

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
INSTITUTO DE FÍSICA
COORDENAÇÃO DO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Medida da Reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ Utilizando o Sistema RIBRAS

ÉRICA NUNES CARDOZO

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Djalma Rosa Mendes Junior, apresentada ao Departamento de Física, em complemento aos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Djalma Rosa Mendes Junior (Orientador) (IF/UFF)

Prof. Dr. Jesús Lubián Ríos (IF/UFF)

Prof. Dr. Julian Marco Barbosa Shorto (IPEN)

NITERÓI

AGOSTO DE 2014

UNIVERSIDADE FEDERAL FLUMINENSE
INSTITUTO DE FÍSICA
COORDENAÇÃO DO CURSO PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**Medida da Reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$
Utilizando o Sistema RIBRAS**

ÉRICA NUNES CARDOZO

NITERÓI

AGOSTO DE 2014

C268 Cardozo, Érica Nunes
Medida da reação $1\text{H}(8\text{Li},4\text{He})5\text{He}$ utilizando o sistema
RIBRAS / Érica Nunes Cardozo ; orientador: Djalma Rosa Mendes
Junior -- Niterói, 2014.
95 p. : il.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal Fluminense,
Instituto de Física, 2014.
Bibliografia: p. 77-80.

1.FÍSICA NUCLEAR. 2.REAÇÃO NUCLEAR. 3.NÚCLEO COMPOSTO.
4.FEIXE RADIOATIVO. I. Mendes Junior, Djalma Rosa, Orientador.
II.Universidade Federal Fluminense. Instituto de
Física, Instituição responsável. III.Título.

CDD 539.7

Dedicatória

*A minha família: meus pais, Elias e Maria das Graças;
meu irmão, Wellington e
em memória da minha avó Maria da Glória*

Que sabe aquele que não foi experimentado?
O homem de grande experiência tem inúmeras ideias;
aquele que muito aprendeu fala com sabedoria.
Aquele que não tem experiência pouca coisa sabe,
mas o que passou por dificuldades desenvolve a prudência.
(*Eclo 34,9-10*)

“Os ideais que iluminaram o meu caminho
são a bondade, a beleza e a verdade.”
(*Albert Einstein*)

Agradecimentos

Eu, Érica Nunes Cardozo, agradeço primeiramente a Deus pelas maravilhas que realizastes ao longo da minha vida.

A minha querida família que sempre me apoiou e orientou nas minhas decisões.

Ao professor Djalma, pela orientação, paciência e dedicação ao longo desses dois anos.

Agradeço também aos professores Jesus Lúbian e Paulo Gomes pelos conselhos e por sempre acreditarem em mim.

Um agradecimento especial a professora Alinka, aos professores Leandro e Marcos e a toda equipe do RIBRAS por me receberem no laboratório Pelletron e tornado esse projeto possível.

Agradeço a minha amiga Barbara Hanna por ter estado junto a mim desde a graduação nos momentos bons e não tão bons também. Por me incentivar a não desistir e pelos momentos de risadas dentro e fora do instituto.

A minha amiga Francine Colonia por acompanhar minha caminhada e me apoiar deste os tempos de pré-vestibular.

Agradeço também ao amigo Jonas que conheci na pós-graduação, pelas horas de estudo, cafezinhos e por tornar a ida para casa mais agradável.

A Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES) pelo suporte financeiro.

Resumo

Neste trabalho mediu-se a reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ utilizando um feixe de ${}^8\text{Li}$, com uma energia de $E_{lab} = 25,4$ MeV. Essa reação acontece através da formação do núcleo composto ${}^9\text{Be}$ (${}^8\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^5\text{He}$). O feixe de ${}^8\text{Li}$ é obtido com a utilização do sistema RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brazil), instalado no laboratório do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

Neste experimento foi usado um feixe secundário de ${}^8\text{Li}$ obtido através da reação ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^8\text{Be}$ com alvo primário de $16\mu\text{g}$ de ${}^9\text{Be}$. Foi utilizado o conjunto de duplo solenóides para melhor purificação do feixe secundário que incide em um alvo de polietileno (C_1H_2) de $6,8$ mg/cm^2 de espessura. Esse alvo é grosso o suficiente para tornar possível a medida da função de excitação do núcleo composto formado ${}^9\text{Be}$.

Assim, obteve-se funções de excitações em ângulos bem dianteiros com a discussão da procedência das ${}^4\text{He}$ analisadas, pois elas podem ser produzidas diretamente da reação estudada ou da quebra do ${}^5\text{He}$.

Abstract

In this work the reaction ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ was measured using a beam of ${}^8\text{Li}$ with an energy $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$. This reaction occurs through the formation of the compound nucleus ${}^9\text{Be}$ (${}^8\text{Li} + {}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + {}^5\text{He}$). The ${}^8\text{Li}$ beam is obtained making use of the RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brazil) system, installed in the Institute of Physics of the University of São Paulo laboratory.

In this experiment, a secondary beam of ${}^8\text{Li}$ obtained by the reaction ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^8\text{Be}$ with primary target with $16\mu\text{g}$ of ${}^9\text{Be}$ was used. Double solenoid assembly was used to decrease the contamination of the secondary beam focuses on a polyethylene target (C_1H_2) of $6,8\text{ mg/cm}^2$ thick. This target is thick enough to make possible the measurement of the excitation function of the ${}^9\text{Be}$ compound nucleus.

In this way, the excitation functions at forward angles were measured and the discussion of the origin of ${}^4\text{He}$ particles was analyzed in details, because they can be produced directly from the studied reaction or from the breakup of ${}^5\text{He}$ nucleus.

Conteúdo

Lista de Figuras	iv
Lista de Tabelas	viii
1 Introdução	1
1.1 O Feixe de ${}^8\text{Li}$	3
1.2 O Núcleo de ${}^9\text{Be}$	5
1.3 Medida da Reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$	6
1.4 Divisão da Dissertação	7
2 Fundamentos Teóricos	8
2.1 Espalhamento Elástico	8
2.1.1 Espalhamento por um Campo Coulombiano	10
2.1.2 Espalhamento por um Potencial de Curto Alcance	10
2.2 Modelo Óptico	11
2.3 Modelo de Formação do Núcleo Composto	12
2.3.1 Teoria Estatística	13
2.3.2 Ressonância no Núcleo Composto	14
3 Descrição Experimental	17
3.1 Fonte de Íons	17
3.2 Acelerador Pelletron	18
3.3 Sistema RIBRAS (Radioactive Ion Beams In Brasil)	23

3.3.1	Alvo Primário	23
3.3.2	Modo de Operação dos Solenóides	25
3.3.3	Processo de Seleção e Separação do Feixe Secundário	25
3.3.4	Câmara de Espalhamento e Alvo Secundário	29
3.3.5	Sistema de Detecção	30
3.3.6	Alvos Utilizados	33
3.4	Eletrônica e Aquisição de Dados	33
4	Redução dos Dados	37
4.1	Feixes Contaminantes	37
4.2	Calibração dos Detectores	38
4.3	Cálculo da Seção de Choque Experimental	43
4.3.1	Cálculo Número de Partículas Incidentes no Alvo (N_{alvo})	43
4.3.1.1	Medida da Espessura	44
4.3.2	Cálculo do Número de Contagens (N_{cont})	44
4.3.3	Cálculo do Ângulo Sólido de Detecção ($\Delta\Omega$)	45
4.3.4	Número de Partículas Incidentes no Alvo Secundário (N_{incs})	46
4.3.4.1	Cálculo do Número de Partículas Incidentes no Alvo Primário (N_{incp})	47
4.3.4.2	Cálculo do Número de Partículas Incidentes no Alvo Secundário (N_{incs})	48
4.4	Cálculo do Jacobiano (J)	50
4.5	Cálculo da Eficiência de Produção (ϵ)	51
5	Análise dos Dados e Resultados	54
5.1	Reação de Interesse	55
5.2	Método do Alvo Grosso	59
5.3	O núcleo Composto - ^9Be	62

5.4	Resultados com Alvo Grosso de C_1H_2	64
5.4.1	Simulação de Monte Carlos	65
5.5	Função de Excitação	67
6	Conclusões	76

Lista de Figuras

1.1	Carta de nuclídeos, onde os núcleos estáveis estão em preto e os núcleos conhecidos em rosa [6].	2
1.2	Evolução do número de núcleos conhecidos ao passar dos anos [7].	2
1.3	Esquema de níveis do ${}^8\text{Li}$	4
1.4	Diagrama de níveis do ${}^9\text{Be}$ [17].	5
1.5	Exemplo do espectro de ${}^9\text{Be}(p, p')$ para o espalhamento de prótons em 180 MeV a 10° [18].	6
3.1	Fonte de íons MC-SNICS [24].	17
3.2	Esquema da fonte de íons [24].	18
3.3	Acelerador Pelletron localizado no edifício Oscar Sala.	19
3.4	Polia e corrente do Pelletron [26]	19
3.5	Esquema do Acelerador Pelletron [Cortesia de J.C. Terassi].	22
3.6	Foto do sistema de duplo solenóides no RIBRAS.	23
3.7	Foto do alvo primário onde a seta indica a sua localização.	24
3.8	Os dois tipos de focalização que podem ser utilizados no sistema RIBRAS [9].	25
3.9	Esquema do sistema RIBRAS.	26
3.10	Exemplo de simulação obtida com a utilização do programa desenvolvido por Erich Leistenschneider.	28
3.11	Foto da parte interna da câmara de espalhamento	30
3.12	Desenho esquemático dos detectores utilizados na experiência.	30
3.13	Desenho de uma vista, em corte lateral, de um telescópio esquemático.	31

3.14	Exemplo de espectro biparamétrico obtido com os telescópios utilizados no experimento.	32
3.15	Figura esquemática do porta alvos utilizado.	33
3.16	(a) Formação de uma junção PN. Com transferência de elétrons do lado n para o lado p e de lacunas do lado p para o lado n. (b) Situação de equilíbrio com a formação de barreiras associadas a impurezas ionizadas (“região de depleção”) que detém o avanço de portadores livres de um lado da junção para o outro (adaptado de [32]).	34
3.17	Junção PN polarizada. (a) Polarização direta: a tensão aplicada aumenta a difusão de buracos do lado p para o lado n e a difusão de elétrons do lado n para o lado p, produzindo uma corrente I. (b) Polarização inversa: a tensão aplicada se opõe à difusão de buracos e elétrons e a corrente é praticamente nula (adaptado de [34]).	35
3.18	Figura esquemática da eletrônica utilizada.	36
4.1	Espectro de energia característico de uma fonte de ^{241}Am [35].	38
4.2	A figura (a) mostra um exemplo de espectro biparamétrico obtido em canais. A figura (b) é um espectro “simulado” em energia e a figura (c) mostra a identificação dos feixes no espectro biparamétrico.	39
4.3	Figura esquemática da perda de energia num alvo e nos detectores.	40
4.4	Reta de calibração obtida para o ângulo de $10,3^\circ$. A Figura (a) mostra a calibração feita para o telescópio ΔE e a Figura (b) para o telescópio E.	42
4.5	Reta de calibração obtida para o ângulo de $7,7^\circ$. A Figura (a) mostra a calibração feita para o telescópio ΔE e a Figura (b) para o telescópio E.	42
4.6	Exemplo de espectro obtido através da reta de calibração.	43
4.7	A Figura (a) mostra a “banana” feita no pico do ^8Li e a figura (b) representa a projeção do pico do feixe de ^8Li no eixo x.	45
4.8	Esquema com as definições para o cálculo do ângulo sólido [37].	46

4.9	Previsão Teórica do Estado de Carga do Feixe de ${}^7\text{Li}$, após sair do stripper de ${}^{12}\text{C}$ [38].	47
4.10	Distribuição angular típica do espalhamento elástico do ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ na energia de 25,4 Mev usando o Potencial de São Paulo.	49
4.11	Eficiência de produção do feixe de ${}^8\text{Li}$	52
4.12	Distribuição angular experimental típica do espalhamento elástico do ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ na energia de 25,4 Mev, com distribuição angular média igual a $1,01 \pm 0,001$	52
5.1	Espectro biparamétrico do alvo de C_1H_2 para os ângulos de $10,3^\circ$ (a) e $-7,7^\circ$ (b).	55
5.2	Projeção no eixo E_{Total} da faixa das alfas do espectro biparamétrico do alvo de C_1H_2 para os ângulos de $10,3^\circ$ (a) e $-7,7^\circ$ (b).	55
5.3	Espectro biparamétrico obtido através da reta de calibração para um alvo de ouro.	56
5.4	Identificação das alfas provenientes das possíveis reações que podem ocorrer no alvo de C_1H_2 para o ângulo de $10,3^\circ$	58
5.5	Identificação das alfas provenientes das possíveis reações que podem ocorrer no alvo de C_1H_2 para o ângulo de $-7,7^\circ$	58
5.6	Espectro obtido com a incidência de ${}^8\text{Li}$ com um alvo de ${}^{12}\text{C}$, com uma espessura de $15\text{mg}/\text{cm}^2$ para o ângulo de $10,3^\circ$	59
5.7	A Figura (a) mostra o feixe de ${}^8\text{Li}$ percorrendo o alvo de C_1H_2 e (b) mostra o espectro detectado à medida que o feixe vai perdendo energia no alvo.	60
5.8	Transformação de energia das alfas em energia de ${}^8\text{Li}$	61
5.9	Esquema de níveis do ${}^9\text{Be}$. O limiar é ressaltado pelo círculo vermelho. Já a região que teoricamente seria populada pela reação pelo retângulo azul. A região efetivamente populada é ressaltada pelo retângulo verde [17].	63
5.10	Espectro obtido, com a projeção da faixa das alfas, para o telescópio posicionado em $10,3^\circ$	64

5.11	Espectro obtido, com a projeção da faixa das alfas, para o telescópio posicionado em $-7,7^\circ$	65
5.12	Comparações entre as energias das partículas alfas provenientes diretamente da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ e da quebra do ${}^5\text{He}$ para o ângulo de $10,3^\circ$	66
5.13	Comparação entre as energias das partículas alfas provenientes diretamente da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ e da quebra do ${}^5\text{He}$ para o ângulo de $-7,7^\circ$	67
5.14	Ajuste dos valores de $\frac{dE}{dx}$ para os alvos de ${}^{197}\text{Au}$ e C_1H_2	69
5.15	Comportamento do jacobiano para o espalhamento elástico no ${}^{197}\text{Au}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{197}\text{Au}$ e para a reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$	70
5.16	Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $10,3^\circ$	71
5.17	Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $-7,7^\circ$	72
5.18	Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $10,3^\circ$. Os pontos em vermelho representam os valores de secção de choque, medidos em [15]	73
5.19	Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $-7,7^\circ$. Os pontos em vermelhos representam os valores de secção de choque, medidos em [15].	74

Lista de Tabelas

3.1	O termo V_T , na primeira coluna, indica a tensão aplicada no acelerador. Já a energia do ${}^7\text{Li}$ pode ser visualizada na segunda coluna. A terceira e quarta coluna mostram as correntes aplicadas no primeiro e segundo solenóide, respectivamente. Já a última coluna mostra a energia do feixe secundário ${}^8\text{Li}$	29
3.2	Características dos telescópios E- Δ E montados na câmara de espalhamento . . .	32
4.1	Valores de Massas utilizados para o cálculo das energia dos feixes contaminantes	37
4.2	Energias do feixe de interesse e dos contaminantes.	38
4.3	Tabela com os valores das perdas de energias calculadas através dos programas STOPX e KINEQ.	41
4.4	Ângulos sólidos utilizados no experimento.	46
5.1	Valores de Q para várias reações que podem acontecer no alvo de C_1H_2	56
5.2	Energia das partículas alfas produzidas por cada uma das reações para o ângulo de $-7,7^\circ$. Nas colunas “Início do Alvo” e “Fim do Alvo” são mostradas as energias das partículas α 's produzidas no início do alvo e no fim do alvo respectivamente.	57
5.3	Energia das partículas alfas produzidas por cada uma das reações para o ângulo de $10,3^\circ$. Nas colunas “Início do Alvo” e “Fim do Alvo” são mostradas as energias das partículas α 's produzidas no início do alvo e no fim do alvo, respectivamente.	57
5.4	Parâmetros das Ressonâncias do ${}^9\text{Be}$ que poderiam ser populadas na experiência [41].	62

5.5 Parâmetros obtidos através do ajuste de $\frac{dE}{dx}$ para cada valor de energia de ${}^8\text{Li}$. . . 70

Capítulo 1

Introdução

A física nuclear estuda as propriedades do núcleo atômico e da matéria nuclear. O início desse estudo iniciou-se em 1896 com a descoberta da radioatividade por Becquerel, seguido por Pierre Curie e Marie Curie que descobriram os elementos radioativos, polônio e rádio, em 1898 [1–3]. A combinação dos trabalhos de Becquerel, dos Curie e de Ernest Rutherford derrubou a ideia de que os átomos não continham estrutura interna, mas que na verdade continham um pequeno e compacto núcleo em seu centro [4]. Foi observado também que alguns núcleos poderiam emitir radiação e essa radiação foi classificada de acordo com seu comportamento num campo magnético. Ela foi classificada de três maneiras: alfa, beta e gama [5]. As alfas (α) são formadas por núcleos de ${}^4\text{He}$ que possuem carga elétrica positiva. Os raios beta (β) são elétrons ou pósitrons. Os raios gama (γ) não possuem carga elétrica. Em 1932, James Chadwick descobriu o nêutron [4]. Após a descoberta do nêutron, aceitou-se que o núcleo era formado por prótons e nêutrons. Também em 1932, foi realizada a primeira reação nuclear com acelerador eletrostático de Cockroft e Walton e com o ciclotron de Lawrence [6]. Com isso tem o início da física nuclear com aceleradores.

Inicialmente, só era possível realizar experimento com feixes estáveis, isso restringia bastante os experimentos. A partir do avanço dos aceleradores foi sendo possível criar feixes radioativos. Na Figura 1.1 pode ser visualizada uma carta de nuclídeos. Nessa carta, a posição de cada núcleo depende do número de nêutrons (N) e do número de prótons (Z). Inicialmente os experimentos de física nuclear estavam restritos aos pontos pretos da figura. Com o avanço dos aceleradores, abre-se a possibilidade de realização de experimento com núcleos que estão

na região rosa claro da figura. Na Figura 1.2 é mostrada a evolução do número de núcleos conhecidos.

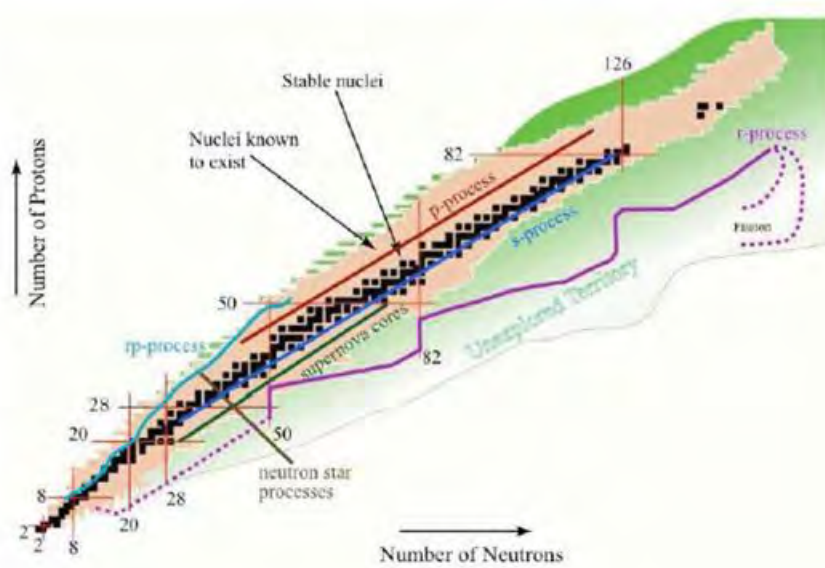


Figura 1.1: Carta de nuclídeos, onde os núcleos estáveis estão em preto e os núcleos conhecidos em rosa [6].

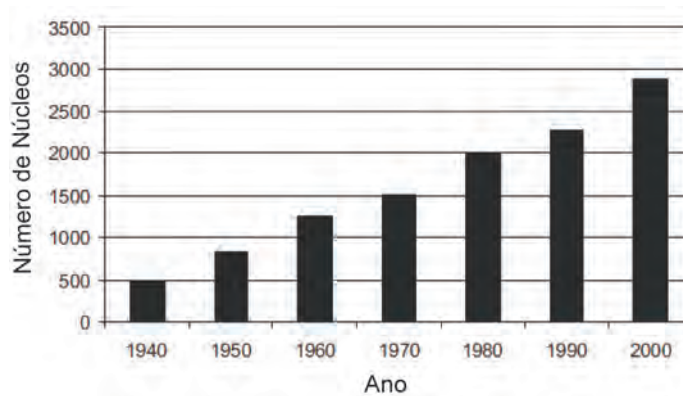


Figura 1.2: Evolução do número de núcleos conhecidos ao passar dos anos [7].

A partir de 2004 com a implantação do sistema de duplo solenóide supercondutor RIBRAS (Radioactive Ion Beams in Brasil) na Universidade de São Paulo (USP), torna-se possível a produção de alguns feixes radioativos no Brasil, tais como, ${}^6\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{Li}$ e ${}^8\text{B}$. [8]. Observe que entre esses feixes, existem dois núcleos halos, sendo o ${}^6\text{He}$ um halo de nêutrons e o ${}^8\text{B}$ um halo de prótons. Além disso, podem ser produzido no RIBRAS dois núcleos fracamente ligados, ${}^7\text{Be}$

e o ${}^8\text{Li}$.

Até por volta de 2009, era estudado basicamente no RIBRAS o espalhamento elástico desses feixes em diferentes alvos [9–11]. Esses experimentos visavam basicamente entender como o fato desses núcleos serem radioativos afetavam algumas grandezas, como por exemplo, a seção de choque de reação. Também buscava-se entender como esses núcleos se quebravam na presença de diferentes campos nucleares e coulombianos.

Com o trabalho de doutoramento de Djalma Rosa Mendes Junior, inicia-se uma fase de medidas no RIBRAS que utilizam a ideia de espalhamento ressonante, que visam a realização de estudos espectroscópicos de alguns núcleos com a utilização de feixes radioativos [12]. Isso continua com o trabalho de doutoramento de Ruben Pampa Condori [13] e com o trabalho de dissertação de Erich Leistenschneider [14].

O presente trabalho mediu a reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ utilizando um feixe de ${}^8\text{Li}$ com uma energia de 25,4 MeV no laboratório. Essa reação já foi utilizada anteriormente para fazer um estudo espectroscópico do núcleo de ${}^9\text{Be}$ [14, 15], sendo que a energia de 25,4 MeV é maior do que as energias que foram utilizadas nos trabalhos anteriores [12–14].

1.1 O Feixe de ${}^8\text{Li}$

O ${}^8\text{Li}$ possui meia vida de 839.9 ms e decai por emissão β^- para o segundo estado excitado do ${}^8\text{Be}$ e este se quebra em duas alfas. A Figura 1.3 mostra o esquema de níveis do ${}^8\text{Li}$ [16].

Na Figura 1.3 o esquema de níveis está representado por um poço quadrado infinito, onde no lado esquerdo está representado os estados excitados com suas respectivas energias e os seus possíveis decaimentos. Já no lado direito, pode-se visualizar a paridade (J^π), a largura entre os níveis (T) e as possíveis ressonâncias ($\sigma_1, \sigma_{(n,n')}$) de cada estado.

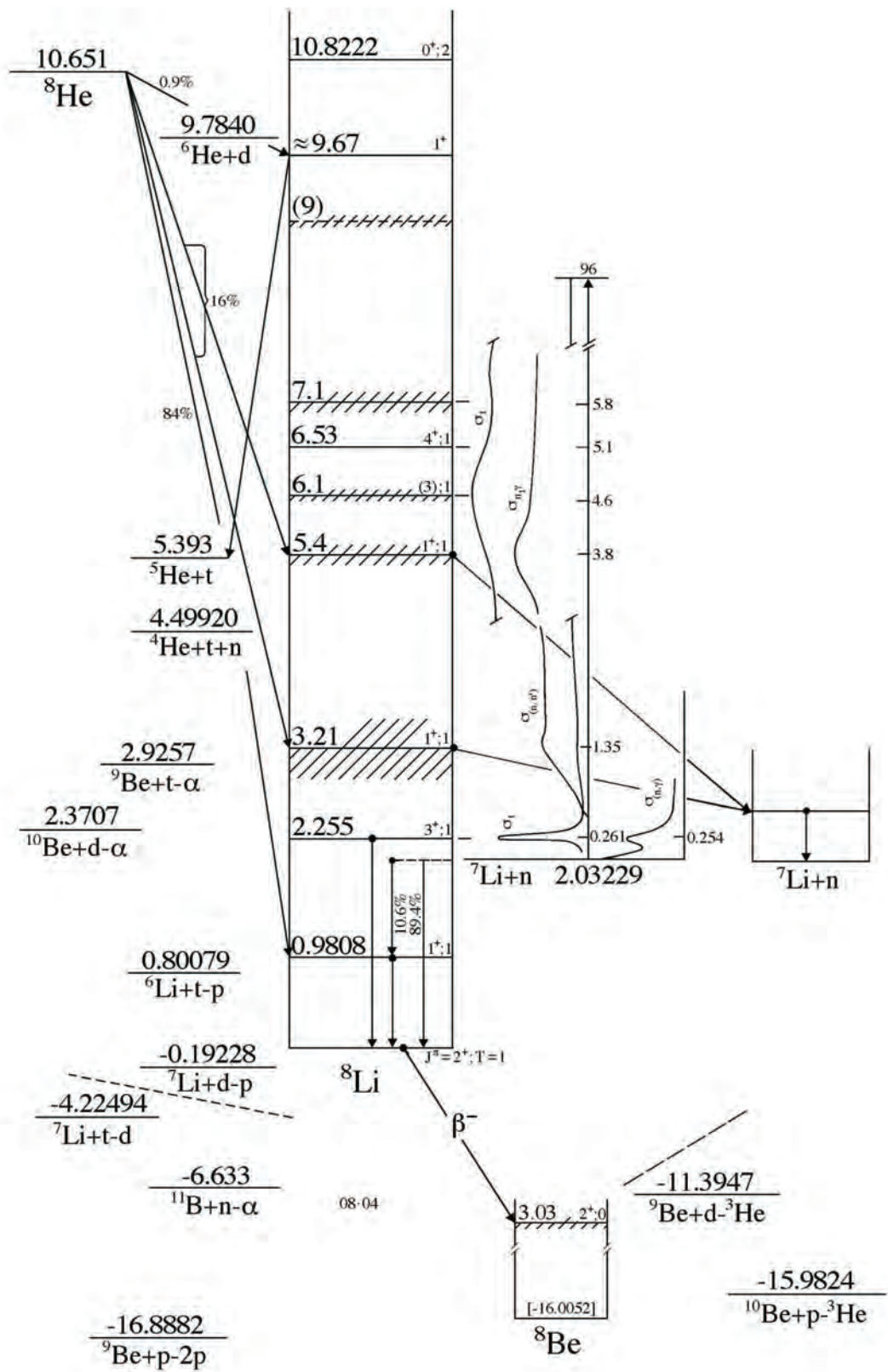


Figura 1.3: Esquema de nívéis do ${}^8\text{Li}$.

1.2 O Núcleo de ${}^9\text{Be}$

Recentemente, começou a se desenvolver uma série de experimentos de medidas de espalhamento ressonante no sistema RIBRAS [12–14]. Com a utilização do feixe ${}^8\text{Li}$ incidindo em um alvo de prótons, é possível produzir o núcleo composto de ${}^9\text{Be}$. Os estados desse núcleo em altas energias de excitação, tem poucas informações conhecidas, como pode ser visualizado na Figura 1.4.

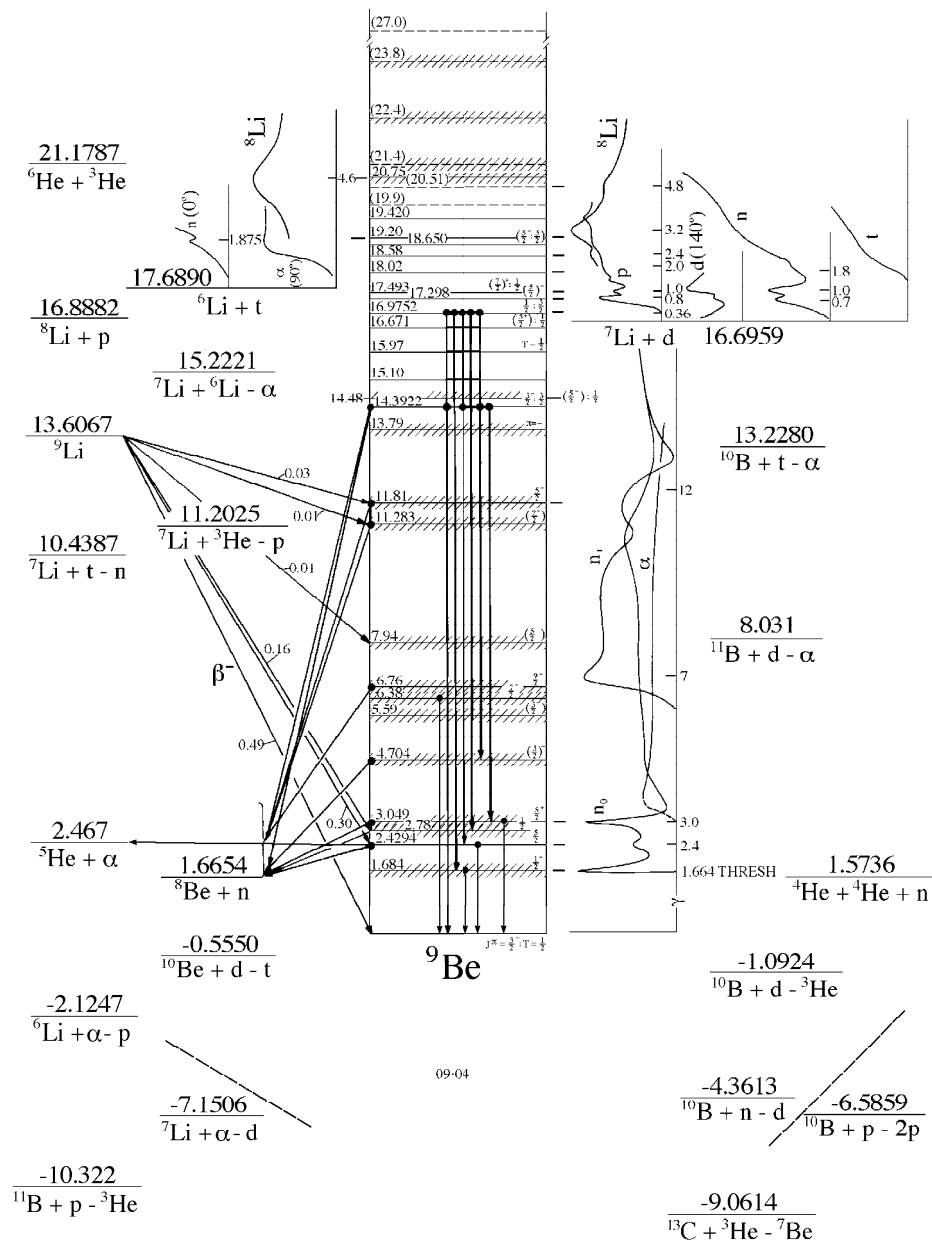


Figura 1.4: Diagrama de níveis do ${}^9\text{Be}$ [17].

A posição das ressonâncias do núcleo de ${}^9\text{Be}$ foram estudadas até por volta de 20 MeV, através da utilização de um feixe de prótons incidindo em um alvo de ${}^9\text{Be}$. Porém, para isso foi utilizado um feixe de prótons de 180 MeV [18]. A Figura 1.5 mostra um exemplo do espectro obtido com a energia de 180MeV.

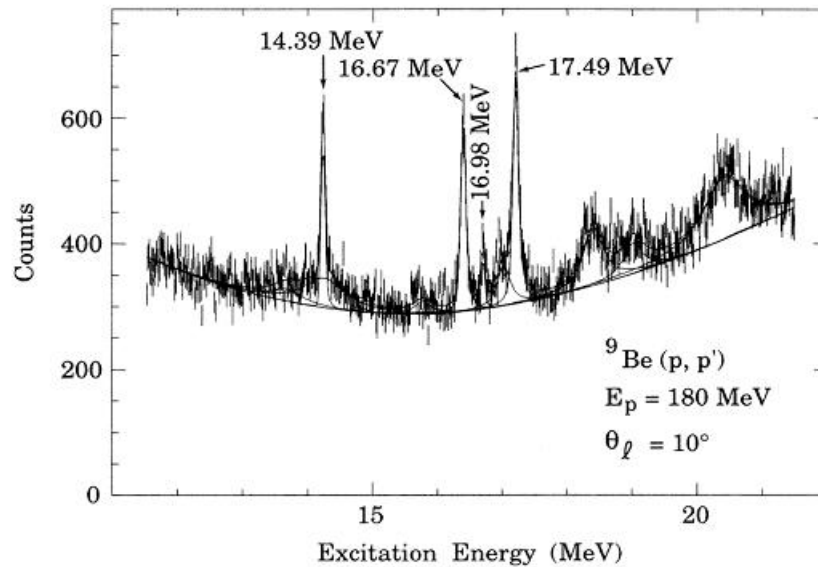


Figura 1.5: Exemplo do espectro de ${}^9\text{Be}(p, p')$ para o espalhamento de prótons em 180 MeV a 10° [18].

A utilização de feixes radioativos abre a possibilidade de realização de medidas, que permitem popular estados de um núcleo em altas energias de excitação.

1.3 Medida da Reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$

Neste trabalho iremos estudar a estrutura espectroscópica do núcleo composto ${}^9\text{Be}$ formado na reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$, em alta energia de excitação.

O experimento foi realizado no laboratório Pelletron na USP, utilizando o sistema RIBRAS com os dois solenóides em funcionamento. Em princípio, o uso do segundo solenóide implicaria em um feixe secundário mais puro. Assim, o feixe secundário de ${}^8\text{Li}$ de energia 25,4 MeV no referencial do laboratório foi produzido por meio da reação do ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^8\text{Be}$. Nesse tipo de representação de uma reação nuclear, o primeiro, segundo, terceiro e quarto núcleos representam respectivamente: o alvo, o feixe, a partícula detectada e a partícula de recuo, onde

o feixe primário de ${}^7\text{Li}$ incide em um alvo primário de berílio.

Neste experimento usamos o método de cinemática inversa, que consiste num feixe pesado incidindo em um alvo leve. A utilização desse método reduz de maneira significativa a energia no centro de massa, possibilitando a medida em escalas de interesse astrofísico. Logo temos, $E_{cm} = \frac{E_{lab}m_a}{m_a+m_p}$ onde E_{lab} é a energia no referencial do laboratório, m_a e m_p são respectivamente, a massa do alvo e do projétil.

A medida da reação foi realizada utilizando um alvo de C_1H_2 , com uma espessura de $6,8 \text{ mg/cm}^2$. Onde o feixe de ${}^8\text{Li}$, ao penetrar o alvo, vai perdendo energia e em algum momento, essa seria a energia necessária para popular alguma ressonância do núcleo composto ${}^9\text{Be}$, possibilitando o estudo de estados que se encontram em energias de excitação maiores do que as estudadas nos trabalhos [14, 15].

1.4 Divisão da Dissertação

A presente dissertação é dividida em seis capítulos:

- Capítulo 1: Nesse capítulo é colocado uma introdução sobre a medida e o seu interesse.
- Capítulo 2: Nesse capítulo são descritos alguns aspectos teóricos.
- Capítulo 3: Nesse capítulo é apresentado a descrição dos aparatos experimentais utilizados para a obtenção dos dados experimentais.
- Capítulo 4: Nesse capítulo é apresentado a redução dos dados.
- Capítulo 5: Nesse capítulo são descritas as análises dos dados e os resultados obtidos.
- Capítulo 6: Nesse capítulo é apresentado a conclusão.

Capítulo 2

Fundamentos Teóricos

Neste capítulo será apresentada uma descrição sucinta da teoria utilizada na análise dos dados experimentais.

2.1 Espalhamento Elástico

Durante uma reação nuclear podem acontecer diversos processos, como por exemplo: espalhamento elástico, espalhamento inelástico, transferência de nucleons, fissão, fusão, entre outros. Porém em baixas energias, o processo mais provável de ocorrer é o espalhamento elástico. O espalhamento elástico é caracterizado por uma conservação da estrutura interna dos núcleos envolvidos, ou seja, os graus de liberdade internos desses núcleos não são excitados. Nesse processo, o canal de saída é igual ao canal de entrada. Entende-se por canal como sendo o conjunto de números quânticos necessários para descrever o estado do sistema.

O estudo do espalhamento elástico é importante, pois através dele podemos obter informações sobre o potencial de interação e a seção de choque total de reação, podendo-se estudar assim, os efeitos de diferentes acoplamentos sobre o espalhamento elástico ao comparar as seções de choque de diferentes sistemas.

Iremos agora considerar uma partícula neutra sem spin espalhada por um potencial esférico. Sendo assim, o momento angular é conservado e o potencial de interação dependerá apenas do raio. A equação de Schrödinger apropriada para o espalhamento de uma partícula de energia E

no referencial do centro de massa e um potencial de interação $V(r)$ é:

$$\nabla^2\Psi + \frac{2\mu}{\hbar^2}(E - V(r))\Psi = 0, \quad (2.1)$$

onde r é a distância entre os centros de massa do projétil e o alvo, μ é a massa reduzida do sistema, sendo $\mu = \frac{m_p m_a}{m_p + m_a}$, onde m_p é a massa do projétil e m_a a massa do alvo.

Usando coordenadas polares e o feixe incidente na direção do eixo z , podemos escrever o comportamento assintótico da função radial como [19]:

$$\Psi(x) \sim e^{ikz} + f(\theta)\frac{e^{ikr}}{r}, \quad (2.2)$$

com $k = \frac{\sqrt{2\mu E}}{\hbar}$, onde k é o número de onda. O primeiro termo de (2.2) corresponde a uma onda plana incidente e o segundo termo a uma onda esférica espalhada com simetria azimutal e amplitude de espalhamento $f(\theta)$. A amplitude de espalhamento é dada por:

$$f(\theta) = \frac{1}{2kr} \sum_{l=0}^{\infty} (e^{2i\delta_l} - 1)(2l + 1)P_l(\cos(\theta)), \quad (2.3)$$

o termo δ_l é denominado phase shift (deslocamento de fase), $P_l(\cos\theta)$ são os polinômios de Legendre e l é o momento angular orbital.

A seção de choque diferencial é dada pelo módulo ao quadrado da amplitude de espalhamento

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2. \quad (2.4)$$

Logo, integrando a seção de choque diferencial, obtemos a seção de choque elástica total σ_E :

$$\sigma_E = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi} |f(\theta)|^2 \sin\theta d\theta d\phi = \frac{\pi}{k^2} \sum_l^{\infty} (2l + 1) |1 - S_l|^2 \quad (2.5)$$

e

$$S_l = e^{2i\delta_l}, \quad (2.6)$$

onde S_l é a matriz de espalhamento ou a matriz S. Para o processo de espalhamento toda a informação física está contida dentro da matriz S [20].

2.1.1 Espalhamento por um Campo Coulombiano

Considerando o potencial de interação $V(r) = V_C(r)$, onde $V_C(r)$ é o potencial coulombiano,

$$V_C = \frac{Z_a Z_p e^2}{r}, \quad (2.7)$$

Z_a e Z_p são respectivamente a carga do alvo e carga do projétil, e é a carga do elétron.

A forma assintótica da função de onda de espalhamento coulombiano é dada por [21]:

$$\Psi_C(k, r) \sim \frac{f_C(\theta) e^{i(kr - \eta \ln(2kr))}}{r} \quad (2.8)$$

com $\eta = \frac{Z_a Z_p e^2}{\hbar v}$ denominado fator de Zommerfeld e v é a velocidade relativa entre o alvo e o projétil. A amplitude de espalhamento de Coulomb é escrita como:

$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k \operatorname{sen}^2(\frac{\theta}{2})} e^{-i\eta \ln(\operatorname{sen}^2(\frac{\theta}{2})) + 2i\sigma_0} \quad (2.9)$$

onde na equação 2.9, $\sigma_0 = \arg\Gamma(1 + i\eta)$.

Assim, se tomarmos o módulo ao quadrado de 2.9, encontraremos a seção de choque diferencial de Rutherford,

$$\frac{d\sigma_R}{d\Omega} = |f_C(\theta)|^2 = \frac{\eta^2}{4k^2 \operatorname{sen}^4(\frac{\theta}{2})} = \left(\frac{Z_a Z_p e^2}{4E} \right)^2 \frac{1}{\operatorname{sen}^4(\frac{\theta}{2})}. \quad (2.10)$$

2.1.2 Espalhamento por um Potencial de Curto Alcance

As forças nucleares irão proporcionar um potencial adicional de curto alcance. Assim, a forma assintótica da função de onda nuclear Ψ_n é [21]:

$$\Psi_n(r, k) \sim \frac{f_n(\theta) e^{i(kr - \eta \ln(2kr))}}{r}, \quad (2.11)$$

com

$$f_n(\theta) = -\frac{1}{2ik} \sum_l (2l+1) e^{2i\delta_l} (S_l - 1) P_l(\cos\theta). \quad (2.12)$$

Logo, a amplitude de espalhamento $f(\theta)$ será a soma da amplitude de espalhamento coulombiano com a amplitude de espalhamento nuclear,

$$f(\theta) = f_C(\theta) + f_n(\theta). \quad (2.13)$$

2.2 Modelo Óptico

Em uma reação a partícula incidente pode ser espalhada ou absorvida pelo núcleo alvo, de maneira similar ao que acontece na óptica, quando o feixe de luz incide num meio translúcido com índice de refração complexo, daí advém o nome modelo óptico. Para o modelo óptico resolvemos a equação de Schrödinger introduzindo um potencial do tipo complexo. Assim, escrevemos o potencial $V(r)$ da forma:

$$V(r) = U(r) + iW(r), \quad (2.14)$$

onde $U(r)$ e $W(r)$ são respectivamente o potencial real e imaginário e r a distância entre os centros de massa do projétil e o alvo. Se $W(r) < 0$ a parte imaginária do potencial complexo tem o efeito de absorção do fluxo do feixe incidente [19].

A seção de choque total de absorção pode ser calculada pela integral do fluxo dentro de uma esfera de raio R e dividido pelo número de partículas por centímetro quadrado por segundo.

Logo,

$$\sigma_A = - \int_0^{2\pi} \int_0^\pi \frac{i\hbar}{2\mu v} (\Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial r} - \Psi \frac{\partial \Psi^*}{\partial r}) r^2 \sin\theta d\theta d\varphi, \quad (2.15)$$

onde v é a velocidade da partícula dentro dos núcleos. Agora,

$$\Psi = - \sum_l \frac{(2l+1)}{2ikr} P_l(\cos\theta) (S_l e^{ikr} - e^{-ikr}), \quad (2.16)$$

logo,

$$\sigma_A = \frac{\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1)(1 - |S_l|^2). \quad (2.17)$$

A seção de choque de absorção também é chamada de seção de choque de reação, então $\sigma_A = \sigma_R$.

Assim, a seção de choque total para uma partícula sem carga é a soma da seção de choque elástica com a seção de choque de reação,

$$\sigma_T = \sigma_E + \sigma_R \quad (2.18)$$

e

$$\sigma_T = \frac{2\pi}{k^2} \sum_l (2l + 1)(1 - \text{Re}S_l). \quad (2.19)$$

2.3 Modelo de Formação do Núcleo Composto

O modelo de núcleo composto de reações nucleares foi introduzido por Bohr em 1936 [22]. Quando dois núcleos no canal incidente entram em contato, seus nucleons têm tempo para interagir uns com os outros ao entrarem várias vezes em contato. Como um resultado disso, a identidade dos dois núcleos originais é perdida. Por um curto período de tempo, estes dois núcleos podem formar uma entidade única, o núcleo composto. Após a formação, a memória do canal de entrada não é mais preservada por causa das inúmeras interações sucessivas. Assim, a evolução posterior do sistema é determinada principalmente pela quantidade de energia de excitação disponível no sistema. Em baixas energias, as vidas destes sistemas são relativamente longas. Como resultado, a largura Γ de um estado nuclear composto é estreita. Ao mesmo tempo, a densidade de estados em baixas energias é pequena, de modo que D , o espaçamento médio entre estados vizinhos, é grande. Com $D \gg \Gamma$, descobrimos que ressonâncias isoladas dominam a seção de choque de reação [1]. Logo, através da teoria estatística poderemos estudar a seção de choque do núcleo composto [19].

O núcleo composto pode ser representado esquematicamente como:

$$a + A \rightarrow C^* \rightarrow b + B, \quad (2.20)$$

onde a é projétil, A é o alvo, C^* é o núcleo composto, b e B são os produtos do decaimento do núcleo composto.

2.3.1 Teoria Estatística

Numa reação nuclear, parte do fluxo incidente é absorvido de modo a formar núcleos compostos e parte vai diretamente para outros possíveis canais de reação.

Para um único canal, a seção de choque do estado inicial α para um estado final β , tem a forma:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi\lambda_\alpha^2 \langle |\delta_{\alpha\beta} - S_{\alpha\beta}|^2 \rangle, \quad (2.21)$$

onde $S_{\alpha\beta}$ é a matriz S . A seção de choque de formação do núcleo composto para um canal α é dado por:

$$\sigma_\alpha^{C.N} = \pi\lambda_\alpha^2 T_\alpha \quad (2.22)$$

onde T_α é o coeficiente de transmissão para o canal α .

Para um grande número de interações, a forma em que o núcleo composto pode decair só dependerá do seu estado e momento angular, não dependendo de como foi formado, essa formulação foi desenvolvida por Bohr e é denominada como: hipótese da independência de Bohr.

Em 2001 foi feito um estudo com o núcleo composto ^{216}Ra formado através de três reações: $^{12}\text{C} + ^{204}\text{Pb}$, $^{19}\text{F} + ^{197}\text{Au}$ e $^{30}\text{Si} + ^{186}\text{W}$. E foi observado que a energia de excitação para o ^{216}Ra é a mesma, independente do processo de formação, confirmando o princípio de independência de Bohr [23].

Assim, a formação e o decaimento do núcleo composto pode ser expressa pelo produto das probabilidades de formação e decaimento. Com isso, temos:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\alpha}^{C.N} P_{\beta}, \quad (2.23)$$

onde P_{β} é a probabilidade de o núcleo composto decair num canal β . Temos que:

$$P_{\beta} = \frac{T_{\beta}}{\sum_{\alpha} T_{\alpha}}. \quad (2.24)$$

Logo,

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi\lambda_{\alpha}^2 \frac{T_{\alpha}T_{\beta}}{\sum_{\gamma} T_{\gamma}}, \quad (2.25)$$

Onde T_{α} é o coeficiente de transmissão relativo a formação do núcleo composto, T_{β} é o coeficiente de transmissão relativo ao decaimento do núcleo composto e T_{γ} é o coeficiente de transmissão relativo à todos os canais de reação.

A equação 2.25 é chamada de fórmula de Hauser-Feshbach, onde não é levado em consideração o spin e o momento angular da partícula.

Levando em consideração o spin da partícula, somando todas as projeções e momentos angulares, a seção de choque do núcleo composto é escrita como [19]:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi\lambda_{\alpha}^2 \sum_{j,j',l,l',j'} \frac{(2l+1)}{(2i+1)(2I+1)} A_J(j,l,j',l';\theta) \frac{T_{\alpha l j} T_{\beta l' j'}}{\sum_{\gamma} T_{\gamma l j}}, \quad (2.26)$$

onde,

$$A_J(j,l,j',l';\theta) = |Y_{l'm'}(\theta, \varphi)|^2 |(l_0 j m | J m)|^2 |(l'(m-m') j' m' | j m)|^2 \quad (2.27)$$

2.3.2 Ressonância no Núcleo Composto

Em física nuclear ressonâncias são estados excitados do núcleo e que decaem rapidamente com:

$$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}, \quad (2.28)$$

por dissociação ou emissão de fóton [6]. Na equação (2.28) Γ é a largura característica do estado e τ é a vida média.

Temos que a seção de choque para o canal de reação não-elástico pode ser descrito como [19]:

$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}}{d\Omega} = \frac{\pi}{k^2} |S_{\alpha\beta}|^2, \quad (2.29)$$

e

$$S = e^{2i\delta} \left(1 - \sum_s \frac{i\Gamma_n^s}{(E - E_s) + \frac{1}{2}i\Gamma^s} \right), \quad (2.30)$$

onde δ é o fator de fase, E_s é a energia de ressonância e Γ^s e Γ_n^s são a largura total e de neutron respectivamente. O primeiro termo corresponde a componente direta e o segundo ao núcleo composto. Assim, se ocorrer a contriuição dos processos de núcleo composto e reação direta pode-se escrever a média da seção de choque como:

$$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle = \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{DI} + \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{CN} \quad (2.31)$$

onde o primeiro termo corresponde a seção de choque média da reação direta e o segundo a seção de choque média da reação de núcleo composto. Para baixas energias, a reação de núcleo composto e a reação direta frequentemente contribuem para a seção de choque.

Mas, a fórmula de Hauser-Feshbach (2.25) não é suficiente para o uso geral, principalmente por causa do processo de formação e decaimento não são completamente independentes um do outro. Logo, considerando todos os estados compostos de mesmo spin, teremos para cada ressonância individual no núcleo composto a fórmula de Breit-Wigner para a seção de choque, que é dada por:

$$\sigma_{\alpha\beta} = \pi\lambda_\alpha^2 \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\beta}{(E - E_0) + \frac{1}{4}\Gamma^2}, \quad (2.32)$$

onde E_0 é a energia de ressonância, Γ_α e Γ_β são respectivamente a largura do estado no canal alfa e no canal beta, e $\Gamma = \sum_i \Gamma_i$. Se essa expressão for integrada na região energética ao redor da ressonância e tirarmos a média de todas essas ressonâncias na região de excitação temos:

$$\langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle = \pi\lambda_\alpha^2 \frac{2\pi}{D} \left\langle \frac{\Gamma_\alpha \Gamma_\beta}{\Gamma} \right\rangle \quad (2.33)$$

onde D é o nível de separação dos níveis de energia.

Capítulo 3

Descrição Experimental

Os dados experimentais do presente trabalho foram obtidos utilizando o sistema Ribras instalado no laboratório Pelletron. A descrição dos aparatos experimentais seguirá a ordem de aplicação em um experimento. Assim, o primeiro item a ser descrito será a fonte de íons, que gera o feixe primário que é acelerado pelo acelerador Pelletron. Esse feixe incide no alvo primário produzindo uma reação, gerando o feixe secundário que será focalizado pelo sistema RIBRAS.

3.1 Fonte de Íons

O laboratório Pelletron utiliza uma fonte de íons do tipo Multi Cathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering (MC-SNICS) para produzir feixes com íons negativos. Esse equipamento foi produzido pela National Electrostatic Corporation (NEC) e se encontra no oitavo andar do laboratório. Uma foto desse equipamento pode ser visualizada na Figura 3.1.

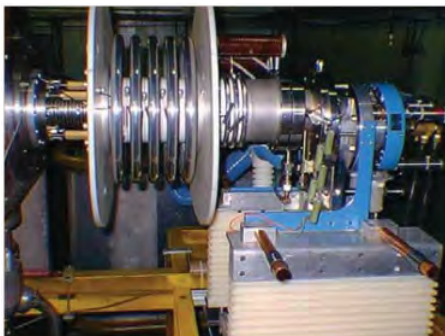


Figura 3.1: Fonte de íons MC-SNICS [24].

Para a produção do feixe primário de ${}^7\text{Li}$ usa-se uma mistura de óxido de lítio e prata que são compactados e depositados em cadinhos (peça cilíndrica metálica de aproximadamente 1mm de diâmetro), formando assim os catodos. A produção do feixe na fonte de íons se dá pelo bombardeamento de íons de césio no material depositado no catodo. O vapor de césio sobe do reservatório, aquecido a 120°C , chegando até a câmara de ionização, onde ocorre o bombardeamento. Parte do césio é depositado na superfície frontal do cátodo que está resfriado e a outra parte é ionizada pela superfície quente do ionizador, com temperaturas entre 1000°C - 1200°C , formando íons positivos de césio (Cs^+) [24]. Esses íons são acelerados em direção ao catodo, onde arranca partículas através de colisão. Essas partículas atravessam a camada de césio neutro, formada na superfície do catodo, tornando-se negativas devido a baixa eletronegatividade do césio. Logo após, esse feixe é extraído da fonte por um potencial extrator de 20kV e injetado no tubo pré-acelerador que está isolado eletricamente do restante do acelerador e submetido a uma tensão de -90kV. Um desenho esquemático de todo esse processo pode ser visualizado na Figura 3.2.

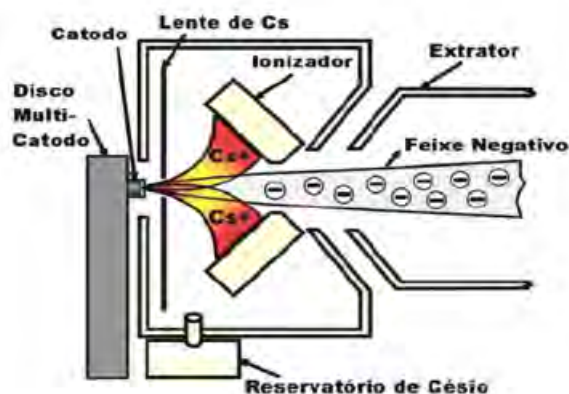


Figura 3.2: Esquema da fonte de íons [24].

3.2 Acelerador Pelletron

Após sair do tubo pré-acelerador, os íons são selecionados pelo eletroímã ME-20. Esse componente tem por finalidade selecionar íons com ME/Z^2 igual a 20 MeV/u, onde M , E e Z são a massa, a energia e a carga do íon respectivamente. Além dessa seleção, esse elemento tem

a função de defletir o feixe primário, direcionando o feixe para o acelerador.

O acelerador Pelletron é um acelerador do tipo Tandem, fabricado pela National Electrostatic Corporation (NEC), projetado para atingir uma tensão máxima de 8MV [25]. Na Figura 3.3 é mostrada uma visão geral do edifício Oscar Sala, local onde está instalado esse acelerador. Nesta figura pode-se identificar a posição da fonte de íons e do acelerador.



Figura 3.3: Acelerador Pelletron localizado no edifício Oscar Sala.

O nome Pelletron provém do tipo de correia que realiza o transporte de cargas até o terminal de alta tensão. Essa correia (corrente) é constituída de “pelotas” (pellets) de metal, ligadas umas as outras por elos isolantes de nylon, como pode ser visto na Figura 3.4 [26].

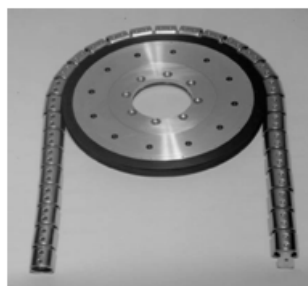


Figura 3.4: Polia e corrente do Pelletron [26]

Quando o feixe de íons sai do ME-20, ele é atraído pela alta tensão positiva do terminal, localizado no meio do acelerador, adquirindo então uma energia $E = eV_T$, onde e é a carga do íon e V_T é a tensão no terminal. No centro do terminal, o feixe atravessa uma fina folha de carbono (stripper), que faz com que vários elétrons do íon sejam arrancados, transformando-o em um íon positivo. O íon positivo (com carga qe) sofre então uma força repulsiva devido ao potencial positivo do terminal, sendo novamente acelerado em direção à extremidade inferior do acelerador. A energia ganha nesta etapa é $E = qeV_T$. Portanto a energia total ganha pelo íon é $E = (q + 1)eV_T$ [25].

Logo, a energia total do feixe de íons é:

$$E_{feixe} = eV_i + (q + 1)eV_T, \quad (3.1)$$

onde V_i é tensão aplicada na fonte (-90kV), e é a carga do elétron, q é o estado de carga do íon e V_T é a tensão no terminal.

Quando o feixe de íons passa pelo stripper, ele pode adquirir diferentes estados de cargas. De acordo com a equação 3.1, a energia final depende do estado de carga. Assim, diferentes estados de carga implicariam em diferentes energias. Logo, para a seleção de um único estado de carga, o feixe passa por um eletroímã de dupla focalização chamado de ME-200. O campo magnético apropriado para realizar a seleção e a deflexão é medido através de uma amostra de água pesada, com volume de $0,5\text{cm}^3$, submetida a um sinal de NMR (Nuclear Magnetic Resonance) [27].

A energia de um íon de massa M e estado de carga Z , em um campo uniforme é dada pela seguinte expressão [28]:

$$E_{feixe} = Mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2(Zfc)^2k}{Mc^2}} - 1 \right), \quad (3.2)$$

onde, c é a velocidade da luz, f é a frequência de ressonância de NMR e k é uma constante que depende essencialmente da geometria do eletroímã. Assim, a constante poderia ser calculada para uma dada geometria, mas ela apresenta uma dependência com o campo magnético. Dessa

forma k é obtida através da medida de energia de um estado bem conhecido, de um dado núcleo.

Além de controlar a energia do feixe o ME-200 deflete o feixe de 90° mudando sua direção para a horizontal.

Durante um experimento podem ocorrer pequenas alterações na tensão do terminal. Uma pequena alteração na tensão implica em uma alteração na energia do feixe. Assim, durante um experimento, torna-se necessário um controle fino da tensão do terminal. Isso é feito através de um conjunto de fendas localizado após o ME-200. Logo, uma pequena alteração na energia, geraria um pequeno desvio na trajetória do feixe, que seria detectado nas fendas. Uma vez detectada essa variação é enviado um comando, ao sistema de cargas do acelerador, que compensa essa alteração.

Após a seleção pelo ME-200, o feixe é desviado para uma das canalizações da área experimental, por meio de um eletroímã defletor chamado de switching. Todos esses itens podem ser visualizados na Figura 3.5.

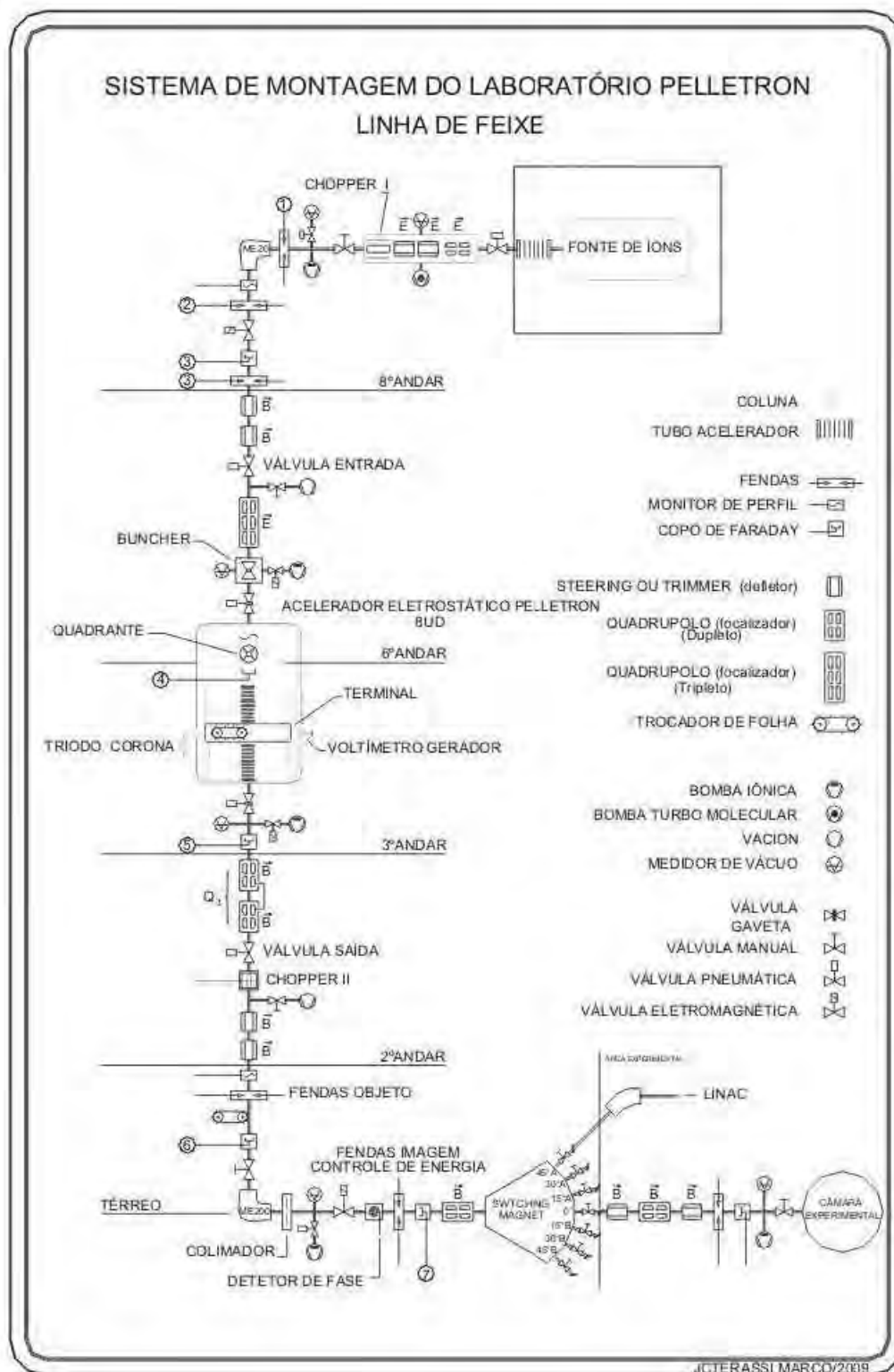


Figura 3.5: Esquema do Acelerador Pelletron [Cortesia de J.C. Terassi].

3.3 Sistema RIBRAS (Radioactive Ion Beams In Brasil)

O sistema RIBRAS é composto por dois solenóides supercondutores com campo magnético máximo de 6,5T. Esse conjunto encontra-se, atualmente, instalado na canalização 45B do acelerador Pelletron. Uma foto do sistema RIBRAS pode ser visualizada na Figura 3.6 .



Figura 3.6: Foto do sistema de duplo solenóides no RIBRAS.

Na Figura 3.6 os números 1, 2, 3, 4 e 5 indicam o alvo primário, o primeiro solenóide, a câmara central, o segundo solenóide e a câmara final ou de espalhamento, respectivamente.

3.3.1 Alvo Primário

Para a produção do feixe secundário de ${}^8\text{Li}$, deve-se incidir o feixe primário ${}^7\text{Li}$ em um alvo primário para a produção da reação desejada. O alvo primário é localizado pela seta na Figura 3.7.

O alvo primário é uma câmara de 3,6 cm de comprimento com dois orifícios (janelas) que servem para a entrada do feixe primário (${}^7\text{Li}$) e saída do feixe secundário (${}^8\text{Li}$). Na janela de entrada, normalmente, é montada uma folha de Havar de $2,2\mu\text{m}$. Já na janela de saída, monta-se o alvo de produção. Esse alvo, no presente trabalho, é uma folha de ${}^9\text{Be}$ de $16\mu\text{m}$. Dessa forma, o ${}^8\text{Li}$ é produzido através da reação ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^8\text{Be}$.

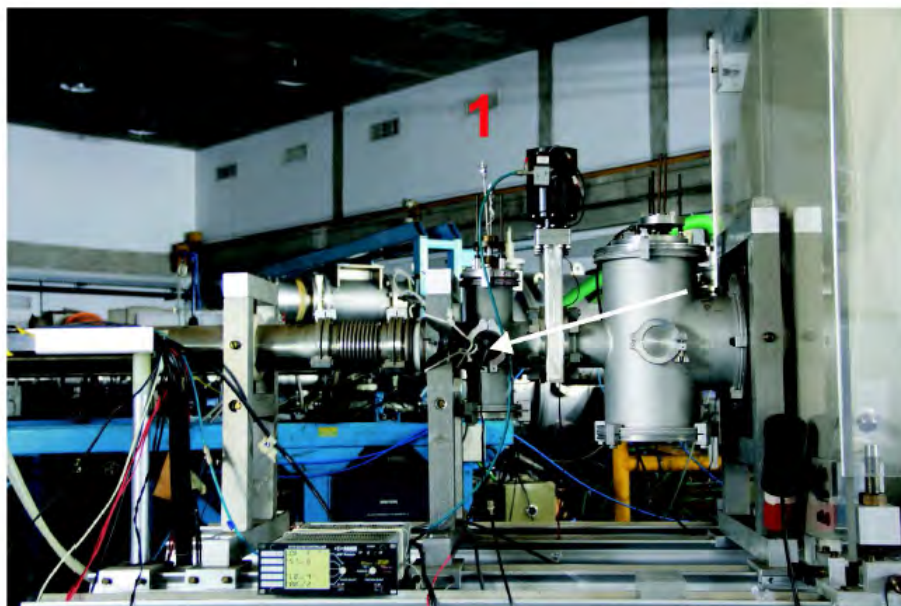


Figura 3.7: Foto do alvo primário onde a seta indica a sua localização.

Entre o alvo primário e o primeiro solenóide encontra-se um cilindro de tungstênio, denominado copo de Faraday. Esse cilindro tem duas funções: parar o feixe primário e coletar a carga desse feixe. Essa carga é integrada através de um módulo chamado integrador, com isso tem-se acesso a carga total depositada no copo de Faraday, podendo-se então calcular o número de partículas do feixe primário. O copo de Faraday cria um ângulo mínimo de focalização de partículas, sendo que no caso do RIBRAS, esse ângulo é de 2° . Após o copo de Faraday é colocado um colimador circular, esse colimador limita o ângulo máximo de focalização das partículas em 6° .

3.3.2 Modo de Operação dos Solenóides

Quando se utilizam dois solenóides, pode-se operá-los de duas maneiras. Na primeira, o feixe é focalizado na câmara central (identificada com o número 3 na Figura 3.6) pelo 1º solenóide, e depois refocalizado pelo 2º solenóide na câmara final. Esse modo é chamado de modo cruzado. Normalmente se utiliza esse modo, quando se quer uma purificação do feixe com a utilização de um degradador. No presente trabalho esse modo foi utilizado.

No outro modo de operação, os dois solenóides atuam como se fossem um único solenóide. Essa forma de focalização é utilizada para ions com $B\rho$ grande. Esse modo é denominado modo paralelo.

Na Figura 3.8 pode ser visualizado um desenho esquemático dos dois modos de focalização.

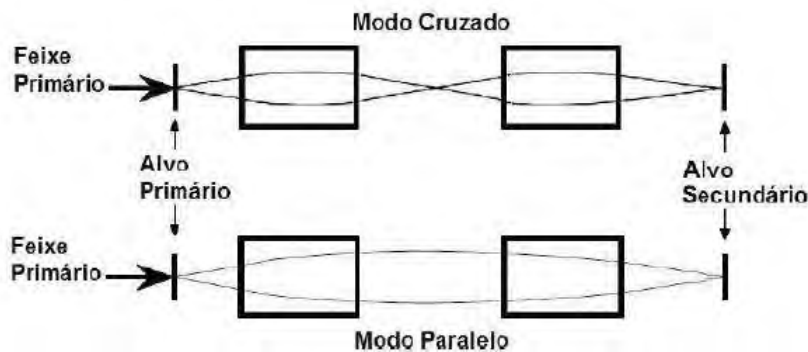


Figura 3.8: Os dois tipos de focalização que podem ser utilizados no sistema RIBRAS [9].

3.3.3 Processo de Seleção e Separação do Feixe Secundário

Uma vez produzido no alvo primário, o feixe secundário deve ser focalizado. No sistema RIBRAS, a focalização é feita com a utilização de solenóides supercondutores. Um desenho esquemático de como ocorre a focalização é mostrado na Figura 3.9.

A ideia básica para a focalização de feixes com campos magnéticos consiste na força do tipo centrípeta nas partículas geradas na reação produzidas pelo campo magnético. Dessa forma, tem-se:

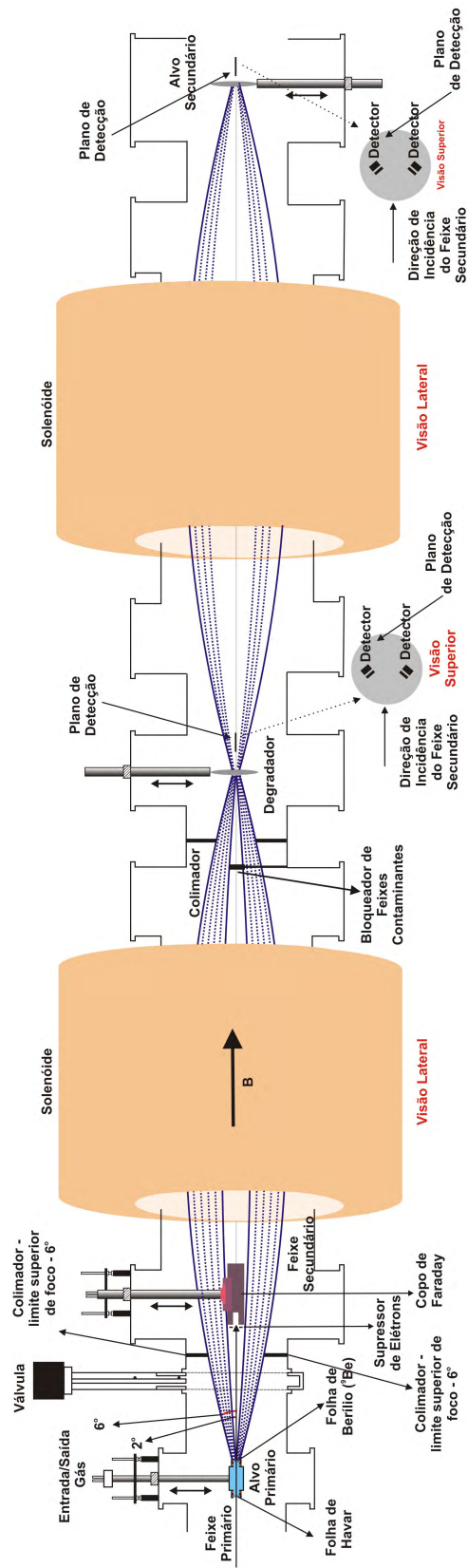


Figura 3.9: Esquema do sistema RIBRAS.

$$\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B} \quad (3.3)$$

o módulo de \vec{F} é dado por :

$$F = qvB\sin\theta \quad (3.4)$$

onde v é a velocidade , q é a carga da partícula e θ é o ângulo formado entre \vec{v} e \vec{B} .

Como a força magnética funciona como uma resultante centrípeta, obtém-se

$$qvB = \frac{mv^2}{\rho} \quad (3.5)$$

resolvendo a equação 3.5 para obtemos:

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (3.6)$$

Podemos escrever $B\rho$ (rigidez magnética) em termos da energia da partícula. Para isso, iremos escrever o produto em termo do módulo do momento linear, assim:

$$p = mv \quad (3.7)$$

mas,

$$E = \frac{p^2}{2m} \rightarrow p = \sqrt{2mE} \quad (3.8)$$

Substituindo 3.8 em 3.6 temos:

$$B\rho = \frac{\sqrt{2mE}}{q}, \quad (3.9)$$

onde m , E e q são respectivamente a massa, energia e estado de carga da partícula.

Os solenóides selecionam os feixes de íons através do $B\rho$ dado pela equação 3.9. Assim, partículas que tiverem uma combinação de massa, energia e carga que dê o mesmo valor de $B\rho$ do feixe de interesse, serão focalizadas juntamente com o mesmo. Essas partículas que são focalizadas junto com o feixe de interesse serão denominadas contaminantes.

A energia dos contaminantes pode ser determinada igualando os $B\rho$, assim temos:

$$B\rho_{cont} = B\rho_{int} \quad (3.10)$$

logo,

$$\frac{\sqrt{2m_{cont}E_{cont}}}{q_{cont}} = \frac{\sqrt{2m_{int}E_{int}}}{q_{int}} \rightarrow \frac{m_{cont}E_{cont}}{q_{cont}^2} = \frac{m_{int}E_{int}}{q_{int}^2}. \quad (3.11)$$

Resolvendo a equação 3.11 para E_{cont} , temos:

$$E_{cont} = \frac{m_{int}}{m_{cont}} \frac{q_{cont}^2}{q_{int}^2} E_{int} \quad (3.12)$$

onde $E_{int(cont)}$, $m_{int(cont)}$ e $q_{int(cont)}$ são a energia, a massa e o estado de carga do feixe de interesse (contaminante) respectivamente.

O campo magnético do solenóide é obtido através da passagem de uma corrente por uma bobina supercondutora. Para determinar o valor da corrente, que será utilizado, usou-se um programa desenvolvido por Erich Leistenschneider, desenvolvido em linguagem C++, e que utiliza a plataforma root para a execução [29, 30]. A Figura 3.10 mostra um exemplo da simulação obtida com a utilização do programa.

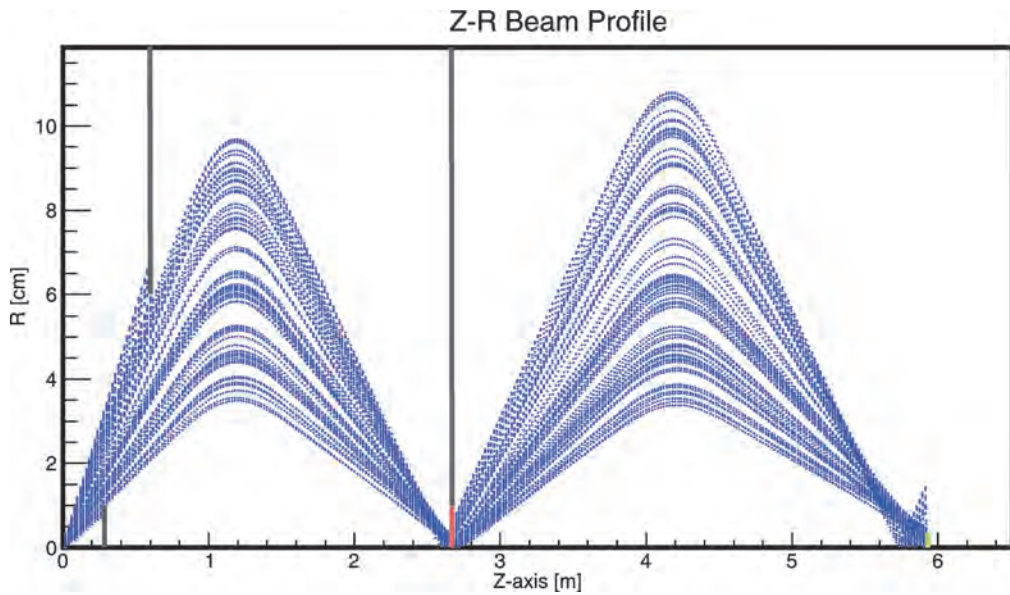


Figura 3.10: Exemplo de simulação obtida com a utilização do programa desenvolvido por Erich Leistenschneider.

Uma vez conhecidas as correntes teóricas, deve-se verificar se esses valores correspondem a máxima produção de ${}^8\text{Li}$. Essa verificação pode ser realizada de duas formas. A primeira consiste em realizar uma pequena variação na corrente do solenóide, aproximadamente, 1 a 2A, em torno do valor calculado. Sendo que a cada corrente, calcula-se a razão entre o número de ${}^8\text{Li}$ no espectro e o número de ${}^7\text{Li}$ que chegou ao alvo primário. Uma vez encontrado o valor máximo dessa razão, utiliza-se essa corrente. Já a segunda maneira, consiste em manter a corrente do solenóide fixa e variar a energia da máquina, até encontrar o máximo da produção. Essa foi a metodologia adotada no presente trabalho.

Os valores de corrente, utilizado em cada solenóide, podem ser visualizados na Tabela 3.1.

Tabela 3.1: O termo V_T , na primeira coluna, indica a tensão aplicada no acelerador. Já a energia do ${}^7\text{Li}$ pode ser visualizada na segunda coluna. A terceira e quarta coluna mostram as correntes aplicadas no primeiro e segundo solenóide, respectivamente. Já a última coluna mostra a energia do feixe secundário ${}^8\text{Li}$.

V_T (MV)	$E_{{}^7\text{Li}}$ (MeV)	Isol1 (A)	Isol2 (A)	$E_{{}^8\text{Li}}$ (MeV)
6,83	27,57	34,09	28,4	25,4

3.3.4 Câmara de Espalhamento e Alvo Secundário

A câmara de espalhamento dessa experiência está instalada após o segundo solenóide, identificada com o número 5 na Figura 3.6. Na Figura 3.11 pode ser visualizada uma foto da parte interna dessa câmara, onde podem ser observados os pratos interno e externo e a torre de alvos. Atualmente, todo o sistema é controlado remotamente a partir de uma interface gráfica.

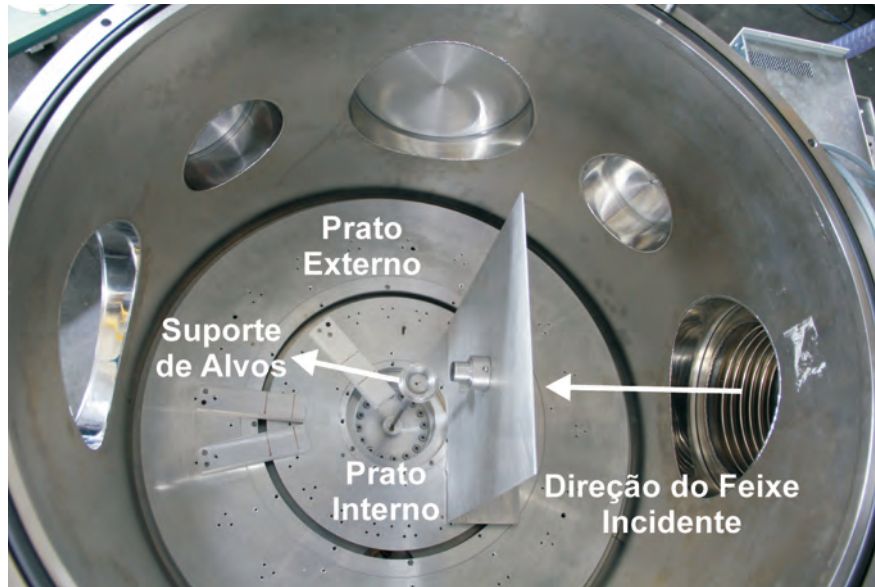


Figura 3.11: Foto da parte interna da câmara de espalhamento

3.3.5 Sistema de Detecção

Para que fosse possível medir a carga e a energia das partículas, montaram-se quatro telescópios na câmara de espalhamento. A disposição desses telescópios pode ser visualizada na Figura 3.12.

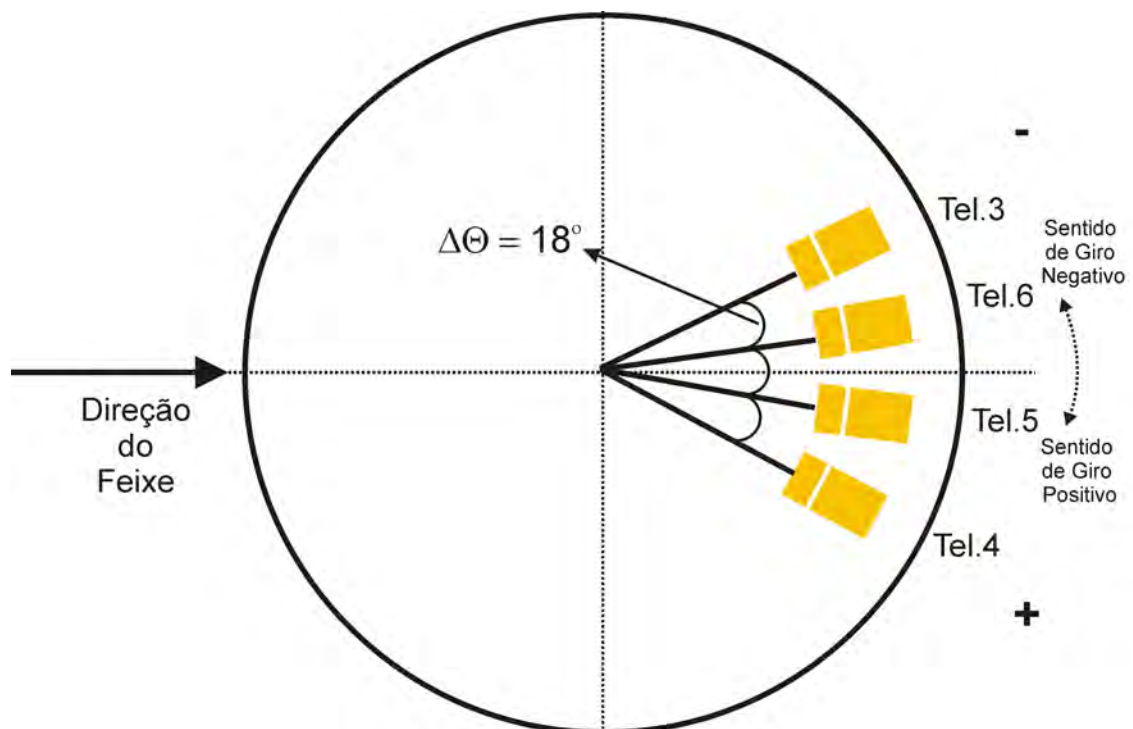


Figura 3.12: Desenho esquemático dos detectores utilizados na experiência.

Cada telescópio é composto de dois detectores. O primeiro detector, normalmente, tem uma espessura por volta de $20\mu\text{m}$. Já o segundo, tem uma espessura por volta de $1000\mu\text{m}$. Um desenho esquemático dessa montagem pode ser visualizado na Figura 3.13.

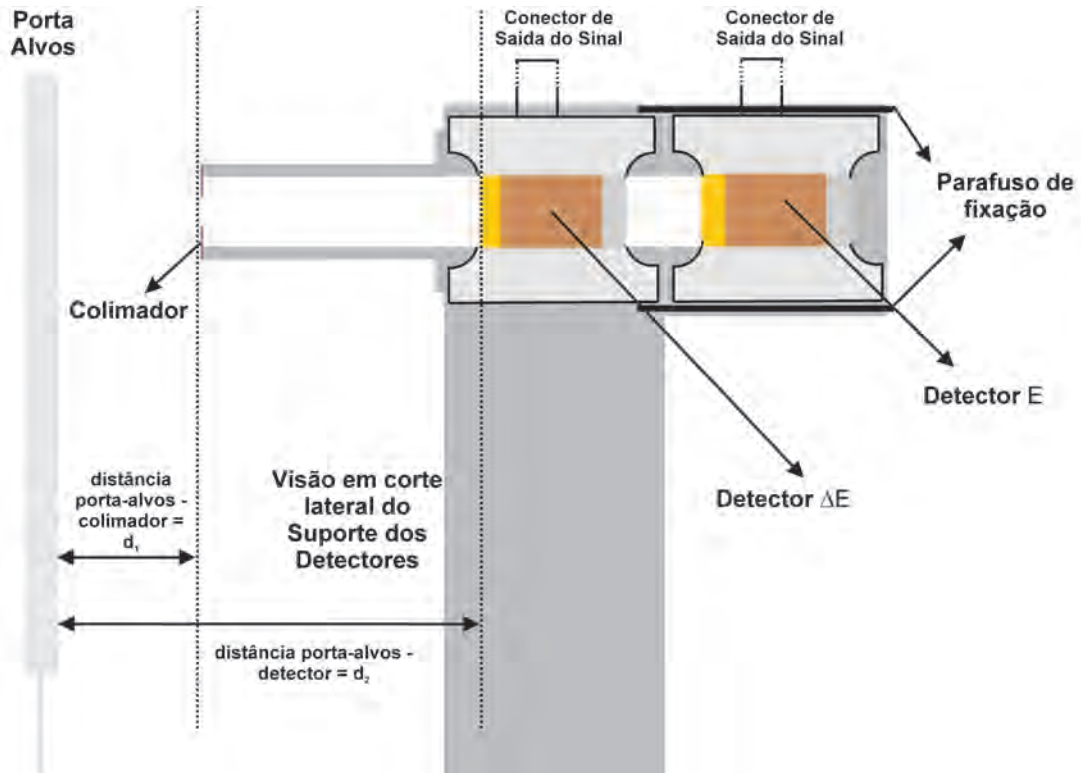


Figura 3.13: Desenho de uma vista, em corte lateral, de um telescópio esquemático.

As partículas ao atravessarem o primeiro detector perdem parte da sua energia, por isso, esse detector é chamado ΔE . Já a energia residual (E_{resid}) é depositada no detector E.

A perda de energia em um detector pode ser aproximadamente descrita pela equação 3.13 [31]:

$$\Delta E \propto \frac{MZ^2}{E}, \quad (3.13)$$

Observando a equação acima, verifica-se que partículas de mesma massa (M) e número atômico (Z) se distribuem em hipérbolas. Isso pode ser visualizado no espectro mostrado na Figura 3.14. Esse espectro foi obtido com um telescópio como o descrito anteriormente.

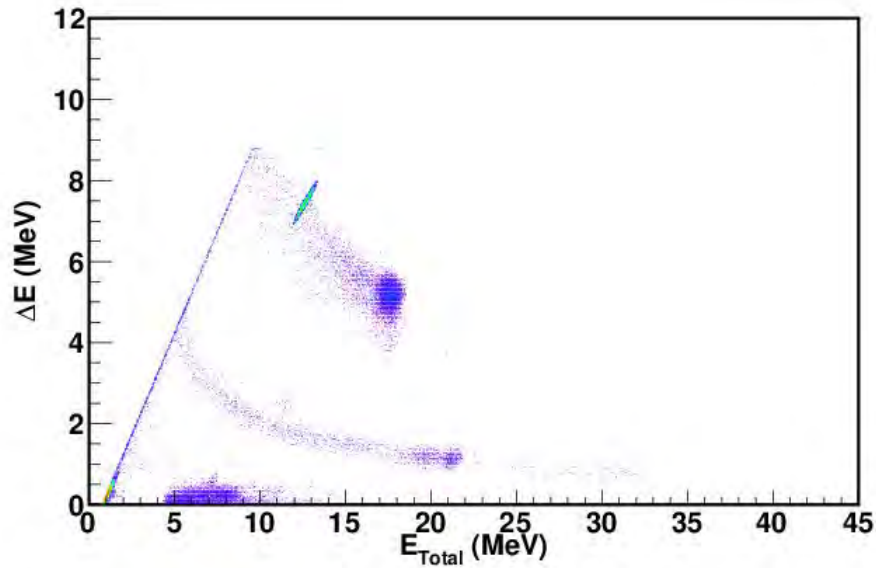


Figura 3.14: Exemplo de espectro biparamétrico obtido com os telescópios utilizados no experimento.

As características dos detectores, de cada telescópio, podem ser visualizadas na Tabela 3.2.

Tabela 3.2: Características dos telescópios E- ΔE montados na câmara de espalhamento

Telescópio	Tipo	Área (mm ²)	Espessura(μ m)	Tensão (V)
3	ΔE	150	25	12
	E	300	1000	150
4	ΔE	150	25	15
	E	300	1000	110
5	ΔE	100	25	15
	E	300	500	120
6	ΔE	150	25	14
	E	300	500	170

Apesar de existirem 4 telescópios posicionados na câmara de espalhamento, apenas foram utilizados os dados obtidos nos telescópios 5 e 6 que estavam nos ângulos de $10,3^\circ$ e $-7,7^\circ$ respectivamente, pois foram os únicos que apresentaram contagens significativas. O telescópio 3 que estava posicionado em $-25,7^\circ$ apresentou problemas não funcionando no momento do experimento. O telescópio 4 que estava posicionado em $28,3^\circ$ obteve contagens insuficientes para a análise dos dados.

3.3.6 Alvos Utilizados

Nesse experimento foram utilizados três alvos. Sendo um alvo de ^{197}Au de $3,8\text{mg}/\text{cm}^2$ usado na normalização e cálculo de produção do feixe secundário ^8Li . Utilizamos também um alvo de C_1H_2 de $6,8\text{mg}/\text{cm}^2$ utilizado para o estudo espectroscópico do núcleo composto ^9Be formado na reação $^1\text{H}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^5\text{He}$ e um alvo de ^{12}C de $15\text{mg}/\text{cm}^2$ usado na medida da reação $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^{16}\text{N}$. Um esquema do posicionamento dos alvos no porta alvos é mostrado na Figura 3.15.

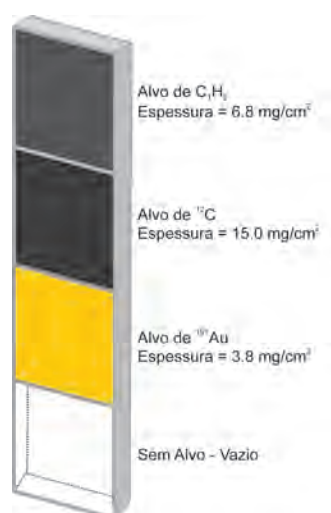


Figura 3.15: Figura esquemática do porta alvos utilizado.

3.4 Eletrônica e Aquisição de Dados

Utilizamos detectores de barreira de superfície de silício, montados em telescópios (dois ou mais detectores montados um atrás do outro) para medir as partículas carregadas, provenientes das reações realizadas na câmara de espalhamento.

O princípio básico de funcionamento desse tipo de detector é bem simples. A passagem de uma radiação ionizante cria pares elétron-buraco que são coletados através de um campo elétrico. Mas na realidade não é utilizado um semicondutor puro como meio de detecção, o que se usa é uma junção de dois semicondutores um do **tipo n** e outro do **tipo p**. Na prática, os dois tipos de semicondutores são obtidos no mesmo cristal de silício dopando-se o material com

impurezas doadoras de um lado e impurezas aceitadoras de outro. O tipo de detector obtido com essa técnica não é o detector que foi usado nessa dissertação, mas possibilita o entendimento de algumas propriedades desses detectores em geral.

Quando um semicondutor **tipo n** e um semicondutor do **tipo p** são postos em contato, a concentração desigual de elétrons e buracos promove a difusão de elétrons para o lado **p** e de buracos para o lado **n** até que o equilíbrio seja estabelecido. Na região de contato há uma grande recombinação de pares elétron-buraco, o que faz com a carga dos átomos aceitadores e doadores ionizados deixem de ser compensadas. Essa difusão de elétrons e buracos dá origem a uma dupla camada de cargas nas proximidades da junção, associada aos íons dos átomos doadores e aceitadores, semelhante ao que existe em um capacitor de placas paralelas. Em consequência, aparece uma diferença de potencial V entre o lado **n** e o lado **p** da junção, conhecida como potencial de contato, que impede que a difusão prossiga. Na região da junção existem poucos elétrons e buracos e, portanto, esta região possui uma alta resistência. A região da junção também é chamada de região de depleção. Na Figura 3.16(a) é mostrada a migração de portadores que ocorre na interface entre o semicondutor **tipo p** e o **tipo n**. Já na Figura 3.16(b) é mostrada a formação do potencial de contato, na região de contato entre os semicondutores **tipo p** e **tipo n**.

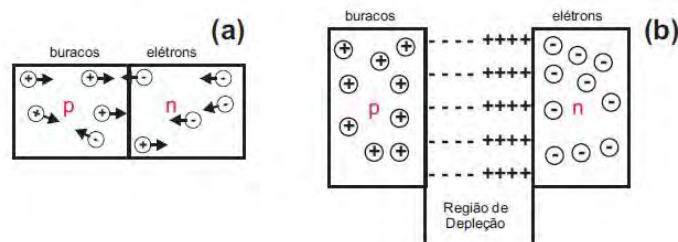


Figura 3.16: (a) Formação de uma junção PN. Com transferência de elétrons do lado n para o lado p e de lacunas do lado p para o lado n. (b) Situação de equilíbrio com a formação de barreiras associadas a impurezas ionizadas (“região de depleção”) que detém o avanço de portadores livres de um lado da junção para o outro (adaptado de [32]).

Qualquer par elétron-buraco que venha a ser gerado na região de depleção é imediatamente “capturado” pelo campo elétrico existente nessa região. Essa característica é particularmente interessante para um detector de radiação. Como a passagem de radiação ionizante cria pares

elétron-buraco, é ideal que todos esses pares sejam “capturados” para que não se perca informação sobre a radiação que os gerou. A formação de junção PN não reúne, inicialmente, as características ideais para a detecção de radiação, pois o campo elétrico formado na região de contato é pequeno e a espessura da região de depleção é suficiente para parar apenas partículas menos energéticas. Além disso, essa pequena espessura, da região de depleção, apresenta uma alta capacitância o que aumenta o ruído no sinal de saída [33]. Assim surge a necessidade de polarizar essa junção como pode ser visualizado na Figura 3.17 (a) e (b).

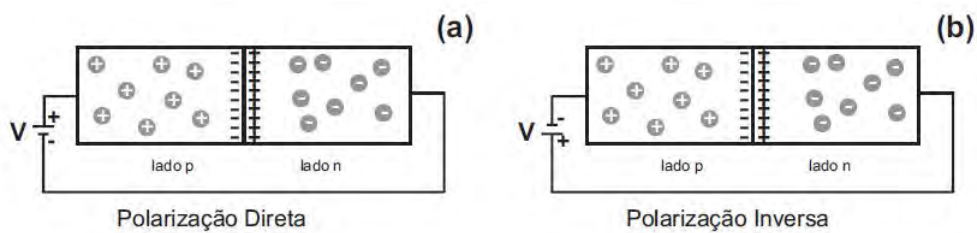


Figura 3.17: Junção PN polarizada. (a) Polarização direta: a tensão aplicada aumenta a difusão de buracos do lado p para o lado n e a difusão de elétrons do lado n para o lado p, produzindo uma corrente I. (b) Polarização inversa: a tensão aplicada se opõe à difusão de buracos e elétrons e a corrente é praticamente nula (adaptado de [34]).

Como é ideal que o campo elétrico seja o mais intenso possível, usa-se uma polarização inversa da junção. Sendo que a polarização inversa aumenta a diferença de potencial entre os lados da junção, inibindo ainda mais a difusão. A tensão que é aplicada é limitada pela resistência do semiconductor, assim a partir de um dado valor de tensão a junção começa a conduzir.

As tensões aplicadas nos detectores foram obtidas através de três fontes Quad BiasSupply ORTEC 710 e uma fonte MHV4. Uma vez polarizados os detectores estavam aptos a detectar partículas, assim os pulsos que saíam dos quatro detectores de barreira de silício passavam por um pré-amplificador (modelo MSI-8) para uma primeira amplificação. Após serem pré-amplificados eles iam para um amplificador, que possuía duas saídas: uma de energia e outra de tempo. O sinal de energia era enviado para amplificadores, modelo ORTEC- 427A e para o sinal de tempo foi utilizado o amplificador modelo ORTEC GG 8010, ele foi utilizado para a geração de um sinal de “gate”. Esse sinal serve para disparar a aquisição dos dados pelo

conversor analógico digital (ADC) modelo CAMAC-USB.

As informações descritas acima referem-se a detecção de partículas geradas pela interação do feixe secundário com o alvo secundário. Porém é necessário se ter informação sobre o número de partículas do feixe primário. Essa informação era obtida pela integração da corrente do feixe que chega ao copo de Faraday. Para essa integração utilizava-se um integrador conectado a um “Scaler”. Esse integrador funciona gerando um pulso a cada vez que a quantidade de carga armazenada supera um certo limite pré-definido. Esse pulso é armazenado no “Scaler”, então conhecendo número de pulsos e o limite para gerar cada pulso determina-se a carga total acumulada no decorrer da medida. Um esquema da eletrônica utilizada pode ser vista na Figura 3.18.

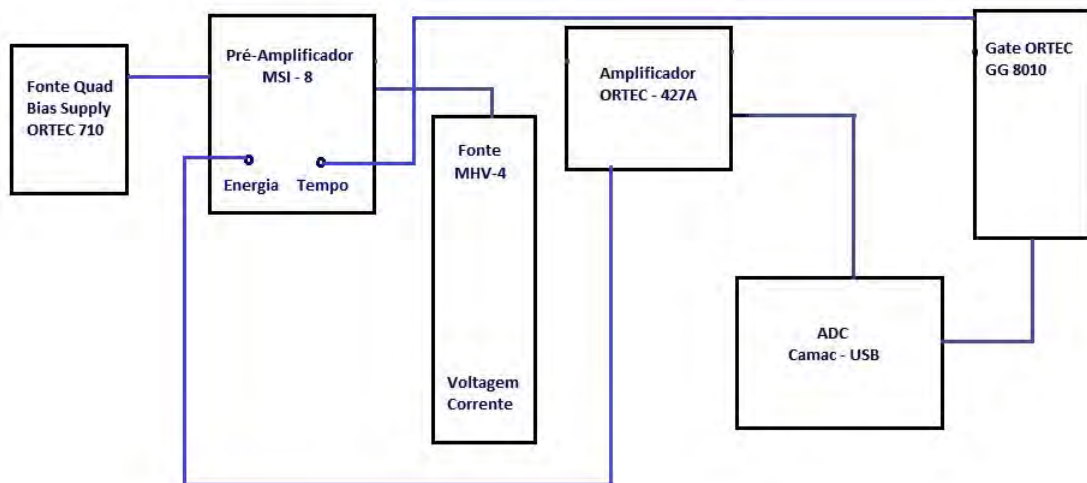


Figura 3.18: Figura esquemática da eletrônica utilizada.

Capítulo 4

Redução dos Dados

4.1 Feixes Contaminantes

Nos experimentos realizados no sistema RIBRAS além do feixe de interesse são gerados contaminantes. Normalmente, os feixes que são focalizados juntamente com o ^8Li são: $^7\text{Li}^{2+}$, ^6He , ^4He , ^3H , ^2H , ^1H , por terem o mesmo $B\rho$.

A energia do feixe contaminante pode ser encontrada pela equação 3.12, onde a unidade de massa utilizada para o feixe de interesse e para o contaminante foi a de massa atômica (u). Essas massas podem ser obtidas no site: <http://www.nndc.bnl.gov/masses/mass.mas03>. A Tabela 4.1 mostra os valores usados na Equação 3.12 para o feixe de interesse e para o cálculo da energia do feixe contaminante.

Tabela 4.1: Valores de Massas utilizados para o cálculo das energia dos feixes contaminantes

Feixe	q	A(u)
^8Li	3	8,022487362
$^7\text{Li}^{2+}$	2	7,016004548
^6He	2	6,018889124
^4He	2	4,00260325415
^3H	1	3,01604927767
^2H	1	2,01410177785
^1H	1	1,00782503207

Utilizando os valores de massas, mostrados na Tabela 4.1, e a Equação 3.12 obtém-se os valores da Tabela 4.2.

Tabela 4.2: Energias do feixe de interesse e dos contaminantes.

Feixe	Energia (MeV)
^8Li	25,4
$^7\text{Li}^{2+}$	12,9
^6He	15,1
^4He	22,6
^3H	7,52
^2H	11,3
^1H	22,4

4.2 Calibração dos Detectores

Em um experimento para se ter acesso a energia depositada, por uma determinada partícula, em um detector é necessário realizar uma calibração do sistema de detecção. Por exemplo, pode-se utilizar uma fonte que emita alguma partícula com energia conhecida. Assim, verificando em que posição essas partículas ficariam no espectro, é possível obter uma relação em canais e energia.

Normalmente, nos experimentos realizados no RIBRAS [8], utilizam-se duas formas de calibração, que ao final são combinadas. A primeira consiste na utilização de uma fonte de ^{241}Am , que emite partículas alfas em cinco conjuntos de energia. Um espectro de emissão dessa fonte pode ser visualizado na Figura 4.1.

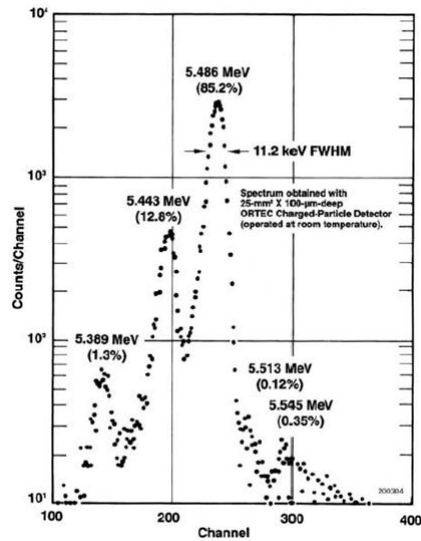


Figura 4.1: Espectro de energia característico de uma fonte de ^{241}Am [35].

Observando o espectro da Figura 4.1 , verifica-se que a separação entre os picos varia de 30 keV a 100 keV. Normalmente o sistema de detecção não tem resolução suficiente para separar os picos. Assim para fins de cálculos, assume-se que a fonte emite alfas com energia de 5.486 MeV (energia do pico mais intenso), nesse caso obtém-se apenas um ponto para a calibração. Já a segunda, consiste na utilização do espalhamento elástico do feixe de interesse e dos feixes contaminantes no alvo de ^{197}Au .

Na Figura 4.2 (a) é mostrado um espectro obtido com um alvo de ^{197}Au , com uma espessura de $3.8\text{mg}/\text{cm}^2$. Através da utilização de um pacote de programas de cálculos cinemáticos (KINEQ) e de perda de energia (STOPX) [36] pode-se montar um espectro simulado mostrado na figura 4.2(b).

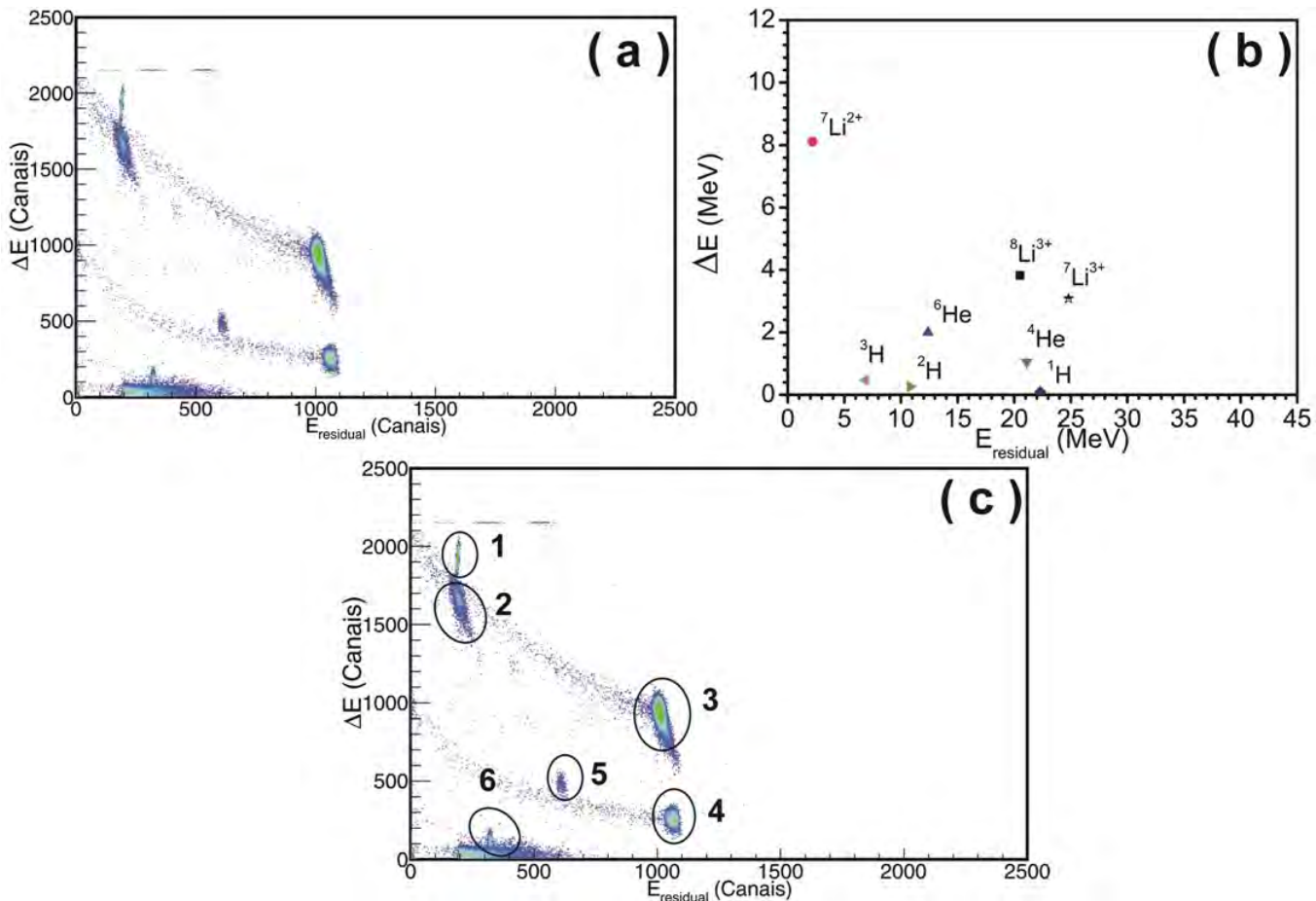


Figura 4.2: A figura (a) mostra um exemplo de espectro biparamétrico obtido em canais. A figura (b) é um espectro “simulado” em energia e a figura (c) mostra a identificação dos feixes no espectro biparamétrico.

No cálculo das energias utilizadas para a construção do espectro simulado (Figura 4.2(b)) e das retas de calibração adotou-se o procedimento explicado a seguir. De forma a facilitar o entendimento dos cálculos realizados, na Figura 4.3 pode ser visualizado um alvo e dois detectores genéricos.

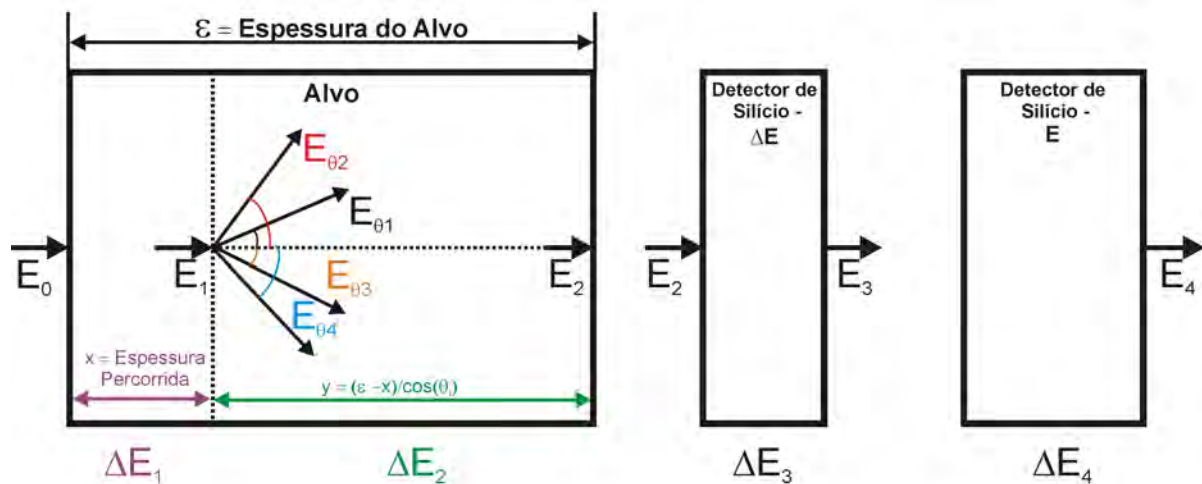


Figura 4.3: Figura esquemática da perda de energia num alvo e nos detectores.

A energia E_0 é a energia do feixe após o segundo solenóide. Com o programa STOPX encontramos a perda de energia (ΔE_1) do feixe que percorre uma certa espessura x no alvo chegando com energia E_1 . Essa energia é utilizada no programa de cinemática KINEQ que determinará a energia da reação para diversos ângulos, para o espalhamento elástico supõe-se que a reação ocorre no meio do alvo. Com a energia de reação em mãos, voltamos para o programa STOPX para determinar a perda de energia (ΔE_2) no restante, y , do alvo chegando ao seu final com energia E_2 . O feixe deixa o alvo com essa energia e incide no detector de silício ΔE depositando parte de sua energia nele (ΔE_3) e saindo com energia E_3 . Finalmente o feixe deposita o restante da sua energia no detector E (ΔE_4). A Tabela 4.3 mostra os valores das energias obtidos com os programas STOPX e KINEQ.

Observando as Figuras 4.2 (a) e (b) verifica-se que as unidades do eixo x e y são diferentes, pois estão em canais e energia, respectivamente. Porém, espera-se que exista entre elas uma relação linear da forma:

$$Y = A + Bx, \quad (4.1)$$

Tabela 4.3: Tabela com os valores das perdas de energias calculadas através dos programas STOPX e KINEQ.

Feixe	E_0	ΔE_1	E_1	θ_{lab}	E_r	ΔE_2	E_2	ΔE_3	E_3	ΔE_4	E_4
^8Li	25,4	0,59	24,9	7,7	24,9	0,61	24,3	3,83	20,0	20,0	0
				10,3	24,9	0,62	24,2	3,84	20,0	20,0	0
^4He	22,6	0,19	22,4	7,7	22,4	0,19	22,2	1,05	21,1	21,1	0
				10,3	22,4	0,19	22,2	1,05	21,1	21,1	0
^6He	15,1	0,30	14,7	7,7	14,7	0,31	14,4	2,00	12,4	12,4	0
				10,3	14,7	0,31	14,4	2,00	12,4	12,4	0
^3H	7,52	0,74	7,4	7,7	7,4	0,1	7,4	0,47	6,9	6,9	0
				10,3	7,4	0,1	7,4	0,47	6,9	6,9	0

assim, comparando as duas figuras pode-se identificar cada um dos picos observados na figura 4.2 (a). Assim, os picos 2, 3, 4, 5 e 6, vide Figura 4.2 (c), seriam o $^7\text{Li}^{2+}$, o ^8Li , o ^4He , o ^6He e o ^3H , respectivamente, e o pico 1 não corresponde a nenhuma partícula e sim a um pulsador. Esse tipo de equipamento possibilita verificar se existe algum problema com a eletrônica. Ele faz isso enviando um pulso que imita um pulso de partículas, sendo possível definir frequência e altura desse pulso imitador. Na Figura 4.2 (b) observa-se que o feixe primário, $^7\text{Li}^{3+}$, focalizado junto com o feixe de interesse, $^8\text{Li}^{3+}$, não aparece no espectro obtido com alvo de ^{197}Au . Assim, em princípio, não se teria problema com contaminação de feixe primário.

Nesse experimento, não foi utilizada a fonte de ^{241}Am . Assim a calibração foi feita apenas com a utilização do espalhamento elástico dos feixes em um alvo de ^{197}Au .

Após a identificação dos picos no espectro biparamétrico extraem-se as posições dos picos, obtendo-se assim a reta de calibração. Nas Figuras 4.4 e 4.5 são mostradas as retas de calibrações obtidas neste experimento .

Através da calibração dos detectores ΔE e E é possível encontrar uma equação para a energia total. Para isso, tem-se que para o detector ΔE a seguinte relação:

$$\Delta E(\text{MeV}) = A + B_{canal\Delta E} \quad (4.2)$$

e para o detector E :

$$E_{resid}(\text{MeV}) = C + D_{canalE_{resid}} \quad (4.3)$$

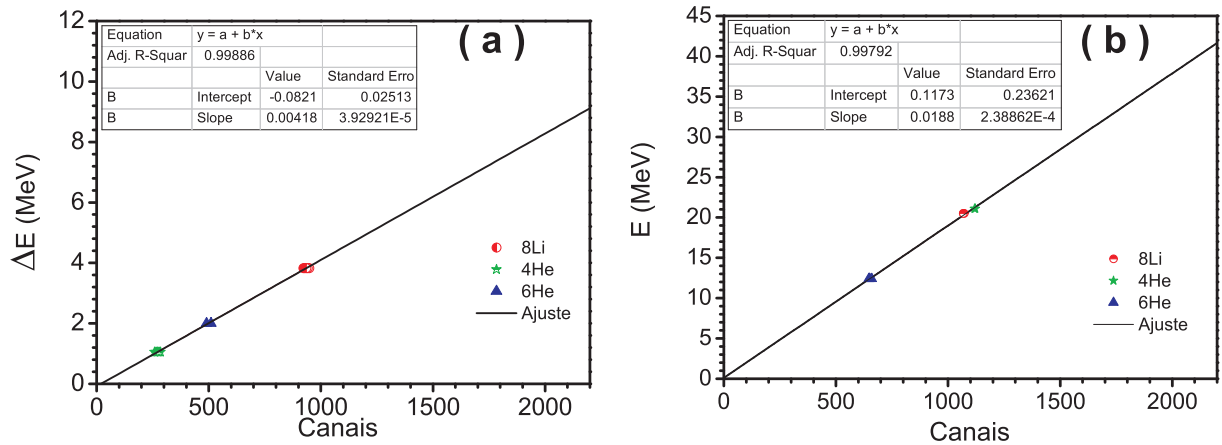


Figura 4.4: Retas de calibração obtida para o ângulo de 10,3°. A Figura (a) mostra a calibração feita para o telescópio ΔE e a Figura (b) para o telescópio E.

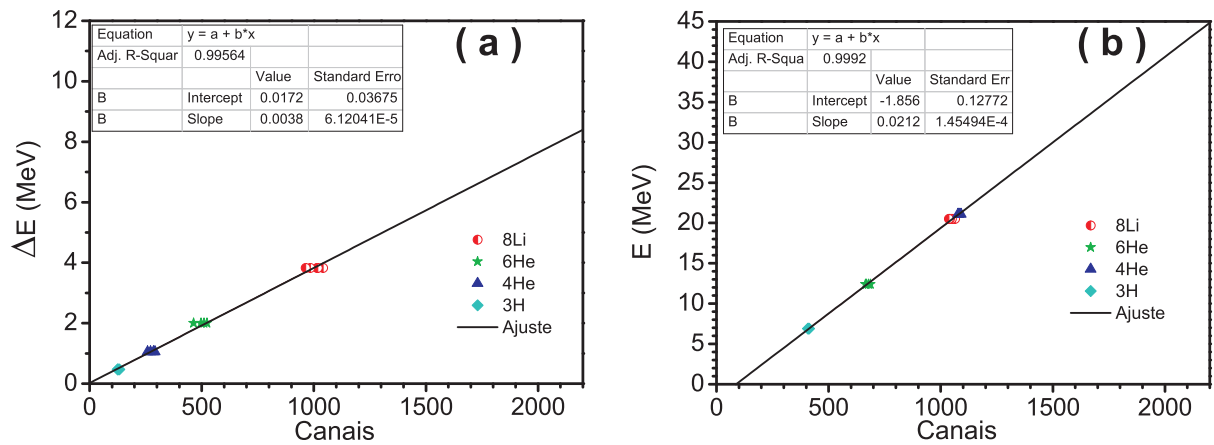


Figura 4.5: Retas de calibração obtida para o ângulo de 7,7°. A Figura (a) mostra a calibração feita para o telescópio ΔE e a Figura (b) para o telescópio E.

Para obter a energia total em MeV deve-se somar as equações 4.2 e 4.3, logo obtém-se:

$$E_{Total}(MeV) = (A + C) + B_{canal}\Delta E + D_{canal}E_{resid} \quad (4.4)$$

onde os coeficientes A, B, C e D são obtidos através da reta de calibração.

Observe que no presente trabalho utilizou-se uma montagem com quatro telescópio, vide Figura 3.12, porém como já foi mencionado, os dois telescópios mais traseiros, telescópio 3 (-25,7°) apresentou problemas que acarretou no seu não funcionamento e o telescópio 4 (28,3°) não continha contagens suficientes, logo não contribuíram para a obtenção das retas de calibrações.

Após a obtenção das retas de calibrações, é possível transformar espectros, cujas escalas estavam em canais, em espectros com escalas em energia. Na Figura 4.6 pode ser visualizado um espectro onde foi realizada essa transformação.

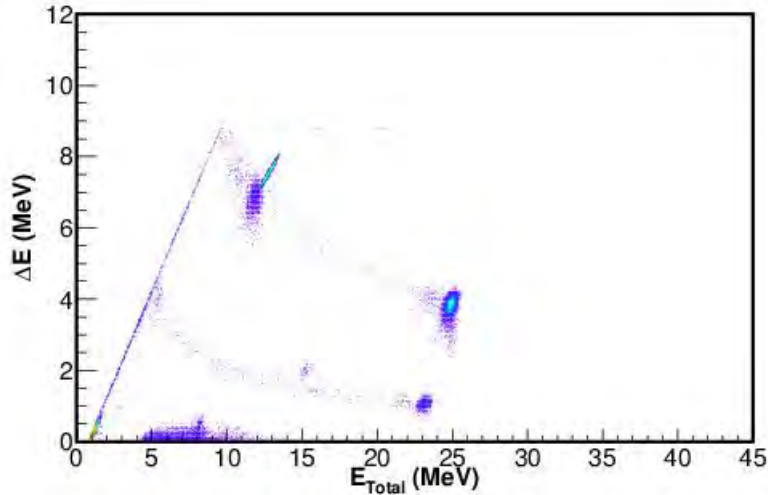


Figura 4.6: Exemplo de espectro obtido através da reta de calibração.

4.3 Cálculo da Seção de Choque Experimental

Para o cálculo da seção de choque experimental, para uma dada reação nuclear, tem-se a seguinte equação:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab} = \frac{N_{cont}}{N_{incs}N_{alvo}\Delta\Omega}, \quad (4.5)$$

onde $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab}$ é a seção de choque no referencial do laboratório, N_{cont} é o número de contagens detectadas no pico de interesse, N_{incs} é o número de partículas incidentes, N_{alvo} é o número de partículas no alvo secundário e $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido do detector. A seguir será detalhado cada um desses parâmetros.

4.3.1 Cálculo Número de Partículas Incidentes no Alvo (N_{alvo})

Para se obter o número de átomos no alvo é necessário conhecer a espessura do alvo (E_{sp}) dada em g/cm^2 , o número de Avogadro (N_{avog}) que vale $6,22 \times 10^{23}$ partículas e a massa do

alvo (A_{alvo}) dada em gramas, assim:

$$N_{alvo} = \frac{E_{sp} N_{avog}}{A_{alvo}}. \quad (4.6)$$

Verifica-se através do cálculo, com a utilização da Equação 4.6, obtém-se N_{alvo} em partículas/cm².

4.3.1.1 Medida da Espessura

Para medir a espessura do alvo utilizado, usa-se uma fonte de ^{241}Am que emite partículas α . Através do espectro característico do ^{241}Am , ver Figura 4.1, localiza-se o pico mais intenso que é 5,486 Mev. A ideia básica da medida de espessura utilizando a fonte de ^{241}Am , consiste em fazer uma medida sem o alvo, anotando o canal em que “cai” essa medida. Em seguida, introduz-se o alvo entre a fonte e o detector, anotando o canal em que “cai”. Assume-se que a reta de calibração do sistema passa pelo zero. Assim, para se ter uma relação entre canal e energia, basta dividir 5,486 pelo canal da medida sem alvo. Obtém-se a diferença de canais (Canal sem alvo - Canal com alvo) e multiplica-se essa diferença pela divisão de 5,486 pelo canal da medida sem alvo.

Ao introduzirmos um alvo, o feixe vai perder energia ao atravessá-lo. Assim, calculamos a perda de energia através do programa STOPX [36]. Quando a energia depositada no detector, calculada pelo programa, coincidir com a energia calculada experimentalmente, teremos encontrado indiretamente a espessura do alvo.

4.3.2 Cálculo do Número de Contagens (N_{cont})

O N_{cont} é obtido através da área do pico do feixe em questão. Essa área é calculada através do programa SCANROOT [36].

Para encontrar a área desenha-se um polígono, esse polígono normalmente é denominado “banana”, em torno do pico de interesse, projetando-o logo em seguida em um dos eixos. Após a projeção soma-se (integra) o número de eventos embaixo do pico. Um espectro onde foi desenhado uma banana e a projeção realizada logo após, podem ser visualizadas na Figura 4.7.

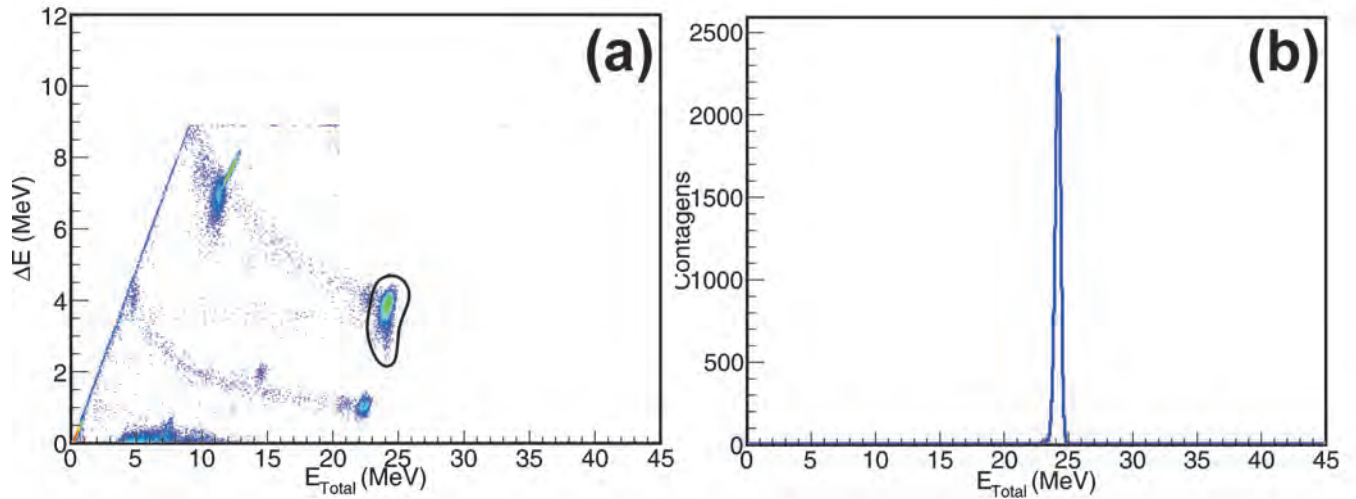


Figura 4.7: A Figura (a) mostra a “banana” feita no pico do ${}^8\text{Li}$ e a figura (b) representa a projeção do pico do feixe de ${}^8\text{Li}$ no eixo x.

4.3.3 Cálculo do Ângulo Sólido de Detecção ($\Delta\Omega$)

O ângulo sólido é definido pela integral da superfície do detector a fonte, que é dada por [37]:

$$\Delta\Omega = \int \frac{\cos\alpha}{r^2} dA, \quad (4.7)$$

onde r é a distância entre o alvo e o elemento de superfície dA , e α é o ângulo entre a normal do elemento de superfície e a direção do feixe.

Para um caso comum em que o feixe está localizado ao longo do eixo de um detector cilíndrico circular tem-se:

$$\Delta\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{d^2 + a^2} \right), \quad (4.8)$$

onde d é a distância do detector até a posição do alvo e a é o raio do detector.

A Figura 4.8 mostra uma fonte S a uma distância d do detector de raio a .

Para $d \gg a$, o ângulo sólido se reduz a área frontal do detector vista pelo feixe pela sua distância ao quadrado.

Na equação 4.8 devemos fazer uma expansão de Taylor no termo da raiz, assim temos:

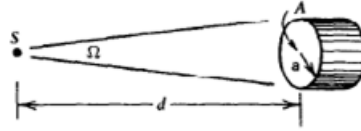


Figura 4.8: Esquema com as definições para o cálculo do ângulo sólido [37].

$$\Delta\Omega = 2\pi \left(1 - \frac{d}{d\sqrt{1 + \frac{a^2}{d^2}}} \right) \rightarrow \Delta\Omega = 2\pi \left(1 - \left(1 + \left(\frac{a}{d} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} \right), \quad (4.9)$$

expandindo o termo $\left(1 + \left(\frac{a}{d} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}}$ até a primeira ordem temos:

$$\left(1 + \left(\frac{a}{d} \right)^2 \right)^{-\frac{1}{2}} = \left(1 - \frac{1}{2} \left(\frac{a}{d} \right)^2 \right), \quad (4.10)$$

Substituindo a equação 4.10 em 4.9 obtemos:

$$\Delta\Omega = 2\pi \left(1 - 1 + \left(\frac{a}{d} \right)^2 \right) \rightarrow \Delta\Omega = 2\pi \left(\frac{a}{d} \right)^2, \quad (4.11)$$

logo,

$$\Delta\Omega = 2\pi \frac{A}{d^2} \quad (4.12)$$

Onde A é a área do detector e d a distância do detector até a posição do alvo.

A Tabela 4.4 mostra os ângulos sólidos utilizados no experimento.

Tabela 4.4: Ângulos sólidos utilizados no experimento.

Detectores	Ângulo Sólido (mSr)
Telescópio 3	1,615
Telescópio 4	1,346
Telescópio 5	8,027
Telescópio 6	1,201

4.3.4 Número de Partículas Incidentes no Alvo Secundário (N_{incs})

O termo N_{incs} é o número de partículas do feixe secundário que incide no alvo secundário. Mas, tipicamente, em um experimento realizado no sistema RIBRAS, a intensidade do feixe

secundário é 10^6 vezes menor do que a intensidade do feixe primário. Para o caso do feixe primário, mede-se a intensidade utilizando um copo de Faraday. Isso é possível, pois o feixe primário produz uma corrente típica da ordem de nA. Como o feixe secundário tem uma intensidade 10^6 vezes menor que a do feixe primário, a corrente típica seria da ordem 10^{-15} A . Essa magnitude de corrente é impossível de ser medida diretamente. Assim é feita uma medida indireta da intensidade do feixe secundário. A seguir é explicado como é feito o cálculo do número de partículas que chega no alvo secundário .

4.3.4.1 Cálculo do Número de Partículas Incidentes no Alvo Primário (N_{incp})

Durante um experimento a corrente de feixe primário que incide no copo de faraday é transformada em carga através da utilização de um integrador. A partir dessa informação é possível obter o número de partículas incidentes. Para tanto necessita-se conhecer a valência do feixe (E_{val}). Essa valência pode ser conhecida a partir de cálculos ou de figuras como a 4.9. Além é claro da seleção no ME-200.

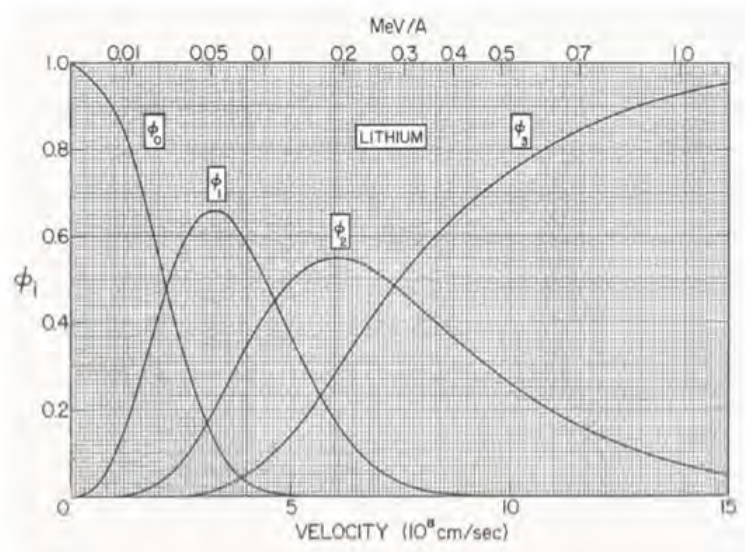


Figura 4.9: Previsão Teórica do Estado de Carga do Feixe de ${}^7\text{Li}$, após sair do stripper de ${}^{12}\text{C}$ [38].

Para conhecer a valência prevista do feixe, deve-se conhecer a energia com que o feixe de ${}^7\text{Li}$ chega ao stripper de ${}^{12}\text{C}$. No presente trabalho, usou-se uma tensão no terminal de 6,87 MV. Como o feixe atinge o stripper com um estado de carga -1 , temos:

$$E = 6,87 * 1 \rightarrow E = 6,87\text{MeV}, \quad (4.13)$$

Como a massa do feixe é aproximadamente 7, tem-se:

$$\frac{\text{MeV}}{A} = \frac{6,87}{7} \approx 0,98 \quad (4.14)$$

Observando a Figura 4.9, o estado de carga mais provável será o 3+. Assim a maior parte do ${}^7\text{Li}$ se encontrará sem nenhum elétron. Após isso, o feixe de ${}^7\text{Li}^{3+}$ é dirigido para o alvo secundário. O feixe de ${}^7\text{Li}$ chegará nesse alvo com uma energia de 27,57 MeV. Isso corresponde a:

$$\frac{\text{MeV}}{A} = \frac{27,57}{7} \approx 3,93. \quad (4.15)$$

Assim é muito provável que o feixe de ${}^7\text{Li}$ ao interagir com o alvo de ${}^9\text{Be}$ gere um feixe de ${}^8\text{Li}$ com estado de carga de 3+. Assim, com essas informações e conhecendo a carga do elétron ($e = 1,6 \times 10^{-19}\text{C}$), pode-se encontrar o número de partículas incidentes no alvo primário (N_{incp})

$$N_{incp} = \frac{Q}{E_{val}e}. \quad (4.16)$$

4.3.4.2 Cálculo do Número de Partículas Incidentes no Alvo Secundário (N_{incs})

Ao calcular o valor da barreira coulombiana, para o sistema ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$, utilizou-se o potencial double-folding de São Paulo (SPP) [39], que utiliza o modelo óptico para a análise dos dados, descrito na seção 2.2, onde a potencial complexo é escrito como: $W(r) = 0,78U(r)$. Encontra-se assim, 27,89 MeV para a barreira coulombiana. No centro de massa a energia utilizada vale 24,4 MeV, assim, as medidas foram realizadas em uma energia abaixo da barreira coulombiana. Além disso, ao se graficar a previsão do Potencial de São Paulo para a seção de choque encontra-se a Figura 4.10.

Observa-se nessa Figura, que nos ângulos em que foram realizadas medidas, $\theta_{LAB} < 20,0^\circ$, a razão entre a seção de choque e a seção de choque de Rutherford é igual a unidade. Dessa

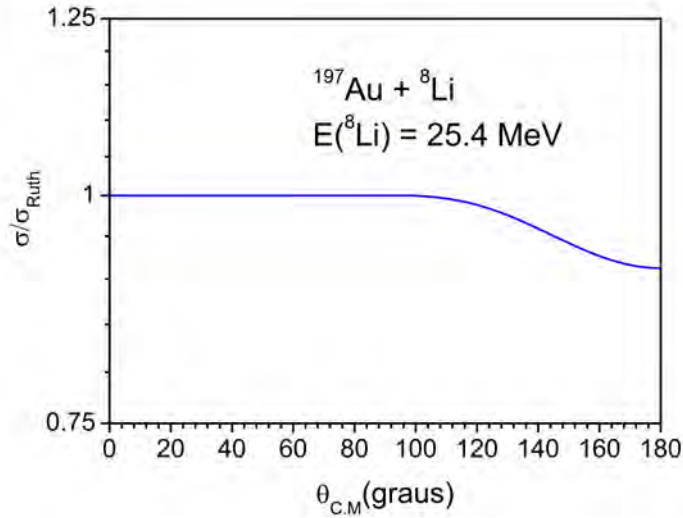


Figura 4.10: Distribuição angular típica do espalhamento elástico do ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ na energia de 25,4 MeV usando o Potencial de São Paulo.

forma conhecendo a seção de choque é possível reescrever a Equação 4.5 como:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}^{Ruth} = \frac{N_{cont}J}{N_{incs}({}^{197}\text{Au})N_{alvo}\Delta\Omega}, \quad (4.17)$$

Sendo $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}^{Ruth}$ dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}^{Ruth} = \frac{1}{4} \left(\frac{Z_{alvo}Z_{proj}(A_{alvo} + A_{proj})}{2A_{alvo}E_{lab}} \right)^2 \frac{1}{\text{sen}^4\left(\frac{\theta_{cm}}{2}\right)}, \quad (4.18)$$

onde θ_{cm} é o ângulo de espalhamento no referencial do centro de massa. Já Z_{alvo} , Z_{proj} , A_{alvo} , A_{proj} são respectivamente a carga do alvo, a carga do projétil, a massa do alvo e a massa do projétil dado em u.m.a (unidade de massa atômica). O valor de e^2 é 1,44 fm.MeV.

O J é denominado Jacobiano e realiza a transformação da seção de choque do laboratório para o centro de massa (C.M) ou vice-versa. No próximo tópico será mostrado como é feito o cálculo de J. Resolvendo a Equação 4.17 para $N_{incs}({}^{197}\text{Au})$, obtém-se:

$$N_{incs}({}^{197}\text{Au}) = \frac{N_{cont}J}{N_{alvo}\Delta\Omega \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}^{Ruth}}. \quad (4.19)$$

Resolvendo a equação 4.19 encontra-se o número de partículas de ${}^8\text{Li}$ que chegam ao alvo de ${}^{197}\text{Au}$.

4.4 Cálculo do Jacobiano (J)

O jacobiano (J) é responsável pela transformação do ângulo sólido no referencial do laboratório para o centro de massa. Temos:

$$J = \frac{d\Omega_{cm}}{d\Omega_{lab}} \quad (4.20)$$

O jacobiano é dado por [40]:

$$J = \frac{\sqrt{1 - x^2 \text{sen}^2(\theta_3^{lab})}}{\left(x \cos(\theta_3^{lab}) + \sqrt{1 - x^2 \text{sen}^2(\theta_3^{lab})}\right)^2}, \quad (4.21)$$

onde na equação 4.21

$$X = \sqrt{\frac{m_1 m_3 E}{m_2 m_4 (E + Q)}} \quad (4.22)$$

na equação 4.22 a energia E é dado por :

$$E = \frac{m_2 T_1}{m_1 + m_2} \quad (4.23)$$

e o Q é:

$$Q = T_2 - T_1 \quad (4.24)$$

Nas equações acima m_1 , m_2 , m_3 e m_4 são respectivamente a massa do projétil, alvo, partícula detectada e partícula recuo. Temos também que T_1 é a energia do feixe de ${}^8\text{Li}$ no momento da reação e T_2 é a energia após a reação.

O valor de J pode ser obtido também pelo programa KINEQ [36], que é um programa de cálculo de cinemática de reação.

Observe que existe uma dependência de J com a energia. Assim para as medidas com alvo grosso, onde a energia do feixe varia muito dentro do alvo, será necessário entrar com a equação de J na seção de choque.

4.5 Cálculo da Eficiência de Produção (ϵ)

O cálculo do número de partículas de ${}^8\text{Li}$ que chega ao alvo de ${}^{197}\text{Au}$ é feito a partir da Equação 4.19. Essa equação foi desenvolvida para quando o alvo secundário é um alvo de ${}^{197}\text{Au}$. Como calcular o número de partículas quando o alvo não é de ${}^{197}\text{Au}$? Isso pode ser resolvido definindo uma Eficiência de produção (ϵ).

$$\epsilon = \frac{N_{incs}({}^{197}\text{Au})}{N_{incp}({}^{197}\text{Au})}. \quad (4.25)$$

Essa eficiência de produção não dependerá do alvo secundário, só da energia do feixe primário, pois o alvo primário não foi mudado, logo a quantidade de partículas que chegarão no alvo secundário não irá se modificar. Assim, pode-se considerar a eficiência constante, podendo-se calcular o número de partículas incidentes do feixe secundário para qualquer outro alvo, logo:

$$N_{incs}(\text{outro alvo}) = \epsilon N_{incp}(\text{outro alvo}) \quad (4.26)$$

logo,

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \frac{N_{cont}J}{N_{incs}(\text{outro alvo})N_{alvo}\Delta\Omega} \quad (4.27)$$

A eficiência média utilizada no presente trabalho pode ser visualizada na Figura 4.11.

Com a eficiência pode-se reescrever a equação 4.17 como mostrado na Equação 4.28:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{cont}J}{N_{alvo}\epsilon N_{incp}({}^7\text{Li})\Delta\Omega}. \quad (4.28)$$

De forma a verificar se esse valor é um valor aceitável, faz-se o cálculo da seção de choque do espalhamento de ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ com essa eficiência. Se o valor for razoável espera-se que razão entre a seção de choque experimental e a seção de choque de Rutherford deve ser compatível com 1. Isso pode ser visualizado na Figura 4.12.

Observando a Figura 4.12 verifica-se $\frac{\sigma}{\sigma_{ruth}}$ é compatível com a unidade. Assim pode-se concluir que o valor da eficiência é razoável. Utilizando essa eficiência pode se estimar qual

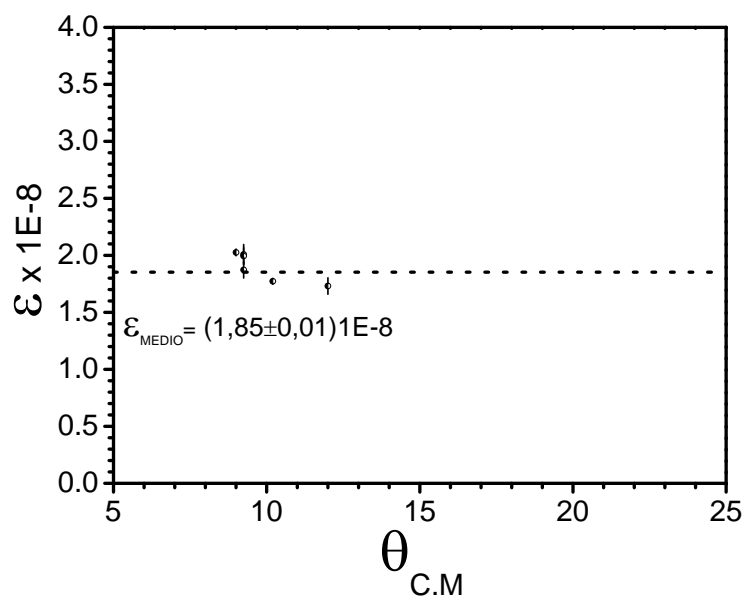


Figura 4.11: Eficiência de produção do feixe de ${}^8\text{Li}$.

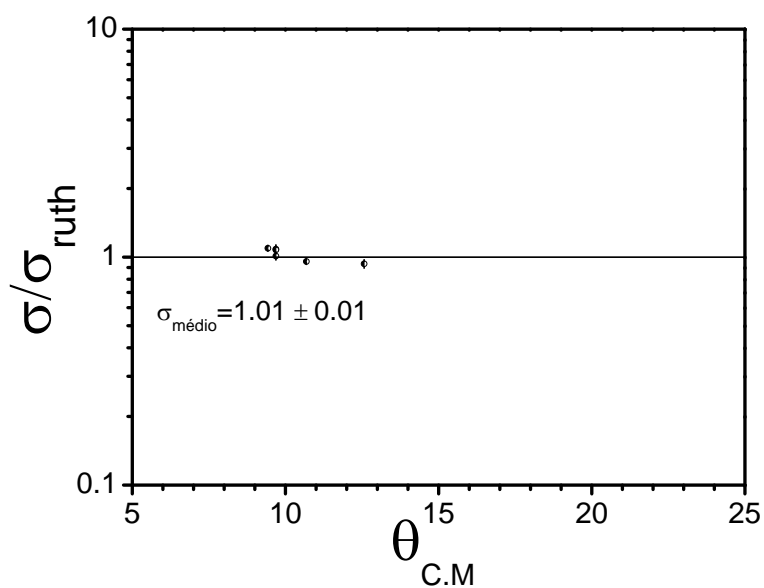


Figura 4.12: Distribuição angular experimental típica do espalhamento elástico do ${}^8\text{Li} + {}^{197}\text{Au}$ na energia de 25,4 Mev, com distribuição angular média igual a $1,01 \pm 0,001$.

o número de partículas por segundo que chegava ao alvo secundário. A seguir é demonstrado como é possível fazer esse cálculo.

Inicialmente deve-se supor um valor de corrente, no presente experimento, a corrente do feixe primário foi por volta de 150 nA. Além disso, é necessário conhecer a valência do feixe

(3) e a carga do elétron ($e = 1,6E-19$). De posse dessas informações é possível calcular o número de partículas de feixe primário que chegam ao alvo primário, como o mostrado na Equação 4.29.

$$\text{Particula por Segundo (Feixe Primario)} = \frac{\text{Corrente(A)}}{\text{Valencia} \times \text{Carga do Eletron}}. \quad (4.29)$$

Multiplicando esse valor pela eficiência, encontra-se o número de partículas por segundo de feixe secundário:

$$\text{Particula por Segundo(Feixe Secundario)} = \text{Eficiencia} \times \text{Particula por Segundo (Feixe Primario)}, \quad (4.30)$$

com isso encontra-se, aproximadamente, 6×10^3 partículas por segundo de feixe secundário.

Capítulo 5

Análise dos Dados e Resultados

A possibilidade da realização de um estudo espectroscópico de núcleos, a partir da utilização de alvos espessos, tem sido um campo de estudo que está sendo desenvolvido nos experimentos realizados no RIBRAS. Recentemente mediram-se estados do ${}^9\text{Be}$, utilizando a reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ [12, 15] e a reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, \text{p}){}^8\text{Li}$ [14]. O presente trabalho pretende estudar estados, do ${}^9\text{Be}$, que se encontram em energias de excitação maiores do que as estudadas anteriormente.

Em Física Nuclear, normalmente se representa uma reação nuclear da seguinte forma:

Alvo(Projétil, Detectado)Reco.

Assim na reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$, incide-se o feixe de ${}^8\text{Li}$ em um alvo que contém prótons (C_1H_2). Dessa forma, tem-se o feixe mais pesado do que o alvo. Essa condição é chamada de cinemática inversa. Lembrando que E_{cm} é dado por:

$$E_{cm} = E_{lab} \frac{m_{alvo}}{m_{alvo} + m_{proj}} \quad (5.1)$$

$$E_{cm} = \frac{E_{lab}}{1 + \frac{m_{proj}}{m_{alvo}}} \quad (5.2)$$

Observando a Equação 5.2 verifica-se a medida em cinemática inversa permite ter acesso a energias no centro de massa pequenas.

5.1 Reação de Interesse

Neste trabalho a reação de interesse é ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$, onde foi utilizado um alvo de C_1H_2 de $6,8\text{mg}/\text{cm}^2$. Na Figura 5.1 observa-se espectros obtidos com o alvo de C_1H_2 , para dois telescópios, utilizados no experimento.

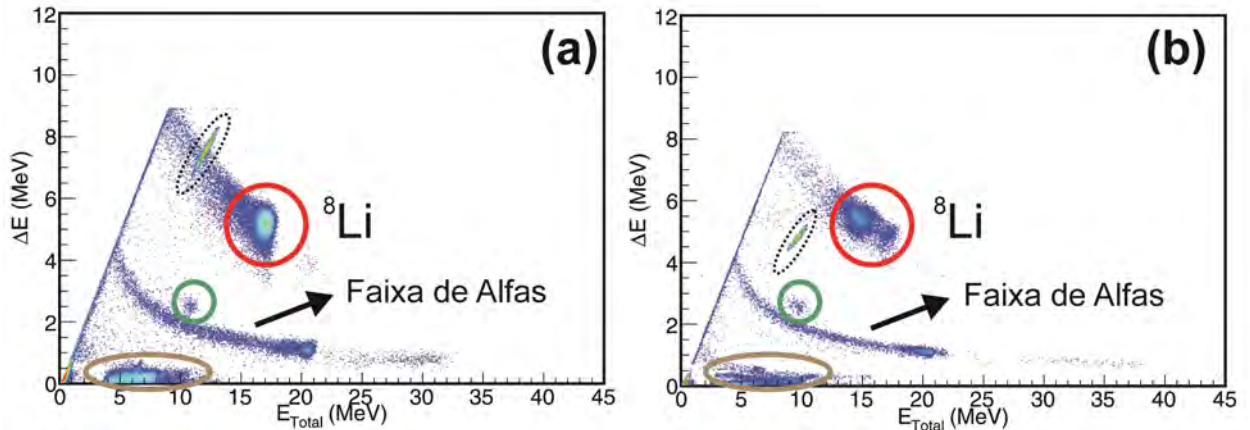


Figura 5.1: Espectro biparamétrico do alvo de C_1H_2 para os ângulos de $10,3^\circ$ (a) e $-7,7^\circ$ (b).

Na Figura 5.1 (a) é mostrado um espectro obtido no telescópio colocado em $10,3^\circ$ e na figura 5.1 (b) é mostrado um espectro obtido para o telescópio colocado em ângulo de $-7,7^\circ$. Nas duas Figuras observa-se a presença de um pico de ${}^8\text{Li}$, círculo vermelho, ${}^6\text{He}$, círculo verde e uma mancha onde segundo cálculos cinemáticos deveria estar o ${}^3\text{H}$. Além disso, nota-se a presença de uma faixa de ${}^4\text{He}$ (partículas α 's). Projetando essa faixa no eixo x, (E_{Total}), obtemos os espectros mostrado abaixo:

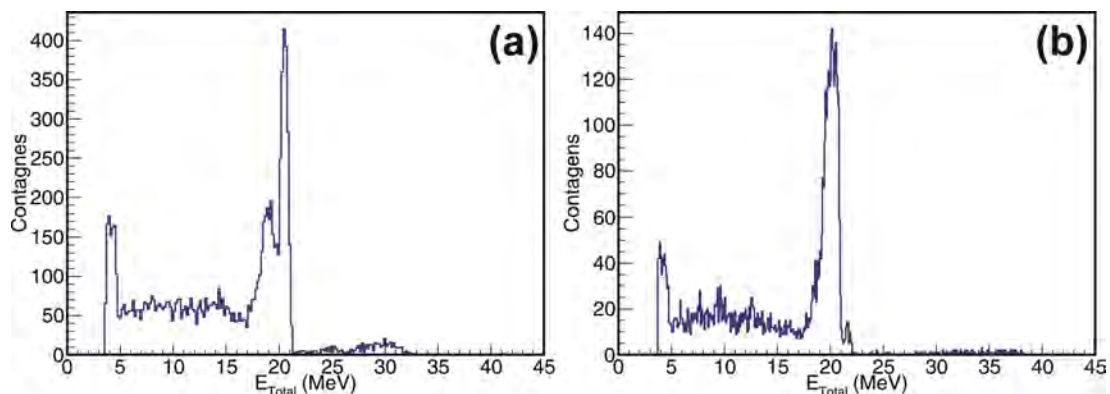


Figura 5.2: Projeção no eixo E_{Total} da faixa das alfas do espectro biparamétrico do alvo de C_1H_2 para os ângulos de $10,3^\circ$ (a) e $-7,7^\circ$ (b).

Observando um espectro obtido com alvo de ^{197}Au , como o mostrado na Figura 5.3,

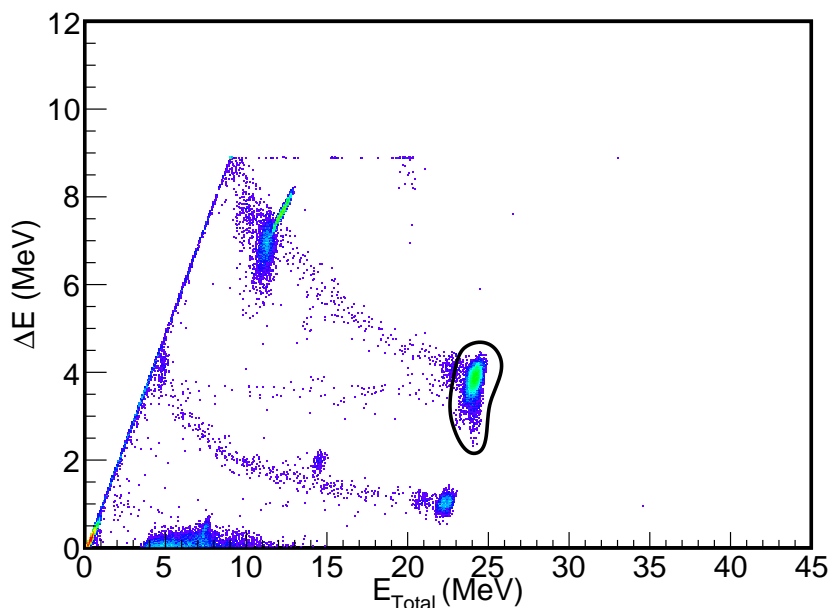


Figura 5.3: Espectro biparamétrico obtido através da reta de calibração para um alvo de ouro.

verifica-se que juntamente com o feixe de ^8Li são focalizados, ^6He , ^4He e o $^7\text{Li}^{2+}$. Além disso, imerso em um ruído, encontra-se o ^3H . Como estamos utilizando um alvo de C_1H_2 e são focalizados alguns contaminantes torna-se essencial verificar onde se localizariam as partículas alfas geradas por diferentes reações. Na Tabela 5.1 são mostrados os valores de Q para as diferentes reações que poderiam acontecer.

Tabela 5.1: Valores de Q para várias reações que podem acontecer no alvo de C_1H_2 .

Reação	Q (MeV)
$^1\text{H}(^6\text{He}, ^4\text{He})^3\text{He}$	7,5063
$^1\text{H}(^7\text{Li}^{2+}, ^4\text{He})^4\text{He}$	17,3462
$^1\text{H}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^5\text{He}$	14,5786
$^{12}\text{C}(^3\text{H}, ^4\text{He})^{11}\text{B}$	3,8570
$^{12}\text{C}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{12}\text{C}$	0
$^{12}\text{C}(^6\text{He}, ^4\text{He})^{14}\text{C}$	12,1473
$^{12}\text{C}(^7\text{Li}^{2+}, ^4\text{He})^{15}\text{N}$	12,3807
$^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^{16}\text{N}$	12,8369

Como o alvo de C_1H_2 tem uma espessura $6,8\text{mg}/\text{cm}^2$, realizou-se o cálculo de quais seriam as energias das partículas α 's geradas no início do alvo e no final do alvo. Nas Tabelas 5.2 e 5.3

são mostrados esses valores para $-7,7^\circ$ e $10,3^\circ$, respectivamente.

Tabela 5.2: Energia das partículas alfas produzidas por cada uma das reações para o ângulo de $-7,7^\circ$. Nas colunas “Início do Alvo” e “Fim do Alvo” são mostradas as energias das partículas α 's produzidas no início do alvo e no fim do alvo respectivamente.

Reação	Início do alvo (MeV)	Fim do alvo (MeV)
$^1\text{H}(^6\text{He}, ^4\text{He})^3\text{He}$	19,6	17,0
$^1\text{H}(^7\text{Li}^{2+}, ^4\text{He})^4\text{He}$	27,5	0
$^1\text{H}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^5\text{He}$	37,1	30,0
$^{12}\text{C}(^3\text{H}, ^4\text{He})^{11}\text{B}$	6,04	9,86
$^{12}\text{C}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{12}\text{C}$	20,1	20,2
$^{12}\text{C}(^6\text{He}, ^4\text{He})^{14}\text{C}$	25,0	21,9
$^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^4\text{He})^{15}\text{N}$	23,9	0
$^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^{16}\text{N}$	36,4	28,8

Tabela 5.3: Energia das partículas alfas produzidas por cada uma das reações para o ângulo de $10,3^\circ$. Nas colunas “Início do Alvo” e “Fim do Alvo” são mostradas as energias das partículas α 's produzidas no início do alvo e no fim do alvo, respectivamente.

Reação	Início do alvo (MeV)	Fim do alvo (MeV)
$^1\text{H}(^6\text{He}, ^4\text{He})^3\text{He}$	19,1	16,7
$^1\text{H}(^7\text{Li}^{2+}, ^4\text{He})^4\text{He}$	27,1	0
$^1\text{H}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^5\text{He}$	36,5	29,7
$^{12}\text{C}(^3\text{H}, ^4\text{He})^{11}\text{B}$	5,93	9,83
$^{12}\text{C}(^4\text{He}, ^4\text{He})^{12}\text{C}$	20,0	20,1
$^{12}\text{C}(^6\text{He}, ^4\text{He})^{14}\text{C}$	24,9	21,9
$^{12}\text{C}(^7\text{Li}, ^4\text{He})^{15}\text{N}$	22,9	0
$^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^{16}\text{N}$	36,2	28,7

Observando a reação $^{12}\text{C}(^3\text{H}, ^4\text{He})^{11}\text{B}$ nas tabelas 5.2 e 5.3 vê-se que a energia das partículas alfas produzidas no início do alvo são menores do que no final, isso ocorre devido ao ^3H perder pouca energia no começo do alvo gerando alfas menos energéticas e perdendo mais energia no final do alvo gerando alfas mais energéticas.

Nas Figuras 5.4 e 5.5 são sintetizadas as informações das Tabelas 5.2 e 5.3.

Observe que de acordo com os cálculos cinemáticos, as partículas alfas geradas na reação $^1\text{H}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^5\text{He}$ deveriam estar localizadas a partir de 29,7 MeV. Uma possível contaminação nessa região seria gerada pela reação $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^{16}\text{N}$.

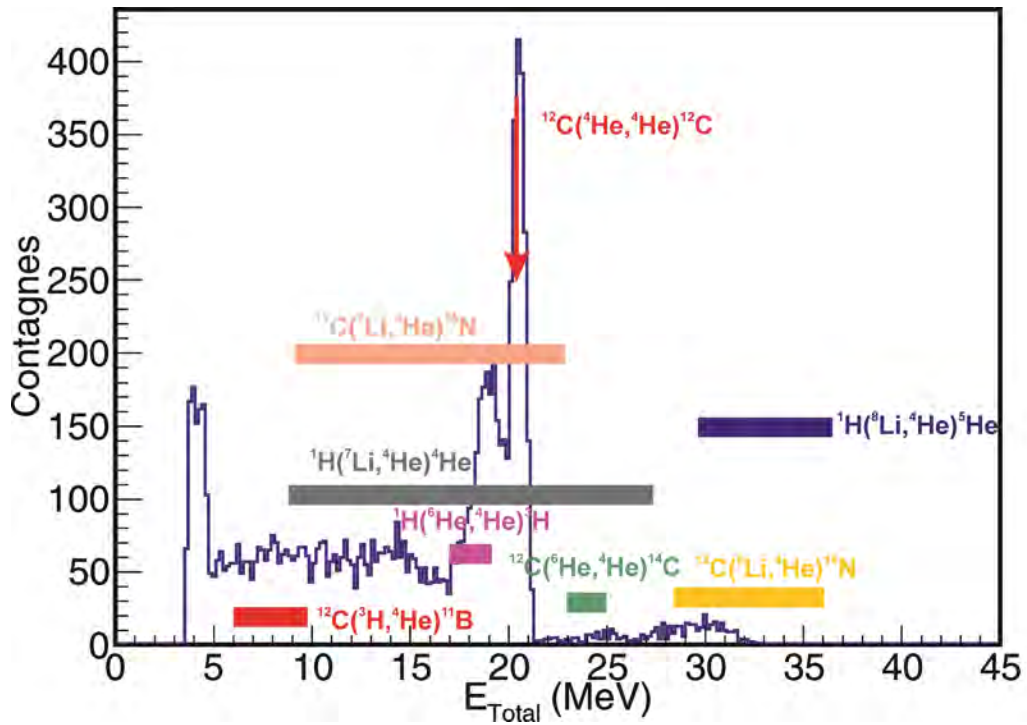


Figura 5.4: Identificação das alfas provenientes das possíveis reações que podem ocorrer no alvo de C_1H_2 para o ângulo de $10,3^\circ$.

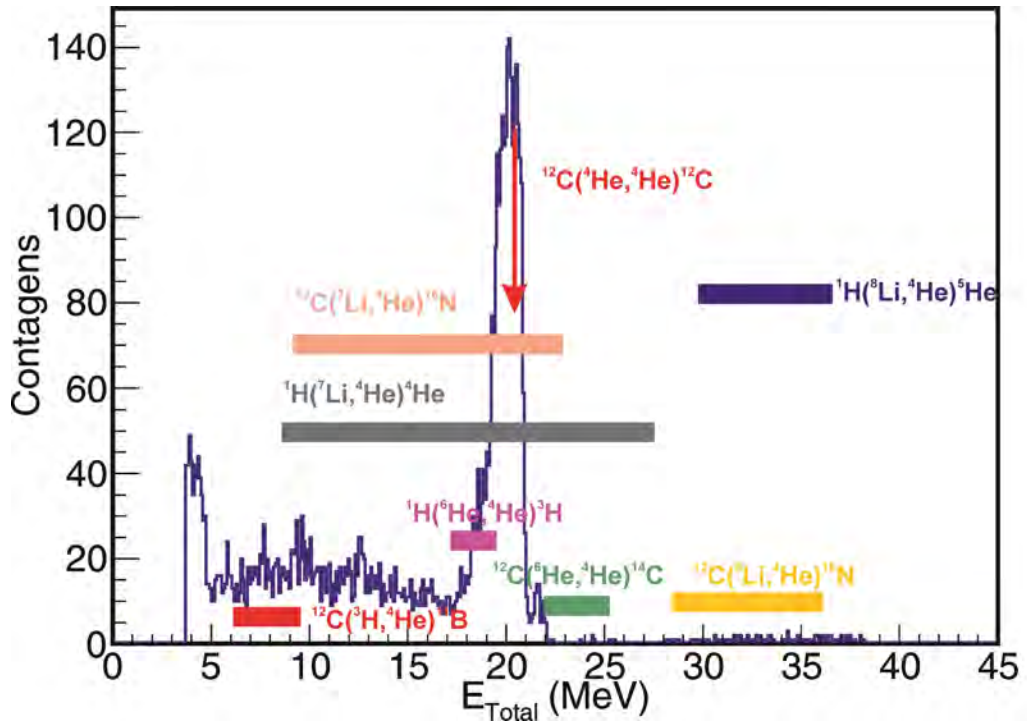


Figura 5.5: Identificação das alfas provenientes das possíveis reações que podem ocorrer no alvo de C_1H_2 para o ângulo de $-7,7^\circ$.

Na fase inicial das medidas foram realizadas medidas com um alvo de ^{12}C , com uma espessura de $15\text{mg}/\text{cm}^2$. Na Figura 5.6 pode ser visualizado um espectro obtido com esse alvo.

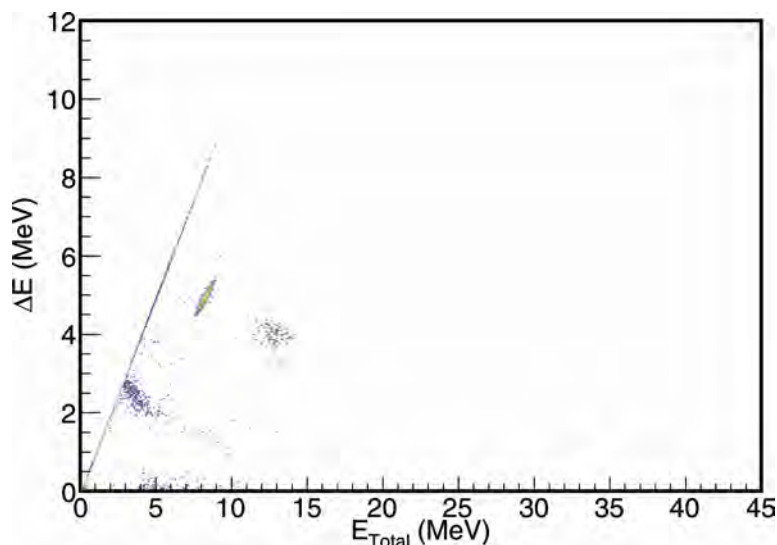


Figura 5.6: Espectro obtido com a incidência de ^8Li com um alvo de ^{12}C , com uma espessura de $15\text{mg}/\text{cm}^2$ para o ângulo de $10,3^\circ$.

Observe que na faixa de alfas tem poucas contagens. Assim, em princípio, não se deve preocupar, nesse experimento, com as alfa geradas pela reação $^{12}\text{C}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^{16}\text{N}$. Assim, pode-se assumir que as alfas existentes a partir de $27,1\text{ MeV}$ são provenientes da reação $^1\text{H}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^5\text{He}$.

5.2 Método do Alvo Grosso

Para o estudo do núcleo composto, formado a partir da reação $^1\text{H} + ^8\text{Li}$, pode-se proceder de duas maneiras. Podemos variar a energia do feixe de $^7\text{Li}^{3+}$, variando a energia do acelerador, como consequência varia-se a energia do ^8Li . Outra forma é incidir o feixe de ^8Li em um alvo “grosso” de C_1H_2 . O termo “grosso” deve ser entendido no âmbito de Física Nuclear, pois normalmente os alvos para feixes estáveis são da ordem de $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ e os alvos utilizados nesse trabalho são da ordem de mg/cm^2 .

No método do alvo grosso utiliza-se um alvo de plástico (polietileno) de C_1H_2 , para essa experiência sua espessura foi de $6,8\text{mg}/\text{cm}^2$. Ao utilizarmos um feixe de ^8Li e um alvo grosso de C_1H_2 poderemos usar o método de cinemática inversa que consiste em um projétil pesado e um alvo leve, essa medida reduz e muito a energia no centro de massa onde:

$$E_{cm} = E_{lab} \frac{m_{alvo}}{m_{alvo} + m_{proj}} \rightarrow E_{cm} = \frac{E_{lab}}{9}, \quad (5.3)$$

de modo que as medidas em baixas energias de excitação sejam possíveis, pois :

$$E^* = E_{cm} + Q. \quad (5.4)$$

O método do alvo grosso pode ser resumido na perda de energia do feixe de ${}^8\text{Li}$, no nosso caso, à medida que atravessa o alvo. Assim o feixe vai perdendo energia até que se um dado momento se atinge a energia necessária para popular uma dada ressonância do núcleo composto, gerando assim, as partículas alfas que serão analisadas. Um melhor entendimento desse método pode ser obtido com a observação da Figura 5.7.

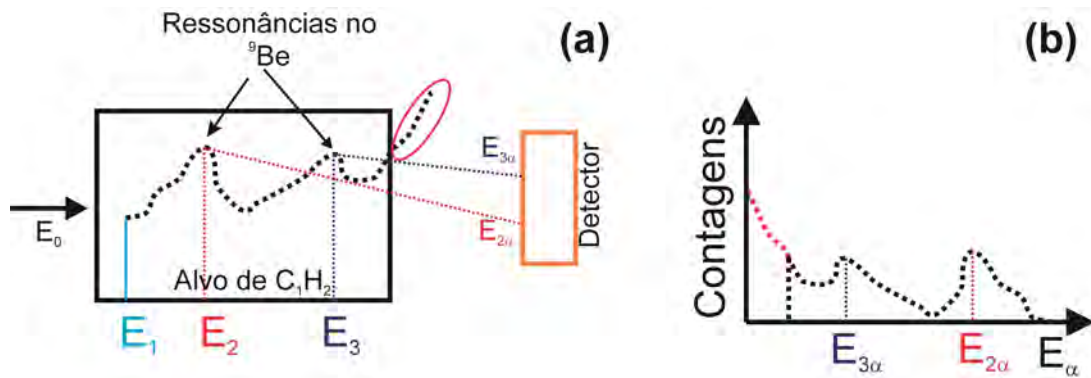


Figura 5.7: A Figura (a) mostra o feixe de ${}^8\text{Li}$ percorrendo o alvo de C_1H_2 e (b) mostra o espectro detectado à medida que o feixe vai perdendo energia no alvo.

Na Figura 5.7 (a) pode-se visualizar que o feixe de ${}^8\text{Li}$, chega ao alvo de C_1H_2 com uma energia E_0 . A medida que o feixe penetra no alvo, ele perde energia até que em um determinado momento tem uma energia E_1 suficiente para começar a popular uma ressonância do núcleo composto formado, nesse caso o ${}^9\text{Be}$. Assim, a medida que vai percorrendo o alvo, o ${}^8\text{Li}$ vai tendo energia para gerar uma função de excitação. Podemos observar que um ${}^8\text{Li}$ de energia E_2 gera uma alfa com energia $E_{2\alpha}$ e um ${}^8\text{Li}$ com energia E_3 gera uma alfa com energia $E_{3\alpha}$. Pode-se observar também, que as alfas geradas no início do alvo possuem energia maior, por isso o espectro da Figura 5.7(b) está invertido em relação ao espectro da Figura 5.7(a). Algumas

ressonâncias podem não aparecer no espectro, como é o caso das ressonâncias ressaltadas pelo círculo rosa na Figura 5.7(a), onde sua ressonância é cortada em (b), isso ocorre devido à energia inicial E_0 ou a espessura do alvo não ser suficiente para popular tal ressonância.

Ao realizar um experimento, não se tem acesso, inicialmente, a energia do feixe no momento da reação. Tem-se acesso a energia das partículas alfas. Para se obter a energia do ${}^8\text{Li}$, no momento da reação é necessário transformar E_{total} (energia de alfa) em energia ${}^8\text{Li}$. Para fazer essa transformação foi usado o programa *Alvo_Grosso.cpp* [12]. Esse programa utiliza as rotinas de perda de energia e de cinemática (STOPX, KINEQ) para gerar um arquivo de saída, onde se tem a energia do ${}^8\text{Li}$ no momento da reação e a energia da ${}^4\text{He}$ detectado. Assim realizando um ajuste polinomial pode se obter uma relação funcional entre $E({}^4\text{He})$ e $E({}^8\text{Li})$, como mostrado na Figura 5.8.

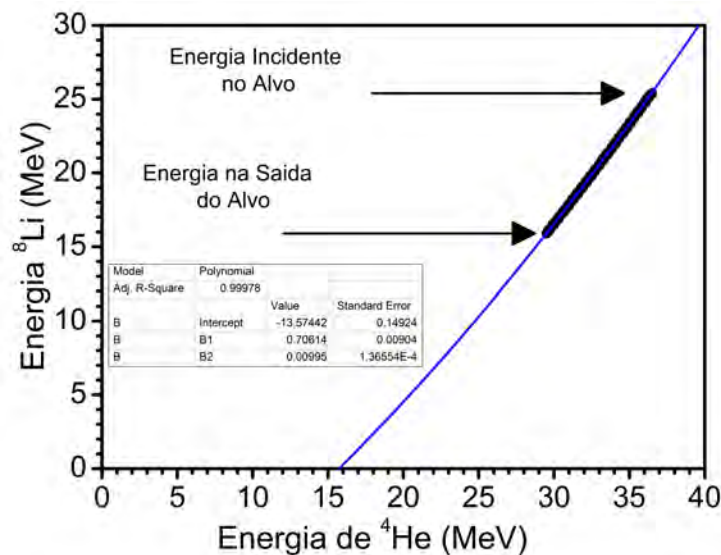


Figura 5.8: Transformação de energia das alfas em energia de ${}^8\text{Li}$.

Observando a Figura 5.8, verifica-se que um ajuste polinomial é bastante razoável. Assim pode-se obter qual a energia de ${}^8\text{Li}$ que gerou uma determinada ${}^4\text{He}$ aplicando a Equação 5.5.

$$E_{8\text{Li}} = -13,57442 + 0,70614.E_{4\text{He}} + 0,00995.E_{4\text{He}}^2. \quad (5.5)$$

5.3 O núcleo Composto - ${}^9\text{Be}$

Nesta dissertação utilizou-se uma energia de $E({}^8\text{Li})_{lab} = 25,4 \text{ MeV}$, que corresponde a

$$E_{cm} = \frac{25,4}{9} \approx 2,82 \text{ MeV} \quad (5.6)$$

Como a energia de limiar para ${}^8\text{Li} + p$ vale $16,8882 \text{ MeV}$, seria possível com essa energia, alcançar $19,7082 \text{ MeV}$ no ${}^9\text{Be}$.

Na Figura 5.9 pode ser visualizado o esquema de níveis para o ${}^9\text{Be}$.

Observando a Figura 5.9 verifica-se que a região “teoricamente” populada e a efetivamente populada tem uma diferença. Essa diferença se deve ao fato de que o ${}^8\text{Li}$ não perde toda sua energia no alvo saindo com uma energia de, aproximadamente, $16,0 \text{ MeV}$, como pode ser visualizado na figura 5.1. Assim as ressonâncias, com energia abaixo de $E_{9\text{Be}}^* = 18,66 \text{ MeV}$, não são populadas. Em vista disso, efetivamente deveriam ser observadas as ressonâncias mostradas na Tabela 5.4.

Tabela 5.4: Parâmetros das Ressonâncias do ${}^9\text{Be}$ que poderiam ser populadas na experiência [41].

$E^*({}^9\text{Be})$	J^π	T	$\Gamma \text{ (KeV)}$	$E_{cm} ({}^8\text{Li}+p) \text{ (MeV)}$
18,650	$(\frac{5}{2}^-)$	$\frac{3}{2}$	300	1,79
19,20	–	–	310	2,32
19,420	–	–	600	2,54

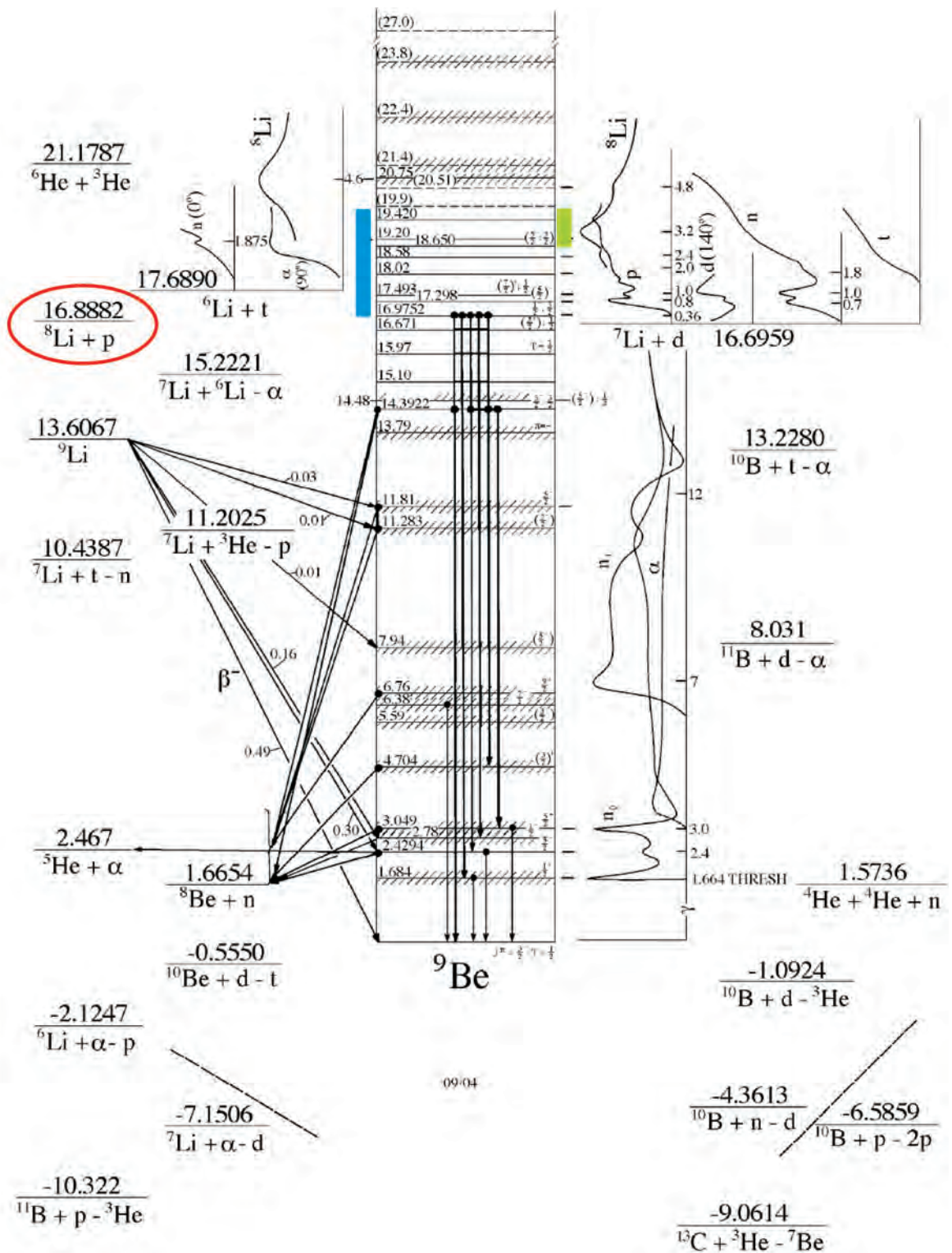


Figura 5.9: Esquema de níveis do ${}^9\text{Be}$. O limiar é ressaltado pelo círculo vermelho. Já a região que teoricamente seria populada pela reação pelo retângulo azul. A região efetivamente populada é ressaltada pelo retângulo verde [17].

5.4 Resultados com Alvo Grosso de C_1H_2

Nesta experiência foram utilizados quatro telescópios na câmara de espalhamento, mas apenas os dois telescópios que estavam em ângulos dianteiros foram de fato úteis como mencionado anteriormente. .

Os espectros obtidos das energias das alfas podem ser visualizados nas Figuras 5.10 e 5.11.

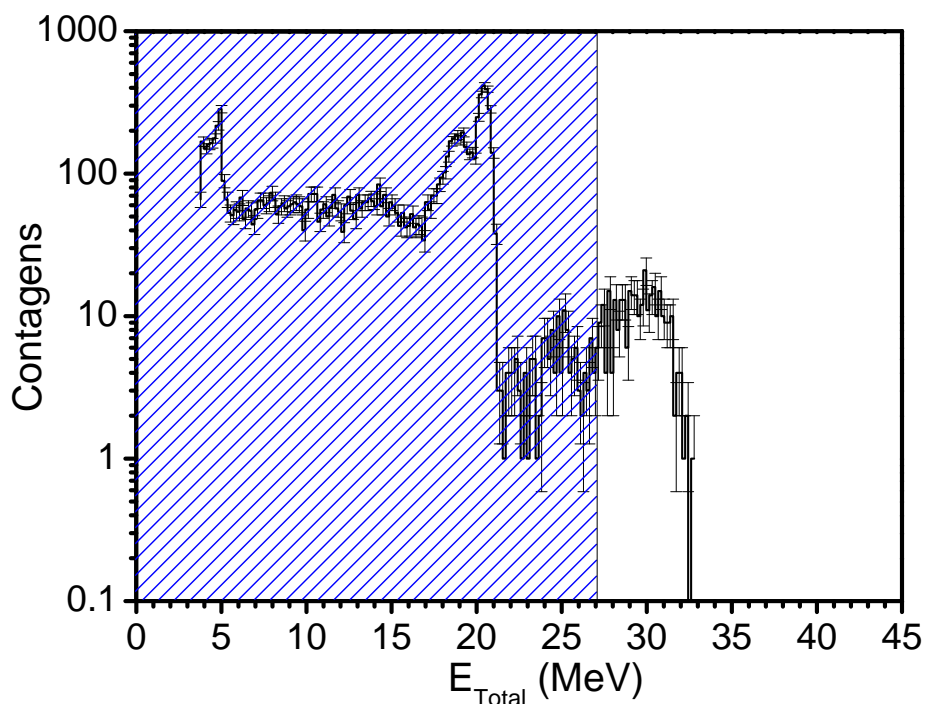


Figura 5.10: Espectro obtido, com a projeção da faixa das alfas, para o telescópio posicionado em $10,3^\circ$.

O núcleo de ^9Be decai emitindo uma partícula alfa e um ^5He . O ^5He se quebra em um nêutron e uma partícula alfa. Porém, nesse experimento não foi possível detectar duas ou mais partículas em coincidência, por isso, os espectros obtidos podem ter partículas alfas provenientes diretamente da reação $^1\text{H}(^8\text{Li}, ^4\text{He})^5\text{He}$ e da quebra do ^5He . Para saber a origem das alfas detectadas utilizou-se um programa de simulação chamado Monte Carlos. Basicamente esse programa tenta descobrir a procedência da alfa detectada através de cálculos de cinemática e perda de energia, sendo explicado com mais detalhes na próxima seção.

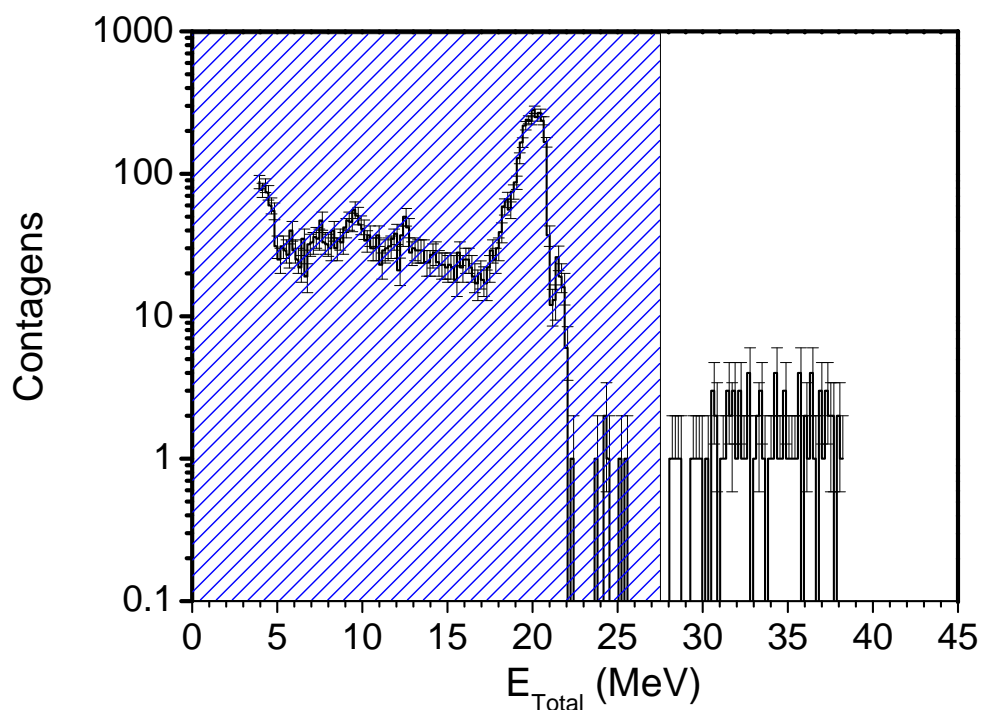


Figura 5.11: Espectro obtido, com a projeção da faixa das alfas, para o telescópio posicionado em $-7,7^\circ$.

5.4.1 Simulação de Monte Carlos

A contribuição das partículas alfas provenientes da quebra do ^5He nos espectros de energia foi simulada por um programa denominado Monte Carlo. Esse programa foi desenvolvido em C++ e faz cálculos de perda de energia utilizando o algoritmo STOPX e cálculos de cinemática utilizando o algoritmo KINEQ.

Para o cálculo da energia das alfas provenientes da quebra do ^5He foi utilizado a Equação 5.7 [42]

$$E_{^4\text{He}} = \frac{m(^4\text{He})}{m(^5\text{He})} E_{(^5\text{He})} + \frac{m(n)}{m(^5\text{He})} Q + 2 \sqrt{\frac{m(^4\text{He})m(n)}{(m(^5\text{He}))^2}} E_{(^5\text{He})} Q \cos(\Theta_{^4\text{He}}) \quad (5.7)$$

O parâmetro Q é da quebra do ^5He cujo valor é 0.890 MeV . O fator $E_{^5\text{He}}$ é a energia do ^5He supondo uma reação de 2-corpos obtida pelo algoritmo KINEQ, escrevendo a reação da forma $^1\text{H}(^8\text{Li}, ^5\text{He})^4\text{He}$. Já $\Theta_{^4\text{He}}$ é o ângulo de emissão do ^4He em relação a direção de

voos do ${}^5\text{He}$, medido no referencial do ${}^5\text{He}$. No referencial do ${}^5\text{He}$ supõe-se que as alfas são emitidas isotropicamente, assim só uma pequena parcela dessas partículas alfas vão na direção do detector. A Equação 5.8 define o cone de emissão no qual as partículas são detectadas.

$$\Delta\Theta = \frac{\sqrt{\frac{m_{(n)}\varepsilon}{m_{({}^4\text{He})}E_{({}^5\text{He})}} \sin(\Theta_{({}^4\text{He})})}{1 + \sqrt{\frac{m_{(n)}\varepsilon}{m_{({}^4\text{He})}E_{({}^5\text{He})}} \cos(\Theta_{({}^4\text{He})})} \quad (5.8)$$

Para transformar o ângulo de saída das partículas alfas, da quebra, em ângulo de laboratório utiliza-se a Equação 5.9

$$\Theta_{({}^4\text{He}\rightarrow{}^5\text{He})} = \Theta_{({}^5\text{He})} - \Delta\Theta \quad (5.9)$$

Assim através do programa de simulação que faz uso das equações anteriores é possível realizar uma previsão teórica da energia das alfas provenientes da reação de dois corpos (diretas) e das alfas provenientes da quebra do ${}^5\text{He}$, todas chegando em um dado detector. Essa previsão pode ser visualizada nas Figuras 5.12 e 5.13.

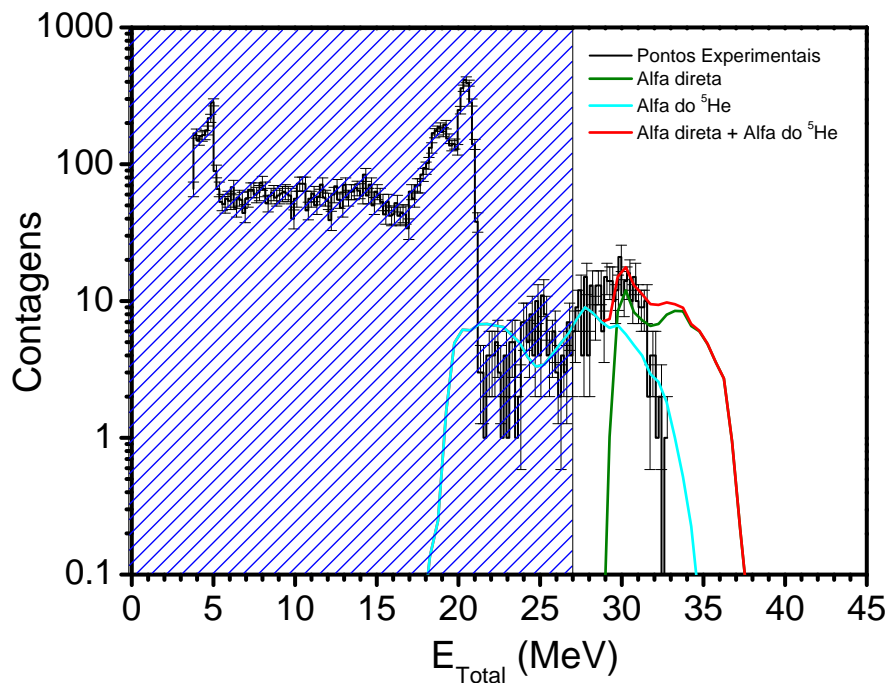


Figura 5.12: Comparações entre as energias das partículas alfas provenientes diretamente da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ e da quebra do ${}^5\text{He}$ para o ângulo de $10,3^\circ$.

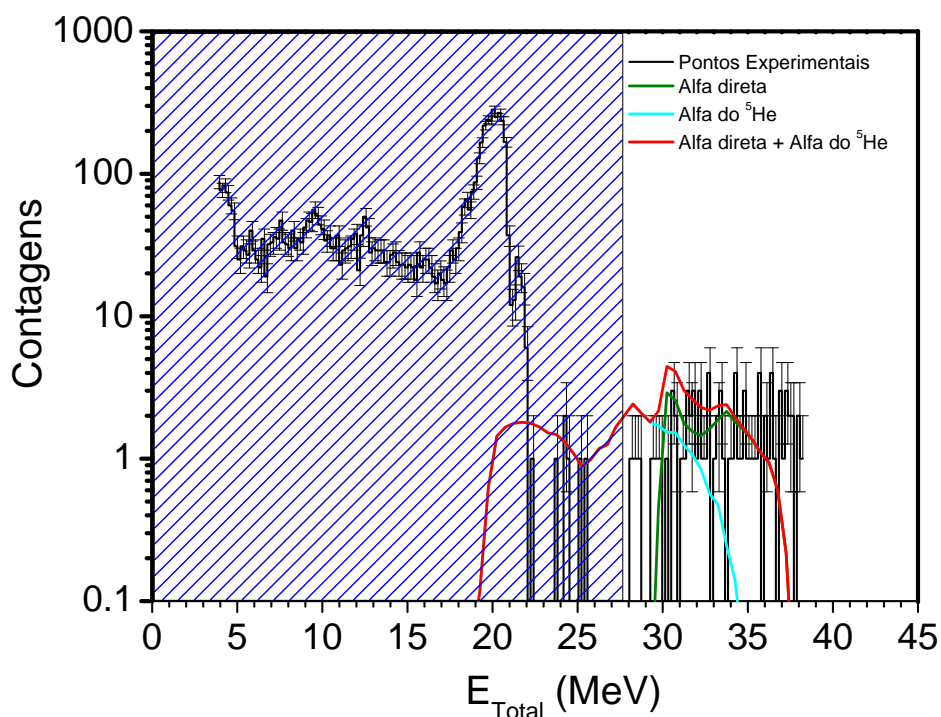


Figura 5.13: Comparação entre as energias das partículas alfas provenientes diretamente da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ e da quebra do ${}^5\text{He}$ para o ângulo de $-7,7^\circ$.

Nas Figuras 5.12 e 5.13 as curvas verde, azul e vermelha indicam respectivamente as partículas alfas provenientes da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$, da quebra do ${}^5\text{He}$ e a soma das duas contribuições. Pode-se observar que as alfas provenientes da quebra do ${}^5\text{He}$ estão se misturando com as alfas diretas. Com isso, os espectros das Figuras 5.10 e 5.11 estão sendo contaminados pelas alfas da quebra do ${}^5\text{He}$.

Assim, estamos interessados na energia das alfas (E_{total}) a partir de 27,1 MeV, pois a partir dessa energia tem-se alfas provenientes da quebra do ${}^5\text{He}$, ou seja, fora da região hachurada nas Figuras 5.10 e 5.11.

5.5 Função de Excitação

Para obter a função de excitação também chamada de espectro de excitação, precisamos transformar o espectro proveniente da reação com o alvo de C_1H_2 que está em contagens \times energia total para seção de choque \times energia total. Porém, temos que fazer algumas pequena

modificações na Equação 5.10:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \frac{N_{cont}J}{N_{incs}N_{alvo} \left(\frac{\text{partículas}}{cm^2}\right) \Delta\Omega}. \quad (5.10)$$

A primeira modificação se refere ao N_{alvo} , número de partículas do alvo por cm^2 . A medida que o feixe de ${}^8\text{Li}$ vai percorrendo o alvo de C_1H_2 esse número está variando. Isso pode ser levado em conta fazendo a seguinte modificação em N_{alvo} :

$$N_{alvo} = \frac{\Delta E}{\frac{dE}{dx}} \quad (5.11)$$

O $\frac{dE}{dx}$ tem unidade de $\frac{\text{MeV}}{\frac{\text{mg}}{cm^2}}$ e ΔE é o passo em energia de ${}^8\text{Li}$. Assim, a Equação da seção de choque é escrita como:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \frac{N_{cont}J \frac{dE}{dx}}{N_{incs} \Delta\Omega \Delta E} \quad (5.12)$$

Note que N_{alvo} escrito dessa forma tem uma unidade de mg/cm^2 . Logo, para transformar em partículas/ cm^2 , deve-se realizar a seguinte transformação: observe que 1 mol de C_1H_2 possui 14g e que 1 mol tem $6,02 \times 10^{23}$ moléculas. Assim, 1 mg de C_1H_2 teremos x partículas/ cm^2 . Assim temos:

$$14\text{g} = 6,02 \times 10^{23} \text{ moléculas}$$

$$10^{-3}\text{g} = x$$

logo,

$$x = 4,3 \times 10^{19} \text{ partículas}/\text{cm}^2 \quad (5.13)$$

Porém, cada molécula de C_1H_2 possui dois átomos de hidrogênio, por isso, deve-se multiplicar o fator obtido na Equação 5.13 por 2

$$x = 8,6 \times 10^{19} \text{ partículas}/\text{cm}^2 \quad (5.14)$$

Dessa forma, a Equação 5.12 torna-se:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \frac{N_{cont} J \frac{dE}{dx}}{N_{incs} \Delta\Omega \Delta E} \frac{1}{8,6 \times 10^{19}}. \quad (5.15)$$

Na Figura 5.14 é mostrado um ajuste do $\frac{dE}{dx}$.

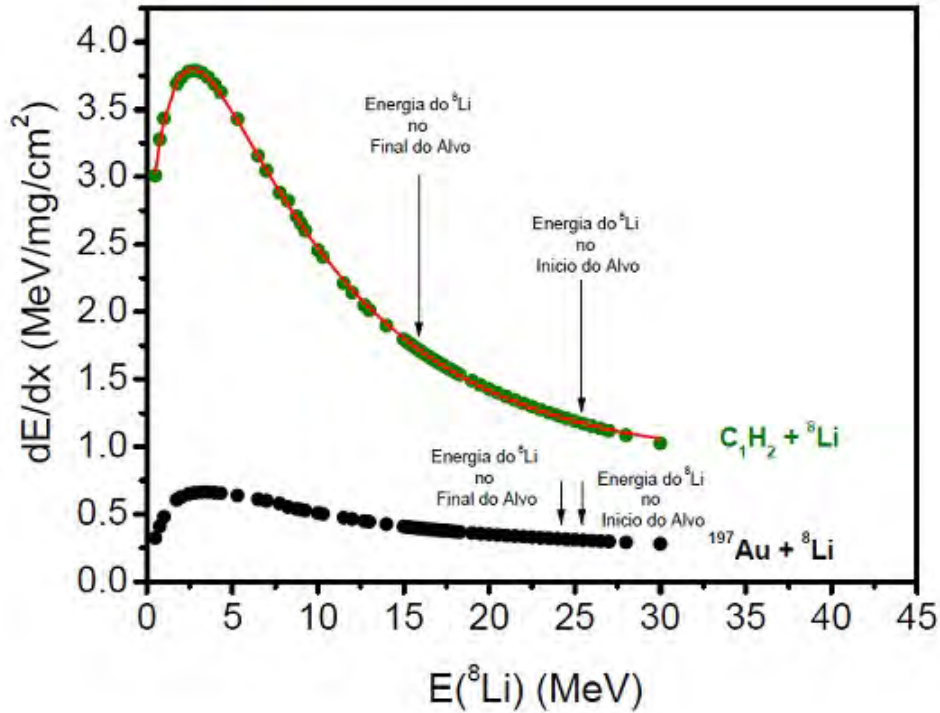


Figura 5.14: Ajuste dos valores de $\frac{dE}{dx}$ para os alvos de ^{197}Au e C_1H_2 .

A partir desse ajuste tem-se acesso ao valor de $\frac{dE}{dx}$ para cada valor de energia de ^8Li . Na Equação 5.16 é mostrada a função utilizada no ajuste e na Tabela 5.5 são mostrados os parâmetros obtidos.

$$y = y_0 + A * \left[1 - e^{\left(\frac{x_0-x}{t_1}\right)} \right]^P e^{\left(\frac{x_0-x}{t_2}\right)} \quad (5.16)$$

Tabela 5.5: Parâmetros obtidos através do ajuste de $\frac{dE}{dx}$ para cada valor de energia de ${}^8\text{Li}$.

Parâmetros	Valores	Erros
y_0	0,87895	0,01216
x_0	-0,76007	0,22763
t_1	2,07266	1,69E-01
p	0,93894	0,20373
t_2	9,15322	0,14425
A	5,18403	0,09663

Observa-se que o $\frac{dE}{dx}$ praticamente não varia para a reação ${}^{197}\text{Au}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{197}\text{Au}$. Já para a reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ ele apresenta variação. Sendo 1,20 no início do alvo e 1,75 no final.

Observando a Equação 4.21 verifica-se que o jacobiano também varia com a energia. Isso pode ser observado na Figura 5.15.

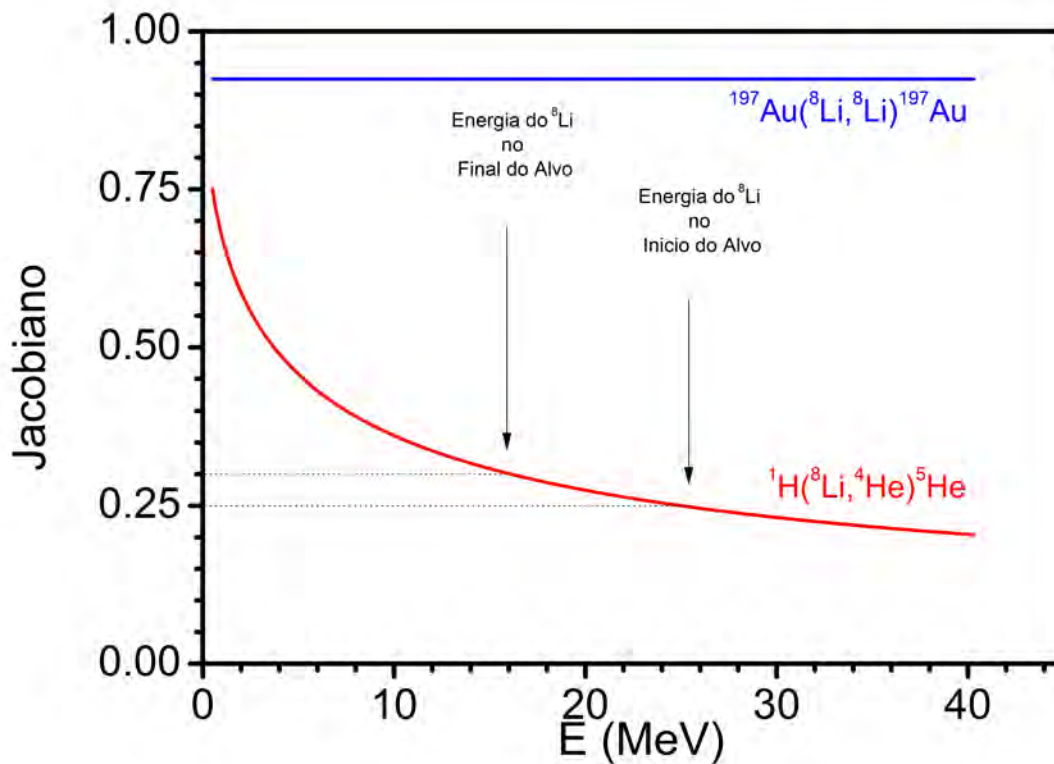


Figura 5.15: Comportamento do jacobiano para o espalhamento elástico no ${}^{197}\text{Au}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{197}\text{Au}$ e para a reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$.

Note que o jacobiano para a reação ${}^{197}\text{Au}({}^8\text{Li}, {}^8\text{Li}){}^{197}\text{Au}$ praticamente não varia. Essa cons-

tância tanto do jacobiano quanto do $\frac{dE}{dx}$ justifica o fato de não se realizar nenhuma alteração na expressão da seção de choque para o feixe de ^8Li interagindo com o alvo de ^{197}Au . Já o jacobiano para a reação $^1\text{H}(^8\text{Li},^4\text{He})^5\text{He}$, vale 0,30 no início e 0,24 no final do alvo.

Assim, ao observar a Figuras 5.12 verifica-se que praticamente todas as alfas observadas, a partir de 27,1 MeV são provenientes da quebra do ^5He . Porém não se observa alfas além de 32,5 MeV. Porém pelos cálculos deveriam ser observadas alfas até 36,5 MeV. Já na Figura 5.13, quase não se observam alfas na região que deveria ser populada pela quebra do ^5He . Porém, são observadas alfas até o limite do cálculos. As Figuras 5.16 e 5.17 mostram as duas funções de excitação medidas para a energia de 25,4 MeV nos dois telescópios utilizados.

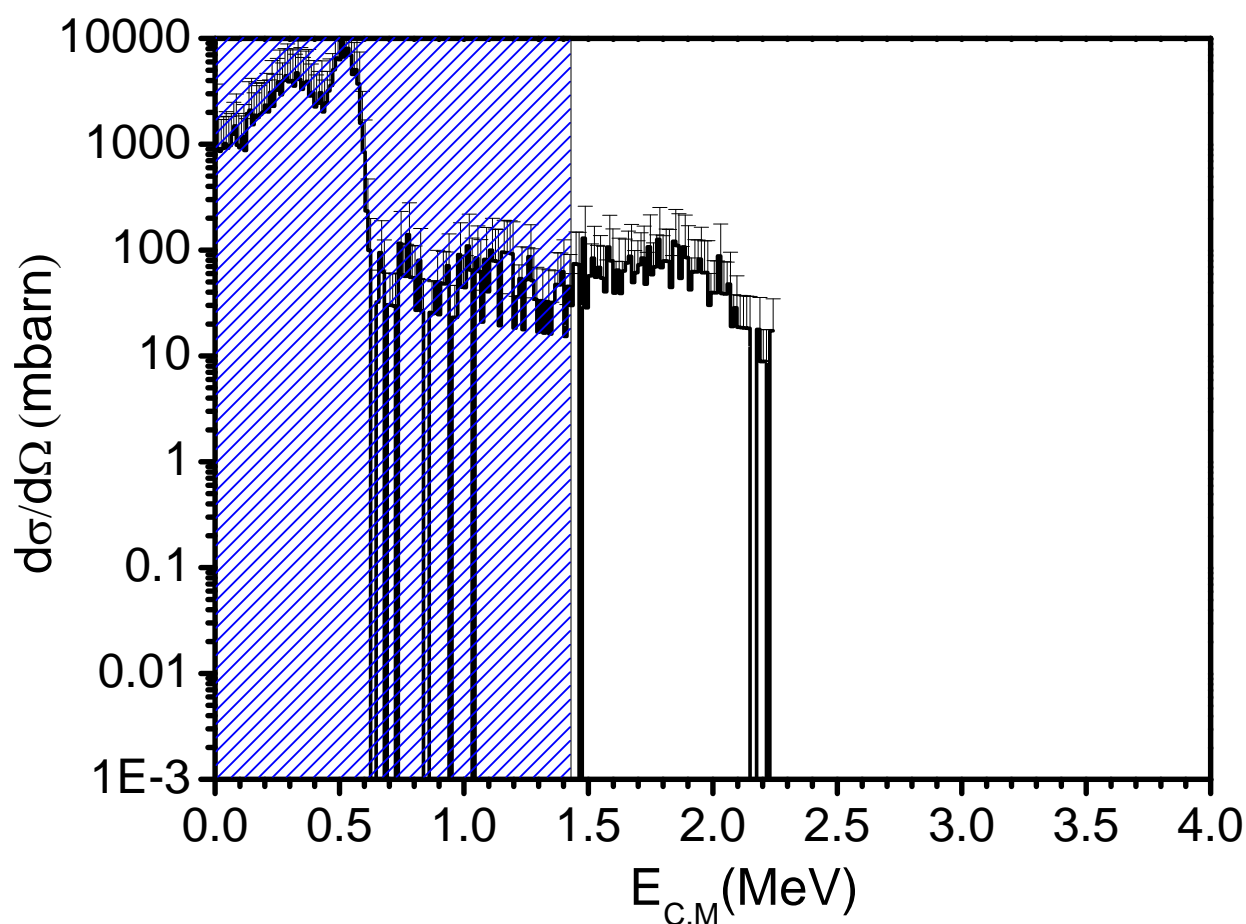


Figura 5.16: Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $10,3^\circ$.

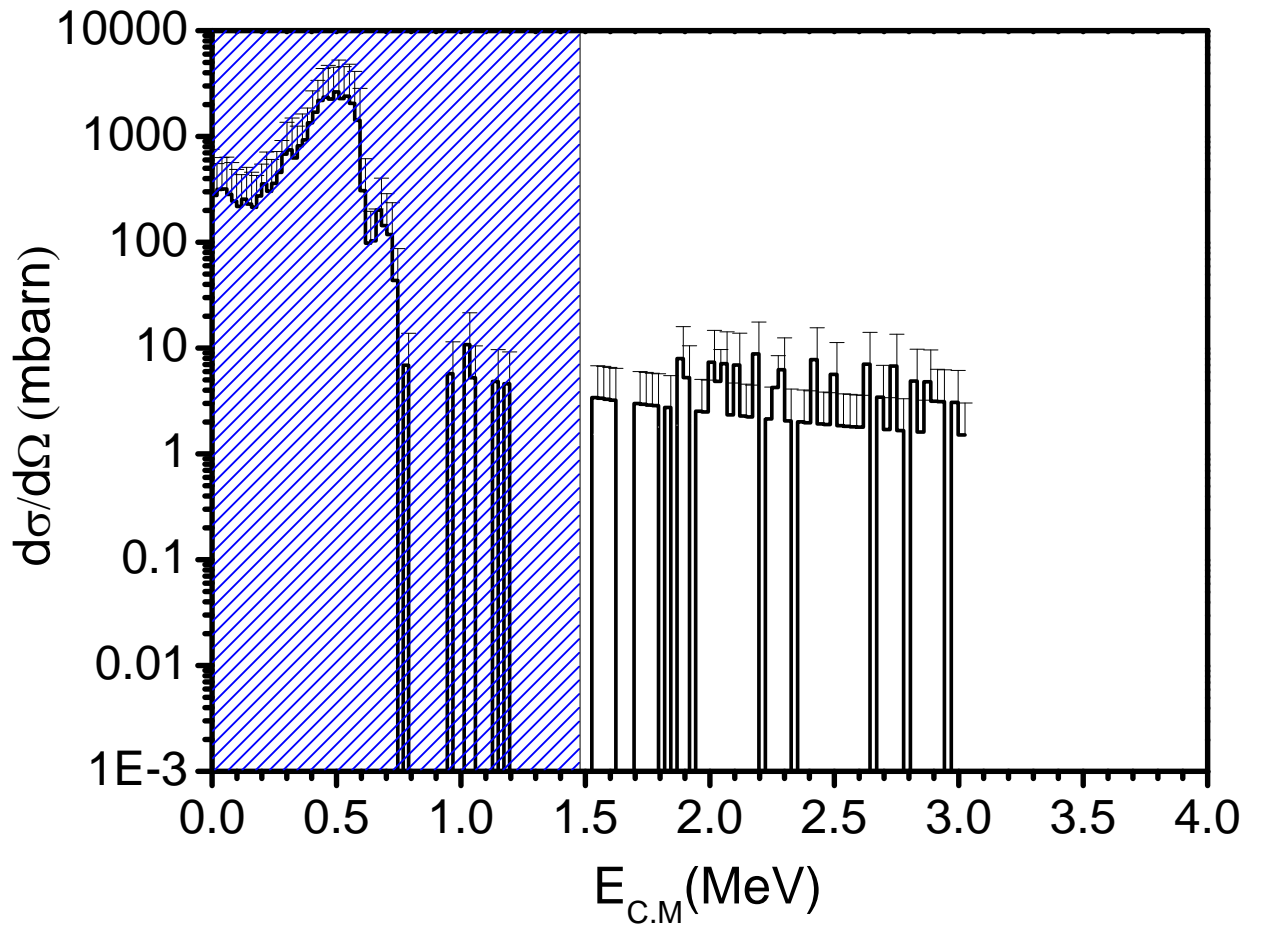


Figura 5.17: Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $-7,7^\circ$.

Nos trabalhos realizados anteriormente no RIBRAS, não se chegou em energias de excitação tão altas no núcleo de ^9Be . No presente trabalho, a menor energia de excitação populada seria 18,66 MeV. Assim, em princípio, pode-se realizar apenas comparações aproximadas. O que se esperaria ver em função de excitação, medida no presente trabalho, seria um pedaço da ressonância de energias mais altas observado no trabalho [15].

Dessa forma ao se comparar a Figura 5.16 com o trabalho mencionado, observa-se que a função de excitação apresenta um valor aproximadamente constante de 100 mbarn. Isso é maior que a seção de choque observada no pico da ressonância medida em trabalhos anteriores, como pode ser visualizado na Figura 5.18, onde os pontos em vermelho representam os valores de

secção de choque medidos em [15]. Essa diferença na seção de choque se deve muito provavelmente a contaminação pelas alfas de quebra do ^5He . Para esse telescópio (Tel 5) verifica-se que enquanto cálculos cinemáticos e de perda de energia previam partículas alfas com energia máxima de 36,5 MeV, experimentalmente, a energia máxima das partículas alfas era 32,5 MeV. Isso poderia indicar algum problema de calibração, porém essa hipótese pode ser descartada, pois ^8Li deveria sair do alvo de C_1H_2 com 16,0 MeV e isso é verificado. O pico de ^4He contaminante, focalizado juntamente com o ^8Li , teria uma energia estimada de 20,0 MeV e isso também é verificado, ver Figura 5.1. Resta algumas possibilidades, como uma sombra do porta-alvos no detector, isso impediria algumas partículas de chegarem ao detector.

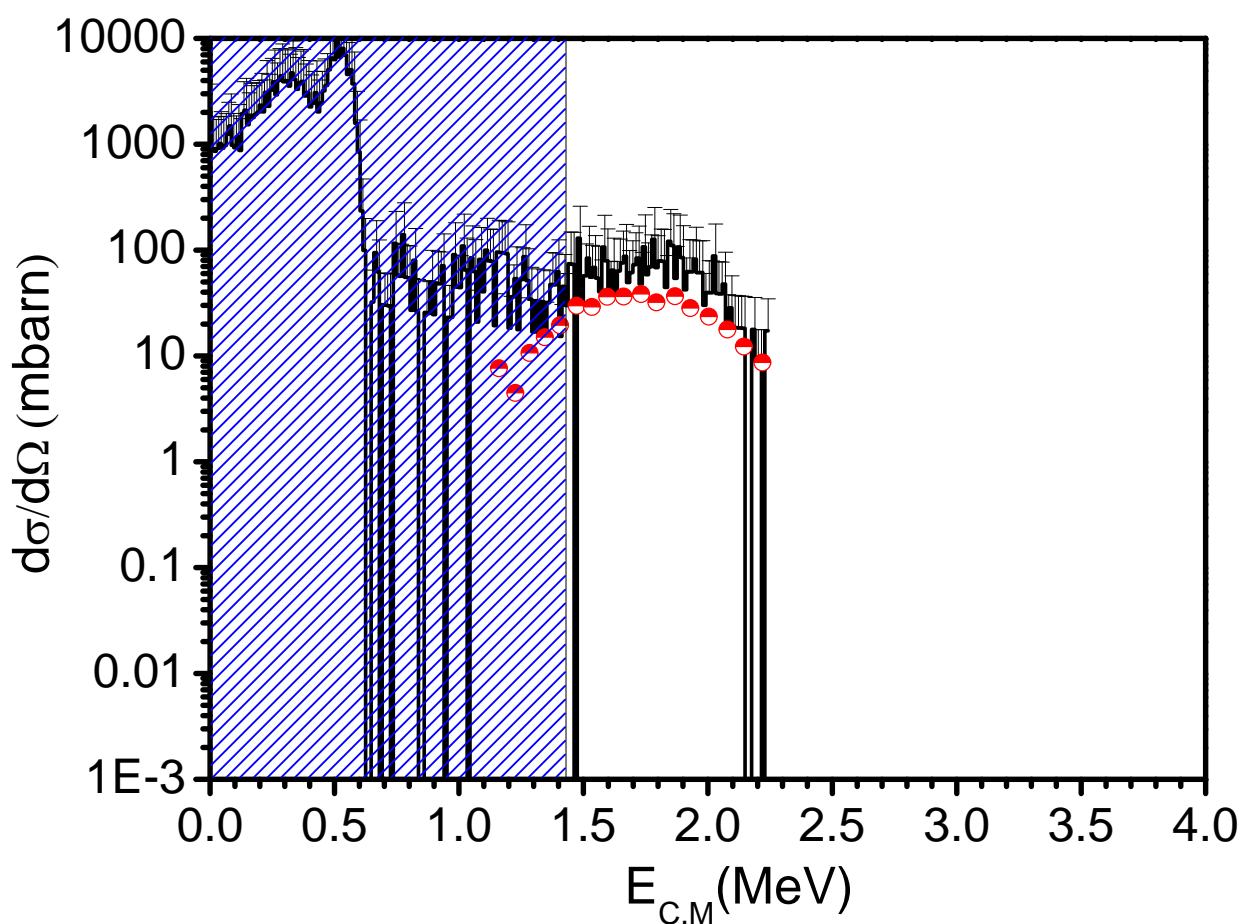


Figura 5.18: Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $10,3^\circ$. Os pontos em vermelho representam os valores de secção de choque, medidos em [15]

Já ao observar a Figura 5.19 verifica-se partículas alfas até por volta de 38,0 MeV e um valor, aproximadamente constante para a secção de choque, em torno de 10 mbarn. Verifica-se também, que os dados medidos anteriormente ficam acima dos valores medidos nesse trabalho, mas sendo compatíveis nos extremos. Isso poderia indicar que o telescópio 6 que está em $-7,7^\circ$ de alguma maneira poderia estar perdendo contagens nessa região. Com relação a ressonâncias de maiores energia não se verificou nenhum pico nesse telescópio.

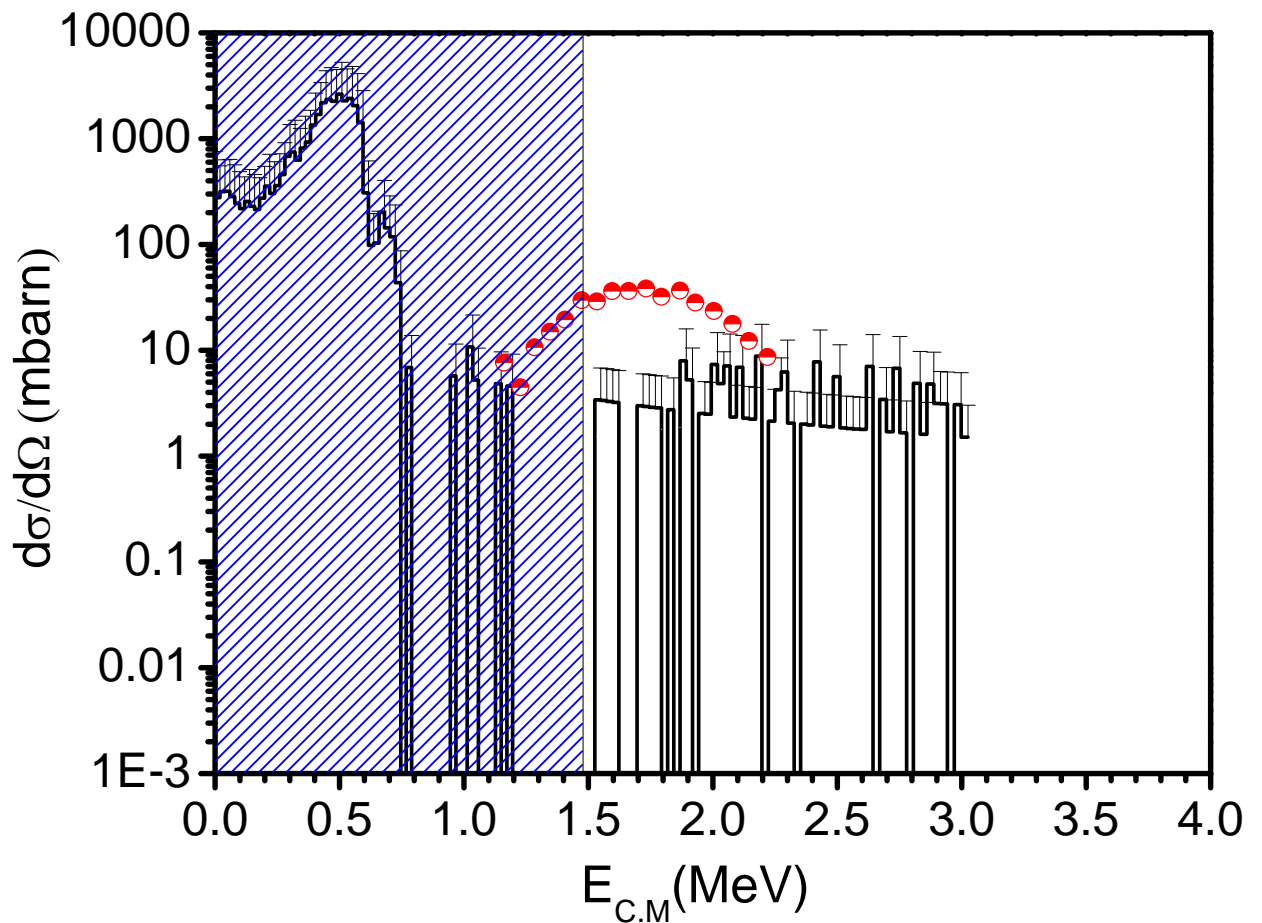


Figura 5.19: Função de Excitação medida na energia de $E_{lab} = 25,4\text{MeV}$ para o ângulo de $-7,7^\circ$. Os pontos em vermelhos representam os valores de secção de choque, medidos em [15].

Nas Figuras 5.18 e 5.19 as alfas provenientes diretamente da reação ou da quebra do ^5He se ficassem na região hachurada, não poderiam ser diferenciadas de alfas provenientes da reação com $^7\text{Li}^{2+}$, pois essas alfas deveriam ocupar ressonâncias do núcleo composto ^8Be e para isso

teria que fazer a medida em coincidência tripla.

Nesse trabalho não foi possível separar a contribuição das alfas da quebra do ^5He das alfas diretas da reação, pois a contaminação foi bem considerável, fato que não ocorreu no trabalho [15] onde possuía energias de excitações menores, logo as alfas da quebra caíam em uma região de fundo, podendo assim ser subtraída.

Capítulo 6

Conclusões

Neste trabalho mediu-se as partículas alfas geradas a partir da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ e também alfas provenientes de outras reações tais como ${}^{12}\text{C}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^{16}\text{N}$. A partir do conhecimento de cálculos cinemáticos e de perda de energia foi possível analisar qual a região populada pelas partículas alfas provenientes da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$.

Após a realização de simulações, verificou-se que a região entre 27,1 MeV e 37,1 era populada basicamente por partículas alfas diretas provenientes da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ e por alfas da quebra do ${}^5\text{He}$ em ${}^4\text{He} + n$. Verifica-se que o ${}^5\text{He}$ é o recuo da reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$, assim é importante separar as alfas provenientes do mesmo, pois do contrário estaria realizando uma dupla contagem.

O objetivo inicial do trabalho que era realizar a medida de reação ${}^1\text{H}({}^8\text{Li}, {}^4\text{He}){}^5\text{He}$ em 25,4 MeV de ${}^8\text{Li}$ foi cumprido em parte. Pois verificou-se a existência de ${}^4\text{He}$ com energias maiores que 29,0 MeV, que necessariamente deveriam vir da reação. Essa afirmação pode ser justificada através de cálculos cinemáticos e de perda de energia. Porém, não foi possível fazer o estudo espectroscópico do ${}^9\text{Be}$ pois a contaminação de alfas da quebra do ${}^5\text{He}$ era bem considerável, não sendo possível realizar a sua separação.

Com perspectivas futuras para esse trabalho, pode-se colocar a realização de mais medidas utilizando um alvo mais grosso, pois com isso poderia ser populada a ressonância de 18.65 MeV. Como essa ressonância já foi medida serviria como um guia para a verificação de problemas.

Bibliografia

- [1] Samuel S.M. Wong. *Introductory Nuclear Physics*. 2nd edition
- [2] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1903/marie-curie-facts.html.
(Acesso: 29/05/2014).
- [3] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1903/pierre-curie-facts.html.
(Acesso: 29/05/2014).
- [4] http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/themes/physics/karlsson/index.html.
(Acesso:29/05/2014).
- [5] G.R. Satcheler. *Introduction to Nuclear Reactions*. 1980.
- [6] Jean-Louis Basdevant, James Rich, and Michael Spiro. *Fundamental In Nuclear Physics- From Nuclear Structure to Cosmology*.
- [7] Mark Huyse. *The why and howof radioactive-beam research. Lecture Notes in Physics*, 651:1-32, 2004.
- [8] R. Lichtenthaler, A. Léepine-Szily, V. Guimar aes, C. Perego, V. Placco, O. Camargo jr., R. Denke, P.N. de Faria, E.A. Benjamim, N. Added, G.F. Lima, M.S. Hussein, J. Kolata and A. Arazi. *Radioactive ion beams in brazil (RIBRAS)*. *Eur. Phys. J. A : Hadrons and Nuclei*, 25(s01):733-736, 2005.
- [9] Tese de Doutorado de Pedro Neto FARIA. *Estudo de Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundários de Núcleos Exóticos*..2008

- [10] Dissertação de mestrado de Juan Carlos Zamora Cardona. *Estudo do Espalhamento Elástico dos Isótopos ^7Be , ^9Be e ^{10}Be em Alvo de ^{12}C* . 2011.
- [11] Tese de Doutorado de Adriana Barioni. *Estudo da Interação de núcleos de massa $A=8$ com alvo de carbono e reação de captura de $^8\text{Li}(p,\gamma)^9\text{Be}$ de interesse astrofísico*. 2009.
- [12] Tese de doutorado de Djalma Rosa Mendes Junior. *Estudo da Reação $^8\text{Li}(p,\alpha)^5\text{He}$ com Feixe Radioativo de ^8Li* . 2009.
- [13] Tese de Doutorado de Rubén Pampa Condori. *Medidas de Espalhamento Ressonante $^6\text{He}+p$ e da Reação $^3\text{He}(^7\text{Be},\alpha)^6\text{Be}$* . 2012.
- [14] Dissertação de mestrado de Erich Leistenschneider. *Reações Induzidas por Prótons em ^8Li a Baixas Energias e Espectroscopia do ^9Be altamente Excitado*. 2014.
- [15] D. R. Mendes.Jr, A. Lepine-Szily, P. Descouvemont, R. Lichtenthaler, V. Guimaraes, P. N.de Faria, A. Barioni, K. C. C. Pires, V. Morcelle, R. Pampa Condori, M. C. Morais, E. Leistenschneider, C. E. F. Lima, J. C. Zamora, J. A. Alcantara, V. Zagatto, M. Assunção, and J. M. B. Shorto. *The $^8\text{Li}(p+\alpha)^5\text{He}$ reaction at low energies, and ^9Be spectroscopy around the proton threshold*. Physical Review C, 86(064321), 2012.
- [16] http://www.tunl.duke.edu/nucldata/html/a=8/08li_2004.shtml. (Acesso 03/06/2014).
- [17] http://www.tunl.duke.edu/nucldata/figures/09figs/09_04_2004.pdf.
- [18] S. Dixit, W. Bertozzi, T. N. Buti, J. M. Finn, F. W. Hersman, C. E. Hyde-Wright, M. V.Hynes, M. A. Kovash, B. E. Norum, J. J. Kelly, A. D. Bacher, G. T. Emery, C. C. Foster, W. P. Jones, D. W. Miller, B. L. Berman, and D. J. Millener. *Structure of ^9Be from proton scattering at 180 MeV*. Physical Review C, 43(4), April 1991.
- [19] P.E.Hodgson. *Nuclear Reactions and Nuclear Structure*.
- [20] W.E.Frahn. *Fundamentals in Nuclear Theory*.

- [21] G.R.Satchler. *Direct Nuclear Reaction*. 1983.
- [22] W.S.C. Williams. *Nuclear and Particle Physics*.
- [23] A. C. Berriman, D. J. Hinde, M. Dasgupta, C. R. Morton, R. D. Butt, and J. O. Newton. *Unexpected inhibition of fusion in nucleus-nucleus collisions*. Nature, 413:144-147,2001.
- [24] <http://www.pelletron.com/tutor.htm> (Acesso 14/02/2014).
- [25] <http://portal.if.usp.br/fnc/pt-br/acelerador-pelletron> (Acesso : 11/03/2014).
- [26] <http://www.pelletron.com/charging.htm>. (Acesso em 11/03/2014).
- [27] T.J.BONAGAMBA, K.W.CAPELLE, and E.R.de.AZEVEDO. *A RMN e suas aplicações atuais*. Ciência Hoje, 37(221):40-48, 2005.
- [28] V.ROTBERG, D.PEREIRA, M.N.RAO, N.UETA, and O.SALA. *Calibration of the tandem pelletron accelerator*. Revista Brasileira de Física, 6(3), 1976.
- [29] Cern, editor. *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. Cern, 1996.
- [30] Rene Brun and Fons Rademakers. *Root - an object oriented data analysis framework*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 389:81-86, 1997.
- [31] Fred S. Goulding and Bernard G. Harvey. *Identification of Nuclear Particles*.
- [32] E.C. VALADARES, A.CHAVES, and E.G.ALVES. *Aplicações da Física Quântica: Do Transistor à Nanotecnologia*, 2005.
- [33] W.R. LEO. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. 1992
- [34] P.A. TIPLER. *Física: Para Cientistas e Engenheiros*, volume 3. 1999.
- [35] <http://www.ortec-online.com/download/am-1-ultra-thin-window-alpha-source.pdf>. (Acesso: 29/05/2014).

- [36] W.T.MILNER. Pacote vaxpak - oak ridge national laboratory. 1987
- [37] Glenn F. Knoll. *Radiation Detection and Measurement*. 3rd edition.
- [38] J.B.Marion and F.C. Young. *Nuclear Reaction Analysis - Graph and Tables*. 1968.
- [39] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi Jr, and C. P. Silva. *Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction*. Physical Review C, 66(014610), 2002.
- [40] L. LA PE NA and M.VILLAVICENCIO. *Problemas Y Ejercicios de Mecánica Cuántica*.2003.
- [41] D.R. Tilley, J.H. Kelleya, J.L. Godwina, D.J. Millener, J.E. Purcell, C.G. Sheua, and H.R.Weller. *Energy levels of light nuclei A = 8, 9, 10*. Nuclear Physics A, 745:155U 362, 2004.
- [42] H.G.BOHLLEN, H.OSENBRINK,et.al., “*Inelastic Scattering of ^{20}Ne and ^{12}C on ^{58}Ni and The Three-Body Continuum*” Z.PHYS.A-Atoms and Nuclei. vol.320-p.237 - 251 (1985).