0. /
  &POT kp=4 type=1 shape=8 p1=0 p2= 1.175 /
```

```
&POT kp=2 type=0 ap=9 at=3 rc=1.3 /
&POT kp=2 type=1 p1=55.8 p2=1.35 p3=0.65 /

&POT kp=3 type=0 ap=9 at=9 rc=1.0 /
&POT kp=3 type=1 p1=189.3 p2=1.0 p3=0.63 /

&pot /

&OVERLAP kn1=1 ic1=1 ic2=2 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5
be=26.279 kbpot=2 isc=1 ipc=3 /

&OVERLAP kn1=2 ic1=2 ic2=1 in=2 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5
be=26.279 kbpot=2 isc=1 ipc=3 /

&overlap /

&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=1 ip2=-1 ip3=3 /
&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.224 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.224 /
&cfp /

&coupling /
```

Apêndice **B**

Rotina de Análise de dados

Neste apêndice anexamos o código *Analise.cxx* utilizado na obtenção das partículas alfa originárias do decaimento do ^8Be . O mesmo foi desenvolvido em linguagem C++, compatível com o sistema de análise orientada a objeto ScanRoot. Neste ponto cabe ressaltar que essa rotina foi executada para todos os arquivos de dados de forma a somar os eventos aumentando por fim a estatística nos espectros.

B.1 Analise.cxx

```
/*#####  
##          Programa gera NTuple dos dados  
##          experimentais para posterior analise  
##          15/05/2008  
#####*/  
  
#include "TH1.h"  
#include "TH2.h"  
#include "TCutG.h"  
#include "TFile.h"  
#include "ScanRoot.h"  
#include "stdio.h"  
#include "TVector3.h"  
#include "TNtuple.h"  
#include "TTree.h"  
  
//Definicao de constantes  
#define TORAD 3.141592654/180.0  
#define NCHAP 13  
#define NFUM 5  
#define NDET 18  
  
//Definicao de objetos e variaveis globais  
  
TNtuple* correlacao[NDET][NDET];  
TCutG*   cutH[NDET];  
TCutG*   cutL[NDET];  
TGraph*  BetaAlphaChapolin;  
TGraph*  BetaAlphaFumacinhas;  
  
float    E[NDET]; float
```

```
A0DE [NDET], A1DE [NDET], A0SI [NDET], A1SI [NDET],
A0CsI [NDET], A1CsI [NDET], A2CsI [NDET], A3CsI [NDET],
A4CsI [NDET], theta [NDET], phi [NDET], DT [NDET] [NDET],
DTheta [NDET] [NDET];

int      det [NDET];
int      chap1D = 0;
int      chap2D = 0;
int      fuma1D = 0;
int      fuma2D = 0;
int      neut1D = 0;
int      neut2D = 0;

//Funcoes globais

void Inputs();

void fillHistograms(short npar, float *par){

if (npar<0) return;

// Processa os eventos alpha-alpha coincidentes

for(int i=0;i<NCHAP;i++)
{
    det[i] = 0;
}

for (int i=0; i<NCHAP; i++)
{
    // Verifica se o detector i possui um evento
    // coincidente
    if (det[i] != 1)
```

```
{
  int si = i*4+2;
  int de = i*4+1;
  int ti = i*4+4;
  int cs = i*4+3;
  for (int j=0; j<NCHAP; j++)
  {
    // Verifica se o detector j possui um evento
    // coincidente
    if(i!=j && j>i && det[j]!=1)
    {
      int siC = j*4+2;
      int deC = j*4+1;
      int tiC = j*4+4;
      int csC = j*4+3;
      if(par[de]>0 && par[si]>0 && par[cs]>0 &&
        par[deC]>0 && par[siC]>0 && par[csC]>0)
      {
        // Condicao para verificar se o evento no
        // detector i esta na faixa das alpha pesadas
        if(cutH[i] && cutH[i]->IsInside(par[si],par[de]))
        {
          // Condicao para verificar se o evento no
          // detector j esta na faixa das alpha pesadas
          if(cutH[j] && cutH[j]->IsInside(par[siC],par[deC]))
          {
            // Condicao de eventos coincidentes
            if(par[ti]>1350 && par[ti]<1650 && par[tiC]>1350
              && par[tiC]<1650)
            {
              // Calibra em energia

              // Detector i
```

```
float aux1=par[si]*A1SI[i]+A0SI[i];
float aux2=par[de]*A1DE[i]+A0DE[i];
float aux3=A0CsI[i]+A1CsI[i]*par[cs]+
A2CsI[i]*par[cs]*par[cs]+
A3CsI[i]*par[cs]*par[cs]*par[cs]+
A4CsI[i]*par[cs]*par[cs]*par[cs]*par[cs];

float aux4=BetaAlphaChapolin->Eval(aux1,0);
float E1=aux4*aux2+aux1;

// Detector j
float aux5=par[siC]*A1SI[j]+A0SI[j];
float aux6=par[deC]*A1DE[j]+A0DE[j];
float aux7=A0CsI[j]+A1CsI[j]*par[csC]+
A2CsI[j]*par[csC]*par[csC]+
A3CsI[j]*par[csC]*par[csC]*par[csC]+
A4CsI[j]*par[csC]*par[csC]*par[csC]*par[csC];

float aux8=BetaAlphaChapolin->Eval(aux5,0);
float E2=aux8*aux6+aux5;

// Dados
correlacao[i][j]->Fill(aux2,aux1,E1,par[ti],
aux6,aux5,E2,par[tiC]);
// Seta uma batida no par de detectores i j
det[i] = 1;
det[j] = 1;
}
}
}
}
}
```

```
    }
  }
}

void bookHistograms (ScanRoot* spm)
{

//Define Ntuples
char line[100];
for (int k=0; k<NCHAP; k++)
{
  for (int l=0; l<NCHAP; l++)
  {
    if (k!=l && l>k)
    {
      sprintf (line, "correlacaoD%dD%d", k+1, l+1);
      correlacao[k][l] = new TNTuple (line, line, "del:si1
:e1:t1:de2:si2:e2:t2");
    }
  }
}
}
//_____

Inputs();
//char line[100];
int index1 = 0; int index2 = 0;
cout <<"booking histograms"<<endl;

spm->fillHistograms = &fillHistograms;
spm->cd();
TDirectory* dir = spm->getDir();

chap1D = index1;
```



```
chap2D = index2;
}

void init()
{

}

void finish(char *name) {
    TFile *output=new TFile(name, "RECREATE");
    output->cd();
    output->mkdir("Correlacao");
    for(int k=0;k<NCHAP;k++)
    {
        for(int l=0;l<NCHAP;l++)
        {
            if(k!=l && l>k)
            {
                output->cd("Correlacao");
                correlacao[k][l]->Write();
                output->cd();
            }
        }
    }
    output->Close();
}

void Inputs() {
    // Arquivo com os cortes que delimitam a região
    // onde as partículas alfa se encontram.

    TFile *file1 = new TFile("cutAlphas.root");
    cutH[0]=(TCutG*) file1->Get("chapolin01pesada;1");
```

```
cutH[1]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin02pesada;1");
cutH[2]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin03pesada;1");
cutH[3]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin04pesada;1");
cutH[4]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin05pesada;1");
cutH[5]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin06pesada;1");
cutH[6]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin07pesadas;1");
cutH[7]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin08pesada;1");
cutH[8]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin09pesada;1");
cutH[9]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin10pesada;1");
cutH[10]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin11pesada;1");
cutH[11]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin12pesada;1");
cutH[12]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin13pesada;1");
cutH[16]=(TCutG*) file1->Get ("fumacinha04pesada;1");
cutH[17]=(TCutG*) file1->Get ("fumacinha05pesada;1");
cutL[0]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin01leve;1");
cutL[1]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin02leve;1");
cutL[2]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin03leve;1");
cutL[3]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin04leve;1");
cutL[4]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin05leve;1");
cutL[5]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin06leve;1");
cutL[6]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin07leve;1");
cutL[7]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin08leve;1");
cutL[8]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin09leve;1");
cutL[9]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin10leve;1");
cutL[10]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin11leve;1");
cutL[12]=(TCutG*) file1->Get ("chapolin13leve;1");

// Leitura dos arquivos com a calibracao em energia

ifstream file2("DeNegro.dat");
ifstream file3("SiNegro.dat");
ifstream file4("CsI.dat");
int i=0;
```

```
cout<<"Detectores a gas (a+bx):"<<endl;
while(file2>>A0DE[i]>>A1DE[i])
{
    cout<<i+1<<"\t"<<A0DE[i]<<"\t"<<A1DE[i]<<endl;
    i++;
}
i=0;
cout<<"Detectores de Silicio (a+bx):"<<endl;
while(file3>>A0SI[i]>>A1SI[i])
{
    cout<<i+1<<"\t"<<A0SI[i]<<"\t"<<A1SI[i]<<endl;
    i++;
}
i=0;
cout<<"Detectores de Iodeto de Cesio:"<<endl;
while(file4>>A0CsI[i]>>A1CsI[i]>>A2CsI[i]
        >>A3CsI[i]>>A4CsI[i])
{
    cout<<i+1<<"\t"<<A0CsI[i]<<"\t"<<A1CsI[i]<<"\t"
    <<A2CsI[i]<<"\t"<<A3CsI[i]<<"\t"<<A4CsI[i]<<endl;
    i++;
}

//Leitura dos graficos do fator Beta
BetaAlphaChapolin =
    new TGraph("BetaAlphaChapolin.dat", "%lg%lg");
BetaAlphaFumacinhas =
    new TGraph("BetaAlphaFumacinhas.dat", "%lg%lg");
}
```

Referências Bibliográficas

- [1] G. Gamow, *Zeitschrift für Physik* **51**, 204 (1928)
- [2] J. Gomes del Campo *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **43**, 26 (1979).
- [3] S. Ahmed *et. al.*, *Phys. Rev. C* **69**, 024303 (2004).
- [4] M. G. Del Santo, *Estudo de Reações Nucleares de Interesse Astrofísico Utilizando o Método do Cavalo de Tróia*, Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, (2009).
- [5] M. Dasgupta *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1395 (1999).
- [6] G. V. Martí *et. al.*, *Phys. Rev. C* **71**, 027602 (2005).
- [7] F. A. Souza *et. al.*, *Nucl. Phys. A* **821**, 36 (2009).
- [8] J. Takahashi *et. al.*, *Phys Rev. Lett.* **78**, 30 (1997).
- [9] A. M. Moro. and F. M. Nunes., *Nucl. Phys. A* **767**, 138 (2006).
- [10] J. A. Tostevin, F. M. Nunes. and I. J. Thompson., *Phys. Rev. C* **63**, 024617 (2001).
- [11] M. S. Hussein *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 044610 (2006).
- [12] Siegbahn, K. and Hellborg, R. *Electrostatic Accelerators: Fundamentals and Applications*, Springer-Verlag, Berlin, 2005.

- [13] M. M. de Moura *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A **471**, 368 (2001).
- [14] A. T. Rudchik *et al.* Nucl. Phys. A **660**, 267 (1999).
- [15] A. T. Rudchik *et al.* Nucl. Phys. A **662**, 44 (2000).
- [16] <http://www.dfn.if.usp.br/~suaide/pelletron/documentation.html>: Último Acesso 08/03/2009.
- [17] <http://root.cern.ch/drupal>: Ultimo Acesso 08/03/2009.
- [18] W. T. Milner, VAXPAK, publicação interna do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1994)
- [19] L. C. Chamon *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 014610 (2002).
- [20] L. C. Chamon, Nucl. Phys. A **787**, 198c (2007).
- [21] Austern, N. *Direct Nuclear Reactions Theories*, Wiley-Interscience, New York, 1970.
- [22] Glendenning, N. K. *Direct Nuclear Reactions*, Academic Press, New York, 1983.
- [23] Satchler, G. R. *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, New York, 1983.
- [24] A. T. Rudchik *et al.*, Nucl. Phys. A **609**, 147 (1996).
- [25] A. T. Rudchik *et al.*, Nucl. Phys. A **714**, 391 (2003).
- [26] A. T. Rudchik *et al.*, Nucl. Phys. A **726**, 231 (2003).
- [27] A. R. Garcia *et al.*, Nucl. Phys. A **806**, 146 (2008).
- [28] E. A. Benjamim *et al.*, Phys. Lett. B **647**, 30 (2007).
- [29] D. Pereira *et al.*, Phys. Lett. B **670**, 330 (2009).
- [30] B. V. Carlson and D. Hirata, Phys. Rev. C **62**, 054310 (2000).

- [31] Greiner, W. and Maruhn, J. A. *Nuclear Models*, Springer-Verlag, Frankfurt-Germany, 1996.
- [32] Wong, S. S. M. *Introductory Nuclear Physics*, 2^o Edição, Wiley-VCH, Germany, 2004.
- [33] I. J. Thompson, *Comp. Phys. Rep.* **7**, 167 (1988).
- [34] Satchler, G. R. *Introduction to Nuclear Reactions*, Oxford University Press, New York, 1990.
- [35] W. T. Milner, VAXPAK, publicação interna do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1994).
- [36] E. C. Montenegro, S. A. Cruz and C. Vargas-Aburto, *Phys. Lett. A* **92**, 195 (1982).
- [37] Chu W. K., Mayer, J. W. and Nicolet M. A. *Backscattering Spectrometry*, Academic Press, New York, 1978.
- [38] S. Keszthelyi-Lándori and G. Hrehuss, *Nucl. Instr. and Methods A* **349**, 618 (1994).
- [39] G. G. Ohlsen, *Nucl. Instr. and Meth.* **37**, 240 (1965).
- [40] R. J. Meijer and R. Kamermans, *Rev. Mod. Phys.* **57**, 147 (1985).
- [41] L.C. Chamon, *SPOMC Computational Code*, publicação interna do Departamento de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (2006).
- [42] F. James, *Minuit - Function Minimization and Error Analysis*, Versão 94.1, CERN Program Library, 1994.
- [43] R. Z. Denke, *Fator S astrofísico para a reação de captura ${}^4\text{He}(t,\gamma){}^7\text{Li}$ pela investigação da reação de transferência elástica no sistema ${}^7\text{Li}+{}^4\text{He}$* , Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, (2007).
- [44] D. R. Tilley *et al.* *Nucl. Phys. A* **745**, 155 (2004).

- [45] J. Carter *et al.* Nucl. Phys. A **591**, 349 (1995).
- [46] R. C. York and R. T. Carpenter, Nucl. Phys. A **282**, 351 (1977).
- [47] E. Ungricht *et al.* Nucl. Phys. A **313**, 376 (1979).
- [48] A. T. Rudchik *et al.* Nucl. Phys. A **667**, 61 (2000).
- [49] W. V. Oertzen, M. Freer and Y. K. En'yo. Phys. Rep. **432**, 43 (2006).
- [50] L. Jarczyk, J. Okolowicz and A. Strzalkowski. Nucl. Phys. A **316** 139 (1979).
- [51] R. Cabezas *et al.* Phys. Rev. C **60**, 067602 (1999).
- [52] R. G. Stokstad, Programa STATIS, Wright Nuclear Structure Laboratory, Yale University, INTERNAL REPORT 52 (1972).
- [53] A. Shrivastava *et al.* Phys. Lett. B **633**, 463 (2006).
- [54] L. F. Canto *et al.* Phys. Rep. **424**, 1 (2006).
- [55] B. R. Fulton *et al.* Phys. Rev. C **70**, 047602 (2004).
- [56] D. J. Hinde *et al.* Phys. Rev. Lett. **89**, 272701-1 (2002).
- [57] D. P. Stahel *et al.* Phys. Rev. C **16**, 1456 (1977).
- [58] Thompson, I. J. and Nunes, F. M. *Nuclear Reactions for Astrophysics: Principles, Calculation and Applications of Low-Energy Reactions*, Cambridge University Press, New York, 2009.