

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Estudo da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ através da técnica de coincidências γ -partícula

André de Sousa Freitas

Orientador:

Prof. Dr. Leandro Romero Gasques

Banca examinadora:

Prof. Dr. Leandro Romero Gasques (orientador)

Prof. Dr. Marcos Aurelio Gonzalez Alvarez (Univ. Sevilha, Espanha)

Prof. Dr. Djalma Rosa Mendes Junior (UFF)

*Dissertação apresentada ao Insti-
tuto de Física da Universidade de
São Paulo para a obtenção do tí-
tulo de Mestre em ciências.*

São Paulo
2013

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

Freitas, André de Sousa

Estudo da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ através da técnica de coincidências gama-partícula. – São Paulo, 2013.

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

Orientador: Prof. Dr. Leandro Romero Gasques

Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Física; 2. Física nuclear; 3. Física experimental; 4. Física moderna; 5. Reações nucleares.

USP/IF/SBI-050/2013

À Valdete, ao Davi e à Heloísa.

Agradecimentos

A Deus, pela vida e pelas oportunidades.

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

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

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

Aos professores José Roberto Oliveira, Luiz Carlos Chamom, Nilberto Heder Medina e Roberto Vicençotto Ribas pela disposição em ajudar.

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

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

Resumo

A reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ foi estudada no Laboratório Aberto de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo em energias próximas a barreira coulombiana ($V_B \approx 27,5$ MeV). Medidas foram realizadas em *singles* e a partir da técnica de coincidências γ -partícula utilizando o espectrômetro Saci-Perere (Sistema Ancilar de Cintiladores plásticos e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento). Para o processo de excitação inelástica, uma contribuição relevante da quebra do projétil em partículas alfa ($Z = 2$) foi identificada, sobretudo para ângulos traseiros. No processo de fusão completa, houve uma presença predominante do núcleo residual ${}^{126}\text{Xe}$, formado pela absorção de toda carga do projétil pelo alvo, seguido da evaporação de nêutrons. Raios- γ do ${}^{126}\text{I}$ foram observados em coincidência com partículas com $Z = 1$, sugerindo a transferência de um lítio para o alvo. A identificação do processo de fusão incompleta se deu através da observação de raios- γ provenientes do ${}^{123,124}\text{Te}$, medidos em coincidência com partículas alfa. A transferência de 1 nêutron (*n-stripping*) foi identificada a partir da emissão de raios- γ do ${}^{121}\text{Sn}$ medidos em coincidência com partículas alfa.

Abstract

The reaction ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ was studied at the Laboratório Aberto de Física Nuclear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo at energies around the coulomb barrier ($V_B \approx 27.5$ MeV). Measurements were carried out in singles and using the γ -particle technique through the Saci-Perere spectrometer (acronym for Sistema Ancilar de Cintiladores e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento). As regards the inelastic excitation process, a relevant contribution from the breakup of the projectile in fragments with $Z = 2$ was clearly observed, mainly at backward angles. Concerning the complete fusion, the most important channel was identified as ${}^{126}\text{Xe}$, formed after the absorption of all charged fragments of the projectile by the target, followed by the evaporation of neutrons. Gamma-rays from the ${}^{126}\text{I}$ were observed in coincidence with $Z = 1$ particles, suggesting the transfer of Li isotopes from the projectile to the target. The identification of events related to the incomplete fusion was made through the measurements of gamma-rays from the ${}^{123,124}\text{Te}$, observed in coincidence with alpha particles. The transfer of 1 neutron to the target was identified by the observation of gamma-rays produced in the transition between excited states of ${}^{121}\text{Sn}$, acquired in coincidence with alpha particles.

Sumário

Resumo/Abstract	iii
Lista de Figuras	vii
Lista de Tabelas	x
1 Introdução	1
2 Fundamentos Teóricos	6
2.1 Espalhamento entre dois núcleos	6
2.2 Cálculo de Canais Acoplados	8
2.3 Decaimento γ e processos correlatos	10
3 Método experimental	21
3.1 O acelerador Pelletron	22
3.2 Sistema de Detecção e Aquisição de Dados	26
3.3 Eletrônica de Aquisição	29
4 Análise de Dados e Resultados	38
4.1 Redução e análise de dados	39

<i>SUMÁRIO</i>	vi
4.2 Canais da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$	45
5 Conclusão	64
A Cartão do FRESCO	67

Lista de Figuras

2.1	Representação esquemática do momento angular total da reação em três etapas.	16
3.1	Fonte de íons MC-SNICS.	22
3.2	Representação esquemática da trajetória do feixe no acelerador Pelletron, desde a fonte de íons até o sistema de detecção.	25
3.3	Espectrômetro SACI e os detectores HPGe com supressores Compton.	27
3.4	Alvo de ^{120}Sn montado no SACI.	30
3.5	Forma de um pulso gerado por um detector tipo <i>Phoswich</i> e os <i>gates</i> para integração da carga de cada parte do pulso (E e ΔE).	33
3.6	Representação esquemática da eletrônica modular montada para aquisição de dados em coincidência γ -p.	37
4.1	Calibração em energia dos canais dos espectros dos detectores HPGe em unidades de keV. A tabela mostra quais decaimentos radioativos foram utilizados na calibração.	39

4.2	Espectro biparamétrico do detector <i>Phoswich</i> posicionado a 136° , obtido para $E_{lab} = 28,0$ MeV. Na figura estão indicados os grupos com diferentes números de carga. A faixa inferior, sem identificação de número de carga, corresponde a detecção de nêutrons, raios- γ e/ou ruídos em geral.	41
4.3	<i>Gate</i> no espectro de tempo do detector HPGe (C2). Apenas os eventos entre os canais 1850 e 2950 foram considerados na análise.	42
4.4	Representação esquemática do procedimento adotado para determinação do número de contagens de determinado evento correspondente a partículas com dado Z e raio- γ definido. Na imagem, temos um exemplo referente a transição ($2^+ \rightarrow 0^+$) do ^{124}Te ($E_\gamma = 602$ keV) em coincidência com partículas de $Z = 2$	43
4.5	Representação esquemática dos principais canais da reação $^9\text{Be} + ^{120}\text{Sn}$ medidos neste experimento.	46
4.6	Espectros biparamétricos para dois detectores de partículas, um dianteiro ($\theta = 71,8^\circ$) e outro traseiro ($\theta = 117,2^\circ$). Para cada um deles, é mostrado o espectro geral (a esquerda) e o espectro dos eventos coincidentes com $E_\gamma = 1171$ keV (a direita).	47
4.7	Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 28,0 MeV.	49
4.8	Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 30,5 MeV.	49
4.9	Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 32,75 MeV.	50
4.10	Seção de choque diferencial da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 28,0 MeV. A linha cheia representa o ajuste teórico.	51

4.11	Seção de choque diferencial da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 30,5 MeV. A linha cheia representa o ajuste teórico.	52
4.12	Seção de choque diferencial da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energias de 32,75 MeV. A linha cheia representa o ajuste teórico.	52
4.13	Parte do espectro em <i>singles</i> de raios- γ adquiridos em Agosto/2012 com feixe de berílio metálico a 30,5 MeV.	54
4.14	Níveis de energia dos decaimentos do ^{126}Xe . Em destaque, as transições observadas nos espectros adquiridos em <i>singles</i>	54
4.15	A esquerda, o espectro biparamétrico com seleção de eventos de $Z = 1$. A direita, espectro de raios- γ obtido em coincidência com partículas de $Z = 1$. Os raios- γ destacados procedem do isótopo ^{126}I	55
4.16	Distribuição angular do número de eventos por ângulo sólido relacionados ao isótopo ^{126}I adquiridos em coincidência γ -partícula.	57
4.17	Esquema de decaimentos para a) ^{123}Te , b) ^{124}Te e c) ^{121}Sn [29, 28, 30]. Os raios- γ destacados foram identificados em coincidência com partículas de $Z = 2$	58
4.18	Espectro de raios- γ obtido em coincidência com partículas de $Z = 2$	59
4.19	Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) para raios- γ detectados do ^{123}Te para as energias de 28, 30,5 e 32,75 MeV.	60
4.20	Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) para raios- γ detectados do ^{124}Te para as energias de 28, 30,5 e 32,75 MeV.	61
4.21	Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) para raios- γ detectados do ^{121}Sn para as energias de 28, 30,5 e 32,75 MeV.	63

Lista de Tabelas

3.1	Posicionamento e ângulo sólido dos orifícios dos colimadores em cada detector $E-\Delta E$ [23].	28
3.2	Posicionamento dos detectores HPGe em relação ao feixe.	30
3.3	Energias (no sistema do laboratório e do centro de massa) do feixe de ${}^9\text{Be}$ utilizadas no experimento.	35
4.1	Valores de Q para as transferências do ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^8\text{Li}$ para cada valor de energia de bombardeio.	56

1

Introdução

Ainda antes do surgimento da escrita, a curiosidade e o ímpeto científico do ser humano o levou a observar o mundo a sua volta em busca de respostas. Entre os assuntos mais antigos dessa fantástica curiosidade estão os corpos celestes, que a luz de extensas e prolongadas observações passaram, gradativamente, a serem percebidos cada vez mais como objetos passíveis de alguma previsão, onde a compreensão científica tomou o lugar de uma visão mística anteriormente estabelecida. A motivação do ímpeto científico – a busca por respostas ainda que aparentemente inalcançáveis, tomou força e em séculos de pesquisa a humanidade experimentou grandes progressos. Uma particular e notável busca nesse grande cenário está na

compreensão de como os elementos que conhecemos se tornaram o que são, e nesse empreendimento, a compreensão preliminar da estrutura da matéria, sua composição em termos atômicos bem como a estrutura nuclear, são ingredientes fundamentais a serem considerados. O aprimoramento científico necessário para se responder essa questão passou, entre muitos outros importantes momentos da ciência, pelo experimento de Rutherford – cujos resultados contribuíram para o desenvolvimento da física quântica, pelo conhecimento da estrutura nuclear em seus constituintes, e através da compreensão subsequente dos mecanismos de reações nucleares as portas se abriram para a compreensão dos mecanismos de formação dos elementos. Ao longo das últimas décadas, pesquisadores de diversas áreas da física e astrofísica nuclear alcançaram grandes progressos, e os modelos teóricos atuais explicam com relativo sucesso a nucleossíntese de elementos em processos estelares. Em relação a síntese de elementos pesados, em especial, é imprescindível a compreensão de reações nucleares envolvendo núcleos que se distanciam da linha de estabilidade, os chamados núcleos exóticos. O estudo de reações nucleares envolvendo tais núcleos instáveis, entretanto, só se tornou possível com o desenvolvimento tecnológico que permitiu a produção de feixes radioativos, o que aconteceu a não mais que quatro décadas [1, 2]. Assim, o estudo de reações envolvendo feixes exóticos tem despertado grande interesse na atualidade, e vários centros de pesquisa no mundo tem implementado sistemas de produção de feixes radioativos para pesquisa, entre os quais o Brasil, que possui o *Radioactive Ions Beams in Brazil* (RIBRAS), instalado no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo há quase uma década[3].

Entretanto, a utilização de feixes radioativos está associada a dificuldades técnicas, que por vezes podem restringir suas aplicações. Dentre essas dificuldades, uma das mais relevantes é a baixa intensidade dos feixes produzidos ($\sim 10^5$ pps). Em contrapartida, o estudo de reações envolvendo núcleos estáveis fracamente ligados,

tais como ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10,11}\text{B}$, tem se mostrado uma alternativa interessante, já que os resultados fornecem um panorama geral onde os canais e os produtos de reações são em geral similares àqueles obtidos em reações envolvendo núcleos radioativos [4, 5]. Em se tratando de núcleos dessa natureza, o processo de fusão pode ocorrer da maneira usual, onde os núcleos interagentes tem energia suficiente para atravessar a barreira coulombiana e formar um núcleo composto; ou alternativamente, o projétil pode se quebrar em diferentes fragmentos antes de alcançar o alvo, dando origem a dois processos distintos: (i) fusão completa, que ocorre quando toda a massa do projétil é capturada pelo alvo na formação do núcleo composto, e (ii) fusão incompleta, que ocorre quando nem todos os fragmentos carregados são capturados pelo alvo. Em qualquer desses cenários, o processo de fusão depende da estrutura dos núcleos participantes e dos acoplamentos entre distintos canais de reação, tais como transferência de núcleons e excitação inelástica.

Em se tratando de reações envolvendo núcleos fortemente ligados, cálculos de canais acoplados tem explicado com grande sucesso o aumento da seção de choque de fusão em energias sub-coulombianas em relação a previsões obtidas através de cálculos de modelo de penetração unidimensional de barreiras. Já para reações envolvendo núcleos fracamente ligados, a situação é mais obscura. Assim, essa área de pesquisa tem seus desafios e motivações, sendo os principais deles: o estudo de correlações e acoplamentos entre mecanismos de reações em colisões com íons pesados, a exata compreensão do papel da quebra do núcleo projétil (*breakup*) em relação ao processo de fusão (se esse processo favorece ou compete com a fusão), além da relevância já ressaltada referente aos processos astrofísicos de produção de elementos pesados [6]. Entre os diversos estudos envolvendo reações nucleares com núcleos estáveis fracamente ligados, podemos destacar, por exemplo, as medidas de seção de choque de fusão completa e incompleta realizadas na *Australian National University* (ANU) para as reações ${}^6,7\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$ e ${}^9\text{Be} + {}^{208}\text{Pb}$ [7], ou as medidas

de seção de choque total de fusão para as reações ${}^6,7\text{Li}$, ${}^9\text{Be} + {}^{27}\text{Al}$, ${}^{64}\text{Zn}$, realizadas no laboratório TANDAR na Argentina [8]. Inúmeros outros trabalhos poderiam ser citados aqui, e seus resultados, de maneira geral, tem levado a concluir que para alvos pesados, o processo de *breakup* inibe a seção de choque de fusão completa em energias acima da barreira coulombiana, enquanto a seção de choque de fusão total (completa mais incompleta) não é afetada pelo *breakup*. Em energias abaixo da barreira coulombiana, tanto a seção de fusão completa, quanto a seção de choque de fusão total, sofrem um aumento devido a acoplamentos com o canal de *breakup*. Em relação a alvos de massas intermediárias e leves, uma possível supressão da seção de choque de fusão completa em relação a seção de choque de fusão total não é claramente observada. Independente da massa do alvo, a probabilidade de que nenhum fragmento carregado seja absorvido pelo alvo aumenta a medida que a energia de bombardeio diminui. Para energias abaixo da barreira coulombiana, a não absorção de fragmentos da quebra é o cenário dominante [6, 9].

Recentemente, medidas em coincidência dos fragmentos provenientes do *breakup* de ${}^6,7\text{Li}$ e ${}^9\text{Be}$ impingindo em vários alvos pesados e de massa intermediária, realizadas na ANU, demonstraram que o processo de transferência de núcleons tem papel importante nessas reações [10, 11]. Por exemplo, para diversas reações envolvendo ${}^9\text{Be}$, o processo de *breakup* está predominantemente associado a transferência de 1 nêutron do projétil para o alvo (*n-stripping*), resultando em ${}^8\text{Be}$ que é instável e se quebra em duas partículas alfa ($Q = -1,57$ MeV). Entretanto, do ponto de vista experimental, é muito difícil distinguir entre o processo de transferência e a fusão incompleta, já que ambos resultam no mesmo núcleo composto.

Resumo e estrutura deste trabalho

No presente trabalho, estudamos a reação ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ em energias entre 28 e 33 MeV, que correspondem a valores em torno da barreira de fusão ($V_B = 27,5$ MeV),

utilizando o espectrômetro Saci-Perere (Sistema Ancilar de Cintiladores plásticos acoplado ao Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento) do LAFN. Tais medidas foram realizadas através da detecção de raios- γ em *singles*, e também utilizando a técnica de coincidência γ -partícula, e possibilitaram a identificação de diversos processos associados a excitação coulombiana do alvo, fusão completa e fusão incompleta, seguida ou não da transferência de núcleons entre projétil e alvo.

No que se segue, o capítulo 2 abordará de maneira sucinta os aspectos teóricos relacionados ao presente trabalho. No capítulo 3, será feita uma descrição sobre o acelerador Pelletron e sua fonte de íons, além da explanação da montagem experimental, incluindo detalhes acerca do sistema de detecção e da eletrônica de aquisição de dados. No capítulo 4, será exposta a análise dos dados e os resultados obtidos no experimento, e finalmente, no capítulo 5, as conclusões do trabalho serão apresentadas.

2

Fundamentos Teóricos

2.1 Espalhamento entre dois núcleos

A solução exata de uma colisão entre íons pesados envolve a resolução de um problema de muitos corpos (núcleons) extremamente complexo. De maneira aproximada, a colisão entre dois núcleos pode ser representada por uma função de onda estacionária formada pela sobreposição de uma onda incidente de momento definido $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ com $|\vec{k}| = \sqrt{2\mu E_{cm}}$ que representa o projétil, com uma onda emergente do centro espalhador que representa o produto ejetil da reação. De maneira geral, essa função de onda pode ser obtida através da solução geral da equação de Schrödinger

independente do tempo:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla^2\Psi(\vec{R}) + [V_C(R) + V_N(R,E)]\Psi(\vec{R}) = E\Psi(\vec{R}), \quad (2.1)$$

onde $V_C(R)$ e $V_N(R,E)$ representam respectivamente os potenciais coulombiano e nuclear de interação entre dois núcleos.

O potencial coulombiano pode, por exemplo, ser aproximado pela interação entre uma carga pontual $Z_p e$ e uma esfera com carga $Z_t e$, uniformemente distribuída em um raio dado pela soma entre o raio dos núcleos alvo e projétil $r = r_t + r_p$:

$$V_C(R) = \begin{cases} \frac{Z_t Z_p e^2}{R} & \text{se } R > r \\ \frac{Z_t Z_p e^2}{2r} \left(3 - \frac{R^2}{r^2}\right) & \text{se } R \leq r. \end{cases} \quad (2.2)$$

Quanto ao potencial nuclear, uma possibilidade é utilizar o potencial do tipo Woods-Saxon[12], cuja expressão é dada por

$$V_N(R) = -\frac{V_0}{1 - \exp(R - R_0)/a_0}, \quad (2.3)$$

onde há três parâmetros livres: a profundidade do potencial V_0 , o raio que pode ser expresso como $R_0 = r_0 \sqrt{A_P^{1/3} + A_T^{1/3}}$, onde A_P e A_T são os números atômicos dos núcleos interagentes, e a difusividade a_0 . Dificuldades em obter uma maneira simples e unívoca para sistematizar os parâmetros do potencial Woods-Saxon como função da energia e sistema, revelam a necessidade do desenvolvimento de um modelo mais realista para o potencial nuclear. Outro inconveniente, que surge com a utilização de um modelo teórico que contém muitos parâmetros ajustáveis, resulta na falta de capacidade de previsão dos observáveis que são importantes para compreensão dos mecanismos de reações entre íons pesados. Dentro desse contexto, uma alternativa interessante é a utilização do chamado Potencial de São Paulo (PSP)[13], que ao longo dos últimos anos tem-se mostrado muito eficiente na descrição de reações

nucleares em diversas regiões de massa e energia [14, 15]. A ausência de parâmetros livres e a excelente descrição de dados experimentais para diversos canais de reação conferem ao PSP um grau de confiabilidade sem precedentes no campo da física nuclear. Além disso, conforme indicado pela Equação 2.4, o PSP depende não apenas da distância entre os centros dos núcleos, mas também da energia ou, de maneira equivalente, da velocidade relativa entre os núcleos projétil e alvo.

$$V_{SP}(R,E) = \iint \rho_1(r_1)\rho_2(r_2)v(\vec{R} - \vec{r}_1 + \vec{r}_2)d\vec{r}_1d\vec{r}_2e^{-4v^2/c^2}. \quad (2.4)$$

Frequentemente, no estudo de reações entre íons pesados, utiliza-se o chamado Modelo ótico, onde uma parte imaginária é adicionada ao potencial nuclear com a finalidade de absorver fluxo do canal elástico (supressão da onda emergente). Na maioria das aplicações, a parte imaginária do potencial é representada na forma de um Woods-Saxon, contendo portanto três parâmetros a serem ajustados. Apesar de útil, devido a simplicidade e a capacidade de descrever uma grande quantidade de dados experimentais, deve ser ressaltado que esse procedimento é de certa maneira artificial e está longe de representar uma maneira fundamental de descrever os mecanismos de reações.

2.2 Cálculo de Canais Acoplados

Em uma reação nuclear os núcleos interagentes podem ser excitados para níveis de energia acima do estado fundamental, caracterizando assim o chamado processo de espalhamento inelástico. Outra possibilidade, dependendo da energia cinética relativa entre os núcleos, é que um ou mais nucleons sejam transferidos de um núcleo para o outro, populando partições diferentes do canal de entrada. Sendo assim, a solução completa para a função de onda do espalhamento deve incluir todas essas possibilidades. Uma maneira de obter tal função de onda se dá através de cálculos

de canais acoplados.

Acoplamento de canais inelásticos

Seja um canal de reação definido como $\alpha = a + A$. A hamiltoniana desse sistema pode ser descrita como:

$$\hat{H} = \hat{H}_\alpha + \hat{T} + \hat{V}, \quad (2.5)$$

onde \hat{H}_α é a soma dos hamiltonianos internos, \hat{V} é o potencial de interação entre o núcleo projétil e o núcleo alvo e \hat{T} é o operador energia cinética do sistema.

Para o caso em que um dos núcleos é excitado durante a colisão, por exemplo o núcleo a , a função de onda do sistema possui componentes referentes ao espalhamento elástico e inelástico:

$$\Psi(\vec{r}, \vec{R}) = \sum_k \phi_k(\vec{r}) \psi_k(\vec{R}), \quad (2.6)$$

sendo \vec{R} o vetor posição relativa entre projétil e alvo, \vec{r} o vetor que representa as coordenadas internas do núcleo excitado a e $\psi_k(\vec{R})$ a função de onda que descreve o movimento relativo entre os núcleos do canal α estando o núcleo a no seu k -ésimo estado. Assim, a soma em k deve abranger todos os possíveis estados de a . Sendo ϕ_k funções de onda do núcleo a , e portanto, autofunções do hamiltoniano H_α , para qualquer estado ϕ_k temos que:

$$(\hat{H}_\alpha - \epsilon_k) \phi_k(\vec{r}) = 0. \quad (2.7)$$

Uma vez que o potencial \hat{V} acopla os canais inelásticos, temos que:

$$\hat{V}(\vec{R}) \phi_k(\vec{r}) = \sum_l U_{kl}(\vec{R}) \phi_l(\vec{r}). \quad (2.8)$$

A aplicação do hamiltoniano da Equação 2.5 na sua autofunção total (Equação 2.6) resulta num conjunto de equações acopladas que podem ser obtidas a partir da projeção $\langle \phi_k(\vec{r}) | \hat{H} | \Psi(\vec{r}, \vec{R}) \rangle$. As equações acopladas são descritas por:

$$(E - \epsilon_k - \hat{T}_k - \hat{U}_{kk})\psi_k(\vec{R}) = \sum_{l \neq k} \hat{U}_{kl}\psi_l(\vec{R}), \quad (2.9)$$

sendo uma equação para cada estado k .

Os potenciais de acoplamento são obtidos pelo produto $U_{kl} = \langle \phi_k(\vec{r}) | \hat{V} | \phi_l(\vec{r}) \rangle$, e uma vez determinados, as equações são integradas e as soluções exatas são, em princípio, obtidas.

2.3 Decaimento γ e processos correlatos

A detecção de raios- γ dos núcleos residuais produzidos pela reação ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$ é recorrente neste trabalho. Entretanto, esse é um procedimento no qual alguns fatores peculiares devem ser levados em consideração – desde os fatores mais intrínsecos ao processo de decaimento γ , como a anisotropia de emissão, até os fatores mais práticos, como a de-orientação nuclear decorrente de interações entre o núcleo e o meio material que compõe o alvo. Todos esses fatores implicam em correções a serem consideradas numa aquisição efetuada por detectores de raios- γ . Assim, uma explanação a respeito da teoria do decaimento eletromagnético onde esses efeitos sejam esclarecidos se faz necessária.

Teoria do decaimento eletromagnético

A interação entre um núcleo atômico e um campo eletromagnético é descrita associando-se o operador momento com o potencial vetor através da seguinte relação:

$$\hat{p} \rightarrow -i\hbar\nabla - \frac{q}{c}\vec{A}. \quad (2.10)$$

O cálculo da probabilidade de transição entre um estado quântico inicial $|\varphi_i\rangle$ e um estado final $|\varphi_f\rangle$ de um núcleo através do decaimento eletromagnético se dá pela aplicação da teoria de perturbação dependente do tempo, onde a parte do momento dependente do potencial vetor \vec{A} é tomada como perturbação do sistema. Sendo o termo perturbativo $\frac{q}{c}\vec{A}$, em módulo, muito menor que o termo da energia cinética obtida na ausência de um campo externo, apenas o termo em primeira ordem de \vec{A} é tomado no hamiltoniano total:

$$H(t) = \frac{1}{2m} \left[\vec{p} - \frac{Ze}{c}\vec{A} \right]^2 \approx \frac{\vec{p}^2}{2m} - \frac{Ze}{mc}\vec{A} \cdot \vec{p}, \quad (2.11)$$

onde a carga do núcleo é expressa em $q = Ze$, sendo Z o número atômico e e a carga elementar, m é a massa do núcleo, e c a velocidade da luz no vácuo. Como já dito anteriormente, o termo contendo o produto $\vec{A} \cdot \vec{p}$ é tratado como uma perturbação do hamiltoniano. A probabilidade de transição por unidade de tempo entre os estados inicial e final é dada pela regra de ouro de Fermi:

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle \varphi_f(\vec{r}) | (-\frac{1}{c}\vec{j} \cdot \vec{A}) | \varphi_i(\vec{r}) \rangle|^2 \rho(E_f), \quad (2.12)$$

onde o momento \vec{p} é descrito em função da corrente de densidade de probabilidade através da relação $\vec{j} = (eZ/m)\vec{p}$.

Das soluções para as equações de Maxwell no vácuo, o potencial vetor \vec{A} pode ser expresso como uma combinação linear entre ondas incidentes e emergentes, que ex-

pandidas em termos dos harmônicos esféricos dão origem aos multipolos de transição elétrica ($E\lambda$) e magnética ($M\lambda$). Assim, a probabilidade de transição por unidade de tempo para um dado multipolo é calculada através da seguinte equação:

$$W(\lambda) = \frac{f(\lambda)}{2J_i + 1} |\langle \varphi_f | O_\lambda | \varphi_i \rangle|^2, \quad (2.13)$$

onde J_i é o número quântico associado ao momento angular total do estado inicial do núcleo, $f(\lambda)$ é um fator que independe de qualquer variável dos estados inicial ou final, dado por

$$f(\lambda) = \frac{k^{2\lambda+1}}{\hbar} \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2}, \quad (2.14)$$

e O_λ é o termo de multipolo originário da expansão do potencial vetor em harmônicos esféricos. Na expressão anterior e nas seguintes, k é o número de onda do fóton emergente.

Os multipolos que induzem transições elétricas são calculados a partir da seguinte expressão:

$$O_\lambda(E\lambda) = -\frac{i}{k} \nabla \times (\vec{r} \times \nabla) [j_\lambda(kr) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)], \quad (2.15)$$

sendo j_λ funções de Bessel esféricas de ordem λ e $Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$ harmônicos esféricos. Já os multipolos que induzem transições magnéticas são calculados por:

$$O_\lambda(M\lambda) = (\vec{r} \times \nabla) [j_\lambda(kr) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)]. \quad (2.16)$$

Por não estar diretamente relacionada ao objetivo deste trabalho, as deduções matemáticas dessas expressões não serão aqui detalhadas. Mais informações acerca desse tema podem ser encontradas em [16].

Anisotropia de emissão γ

A emissão de um raio- γ a partir da transição de estados de um núcleo que foi excitado por uma reação nuclear segue alguns critérios de correlação angular, ou seja, a direção em que o fóton é emitido está relacionada com os estados iniciais e finais do alvo e do projétil, o que se traduz como anisotropia de emissão. Essa anisotropia se expressa num valor de probabilidade de emissão angular, e o cálculo dessa probabilidade será exposto brevemente nesta seção.

Dentro de um detector de raios- γ , podemos assumir que existe uma probabilidade por unidade de volume $\varepsilon(r, \theta, \phi)$ de que um fóton seja detectado, dado pelo produto entre a densidade de partículas a serem detectadas e a eficiência do detector. A partir dessa densidade de probabilidade, um tensor estatístico de eficiência $\epsilon_{k\kappa}(ll')$ pode ser definido a partir dos elementos da matriz ϵ de eficiência $\langle lm | \varepsilon(r, \theta, \phi) | l' m' \rangle$, onde o estado $|lm\rangle$ corresponde a um estado do operador momento angular L (l é seu autovalor e m sua projeção no eixo- z). O eixo- z é definido como a direção de propagação do raio- γ . Os parâmetros k e κ são os autovalores associados ao operador de momento angular $k = L - L'$. Segundo A. J. Ferguson[16], cada elemento do tensor estatístico de eficiência está definido para cada conjunto de valores de l , l' e k como:

$$\epsilon_{k\kappa}(ll') = \sum_{l''} (-)^{l''-m''} (lm, a' - m' | k\kappa) \langle lm | \varepsilon(r, \theta, \phi) | a' m' \rangle, \quad (2.17)$$

onde $(lm, a' - m' | k\kappa)$ são coeficientes de Clebsch-Gordon. Cada um desses elementos possuem $2k + 1$ parâmetros κ , que variam de uma unidade entre $-k$ e $+k$.

Por outro lado, um *ensemble* formado por elementos com uma distribuição estatística de estados pode ser representado por uma função de onda de estado não-puro $|\Psi\rangle = \sum_j |\psi_j\rangle e^{i\phi_j}$, composto pela combinação dos estados puros $|\psi_j\rangle$ (estado de cada elemento j do *ensemble*) com uma fase aleatória ϕ_j . Se os estados puros são

funções de um operador momento angular L , então eles podem ser representados por $|\psi_j\rangle = \sum_{lm} |lm\rangle \langle lm|\psi\rangle$. Para esse *ensemble*, a matriz ρ densidade de estados é expressa por $\langle lm|\rho|l'm'\rangle = \langle \langle lm|\psi\rangle \langle \psi|l'm'\rangle \rangle$ onde os *brackets* $\langle \dots \rangle$ exteriores indicam a média sobre o *ensemble* completo. De forma análoga ao tensor estatístico de eficiência, um tensor estatístico de densidade também pode ser definido pela Equação 2.17, substituindo $\varepsilon(r,\theta,\phi)$ por ρ .

A função de correlação W entre a emissão de um raio- γ por um núcleo descrito pela função de onda $|\Psi\rangle$ e a eficiência de detecção é dada pelo valor médio da matriz eficiência em relação ao estado não-puro do *ensemble* $\langle \Psi|\epsilon|\Psi\rangle$. Como mostrado em [16], essa função pode ser expressa como $W = \text{Tr}[\epsilon\rho]$. Em termos dos tensores estatísticos de eficiência e de densidade,

$$W = \sum_{l'l'k\kappa} \rho_{k\kappa}(l'l') \epsilon_{k\kappa}^*(l'l'). \quad (2.18)$$

Os elementos do tensor estatístico de densidade que dão origem a estados que possam ser representados por ondas planas, com ou sem spin, são chamados de ‘parâmetros de radiação’. O parâmetro de radiação para uma partícula sem spin é dado por

$$\rho_{k0}(l'l') = \frac{e_l e_{l'}}{4\pi} (-)^{l'} (l0, l'0 | k0), \quad (2.19)$$

onde $e_l = \sqrt{(2l+1)}$. Para outros valores de κ ($\neq 0$) os parâmetros de radiação se anulam.

Para partículas com spin $J = L + S$:

$$\rho_{k\kappa}(jj') = \sum_{k_l k_s} \rho_{k_s \kappa}(s\sigma)(l0, l'0 | k_l 0)(k_l 0, k_s \kappa | k\kappa) g(jj'), \quad (2.20)$$

sendo

$$g(jj') = \frac{(-)^{l'}}{4\pi} e_l e_{l'} e_j e_{j'} e_{k_l} e_{k_s} \left\{ \begin{array}{ccc} l & s & j \\ l' & s & j' \\ k_l & k_s & k \end{array} \right\}, \quad (2.21)$$

e os termos entre colchetes são coeficientes 9- j de Wigner.

Os parâmetros de radiação para um feixe de raios- γ não polarizado são:

$$\rho_{k0}(jj') = \frac{e_j e_{j'}}{8\pi} (-)^{j'-1} (j1, j' - 1 | k0). \quad (2.22)$$

Pode-se mostrar[16] que os elementos do tensor estatístico de eficiência coincidem na parte angular com os elementos do parâmetro de radiação para raios- γ . Como dito anteriormente, o tensor estatístico da eficiência de detecção é calculado tomando-se o eixo- z coincidente com a direção de emissão do fóton. A expressão desse tensor para um detector posicionado em um determinado ângulo em relação a direção do feixe é obtida aplicando uma rotação que leva o eixo- z da direção onde está posicionado o detector para a direção coincidente com o feixe. Aplicando essa rotação e considerando um detector de raios- γ não sensível a polarização, sua expressão é dada por:

$$\epsilon_{k0}(jj') = 2D_{\kappa'\kappa}^k(\phi, \theta, 0) \rho_{k0}(jj'), \quad (2.23)$$

onde $D_{\kappa'\kappa}^k$ é um elemento da matriz rotação.

A correlação angular para um processo envolvendo detecção de partículas procedentes de uma reação nuclear é obtida a partir da composição do tensor estatístico para estados de momento angular composto. A relação de composição de um tensor estatístico para um estado de momento angular $L = L_1 + L_2$ é dada em termos dos

elementos dos tensores estatísticos de L_1 e L_2 como:

$$\rho_{k\kappa}(ll') = \sum_{k_1, \kappa_1, k_2, \kappa_2} \rho_{k_1, \kappa_1}(l_1 l'_1) \rho_{k_2, \kappa_2}(l_2 l'_2) (k_1 \kappa_1, k_2 \kappa_2 | k \kappa) \hat{l} \hat{l}' \hat{k}_1 \hat{k}_2 \begin{Bmatrix} l_1 & l_2 & l \\ l'_1 & l'_2 & l' \\ k_1 & k_2 & k \end{Bmatrix}. \quad (2.24)$$

Uma reação onde há ejeção de partículas e raios- γ , que serão detectados em coincidência, pode ser dividida, em termos do momento angular total, em 3 etapas: (i) a etapa inicial, onde o momento angular total é composto pela soma entre os spins do alvo e do projétil ($A = S_t + S_b$); (ii) uma etapa intermediária, onde alvo e projétil reagem dando origem a partícula ejetada que será detectada e um núcleo residual originalmente em um estado excitado ($A + L = B + L_p$); (iii) a etapa final, quando o núcleo residual decai para o estado fundamental emitindo um raio- γ ($B = L_\gamma + S_c$). A Figura 2.1 mostra esquematicamente essas etapas.

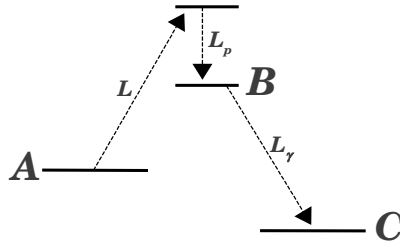


Figura 2.1: Representação esquemática do momento angular total da reação em três etapas.

A função de correlação para tal processo pode ser escrita como:

$$W = \sum \rho_{k_{st} \kappa_{st}} \rho_{k_{sb} \kappa_{sb}} \rho_{k_L \kappa_L} \epsilon_{k_p \kappa_p}^* \epsilon_{k_\gamma \kappa_\gamma}^* \epsilon_{k_c \kappa_c}^*. \quad (2.25)$$

Utilizando os parâmetros de radiação para partícula sem spin em $\rho_{k_L \kappa_L}$, para partícula com spin em $\rho_{k_s \kappa_s}$ (tanto para alvo, projétil e núcleo residual) e para raio- γ

no cálculo de $\epsilon_{k\gamma\kappa\gamma}$, e lançando mão da relação de composição tensorial da Equação 2.24, obtemos a expressão desse fator de correlação para detecção em coincidência γ -partícula, que pode ser escrita como:

$$W = \sum_k A_k P_k(\cos \theta'), \quad (2.26)$$

onde o ângulo θ' é o ângulo entre o detector de partícula e o detector de raios- γ , P_k são polinômios de Legendre e

$$A_k = \sum_{\Gamma} \langle b|L_p||a\rangle \langle b|L'_p||a\rangle^* \langle c|L_\gamma||b\rangle \langle c|L'_\gamma||b\rangle^* \langle a|L||b\rangle \langle a||L'|b\rangle^* w(\Gamma), \quad (2.27)$$

sendo Γ o conjunto de todos os números quânticos (com excessão de k) associados a todos estados possíveis presentes (κ, l, l' etc.). O parâmetro $w(\Gamma)$ refere-se a uma extensa combinação de coeficientes envolvendo Γ . Os estados $|a\rangle$, $|b\rangle$ e $|c\rangle$ são, respectivamente, o estado de momento angular total inicial (a soma entre o spin do feixe, o spin do alvo e o momento angular da reação), intermediário (antes da emissão do raio- γ , ou seja, a soma do momento angular total do núcleo composto com o momento angular total da partícula ejetada), e final (momento angular total do núcleo residual). A barra dupla dentro dos *brackets* indica a conservação de momento angular (por exemplo, em $\langle c|L'_\gamma||b\rangle$, b é autovalor do operador $S_c + L_\gamma$).

A Equação 2.26 pode ser reescrita em termos do posicionamento angular do detector de partícula (θ_p, φ_p) e do detector de raio- γ $(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ em relação a direção do feixe. Para isso, usa-se a relação:

$$\cos \theta' = \cos(\varphi_p - \varphi_\gamma) \sin \theta_p \sin \theta_\gamma + \cos \theta_p \cos \theta_\gamma. \quad (2.28)$$

Integração da eficiência no detector

O fato do detector possuir um tamanho finito, acarreta em um fator de correção que leva em consideração a integração dos elementos da probabilidade de detecção $\varepsilon(r, \theta, \phi)$ em todo volume útil do detector. Assim sendo, a Equação 2.23 toma a forma

$$\epsilon_{k0}(jj') = 2\rho_{k0}(jj') \int dV \varepsilon(r, \phi, \theta) D_{\kappa 0}^k(\phi, \theta, 0). \quad (2.29)$$

A parte radial de $\varepsilon(\vec{r})$ provém da densidade de partículas em \vec{r} (para uma origem de emissão aproximadamente pontual é proporcional a $1/r^2$) e não contribui para a função de correlação angular, senão por um fator constante. Se o detector possui simetria cilíndrica, o elemento do tensor estatístico de eficiência toma a forma:

$$\epsilon_{k0}(jj') = 4\pi D_{\kappa 0}^k(\phi, \theta, 0) \rho_{k0}(jj') \int \varepsilon(\theta') P_k(\cos \theta') d(\cos \theta'). \quad (2.30)$$

Normalizando os parâmetros de eficiência $\epsilon_{k\kappa}$ pelo valor para $k = 0$ de um detector pontual ϵ_{00}^δ , a correção para ϵ_{k0} onde o tamanho do detector está sendo considerado é dada por:

$$\epsilon_{k0}(jj') = \epsilon_{k0}^\delta(jj') Q_k, \quad (2.31)$$

onde

$$Q_k = \frac{\int_0^\pi \varepsilon(\theta) P_k(\theta) d(\cos \theta)}{\int_0^\pi \varepsilon(\theta) P_0(\theta) d(\cos \theta)}. \quad (2.32)$$

A integração da expressão 2.30 depende de $\varepsilon(\theta')$, o que só é possível conhecendo a geometria do detector e o coeficiente de absorção de raios- γ em seu volume útil. Uma expressão usual para a probabilidade de detecção é $\varepsilon(\theta') \propto e^{-\tau(E_\gamma)s(\theta')}$, onde τ é o coeficiente de absorção do cristal de detecção e $s(\theta')$ é a distância percorrida pela radiação no detector quando o ângulo entre a direção original do fóton em relação

ao eixo de simetria do detector é θ' .

Com essa correção, a expressão final da correlação angular (Equação 2.26) ganha um fator Q_k em cada termo da somatória.

Efeito do decaimento em vácuo

Além da anisotropia de emissão e do tamanho finito do detector, há ainda um outro efeito que não pode ser ignorado quando o assunto é detecção de raios- γ . Trata-se do efeito de de-orientação angular, ou precessão de spin, quando o núcleo residual recua rompendo suas ligações atômicas com o alvo e emitindo a radiação em vácuo. A precessão de spin é gerada pela interação entre o núcleo e as flutuações do campo magnético atômico no momento em que o núcleo é ejetado do meio material.

O impacto desse efeito é quantificado definindo-se um fator G_k a ser multiplicado pelo elemento $\rho_{k\kappa}(l')$ do tensor estatístico, de modo que a correlação angular fica

$$W = \sum_k A_k G_k P_k(\cos \theta'), \quad (2.33)$$

onde G_k traduz o efeito do termo de momento angular relacionado com a precessão nuclear. Esse fator é calculado como um termo originado pela perturbação associada a interação entre o núcleo e o campo magnético atômico, e como mostrado em [17], tem sua expressão dada por:

$$G_k = \frac{1}{(2I+1)r} \langle Ik m' \kappa | Ik I m \rangle \frac{\langle m' p | b \rangle \langle b | mn \rangle}{1 - i\tau_n E_b / \hbar}, \quad (2.34)$$

onde I é o spin, τ_n a meia vida e E_b a energia do estado nuclear intermediário $|b\rangle$ (entre a ejeção do núcleo e a emissão do raio- γ). Os termos $|mn\rangle$ e $|m'p\rangle$ representam estados da interação entre o núcleo e o campo atômico (termo perturbativo) antes e depois da emissão do raio- γ .

Os estados $|mn\rangle$ são obtidos a partir da interação entre o núcleo recuado e os

multipolos magnéticos (especialmente os termos de quadrupolos) formados no meio material do alvo. Esses termos de multipolos são expressos em termos da frequência de precessão de Larmor do spin nuclear devido ao campo atômico. Essa frequência, que é aqui tomada como uma média quadrática para uma multipolaridade k , é dada por:

$$\langle w^2 \rangle_k = \frac{k(k+1)}{3} \sum_i \frac{\mu_N g H}{\hbar^2} (m_i + 1), \quad (2.35)$$

onde μ_N é o magneton nuclear, g é o fator giromagnético e H o campo magnético médio gerado pela flutuação atômica, que é proporcional ao número atômico Z do núcleo que sofre o recuo e que depende também da velocidade do recuo.

Neste trabalho, foram efetuados cálculos de canais acoplados para a seção de choque da excitação inelástica da reação ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$, onde 5 estados foram acoplados, sendo 4 estados do ${}^{120}\text{Sn}$ e um estado de transferência de 1 nêutron (*n-stripping*). Além do acoplamento de canais, foi feito o cálculo de correlação angular com as correções devido a tamanho finito do detector e decaimento em vácuo aqui apresentadas.

3

Método experimental

Neste capítulo, apresentamos em detalhes a montagem do experimento realizado. Será descrito o funcionamento da fonte de íons, do acelerador Pelletron instalado no LAFN do Instituto de Física da Universidade de São Paulo, do sistema de detecção e da eletrônica modular montada para aquisição de dados. O objetivo principal desse trabalho consistiu na obtenção de informações sobre a influência da quebra (*breakup*) do núcleo estável fracamente ligado ${}^9\text{Be}$ nos diversos processos originados na reação ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$. O ${}^9\text{Be}$ pode quebrar nos canais ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + n$ ($Q = -1.57$ MeV) ou ${}^9\text{Be} \rightarrow \alpha + {}^5\text{He}$ ($Q = -2.47$ MeV), sendo Q a energia de ligação do ${}^9\text{Be}$. Os produtos de reação foram obtidos utilizando o espectrômetro Saci-Perere (Sistema Ancilar de

Cintiladores plásticos e Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento) [18], instalado na canalização 30A do LAFN.

3.1 O acelerador Pelletron

A fonte de íons

O feixe de ${}^9\text{Be}$ foi obtido a partir da fonte de íons *Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering* (MC-SNICS) da NEC¹ instalada no 8º andar do LAFN.

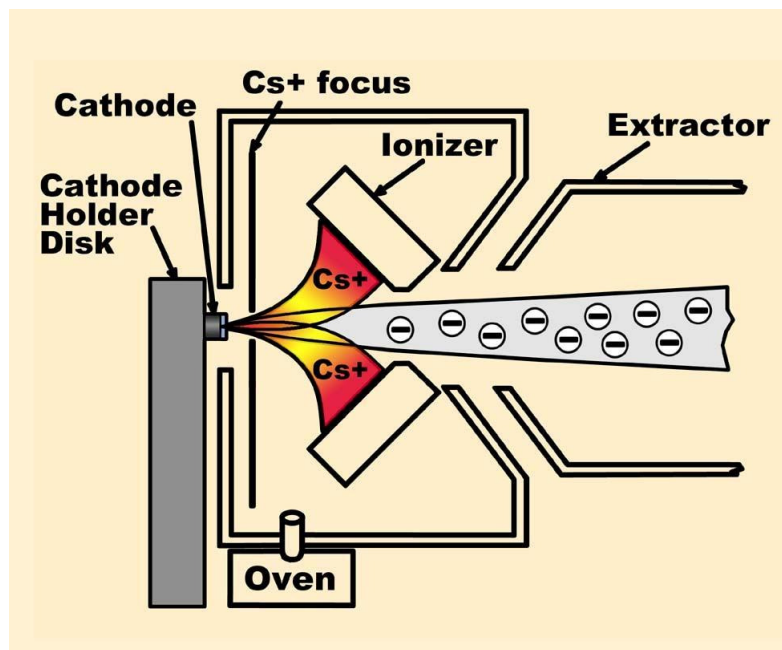


Figura 3.1: Fonte de íons MC-SNICS.

A fonte de íons MC-SNICS, esquematizada na Figura 3.1, é composta basicamente por um reservatório de césio, um cátodo onde o material contendo o elemento do qual se deseja extrair o feixe é depositado, um conjunto de lentes focalizadoras, um ionizador e o extrator. O césio é aquecido a uma temperatura aproximada de

¹National Electrostatics Corporation, Middleton, Wisconsin, EUA.

120°C e se evapora condensando-se na superfície do cátodo e na superfície do ionizador. O ionizador, feito de tântalo e aquecido a uma temperatura da ordem de 1000°C, ioniza o céσιο, que é acelerado em direção ao cátodo, devido a diferença de potencial de -5 kV aplicada entre o ionizador e o cátodo. Ao atingirem o cátodo, os íons Cs^+ pulverizam o material ali depositado, que por sua vez, atravessam a superfície do eletropositivo céσιο, capturando elétrons fracamente ligados e tornando-se íons negativamente carregados. Esses íons, formados do material depositado no cátodo, são extraídos por um potencial de 20 kV, e na sequência são pré-acelerados e focalizados por um tubo acelerador polarizado com uma tensão de 80 kV. Sendo assim, os íons são injetados no acelerador com uma energia de 105 keV.

Foram realizadas duas medidas da reação em períodos diferentes, sendo a primeira em Março de 2012 e a segunda, em Agosto do mesmo ano. Na primeira medida, utilizou-se o óxido de berílio (BeO) no cátodo da fonte de íons, e no segundo período de medidas foi utilizado o berílio metálico para a produção do feixe de ${}^9\text{Be}$.

Transporte e aceleração do feixe

Uma vez produzido e pré-acelerado, o feixe passa por um eletroímã analisador (ME-20) que o deflete em 90° , mudando seu curso da horizontal para a vertical. A equação que descreve a trajetória circular de raio r de uma partícula carregada com carga Ze , massa m e energia E , sob a ação de um campo magnético de intensidade B aplicado na direção perpendicular ao plano do movimento, é dada por:

$$\frac{mv^2}{r} = (Ze)vB \rightarrow \frac{mE}{Z^2} = \frac{1}{2}(Bre)^2. \quad (3.1)$$

Sendo assim, o ME-20 seleciona os íons de interesse em função de sua massa, limpando o feixe da presença de elementos contaminantes. O eletroímã ME-20 é

capaz de defletir feixes até um limite máximo tal que o produto mE/Z^2 seja igual a 20 MeV vezes a unidade atômica de massa. A Figura 3.2 mostra esquematicamente a trajetória do feixe desde sua produção na fonte MC-SNICS até a câmara de espalhamento.

Após o ME-20, o feixe negativo é injetado no acelerador. O Pelletron 8UD é um acelerador do tipo Tandem com tensão máxima no terminal de 8 MV. De fabricação da NEC, a máquina está instalada no LAFN desde 1972[19, 20, 21, 22]. O feixe negativo é acelerado em direção ao terminal de carga do tubo acelerador, que possui uma tensão positiva (V_t), cujo valor é controlado em função da energia que se deseja fornecer para os íons de interesse. O tubo do acelerador é preenchido com o gás SF_6 a uma pressão suficiente para evitar o faiscamento e subsequente perda da carga elétrica produzida no terminal. No centro do tubo de aceleração, o feixe passa por uma fina folha de carbono (espessura $\sim 5\mu g/cm^2$), onde ocorre a troca de carga (*stripping*). O feixe, agora positivo, pode ter variados estados de carga ($+qe$), dependendo da quantidade de elétrons que o feixe perde ao atravessar a folha de carbono. Após a passagem pela folha de carbono, os íons são novamente acelerados em direção a saída do tubo acelerador pelo mesmo potencial do terminal V_t , de maneira que a energia total com a qual o feixe emerge do tubo acelerador é dada por:

$$E_T = eV_i + (q + 1)eV_t, \quad (3.2)$$

onde V_i é o potencial de extração do feixe somado ao potencial aplicado no tubo pré-acelerador (tipicamente $V_i = 105$ kV).

O passo seguinte no transporte do feixe rumo ao alvo inclui uma nova seleção, realizada através de um segundo eletroímã seletor denominado ME-200, cujo limite de deflexão para o produto massa-energia é agora 200 MeV vezes a unidade de massa atômica. Ajustando-se o campo magnético do ME-200, seleciona-se determinado

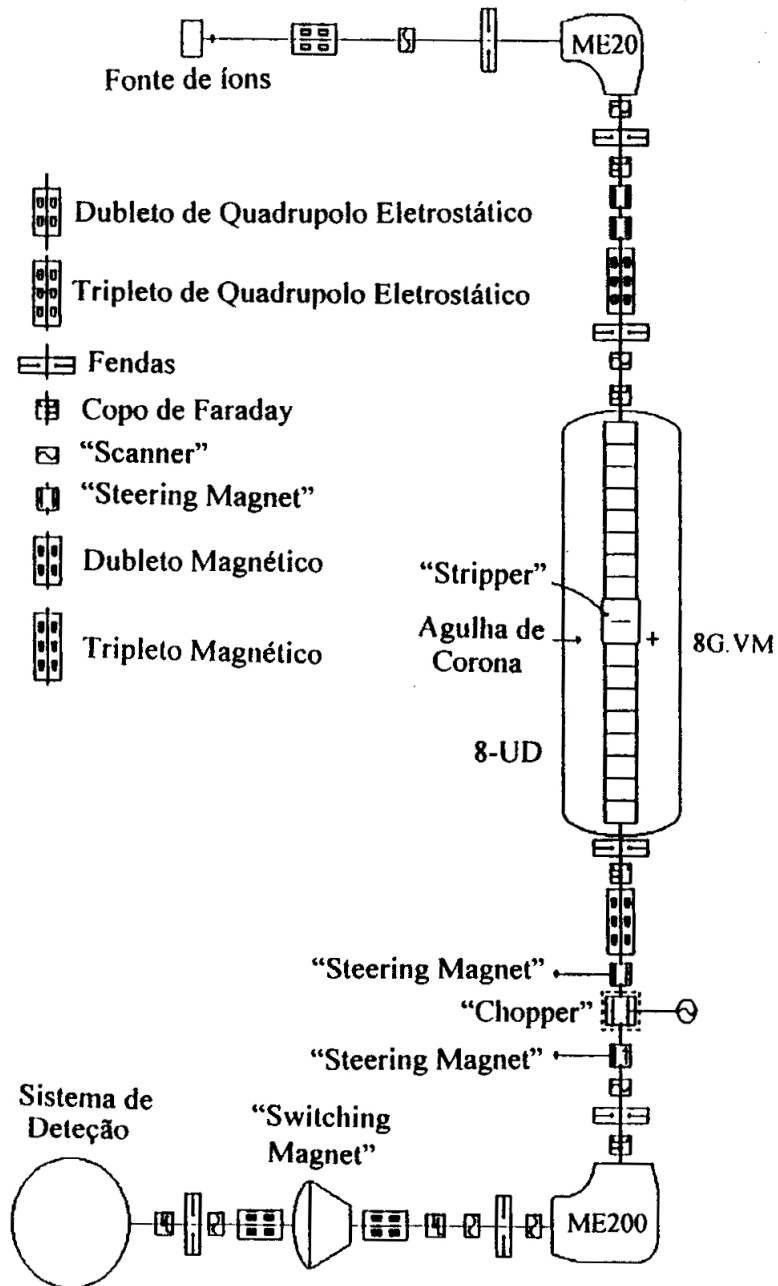


Figura 3.2: Representação esquemática da trajetória do feixe no acelerador Pelatron, desde a fonte de íons até o sistema de detecção.

estado de carga do feixe. O ME-200, defletindo o feixe em 90° , o direciona novamente para a horizontal. O controle de energia é feito automaticamente, por um sinal elétrico gerado pela diferença de corrente em um conjunto de fendas situado na saída do ME-200 e conectado por um tródo a uma agulha de corona no terminal de carga do acelerador. Desse modo, desvios do feixe, resultantes da variação de sua energia, provocam variações de corrente na agulha de corona, que irá atuar diretamente no ajuste do potencial de carga do acelerador, corrigindo o valor da energia.

Finalmente, para direcionar o feixe para uma das canalizações do LAFN, um outro eletroímã (*Switching Magnet*) é utilizado. Em nosso experimento, utilizamos a canalização 30A, onde está instalado o espectrômetro Saci-Perere. Ao longo da trajetória do feixe, uma variedade de lentes focalizadoras (quadrupolos elétricos e magnéticos), defletores (*trimmers*), copos de Faraday, sistemas de vácuo, colimadores, fendas e monitores de perfil são utilizados para otimizar a passagem do feixe.

3.2 Sistema de Detecção e Aquisição de Dados

Conforme mencionado anteriormente, as medidas foram realizadas na canalização 30A do LAFN, utilizando o espectrômetro Saci-Perere, formado por 11 cintiladores plásticos do tipo *Phoswich* distribuídos em torno do alvo de modo que suas áreas úteis se arranjam na forma de um duodecaedro regular, cobrindo um ângulo sólido de detecção de cerca de 76% de 4π [18]. Além dos detectores de partículas carregadas, o sistema foi implementado para ser utilizado juntamente com um conjunto de 4 detectores de HPGe (*High Purity Germanium*) dotados de supressores Compton para detecção de raios- γ . Devido a problemas com o sistema de detecção, em nosso experimento pudemos utilizar apenas 9 detectores de partículas e 3 detectores de raios- γ . Com o propósito de reduzir o número de eventos nos detectores de partículas

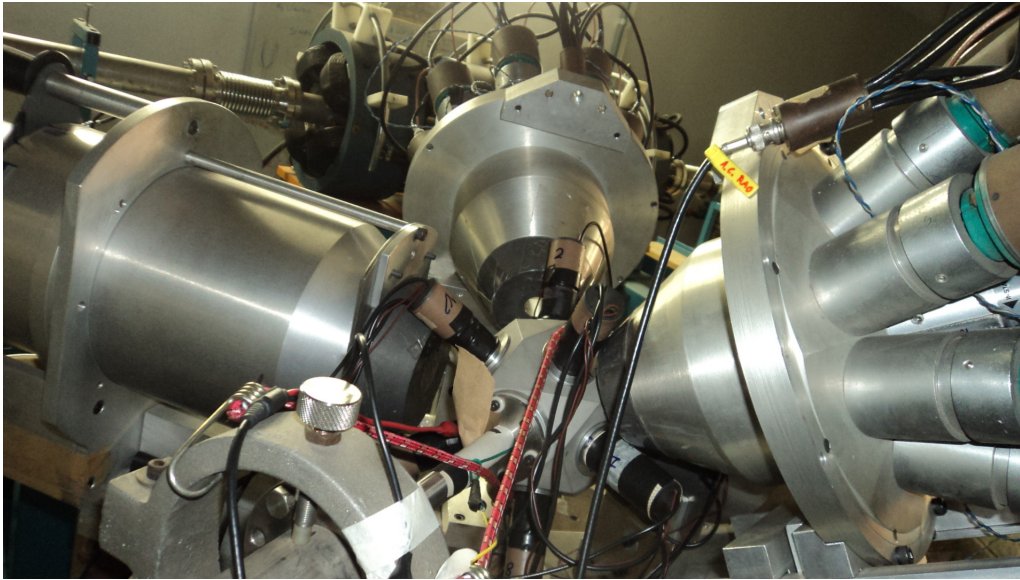


Figura 3.3: Espectrômetro SACI e os detectores HPGe com supressores Compton.

e evitar uma taxa muito alta de contagens, o que poderia danificar os detectores, as superfícies dos cintiladores foram colimadas com uma lâmina de alumínio de aproximadamente 0,3 mm de espessura dotada de pequenos orifícios (com diâmetros entre 0,5 e 3 mm) que, além de cumprir a redução da área de detecção, delimitaram a área do detector definindo com precisão um ângulo de espalhamento específico para cada detector de partícula. A Tabela 3.1 mostra o posicionamento angular dos detectores em relação ao feixe².

Cada detector telescópico tipo *Phoswich* é constituído de dois cintiladores opticamente acoplados com tempo de decaimento distintos, tendo o cintilador rápido espessura de 0,1 mm e tempo de decaimento de 2,4 ns para aquisição do pulso ΔE , e o cintilador lento espessura de 10 mm e tempo de decaimento de 264 ns para aquisição do pulso E ; que acoplados, produzem um pulso analógico cujos valores de energia depositada em cada cintilador por efeito de freamento (E e ΔE) podem

²Os 9 detectores *Phoswich* utilizados possuem uma numeração de acordo com sua posição no espectrômetro. Note que os detectores de número 6 e 11 não estão na Tabela 3.1, pois esses detectores apresentaram defeito durante o experimento.

Tabela 3.1: Posicionamento e ângulo sólido dos orifícios dos colimadores em cada detector E - ΔE [23].

Detector	Ângulo polar θ	Ângulo azimutal ϕ	Ângulo Sólido (10^{-3}sr)
1	30,15°	0,0°	0,48
2	43,60°	108,0°	1,77
3	53,50°	36,0°	2,64
4	65,10°	324,0°	4,71
5	71,80°	252,0°	6,64
7	99,40°	8,4°	7,88
7	99,10°	353,1°	7,73
8	107,60°	296,6°	14,6
8	108,10°	282,1°	14,9
9	118,30°	233,6°	16,7
9	116,40°	216,8°	15,9
9	116,90°	199,0°	16,1
10	127,00°	164,0°	23,9
10	126,50°	146,3°	23,8
10	128,90°	129,9°	24,3

ser medidos. A partir da combinação dos valores de E e ΔE é possível distinguir a partícula detectada, uma vez que o poder de freamento (*stopping power*) depende do número de massa e do número atômico da partícula, de acordo com a fórmula de Bethe-Bloch[24] para energias não relativísticas ($v/c < 0,1$)

$$-\frac{dE}{dx} \propto \frac{A_p Z_p^2 Z_t}{E A_t}, \quad (3.3)$$

onde A_p , Z_p e E são respectivamente número de massa, número atômico e energia do núcleo projétil que é freado por um absorvedor com carga $Z_t e$ e número de massa A_t . No caso particular do sistema Saci-Perere, a resolução em energia dos cintiladores plásticos impossibilita distinguir partículas com mesmo número atômico e diferente número de massa. Sendo assim, por exemplo, prótons, deutérons e trítios

são tratados como um grupo de partículas com $Z = 1$ nos espectros E vs ΔE .

A detecção de raios- γ foi feita a partir de detectores de estado sólido (semicondutores), que possuem maior resolução em energia em relação aos cintiladores. A Tabela 3.2 mostra o posicionamento angular relativo ao feixe incidente dos detectores. Os detectores de estado sólido são formados por cristais com diferentes dopagens unidos por uma interface formando uma zona de depleção (região com concentração de portadores de carga elétrica), que pode ser aumentada pela aplicação de uma diferença de potencial a fim de impedir a condução elétrica para sinais de pequena amplitude provenientes de ruídos. A incidência de um raio- γ na região de depleção faz com que um elétron da banda de valência absorva sua energia e seja transferido para a banda de condução do semicondutor, gerando um pulso que poderá ser processado por uma eletrônica onde informações como tempo de chegada e energia da radiação incidente são extraídas.

No experimento, utilizou-se detectores semicondutores de HPGe dotados de supressores Compton. Os supressores são cintiladores de BGO (germanato de bismuto, $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) de alta eficiência em detecção que envolvem os detectores HPGe. Eventos relacionados ao efeito Compton (deslocamento de energia e trajetória) são vetados pelo sistema de aquisição através da coincidência entre os sinais gerados pelos detectores HPGe e os supressores. Foram usados 3 detectores HPGe, sendo dois deles de fabricação da Canberra (denominados “C₁” e “C₂”, com eficiência de 60% relativa ao NaI) e um da Ortec (denominado “Ewa”, com eficiência relativa ao NaI de 20%).

3.3 Eletrônica de Aquisição

Os sinais obtidos pelos 9 detectores *Phoswich* e pelos 3 detectores HPGe foram processados por uma eletrônica modular de aquisição capaz de estabelecer a coinci-

Tabela 3.2: Posicionamento dos detectores HPGe em relação ao feixe.

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

**Figura 3.4:** Alvo de ^{120}Sn montado no SACL.

dência entre a detecção de partículas carregadas e os raios- γ (coincidência γ -p). Para cada evento considerado válido pela eletrônica – e portanto computado, mediu-se a energia da radiação γ proveniente do detector HPGe, as energias E e ΔE depositadas nos cintiladores pela partícula carregada coincidente e o intervalo de tempo entre a chegada do raio- γ e a chegada da partícula.

Tratamento de sinais de raios- γ

A cada detecção, os detectores de germânio HPGe produzem um pulso eletrônico que é pré-amplificado internamente e conduzido a um amplificador operacional (fabricação *Canberra* modelo 2026), onde é filtrado e condicionado de modo a manter sua altura proporcional a energia da radiação detectada. Em seguida, esse pulso é convertido em um sinal digital de 12 bits em um ADC (*Analogic-Digital Converter*, fabricação *Phillips* modelo 7164). O mesmo pulso proveniente do detector HPGe é também introduzido paralelamente em um TFA (*Timing and Filter Amplifier*, fabricação *Ortec* modelo 863) para ser filtrado e amplificado com precisão temporal e conduzido a um módulo CFD (*Constant Fraction Discriminator*, fabricação *EG&G-ESN* modelo CF8000) onde um sinal lógico padrão é gerado e utilizado para vetar a coincidência com eventos Compton. Para isso ele é submetido a um módulo GG (*Gate Generator*, fabricação *EG&G-ESN* modelo GG8000) onde o pulso lógico gerado terá sua largura e atraso ajustados de modo a haver sincronia entre esse sinal e o sinal proveniente dos supressores Compton, que seguem desde os detectores BGO passando pelo mesmo processo. Sincronizados os dois sinais (o sinal de tempo do HPGe e o sinal proveniente dos supressores Compton), eles são inseridos no módulo *4-Fold Logic Unit* (fabricação *Phillips Scientific* modelo 754) que confere a ocorrência do sinal lógico proveniente dos supressores cada vez que chega um sinal de tempo dos detectores de γ (operação lógica “and”), e o sinal de tempo é enviado para o TDC (*Time-Digital Converter*, fabricação *Phillips* modelo 7186) apenas na ausência de um sinal proveniente dos detectores Compton. Antes, porém, de ser introduzido no TDC, esse sinal válido (isento de ocorrência Compton coincidente) é submetido novamente a um GG onde é atrasado até que os outros módulos da eletrônica processem a coincidência entre γ -partícula, pois esse sinal cumprirá o papel de *stop* no TDC, visto que o *start* será deflagrado por um sinal gerado após a constatação da coincidência com uma partícula. Todo esse processo foi aplicado aos três detectores

HPGe, e os sinais lógicos gerados após a supressão Compton, além de seguirem ao TDC onde servem de *stop* para a medida de tempo, foram também introduzidos numa unidade *4-Fold Logic Unit* (fabricação *EG&G-ESN* modelo CO4010) onde os sinais de entrada são sintetizados em um único sinal lógico (operação lógica “or”) para viabilizar a constatação de coincidência com partículas na sequência do circuito eletrônico.

Tratamento de sinais de partículas carregadas

Os detectores cintiladores de partículas, acoplados cada um deles a uma fotomultiplicadora, geram um pulso que contém a informação sobre os valores de E e ΔE . A forma do pulso gerado nesses detectores está representada na Figura 3.5, e a separação dos valores de E e ΔE é feita através da integração da carga do pulso em *gates* distintos: um *gate* estreito e sem atraso (~ 30 ns de largura) para integração do ΔE (que é produzido pelo cintilador mais rápido) e um *gate* mais largo (~ 300 ns) e atrasado em cerca de 80 ns em relação ao primeiro *gate* para integração do E , que é produzido pelo cintilador mais lento. Essa integração é feita pelo módulo QDC (*Charge Digital Converter*, fabricação *Phillips* modelo 7166), que utiliza um *gate* temporal específico de integração para cada parte do pulso (E e ΔE) definidos por um circuito que será descrito mais adiante.

O pulso proveniente dos detectores de partículas é reproduzido por um módulo LIN-FI/FO (*Linear Fan-In/Fan-Out*, fabricação *LeCroy* modelo 428F) e direcionando a um TFD (*Timing Fraction Discriminator*, fabricação *Phillips Scientific* modelo 715) onde é convertido em um sinal lógico com a informação sobre o tempo de chegada da partícula. Esse sinal é introduzido em um módulo LOG-FI/FO (*Logic Fan-In/Fan-Out*, fabricação *LeCroy* modelo 428F) onde os sinais provenientes dos 9 detectores são sintetizados em um único sinal (operação lógica “or”), a exemplo do tratamento dos sinais lógicos provenientes dos detectores HPGe para avaliação da

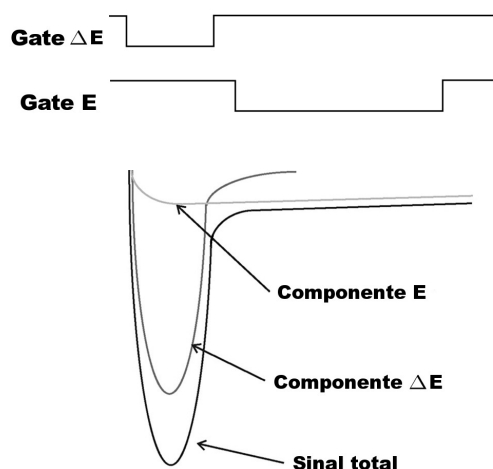


Figura 3.5: Forma de um pulso gerado por um detector tipo *Phoswich* e os *gates* para integração da carga de cada parte do pulso (E e ΔE).

coincidência. Os sinais originais dos detectores são submetidos a linhas de atrasos e atenuadores para condicionar seu processamento pelo QDC. Foram utilizados dois módulos QDCs (ambos de fabricação *Phillips* modelo 7166): um CAMAC-QDCA para a integração de carga da parte do pulso referente a energia ΔE e um CAMAC-QDCW (com *gate* largo) para integração de carga da parte do pulso referente a energia E . Os módulos QDCs carecem de sinais lógicos que venham definir o *gate* de integração de carga do pulso aí introduzido. O sinal lógico do sistema de detecção de partículas produzido para avaliação de coincidência com γ passa antes por um módulo de coincidências, onde é avaliado se o sistema está disponível para aquisição (há um sinal de *busy* gerado enquanto os QDCs estão integrando cargas). Estando disponível, dois sinais lógicos são gerados desse módulo de coincidências, um deles destinado ao QDCA e o outro ao QDCW com o objetivo de definir o *gate* para cada integração. O sinal destinado ao QDCW tem sua largura ajustada e é atrasado por um módulo GG de forma a adequar o *gate* de integração da parte do pulso referente a energia do cintilador E . Completam, assim, o circuito para a leitura dos valores

de E e ΔE dos detectores de partículas.

Coincidência γ -p e gravação dos dados

A coincidência entre os eventos provenientes do sistema de detecção de raios- γ e o sistema de detecção de partículas acontece quando se introduz o sinal lógico derivado dos detectores HPGe e o sinal lógico derivado dos detectores de partículas em um módulo de coincidências γ -p (fabricação *LeCroy* modelo 622), onde apenas eventos coincidentes (operação lógica “**and**”) são considerados válidos. Tanto o sinal proveniente da eletrônica de processamento dos raios- γ quanto de partículas passam por um GG antes de entrarem no módulo de coincidências γ -p, para que os sinais sejam ajustados em função dos tempos de detecção e processamento eletrônico dos pulsos, de modo a garantir a coincidência dos eventos válidos. Esses ajustes são efetuados previamente com auxílio de um pulsador, que simula eventos a serem processados pela eletrônica do sistema de aquisição.

O circuito completo da eletrônica utilizada neste trabalho (representado na Figura 3.6) conta ainda com um sistema de veto e limpeza de módulos, que consiste de um circuito que impede o processamento de um novo evento enquanto o evento anterior estiver sendo processado, evitando assim um atropelamento de informações e a aquisição incorreta de dados. Uma explicação detalhada desse circuito pode ser encontrada na referência [23].

Os dados coletados no CAMAC são gravados no disco rígido de um computador na forma de um arquivo tipo fila (com extensão `.fil`), de modo que para cada intervalo de aquisição (*run*) um arquivo `.fil` é gerado. Para o desenvolvimento da análise dos dados, os arquivos fila foram convertidos em formato ROOT, que é uma plataforma de análise de dados desenvolvido no CERN³ em linguagem C++ de grande desempenho e relativa facilidade de manuseio dos dados.

³European Organization for Nuclear Research

Tabela 3.3: Energias (no sistema do laboratório e do centro de massa) do feixe de ${}^9\text{Be}$ utilizadas no experimento.

Período	E_{lab} [MeV]	E_{cm} [MeV]
Março/2012	28,0; 30,5 e 32,75	26,1; 28,4 e 30,5
Agosto/2012	28,0 e 30,5	26,1 e 28,4

Medidas Realizadas

O experimento foi realizado em dois períodos distintos. No primeiro período (em Março de 2012), injetamos óxido de berílio (BeO) no acelerador selecionando massa 25 no eletroímã ME-20. Esse procedimento foi adotado devido a baixa intensidade de feixe obtido com a utilização de berílio metálico. Com isso, BeO é acelerado até atingir o *stripping* no centro do tubo acelerador e se quebrar em íons de Be e O. Posteriormente, apenas os feixes de berílio com um determinado estado de carga são selecionados pelo eletroímã analisador ME-200. As medidas foram realizadas em três energias distintas. No segundo período (em Agosto do mesmo ano), decidimos injetar berílio metálico no acelerador. Apesar da intensidade do feixe ser menor na entrada do tubo acelerador, o feixe de berílio medido depois de passar pelo eletroímã analisador ME-200 tinha intensidade semelhante ao obtido no primeiro período, que foi de cerca de 1 nA no alvo. Dessa vez, as medidas foram realizadas em apenas duas energias distintas, conforme indicado na Tabela 3.3. Nos dois períodos mencionados, as energias utilizadas variaram em torno do valor da barreira coulombiana para a reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ ($V_B = 27,5$ MeV).

O alvo de ${}^{120}\text{Sn}$, adquirido do laboratório Oak Ridge⁴, com espessura medida no LAFN de $1,66$ mg/cm², foi colado em um suporte metálico e montado no espectrômetro Saci-Perere como mostra a Figura 3.4.

Além das medidas em coincidência, foram realizadas também medidas em *singles*

⁴Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee, USA.

(aquisição do espectro de raios- γ sem a coincidência com partículas e vice-versa). Para calibração da escala de energia dos detectores HPGe, foram utilizadas fontes radioativas de ^{60}Co , ^{133}Ba e ^{152}Eu . Infelizmente, devido a problemas com o acelerador, pudemos adquirir eventos apenas por cerca de 30 horas em cada um dos períodos mencionados, o que configurou uma aquisição de estatística baixa.

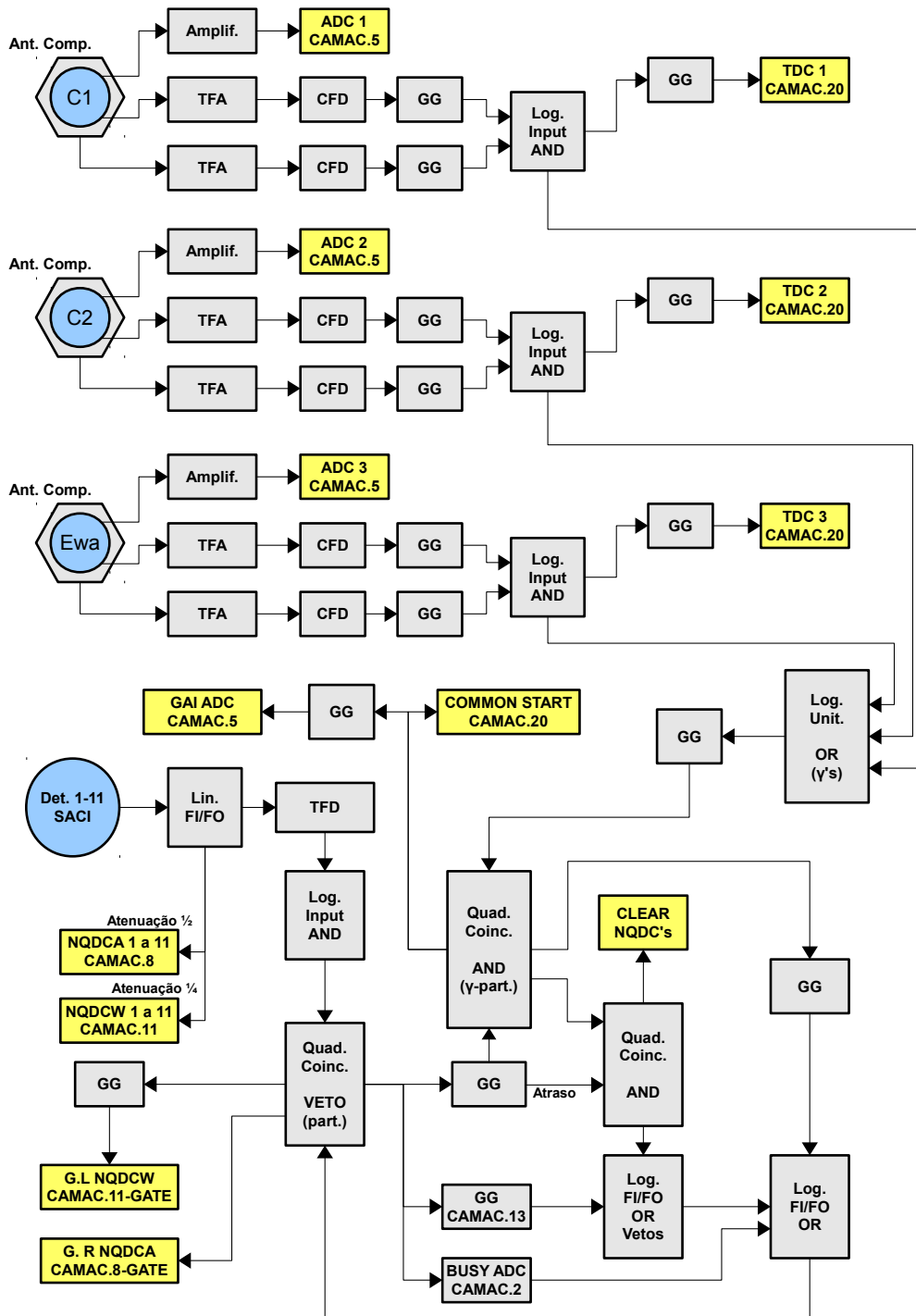


Figura 3.6: Representação esquemática da eletrônica modular montada para aquisição de dados em coincidência γ - γ .

4

Análise de Dados e Resultados

Neste capítulo, vamos discutir o método utilizado na redução dos dados experimentais, bem como apresentar os resultados obtidos para a medida da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$. Na seção 4.1 apresentamos os procedimentos adotados para reduzir os dados experimentais. Na seção 4.2 serão abordados os principais processos identificados nesse experimento: excitação inelástica, fusão completa, fusão incompleta e transferência.

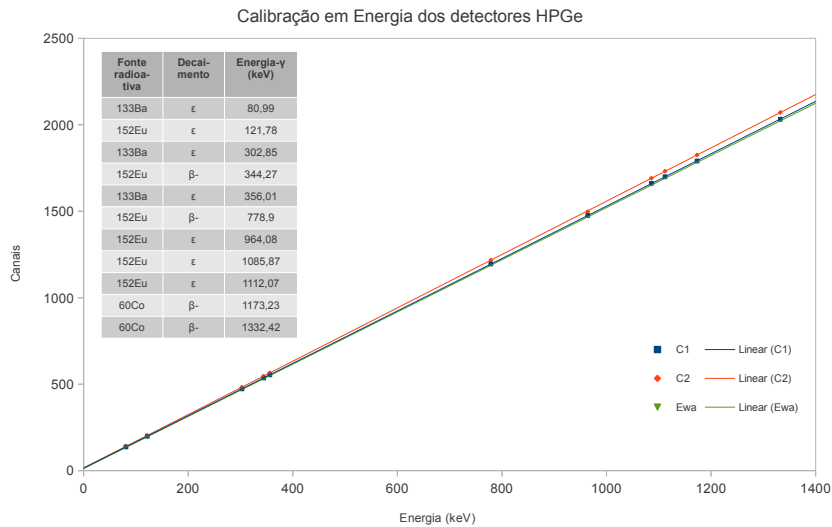


Figura 4.1: Calibração em energia dos canais dos espectros dos detectores HPGe em unidades de keV. A tabela mostra quais decaimentos radioativos foram utilizados na calibração.

4.1 Redução e análise de dados

O primeiro passo na análise dos espectros consistiu no agrupamento dos dados de vários *runs* (intervalos de aquisição) realizados numa mesma energia em um só arquivo do tipo ROOT, além da calibração da escala dos espectros para leitura em unidades de keV, através da utilização de fontes radioativas de ^{60}Co , ^{133}Ba e ^{152}Eu . Uma vez realizado esse procedimento de calibração, os espectros estavam prontos para serem analisados. A Figura 4.1 mostra o ajuste linear efetuado a partir das linhas de emissão das fontes radioativas utilizadas.

Os arquivos ROOT foram gerados com vários espectros: espectros de raios- γ em *singles*, espectros de raios- γ em coincidência com partículas e espectros biparamétricos $E-\Delta E$, a partir dos quais identificou-se a carga da partícula detectada, como ilustra a Figura 4.2. A fim de obter os espectros de raios- γ contendo apenas eventos relacionados com partículas de determinada carga, foram feitos cortes nos espectros

biparamétricos de forma a selecionar apenas partículas com a carga escolhida. Assim, foi possível obter os espectros de raios- γ para cada par de detectores HPGe e *Phoswich* ($3 \times 9 = 27$ espectros para cada energia de aquisição). Os arquivos ROOT também contém os espectros de tempo para cada detector HPGe, conforme ilustrado na Figura 4.3.

De maneira geral, uma primeira filtragem foi realizada identificando transições nucleares de raios- γ correlacionadas com um determinado grupo de partículas de carga Z (em unidades da carga elementar e). Em uma etapa posterior, apenas o pico de interesse, identificado em um determinado espectro de raios- γ , era selecionado. Esse procedimento possibilitou a seleção de eventos de partículas adquiridos em coincidência com esse decaimento γ específico. A soma dos eventos obtidos através da projeção no eixo y (ΔE) do espectro biparamétrico (a área sobre o perfil tipicamente gaussiano), corresponde ao total de contagens relacionado a um determinado processo. Por exemplo, para eventos relativos a absorção de uma partícula alfa proveniente da quebra do ${}^9\text{Be}$ pelo alvo, identificou-se um raio- γ correspondente a transição de um determinado estado excitado do ${}^{124}\text{Te}$ em coincidência com partículas de $Z = 2$ (no caso, o ${}^4\text{He}$ ou ${}^5\text{He}$ que não foi absorvido pelo alvo). Esse processo é ilustrado na Figura 4.4.

Uma forma também utilizada para obtenção do número de contagens, e posterior cálculo da seção de choque total para determinada energia de bombardeio, foi a utilização dos espectros em *singles*. Esses espectros, como já discorrido, contém todos eventos detectados pelos HPGe (suprimidos os eventos Compton) sem coincidências com partículas. O uso de um desses espectros, porém, é bastante facilitado pela identificação prévia dos raios- γ pelo método anteriormente descrito. Nesses casos, o cálculo da seção de choque é mais simples, uma vez que dispensa qualquer correlação com os detectores de partículas, evitando uma série de fatores que no caso anterior devem ser considerados, como será visto mais adiante. A desvantagem, porém, desse

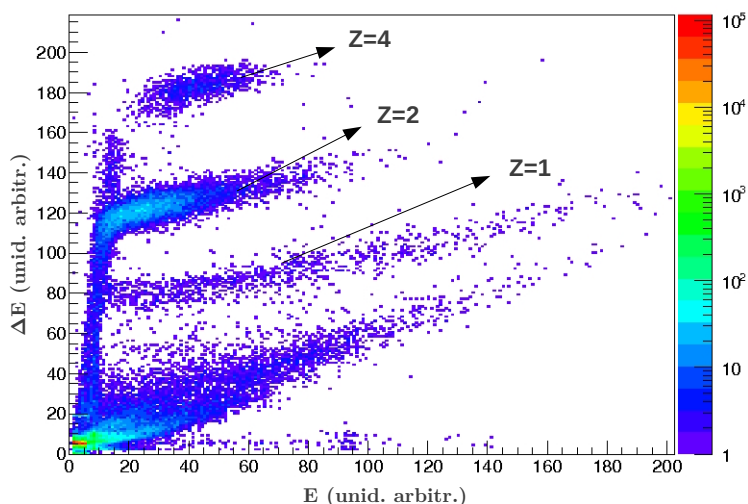


Figura 4.2: Espectro biparamétrico do detector *Phoswich* posicionado a 136° , obtido para $E_{lab} = 28,0$ MeV. Na figura estão indicados os grupos com diferentes números de carga. A faixa inferior, sem identificação de número de carga, corresponde a detecção de nêutrons, raios- γ e/ou ruídos em geral.

método, é a impossibilidade de obter uma distribuição angular de um determinado processo. A única informação possível de ser extraída por esse procedimento é a seção de choque total de reação. Além disso, espectros dessa natureza são, em geral, mais afetados por contagens de fundo e pela presença de outros gamas que não correspondem ao pico de interesse.

Os espectros de tempo dos detectores HPGe foram utilizados para garantir que eventos com intervalo temporal entre a detecção de partículas e raios- γ superiores a cerca de 10 vezes a largura a meia altura (FWHM) da distribuição (tipicamente gaussiana) fossem rejeitados, como mostra a Figura 4.3. Tal restrição acarreta na eliminação de sinais espúrios procedentes dos componentes eletrônicos ou qualquer outra fonte de ruídos, que podem eventualmente ser traduzidos como eventos válidos, apesar da eletrônica montada com seus módulos em coincidência.

A curva de eficiência relativa em função da energia dos raios- γ para cada detector HPGe foi medida recentemente[23], e os resultados foram levados em consideração

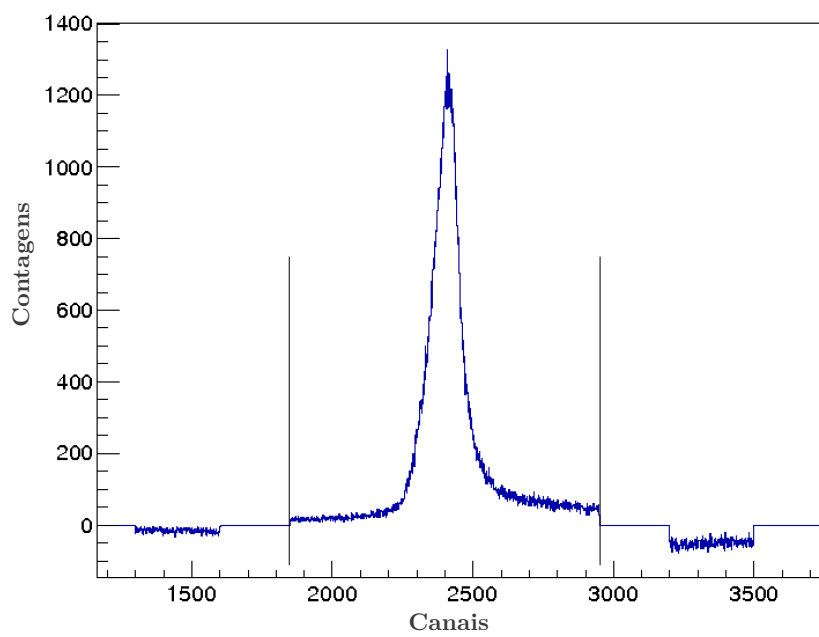


Figura 4.3: *Gate* no espectro de tempo do detector HPGe (C2). Apenas os eventos entre os canais 1850 e 2950 foram considerados na análise.

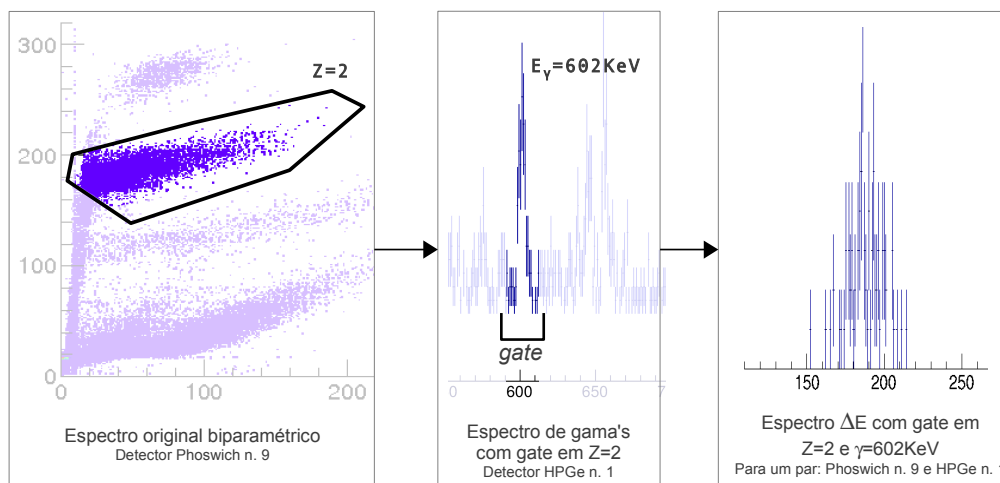


Figura 4.4: Representação esquemática do procedimento adotado para determinação do número de contagens de determinado evento correspondente a partículas com dado Z e raio- γ definido. Na imagem, temos um exemplo referente a transição ($2^+ \rightarrow 0^+$) do ^{124}Te ($E_\gamma = 602 \text{ keV}$) em coincidência com partículas de $Z = 2$.

sempre que números de contagens de raios- γ com energias distintas foram comparados.

Para determinar o número de contagens de cada processo, é possível ajustar uma gaussiana para cada pico de interesse após subtrair um fundo de cada espectro. Para as medidas realizadas sem coincidência, a seção de choque para cada transição do núcleo residual, formado em um estado excitado, pode ser obtida através da relação:

$$\sigma_\gamma = \frac{N_\gamma}{\epsilon_\gamma N_T N_B}, \quad (4.1)$$

onde N_γ é o número de contagens do pico de raio- γ , ϵ_γ é a eficiência absoluta do detector de raios- γ HPGe, N_T é o número de centros espalhadores por unidade de área e N_B é o número de partículas incidentes. No entanto, no experimento em questão, os valores de ϵ_γ e N_B não foram medidos. Há, porém, uma forma alternativa de obter o valor absoluto da seção de choque a partir do número de

contagens de determinado evento. Essa forma consiste em adquirir dados para um feixe com energia suficientemente abaixo da barreira coulombiana, de tal forma que o único processo presente seja a excitação coulombiana. Como os valores de seção de choque para excitação puramente coulombiana são conhecidos (não envolvem o potencial nuclear utilizado), eles fornecem uma relação de normalização entre contagens e valores absolutos de seção de choque dada por:

$$\sigma_\gamma \propto \frac{N_\gamma}{N_\gamma^{E.C.}} \sigma^{E.C.}, \quad (4.2)$$

onde $N_\gamma^{E.C.}$ e $\sigma^{E.C.}$ representam, respectivamente, o número de contagens no pico de interesse e a seção de choque para excitação coulombiana, determinados a uma energia suficientemente abaixo da barreira para garantir que a influência do potencial nuclear pode ser desprezada em toda região angular. Esse método é vantajoso já que não depende de características geométricas do arranjo experimental (ângulo sólido dos detectores, por exemplo), nem do conhecimento prévio acerca da espessura do alvo.

Devido ao efeito de anisotropia da emissão de raios- γ , conforme discutido na seção 2.3 do capítulo 2, a situação se torna de certa maneira mais complicada para medidas realizadas em coincidência. Nesse caso, é importante considerarmos a correlação angular entre determinado raio- γ emitido na direção do detector gama e a ejeção da partícula na direção dos detectores *Phoswich*. Sendo assim, a probabilidade de uma partícula ser detectada na direção (θ_p, φ_p) e um raio- γ ser detectado na direção $(\theta_\gamma, \varphi_\gamma)$ dentro do intervalo temporal que garante a coincidência entre dois eventos deve ser determinada. Essa função, que chamaremos de “Probabilidade de Emissão Direcional” (PED), é dada pela função de correlação angular $W(\theta_\gamma, \varphi_\gamma, \theta_p, \varphi_p)$ definida na Equação 2.26. Por simplicidade, daqui em diante, a representaremos por

$W_{\gamma,p}$. Podemos escrever uma relação para seção de choque diferencial como:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \approx \frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) W_{\gamma,p}. \quad (4.3)$$

Para a intensidade γ temos que:

$$N_\gamma(E, \theta_\gamma, \theta_p) \approx N_T N_B \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} \Delta\Omega_p(\theta_p) \Delta\Omega_\gamma(\theta_\gamma). \quad (4.4)$$

Substituindo a Equação 4.3 na Equação 4.4 e rearranjando os termos, temos que:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) = \frac{N_\gamma(E, \theta_\gamma, \theta_p)}{N_T N_B W_{\gamma,p} \Delta\Omega_\gamma(\theta_\gamma)}. \quad (4.5)$$

4.2 Canais da reação ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$

Um número considerável de processos são possíveis na reação entre os núcleos de berílio e estanho. Por se tratar de um núcleo fracamente ligado, a probabilidade de ${}^9\text{Be}$ quebrar em 2 ou mais fragmentos torna esse sistema interessante para estudar diversos mecanismos de reação e estrutura nuclear. A Figura 4.5 mostra de maneira esquemática os principais canais de reação observados nesse trabalho. A seguir, faremos uma breve descrição desses processos.

Espalhamento Inelástico

No presente experimento, o processo de excitação inelástica do alvo de ${}^{120}\text{Sn}$ foi observado a partir da seleção de eventos adquiridos em coincidência γ -partícula. Raios- γ com energia equivalente a 1171 keV, correspondendo a transição entre os estados $2^+ \rightarrow 0^+$ do ${}^{120}\text{Sn}$, foram observados em coincidência com o ${}^9\text{Be}$ medido nos detectores de partículas ($Z = 4$). Entretanto, uma análise dos espectros biparamétricos demonstrou a existência de partículas com $Z = 2$ em coincidência com

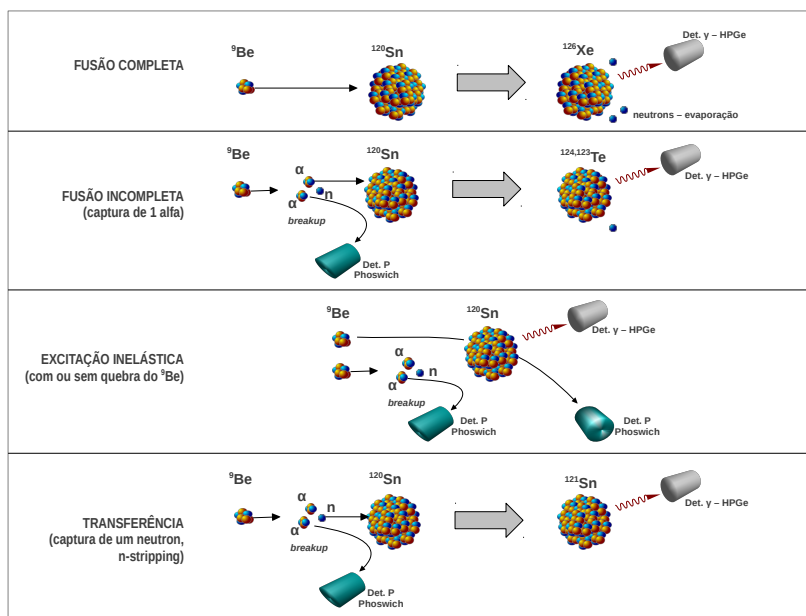


Figura 4.5: Representação esquemática dos principais canais da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ medidos neste experimento.

o mesmo raio- γ correspondente ao primeiro estado excitado do ${}^{120}\text{Sn}$. A Figura 4.6 mostra os espectros biparamétricos para dois detectores de partículas posicionados em $71,8^\circ$ e $117,2^\circ$, onde é possível comparar a presença de eventos com $Z = 2$ e/ou $Z = 4$. Esse resultado sugere que o ${}^9\text{Be}$ pode se quebrar em diferentes fragmentos depois de excitar o alvo, ou, de maneira alternativa, um dos fragmentos (provavelmente uma partícula alfa) proveniente da quebra do ${}^9\text{Be}$ pode excitar o alvo de ${}^{120}\text{Sn}$. Independente do mecanismo de reação, é importante entender a influência do canal de quebra no processo inelástico. Com esse intuito, calculamos uma quantidade proporcional a seção de choque diferencial de espalhamento inelástico para partículas com $Z = 2$ e $Z = 4$, para cada detector de partículas $E - \Delta E$, que denotamos por $s(\theta_p)$. Nessa etapa, $s(\theta_p)$ foi obtida simplesmente dividindo o número de contagens em cada detector pelo seu respectivo ângulo sólido, ou seja $s(\theta_p) = N_\gamma/\Delta\Omega$. Apesar de não levarmos em consideração os efeitos causados pela anisotropia da emissão

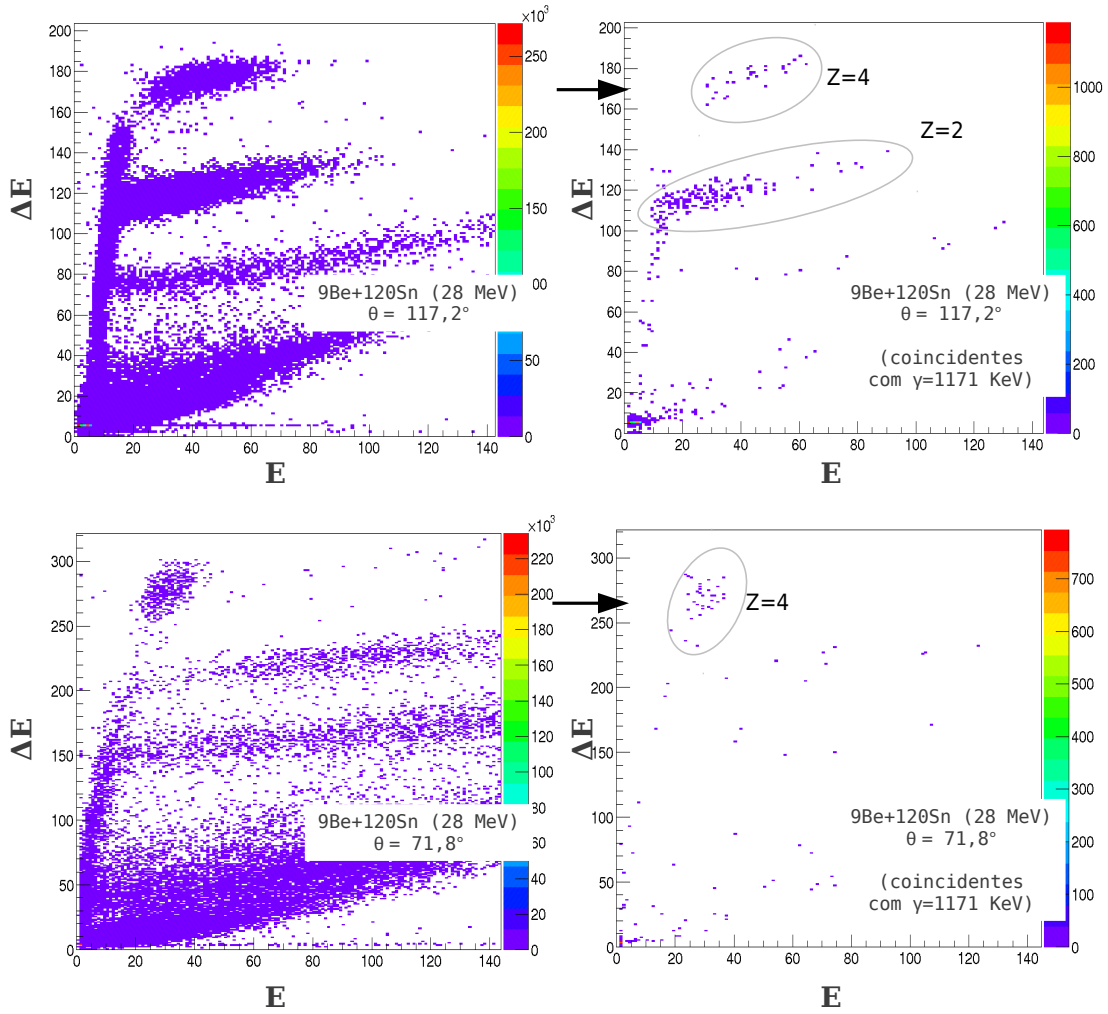


Figura 4.6: Espectros biparamétricos para dois detectores de partículas, um dianteiro ($\theta = 71,8^\circ$) e outro traseiro ($\theta = 117,2^\circ$). Para cada um deles, é mostrado o espectro geral (a esquerda) e o espectro dos eventos coincidentes com $E_\gamma = 1171$ keV (a direita).

de raios- γ nessa etapa, as Figuras 4.7, 4.8, e 4.9 demonstram claramente que uma grande quantidade de partículas com $Z = 2$ provenientes da quebra do ${}^9\text{Be}$ estão em coincidência com $E_\gamma = 1171$ keV correspondendo ao primeiro estado excitado do ${}^{120}\text{Sn}$, predominantemente em ângulos traseiros. Para ângulos dianteiros, a influência desse processo é suprimida em relação aos eventos de espalhamento inelástico do ${}^9\text{Be}$ ($Z = 4$). A identificação desse processo foi possibilitada pelo uso do sistema de detecção em coincidência γ -partícula.

Para a determinação da seção de choque a partir dos dados experimentais, ainda em unidades arbitrárias, utilizamos a seguinte relação:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_p}(E, \theta_p) = \frac{N_p(E, \theta_p)}{\Delta\Omega_p(\theta_p)W_{\gamma,p}} J(\theta), \quad (4.6)$$

onde $J(\theta)$ é o jacobiano da reação (transformação da seção de choque do referencial do laboratório para o centro de massa), $N_p(E, \theta_p)$ o número de contagens para um determinado evento obtido em coincidência (de acordo com o procedimento esquematizado na Figura 4.4), $\Delta\Omega_p(\theta_p)$ o ângulo sólido do detector de partícula e $W_{\gamma,p}$ o fator de correlação angular que já leva em conta os efeitos de decaimento em vácuo, o tamanho finito dos detectores HPGe e a integração em energia devido ao freamento do projétil e/ou ejetil no alvo. Maiores detalhes sobre esses cálculos podem ser encontrados na referência [23].

Com a finalidade de obter os valores da seção de choque diferencial em unidades absolutas (mb/sr), considerando o fato de não ter sido efetuada a integração da corrente no alvo (de onde se extrai N_B) e da eficiência absoluta de cada detector gama ser desconhecida, a normalização foi efetuada a partir dos dados obtidos para ângulos dianteiros, sobre os quais não há efeitos da interação nuclear. Para isso, foi feito um cálculo de canais acoplados considerando o estado fundamental e os três primeiros estados excitados do ${}^{120}\text{Sn}$, além do canal de transferência de um nêutron do projétil para o alvo (*n-stripping*) utilizando o código FRESCO[25]. O

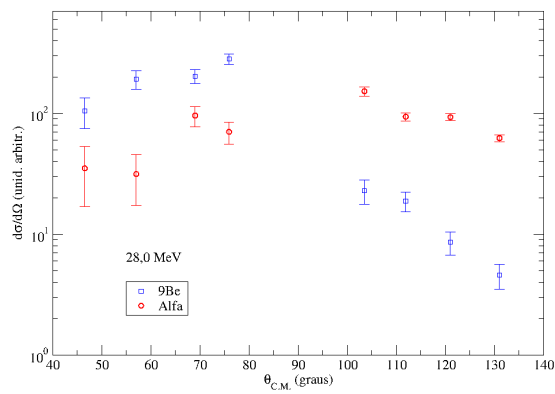


Figura 4.7: Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 28,0 MeV.

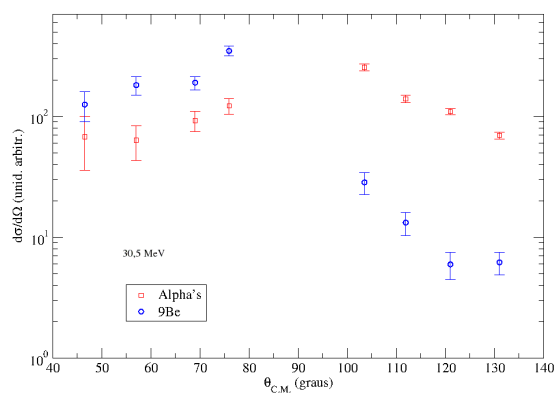


Figura 4.8: Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 30,5 MeV.

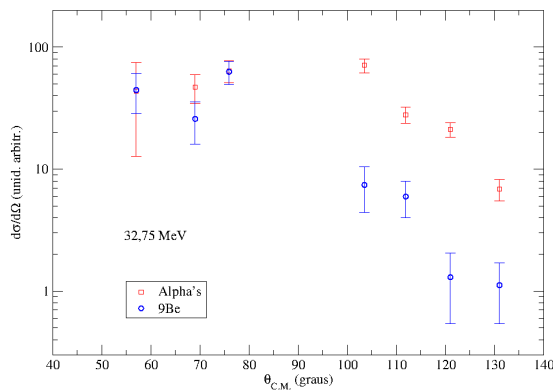


Figura 4.9: Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) da excitação inelástica do ${}^{120}\text{Sn}$ para a energia de 32,75 MeV.

cartão de entrada utilizado nos cálculos encontra-se no Apêndice A. Nos cálculos de canais acoplados utilizamos o PSP, sendo que a parte imaginária do potencial nuclear foi obtida multiplicando o potencial real por um fator $N_i = 0,6$. Um cálculo subsequente de canais acoplados foi realizado, para a mesma reação, acoplando os mesmos canais, mas com deformação nula da parte nuclear. Desse modo, foi possível determinar o limite angular para o qual a seção de choque de excitação inelástica é dominada puramente pelo potencial coulombiano. Dos resultados dos cálculos de canais acoplados, conclui-se que para ângulos de espalhamento do ${}^9\text{Be}$ até cerca de 80° (no referencial do centro de massa), os efeitos do potencial nuclear são desprezíveis para as energias utilizadas nesse trabalho. Sabendo que até esse limite predomina o efeito coulombiano, a normalização dos dados obtidos foi feita ajustando-se os dados experimentais dos ângulos 57° e 69° (no centro de massa da reação) aos valores teóricos. Os gráficos das Figuras 4.10, 4.11 e 4.12 mostram a seção de choque obtida experimentalmente para a excitação inelástica selecionando no espectro biparamétrico apenas partículas com $Z = 4$ (sem considerar a contri-

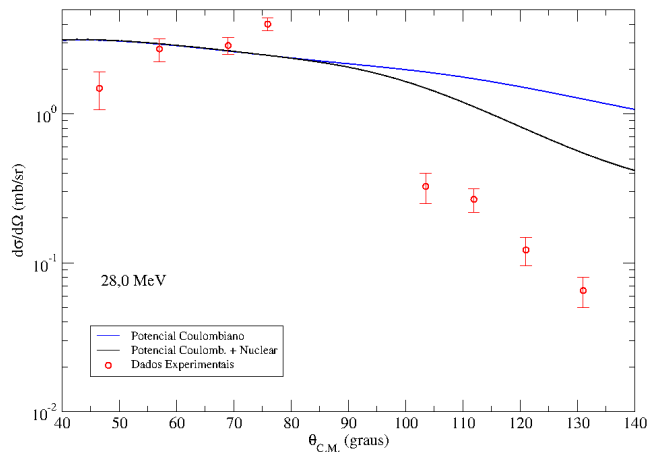


Figura 4.10: Seção de choque diferencial da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 28,0 MeV. A linha cheia representa o ajuste teórico.

buição proveniente da quebra do ^9Be) em comparação com o cálculo teórico obtido pelo programa FRESKO, que por sua vez também não leva em consideração esse processo. Os valores experimentais menores que os teóricos para ângulos traseiros, refletem o fato de que uma fração significativa dos núcleos de ^9Be que seriam espalhados excitando o alvo, na verdade se quebram, e não são mais detectados no espectro biparamétrico como partículas com $Z = 4$ em coincidência com o raio- γ proveniente do decaimento entre o primeiro estado excitado do ^{120}Sn e o estado fundamental ($E_\gamma = 1171$ keV).

É importante ressaltar que não existe uma maneira simples de correlacionar eventos de partículas com $Z = 2$ e $Z = 4$ adquiridos em um determinado detector. Sendo assim, não é possível simplesmente somar o número de contagens, para um mesmo detector, referentes aos dois processos em questão. Em um cenário puramente clássico é possível argumentar que os fragmentos decorrentes da quebra seguem trajetórias distintas daquela descrita pelo projétil antes da quebra. Essas trajetórias

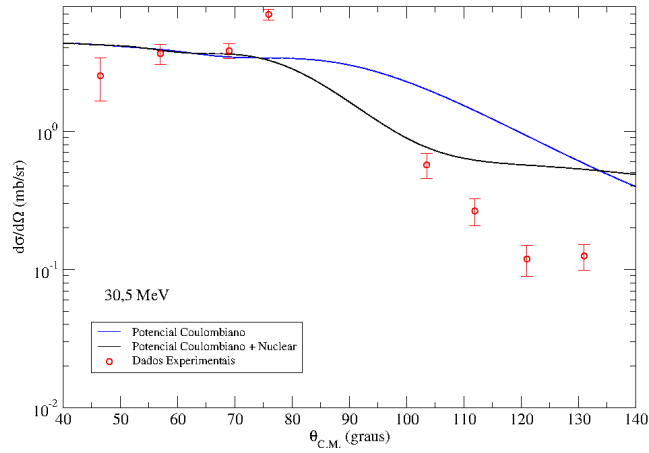


Figura 4.11: Seção de choque diferencial da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energia de 30,5 MeV. A linha cheia representa o ajuste teórico.

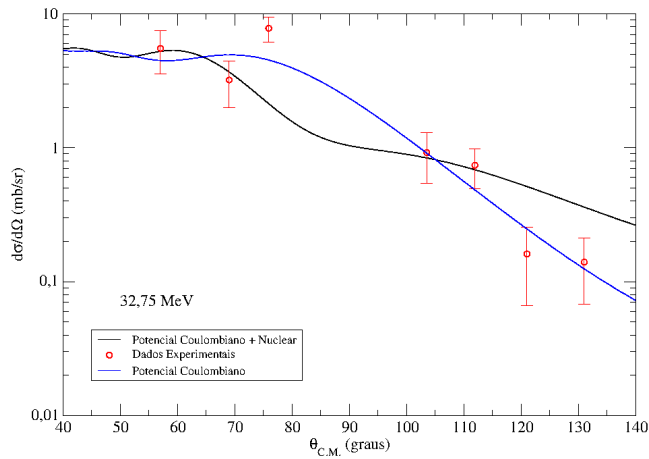


Figura 4.12: Seção de choque diferencial da excitação inelástica do ^{120}Sn para a energias de 32,75 MeV. A linha cheia representa o ajuste teórico.

dependem da posição (distância entre os centros do projétil e alvo) em que a quebra ocorre.

Fusão Completa

No processo de fusão completa, o ${}^9\text{Be}$ funde-se inteiramente com o ${}^{120}\text{Sn}$ levando a formação do núcleo composto ${}^{129}\text{Xe}$. É importante notar que existem duas possibilidades para a formação desse núcleo composto: é possível que o ${}^9\text{Be}$ não se quebre, e nesse caso a reação é tratada como um problema de dois corpos. Por outro lado, existe a possibilidade do ${}^9\text{Be}$ quebrar em dois ou mais fragmentos, que posteriormente podem ser absorvidos pelo alvo, levando a formação do mesmo núcleo composto. Do ponto de vista experimental é impossível distinguir entre esses dois processos.

Segundo previsões do programa PACE [26], que não leva em consideração o canal de quebra do projétil, a evaporação de nêutrons é o principal mecanismo de formação de núcleos residuais (isótopos de ${}_{54}\text{Xe}$) para a reação ${}^9\text{Be} + {}^{120}\text{Sn}$, sendo a evaporação de partículas carregadas fortemente suprimida para as energias utilizadas nessa medida. Assim, eventos relacionados com a fusão completa foram identificados através da análise de espectros de raios- γ adquiridos em *singles* (sem coincidência com partículas). Raios- γ do ${}^{126}\text{Xe}$ foram identificados, conforme indicado no espectro mostrado na Figura 4.13. Os resultados referem-se a medidas realizadas em 30,5 MeV, sendo que para essa energia, segundo previsões do PACE, aproximadamente 90% da seção de choque de fusão corresponde a formação do núcleo residual ${}^{126}\text{Xe}$. A Figura 4.14 indica o esquema de níveis do núcleo ${}^{126}\text{Xe}$, destacando as transições observadas nesse experimento.

Apesar de identificarmos claramente esses canais de reação, não foi possível obtermos as seções de choque de maneira absoluta para a emissão γ relacionada as transições do núcleo residual ${}^{126}\text{Xe}$. Conforme mencionado anteriormente, para nor-

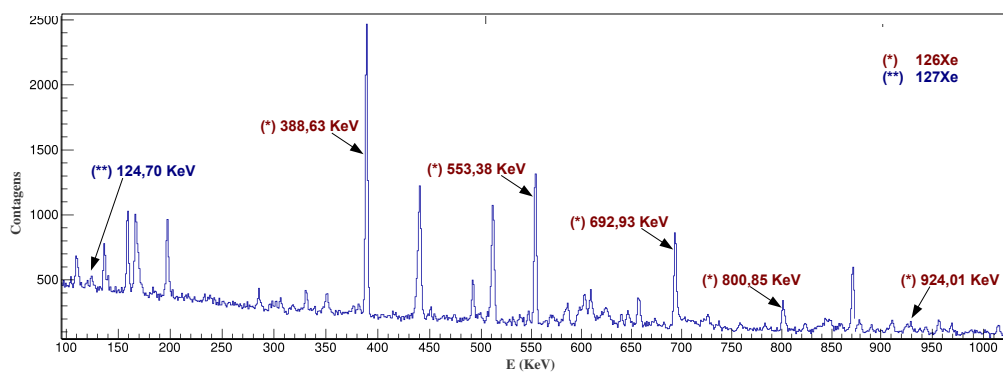


Figura 4.13: Parte do espectro em *singles* de raios- γ adquiridos em Agosto/2012 com feixe de berílio metálico a 30,5 MeV.

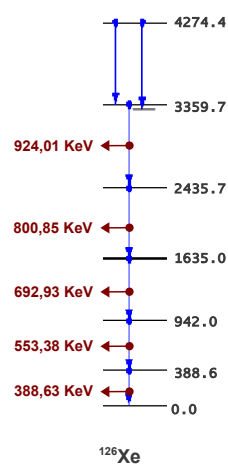


Figura 4.14: Níveis de energia dos decaimentos do ^{126}Xe . Em destaque, as transições observadas nos espectros adquiridos em *singles*.

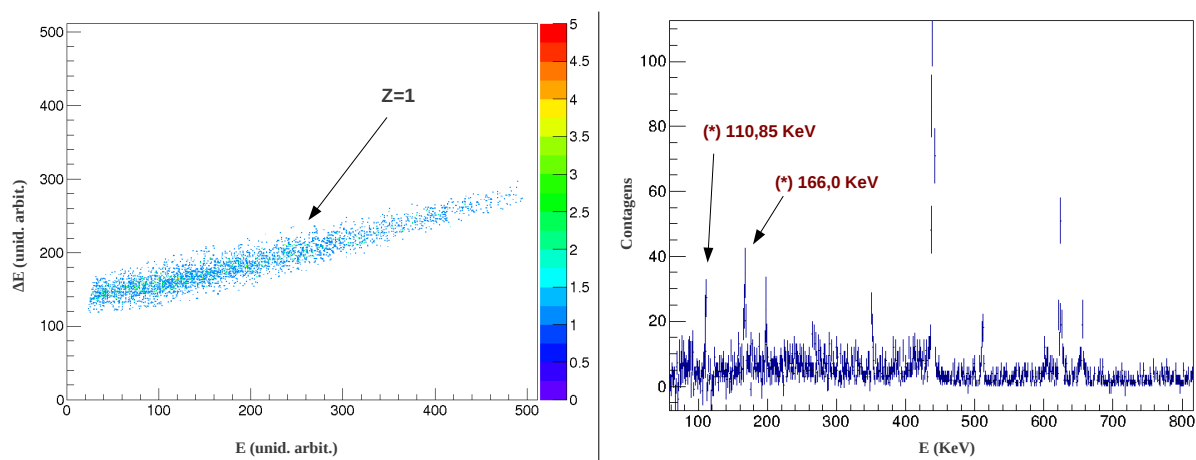


Figura 4.15: À esquerda, o espectro biparamétrico com seleção de eventos de $Z = 1$. À direita, espectro de raios- γ obtido em coincidência com partículas de $Z = 1$. Os raios- γ destacados procedem do isótopo ^{126}I .

malizar os dados, necessitamos conhecer a eficiência absoluta dos detectores HPGe de raios- γ , bem como o número de partículas incidentes no alvo durante o experimento. Quando realizamos as medidas, esperávamos normalizar os dados utilizando o canal inelástico como referência, no entanto, esse processo sofre grande influência do canal de quebra do ^9Be , tornando inviável sua utilização para esse fim.

Para medidas realizadas em coincidência é possível observar partículas com $Z = 1$ nos espectros biparamétricos. Uma análise desses dados demonstra que essas partículas estão correlacionadas com transições gama do núcleo ^{126}I , conforme indicado pela Figura 4.15. Outras transições γ representadas na Figura 4.15 referem-se a reações entre ^9Be e elementos contaminantes do alvo, tais como ^{12}C , ^{14}N e ^{16}O . Algumas hipóteses podem ser feitas para explicar a presença de isótopos de iodo nos espectros. Por exemplo, ^{126}I pode ser formado em um estado excitado a partir da fusão do ^9Be em ^{120}Sn , após evaporar dois nêutrons e um próton. Outra possibilidade seria a evaporação de um dêuteron seguido da evaporação de um nêutron, ou evaporação de um trítio, levando a formação do mesmo núcleo residual ^{126}I . Devido

Tabela 4.1: Valores de Q para as transferências do ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^8\text{Li}$ para cada valor de energia de bombardeio.

Transferência	E_{Lab} (MeV)	Q_{gg} (MeV)	Q_{opt} (MeV)	E^* (MeV)
${}^6\text{Li}$	28,0	-6,80	-19,1	12,3
${}^6\text{Li}$	30,5	-6,80	-20,8	14,0
${}^6\text{Li}$	32,7	-6,80	-22,4	15,6
${}^7\text{Li}$	28,0	-3,91	-19,1	15,2
${}^7\text{Li}$	30,5	-3,91	-20,8	16,9
${}^7\text{Li}$	32,7	-3,91	-22,4	18,5
${}^8\text{Li}$	28,0	0,691	-19,1	19,8
${}^8\text{Li}$	30,5	0,691	-20,8	21,5
${}^8\text{Li}$	32,7	0,691	-22,4	23,1

a baixa resolução em energia dos cintiladores plásticos utilizados para detectar as partículas carregadas, não foi possível separar núcleos com diferentes números de massa e mesmo número atômico. Segundo previsões do programa PACE esse processo deveria contribuir com menos de 1% da seção de choque total de fusão. Um outro mecanismo possível seria a transferência de lítio para o núcleo alvo, formando novamente ${}^{126}\text{I}$ em um estado excitado, após evaporação de nêutrons. A Tabela 4.1 mostra os valores do Q da reação para as transferências do ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ e ${}^8\text{Li}$. Em todos os casos, os valores de Q de transferência para o estado fundamental (Q_{gg}) são muito diferentes dos valores ótimos de Q (Q_{opt}), calculados através de condições semi-clássicas de trajetórias [27]. Sendo assim, os núcleos residuais são formados em um estado altamente excitado.

Para tentar distinguir entre esses dois mecanismos analisamos as distribuições angulares dos prótons medidos em coincidência com raios- γ do ${}^{126}\text{I}$ ($E_\gamma = 110,8$ keV). Caso os prótons tivessem sido originados em um processo de fusão e subsequente evaporação, deveriam estar isotropicamente distribuídos no referencial de centro de massa. Entretanto, conforme mostra a Figura 4.16, esse processo é rapidamente

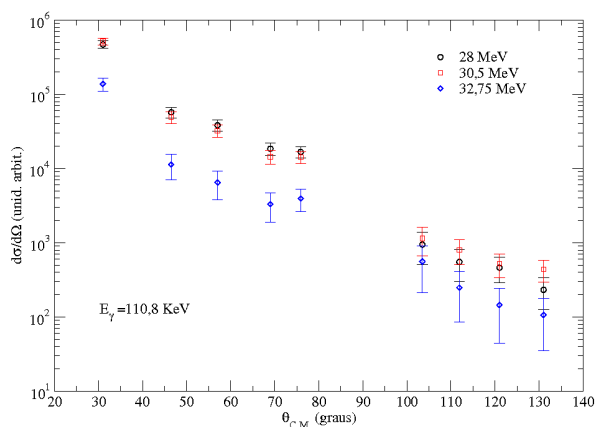


Figura 4.16: Distribuição angular do número de eventos por ângulo sólido relacionados ao isótopo ^{126}I adquiridos em coincidência γ -partícula.

suprimido a medida que os ângulos crescem. Por conservação de momento e energia, em um processo de transferência de um isótopo de lítio para o alvo, os prótons são detectados, com maior probabilidade, em ângulos dianteiros, e praticamente com a mesma energia do feixe de ^9Be . Entretanto, como não levamos em consideração correções provenientes da correlação entre as medidas realizadas em coincidência, nessa fase do trabalho não foi possível descartar completamente a primeira hipótese para explicar a formação do ^{126}I .

Fusão Incompleta

Em se tratando de um núcleo fracamente ligado, a probabilidade do ^9Be quebrar em diferentes fragmentos é relevante para o estudo dos mecanismos de reação. Além do ^9Be quebrar-se em 2 partículas alfa e 1 nêutron, também é possível que se quebre em 1 partícula alfa e ^5He , ou ainda em ^8Be e 1 nêutron. Porém, o ^8Be é instável e se desintegra em 2 partículas alfa. De qualquer maneira, fragmentos carregados provenientes da quebra podem ser capturados pelo alvo, dando origem ao processo de fusão incompleta. No caso específico da reação $^9\text{Be}+^{120}\text{Sn}$, a absorção de uma

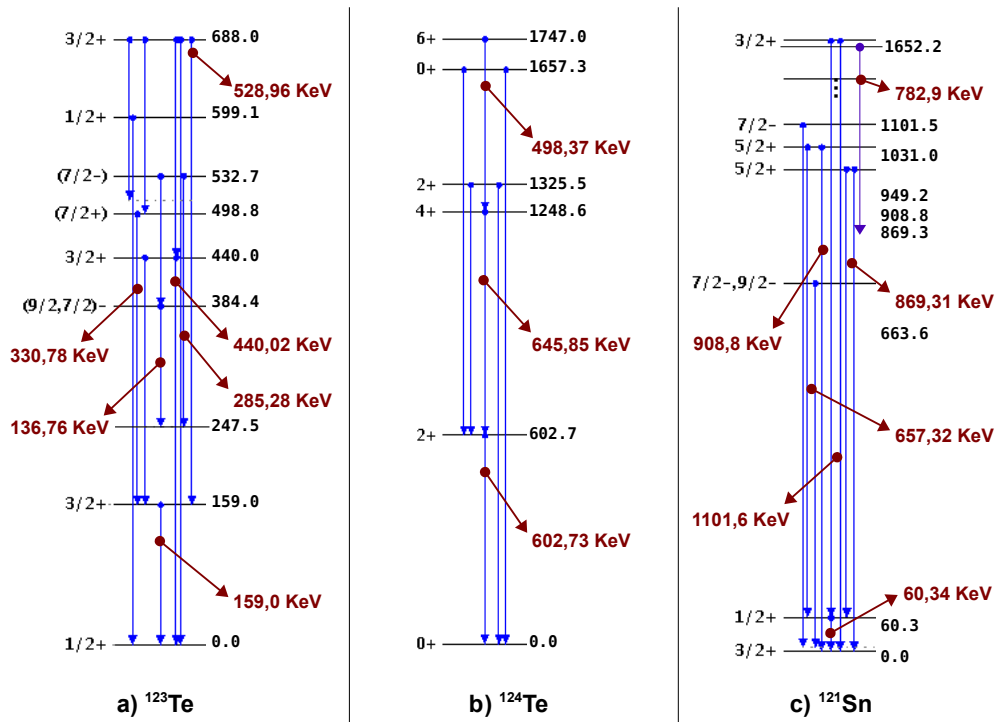


Figura 4.17: Esquema de decaimentos para a) ^{123}Te , b) ^{124}Te e c) ^{121}Sn [29, 28, 30]. Os raios- γ destacados foram identificados em coincidência com partículas de $Z = 2$.

partícula alfa ou ^5He resultam na formação dos núcleos ^{124}Te e ^{125}Te . Como esses núcleos residuais, formados em um estado excitado, evaporam predominantemente nêutrons nas energias em que as medidas foram realizadas, não é possível distinguir entre esses dois processos experimentalmente.

Através de medidas em coincidência γ -partícula, é possível identificar os produtos de reação provenientes dos processos de fusão incompleta. Nesse trabalho, o fragmento não capturado pelo alvo, oriundo da quebra do ^9Be , foi detectado em coincidência com o raio- γ proveniente do isótopo resultante da reação. Mais especificamente, raios- γ identificados como transições entre estados excitados dos núcleos ^{123}Te e ^{124}Te foram medidos em coincidência com partículas de $Z = 2$. A Figura

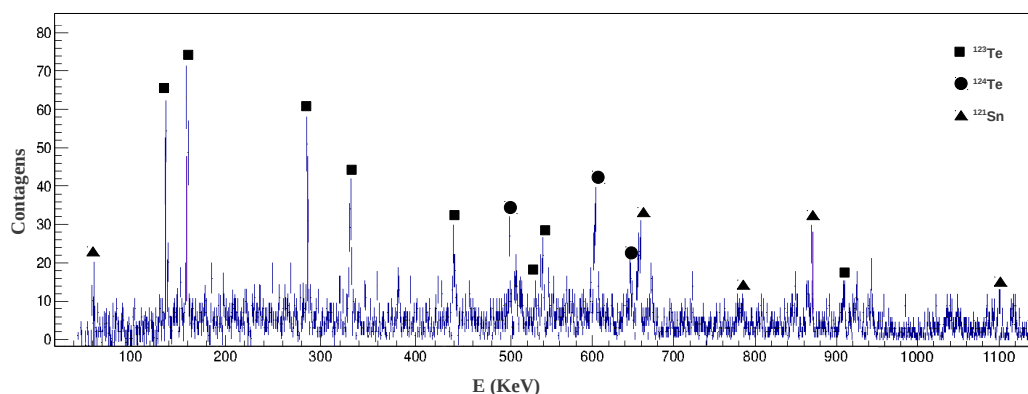


Figura 4.18: Espectro de raios- γ obtido em coincidência com partículas de $Z = 2$.

4.17 mostra os esquemas de emissão dos núcleos ^{123}Te e do ^{124}Te , onde os raios- γ identificados estão destacados. A Figura 4.18 mostra o espectro de raios- γ obtido em coincidência com $Z = 2$, onde é possível observar alguns picos relacionados com este processo.

Nas Figuras 4.19 e 4.20 são mostrados os perfis de distribuição angular dos eventos relacionados com a fusão incompleta para os núcleos ^{123}Te e do ^{124}Te , respectivamente. Mais uma vez, não foi possível obter valores absolutos de seção de choque, nem levar em consideração as possíveis correções devido ao fato das medidas terem sido realizadas utilizando a técnica de coincidência γ -partícula. Entretanto, uma análise preliminar dos dados sugere que, caso os efeitos dessas correções não sejam dramaticamente diferentes para toda região angular, a maior contribuição desse processo se dá em torno de 90° no referencial do centro de massa, sendo simétrico em relação a esse ponto. Essas informações são ingredientes importantes para modelos teóricos que visam descrever simultaneamente diversos canais de reação.

Através de medidas realizadas em *singles* é possível determinar a seção de choque total de fusão incompleta. Porém, a exemplo do que foi anteriormente mencionado para o caso da fusão completa, nesse trabalho não foi possível obtermos tais seções de choque de maneira absoluta. Outra possibilidade, a ser explorada em medidas

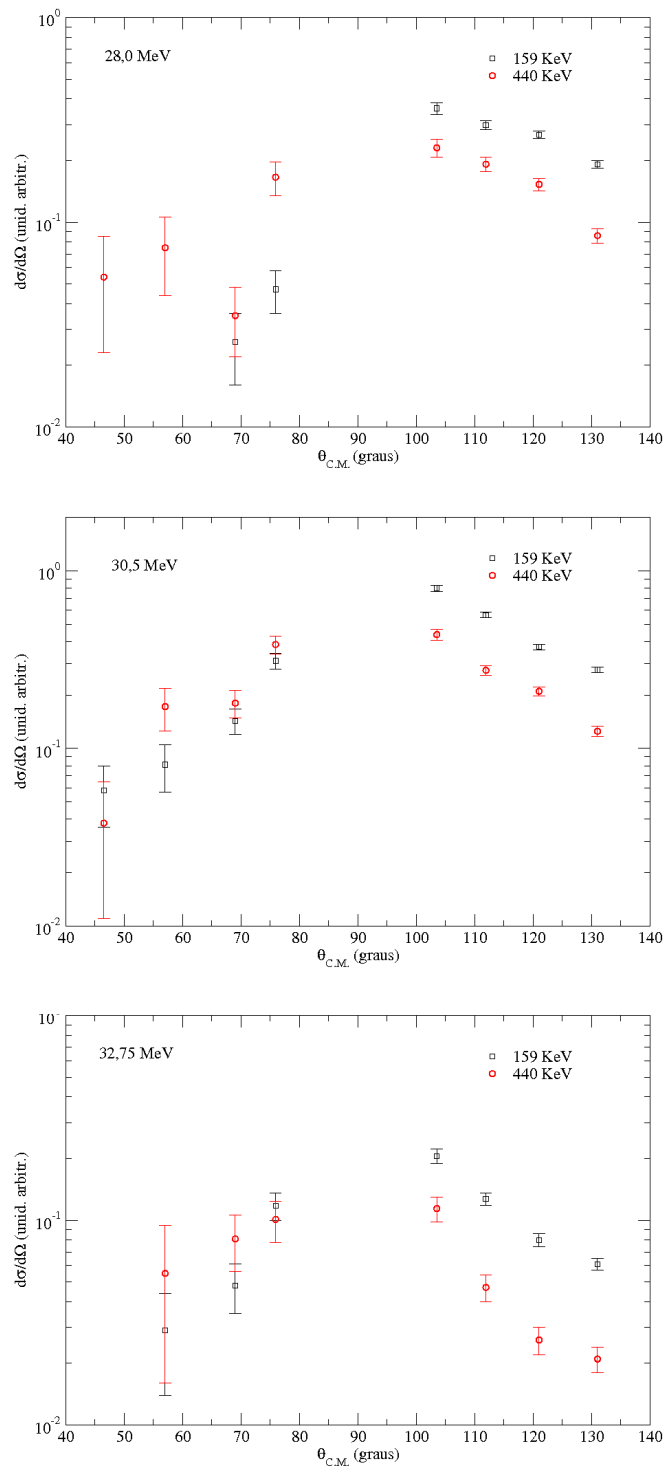


Figura 4.19: Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) para raios- γ detectados do ^{123}Te para as energias de 28, 30,5 e 32,75 MeV.

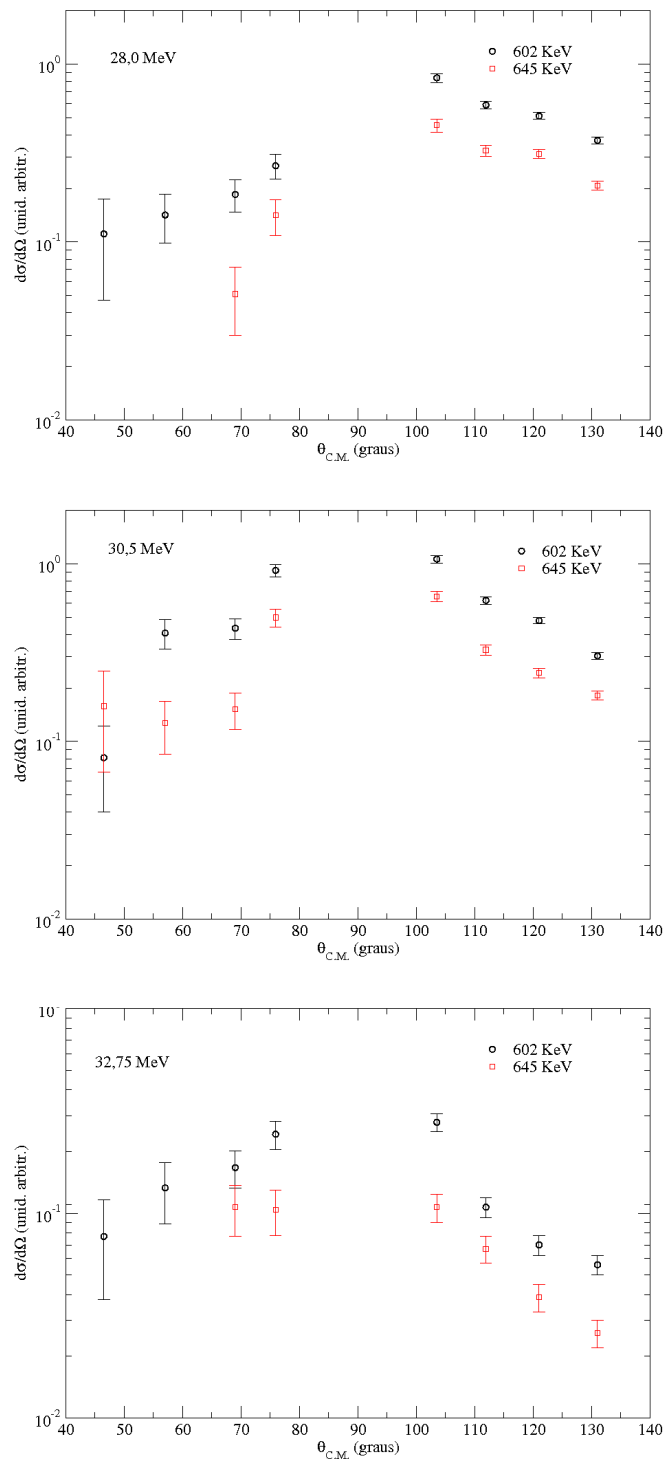


Figura 4.20: Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) para raios- γ detectados do ^{124}Te para as energias de 28, 30,5 e 32,75 MeV.

futuras, seria determinar a seção de choque total de fusão incompleta integrando as distribuições angulares obtidas em medidas realizadas em coincidência γ -partícula.

Transferência

Recentemente, medidas de *breakup* foram realizadas no Tandem 14UD instalado na *Australian National University* (ANU)[10]. Utilizando um feixe de ${}^9\text{Be}$ impingindo em vários alvos (${}^{144}\text{Sm}$, ${}^{168}\text{Er}$, ${}^{186}\text{W}$, ${}^{196}\text{Pt}$, ${}^{208}\text{Pb}$ e ${}^{209}\text{Bi}$), os fragmentos carregados provenientes da quebra do projétil foram medidos em coincidência por 4 detectores pixelados de silício montados em ângulos traseiros, cobrindo $0,84\pi$ sr. Para todas as combinações projétil-alvo, as medidas foram realizadas em energias significativamente abaixo da barreira de fusão, onde a probabilidade de pelo menos um dos fragmentos ser absorvido pelo alvo é diminuída. Os resultados dessas medidas revelaram que o processo de *breakup* do ${}^9\text{Be}$ é desencadeado principalmente pela transferência de um nêutron do projétil para o alvo (*n-stripping*), formando ${}^8\text{Be}$, que decai em duas partículas alfa em 10^{-16} s. Outras medidas, também realizadas na ANU, envolvendo projéteis fracamente ligados tais como ${}^{6,7}\text{Li}$ impingindo em diversos alvos, também demonstraram que o processo de transferência de nucleons tem papel importante nos mecanismos de reação que governam o processo de *breakup* [11]. No presente experimento, raios- γ do ${}^{121}\text{Sn}$ foram detectados em coincidência com partículas alfa provenientes da quebra do ${}^8\text{Be}$, corroborando os resultados obtidos na ANU. O item c) da Figura 4.17 mostra o esquema de decaimentos do ${}^{121}\text{Sn}$, onde os raios- γ identificados no espectro em coincidência com partículas de $Z = 2$ estão destacados. Desconsiderando mais uma vez possíveis correções inerentes ao processo de medida em coincidência, as distribuições angulares dos eventos relacionados a transferência de 1 nêutron sugerem que a probabilidade de ocorrer tais eventos atinge valor máximo em torno de 90° no referencial do centro de massa, sendo simétrico em relação a esse ponto, conforme indicado pela Figura 4.21.

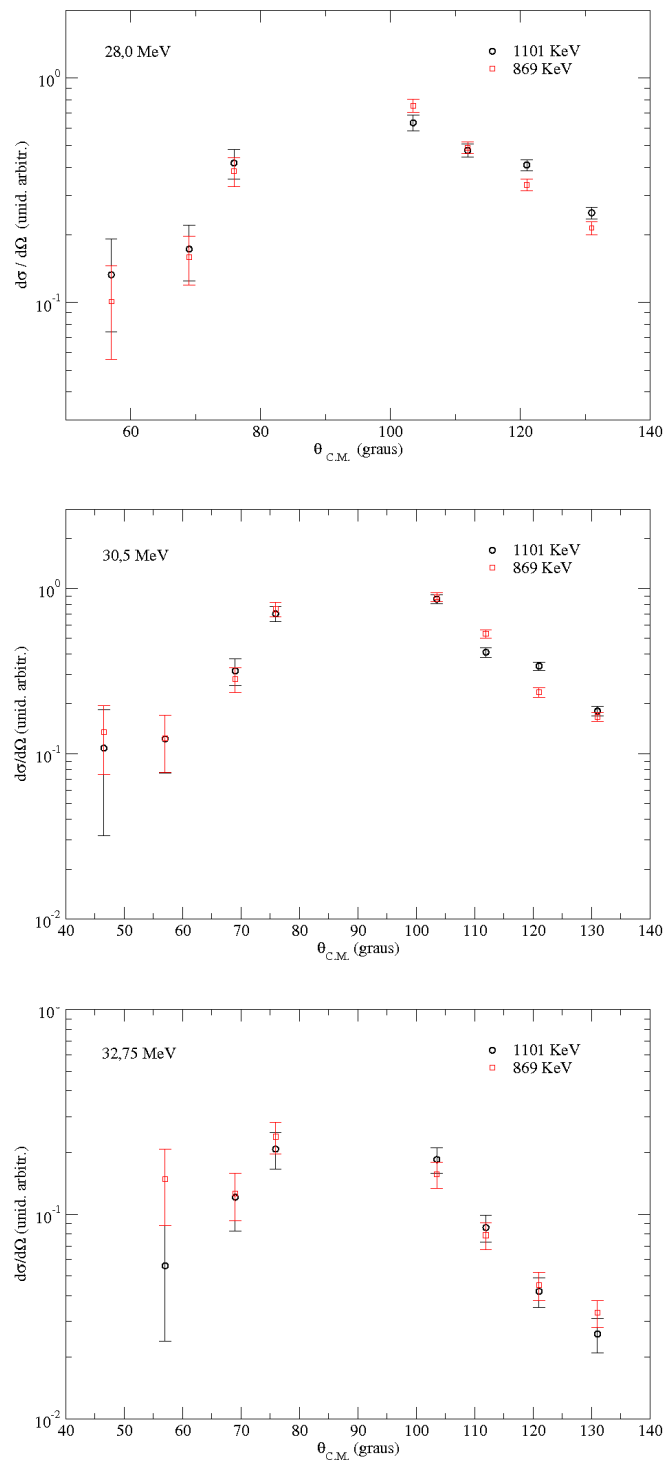


Figura 4.21: Seção de choque diferencial (em unidades arbitrárias) para raios- γ detectados do ^{121}Sn para as energias de 28, 30,5 e 32,75 MeV.

5

Conclusão

O estudo da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ levantou informações de importância singular para futuros trabalhos envolvendo reações com núcleos longe da linha de estabilidade e fracamente ligados. No presente trabalho, a seção de choque do primeiro estado excitado do ${}^{120}\text{Sn}$ foi determinada, bem como os processos de fusão completa, fusão incompleta e transferência foram identificados com sucesso.

Entre os principais resultados obtidos, destacamos aquele que demonstra a possível influência do canal de *breakup* do ${}^9\text{Be}$ sobre o processo de excitação inelástica do ${}^{120}\text{Sn}$. Conforme observado através de medidas em coincidência γ -partícula, uma parte significativa de eventos oriundos da transição entre os estados $2^+ \rightarrow 0^+$ do

^{120}Sn ($E_\gamma = 1171$ KeV) estão relacionados com a presença de partículas com $Z = 2$, que correspondem aos fragmentos não absorvidos pelo alvo de ^{120}Sn . Esses processos se tornam mais evidentes em ângulos traseiros, explicando a discrepância entre os resultados experimentais e previsões do programa FRESCO nessa região angular.

Além disso, foi possível observar a formação dos núcleos ^{123}Te e ^{124}Te provenientes da absorção de um dos fragmentos carregados originados da quebra do ^9Be . Com esse objetivo, medidas realizadas em coincidência γ -partícula são importantes para auxiliar na identificação desses processos. Por outro lado, nesse trabalho, não foi possível obter seções de choque de fusão incompleta de maneira absoluta. Outro processo claramente observado refere-se a presença de transições nucleares de raios- γ entre estados do núcleo ^{121}Sn , medidos em coincidência com partículas com $Z = 2$. Esses resultados indicam que a transferência de 1 nêutron do projétil para o alvo tem influência no processo de *breakup*, em concordância com os resultados recentemente obtidos na ANU através de medidas em coincidência de duas partículas alfa.

Conforme previsto pelo programa PACE, medidas realizadas em *singles* apontaram que a seção de choque de fusão completa para as energias envolvidas nesse trabalho provém predominantemente do isótopo ^{126}Xe , após formação do núcleo composto e eventual evaporação de 3 nêutrons. Por outro lado, medidas em coincidência γ -partícula sugerem uma possível transferência de um lítio para o alvo, levando a formação do isótopo ^{126}I seguido da evaporação de nêutrons.

Atividades futuras

Um passo seguinte no sentido de complementar esse trabalho é, inevitavelmente, a normalização das distribuições angulares e dos dados obtidos em *singles* para determinação da seção de choque absoluta de cada processo. Para tanto, um novo período de máquina foi solicitado e deverá ocorrer em Junho de 2013. Planeja-se medir uma distribuição angular de espalhamento inelástico para uma energia sufi-

cientemente baixa, de maneira que a quebra do ^9Be seja minimizada, bem como a influência do potencial nuclear para toda região angular. Para medidas em *singles* pretendemos normalizar os dados utilizando eventos relacionados ao espalhamento elástico de ^9Be . Para esse fim, apenas um detector *Phoswich* (posicionado a um ângulo dianteiro) será usado, evitando um número excessivo de contagens que resultaria em uma saturação do sistema de aquisição. Além disso, durante as aquisições em coincidência (e também em *singles*), a corrente do feixe será integrada e possivelmente, uma calibração da eficiência dos detectores HPGe será efetuada.



Cartão do FRESCO

A seção de choque da excitação inelástica da reação ${}^9\text{Be}+{}^{120}\text{Sn}$ foi obtida a partir do cálculo de canais acoplados com o programa FRESCO[25]. Foram acoplados 5 estados, sendo 4 estados do ${}^{120}\text{Sn}$ e um estado de transferência de um nêutron (*n-stripping*). Segue uma reprodução do cartão de entrada utilizado em formato ‘namelist’.

Cartão de entrada

```
8Be+120Sn - Coupling the 5 inel. states (4T+1P)
NAMELIST
```

```
&FRESCO
    hcm=0.02 rmatch=100. rintp=0.5 hnl=0.04  rnl=5.08 centre=0.02
    jtmax=600. absend=.00001
    thmin=0. thmax=180. thinc=.5  cutl=-12 lampl=1 iblock=2
it0=1 iter=1 smats=2
    elab(1)=27.3
/

&PARTITION
    Namep='9-Be' Massp=9.012 Zp=4. nex=2 Namet='120-Sn'
Masst=119.902 Zt=50. qval=0. /
    &STATES Jp=1.5 Bandp=-1 Ep=0. Cpot=1 Jt=0. Bandt=+1 Et=0. /
    &STATES Copyp=1 Cpot=1 Jt=2. Bandt=+1 Et=1.1713 /
&PARTITION
    Namep='8-Be' Massp=8.005 Zp=4. nex=1 Namet='121-Sn'
Masst=120.904 Zt=50. qval=4.505 /
    &STATES Jp=0. Bandp=+1 Ep=0. Cpot=2 Jt=5.5 Bandt=-1 Et=0.0063 /
    &partition
/

&POT
kp=1 type=0 shape=0 at=120. ap=9. rc=1.06 ac=0.53
/

&POT
kp=1 type=13 shape=11 p2=43.5606 /
    &STEP ib=2 ia=1 k=2 Str=43.5606 /
    &STEP ib=1 ia=2 k=2 Str=43.5606 /
```


&step /

&POT

kp=1 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.0 p3=1.06 /

\$ uso potencial de são paulo com 1.0 na parte real /

&POT

kp=1 type=13 shape=11 p2=0.7399 /

&STEP ib=2 ia=1 k=2 Str=0.7399 /

&STEP ib=1 ia=2 k=2 Str=0.7399 /

&step /

&POT

kp=1 type=1 shape=-9 p1=0.0 p2=0.6 p3=1.06 /

\$ uso potencial de são paulo com 0.6 na parte imaginária /

/

&POT

kp=2 type=0 shape=0 at=121. ap=8. rc=1.06 ac=0.53 /

&POT

kp=2 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /

\$ uso potencial de são paulo com 1.0 e 0.6 na parte imaginária /

&POT

kp=3 type=1 shape=0 p1=200 p2=1.25 p3=0.6 p4=0.0 p5=0.0 p6=0.0 /

&POT

kp=4 type=1 shape=0 p1=200 p2=1.25 p3=0.6 p4=0.0 p5=0.0 p6=0.0 /

&POT

kp=5 type=1 shape=9 p1=1.0 p2=0.6 p3=1.06 /

&pot /

&OVERLAP

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

kbpot=3 be=1.6653 isc=-1 /

\$ função de onda do n no 9Be /

&OVERLAP

kn1=2 kind=0 in=1 ic1=1 ic2=2 nn=2 l=5 j=5.5 sn=0.5

kbpot=4 be=6.1703 isc=-1 /

\$ função de onda do n no 121Sn(3/2+) /

&overlap /

&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=1 ip2=-1 ip3=5 /

&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.0 /

&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=1.0 /

&coupling /

Referências Bibliográficas

- [1] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, S. Nagamiya, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, T. Kobayashi, D. E. Greinwe, N. Takahashi e Y. Nojiri – *Measurements of interaction cross section and radii of He isotopes*, Physics Letters B, 160, 380 (1985).
- [2] C. A. Bertulani e A. Gade – *Nuclear Astrophysics with Radioactive beams*, Physics Reports 485, 195 (2010).
- [3] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, 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 e A. Arazi – *Radioactive ion beams in Brazil (RIBRAS)*, European Physical Journal A 25, s1 733-736 (2005).
- [4] M. Dasgupta, P. R. S. Gomes, D. J. Hinde, S. B. Moraes, R. M. Anjos, A. C. Berriman, R. D. Butt, N. Carlin, J. Lubian, C. R. Morton, J. O. Newton e A. Szanto de Toledo – *Effect of breakup on the fusion of ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, and ${}^9\text{Be}$ with heavy nuclei*, Physics Review C70, 024606 (2004).
- [5] L. R. Gasques, D. J. Hinde, M. Dasgupta, A. Mukherjee e R. G. Thomas – *Suppression of complete fusion due to breakup in the reactions ${}^{10,11}\text{B} + {}^{209}\text{Bi}$* , Physics Review C79, 034605 (2009).

- [6] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, R. Donangelo e M. S. Hussein – *Fusion and breakup of weakly bound nuclei*, Physics Reports 424, 1 (2006).
- [7] M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. D. Butt, R. M. Anjos, A. C. Berriman, N. Carlin, P. R. S. Gomes, C. R. Morton, J. O. Newton, A. Szanto de Toledo e K. Hagino – *Fusion versus breakup: Observation of Large Fusion Suppression for ${}^9\text{Be}+{}^{208}\text{Pb}$* , Physics Review Letter 82 (1999) 1395.
- [8] I. Padron, P. R. S. Gomes, R. M. Anjos, J. Lubian, C. Muri, and J. J. S. Alves G. V. Martí, M. Ramírez, A. J. Pacheco, O. A. Capurro, J. O. Fernández Niello, J. E. Testoni, D. Abriola e M. R. Spinella – *Fusion of stable weakly bound nuclei with ${}^{27}\text{Al}$ and ${}^{64}\text{Zn}$* , Physics Review C66, 044608 (2002).
- [9] L. F. Canto, P. R. S. Gomes, J. Lubian, L. C. Chamon e E. Crema – *Dinamic effects of breakup on fusion reactions of weakly bound nuclei*, Nuclear Physics A821, 51 (2009).
- [10] R. Rafiei, R. du Rietz, D. H. Luong, D. J. Hinde, M. Dasgupta, M. Evers e A. Diaz-Torres – *Mechanisms and systematics of breakup in reactions of ${}^9\text{Be}$ at near-barrier energies*, Physics Review C81, 024601 (2010).
- [11] D. H. Luong, M. Dasgupta, D. J. Hinde, R. du Rietz, R. Rafiei, C. J. Lin, M. Evers e A. Diaz-Torres – *Insights into the mechanisms and time-scale of breakup of ${}^{6,7}\text{Li}$* , Physics Letter B695, 105 (2011).
- [12] G. R. Satchler – *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, New York (1983).
- [13] L. C. Chamon, B. V. Carlson, L. R. Gasques, D. Pereira, C. De Conti, M. A. G. Alvarez, M. S. Hussein, M. A. Cândido Ribeiro, E. S. Rossi Jr. e C. P. Silva – *Toward a global description of the nucleus-nucleus interaction*, Physics Review C66, 014610 (2002).

- [14] L. R. Gasques, L. C. Chamon, D. Pereira, M. A. G. Alvarez, E. S. Rossi, Jr., C. P. Silva, G. P. A. Nobre e B. V. Carlson – *Systematical study of the optical potential for systems like $A + {}^{58}\text{Ni}$ from sub-barrier data analyses*, Physics Review C67, 067603 (2003).
- [15] L. R. Gasques, L. C. Chamon, P.R.S. Gomes e J. Lubian – *Comparison between heavy-ion reaction and fusion processes for hundreds of systems*, Nuclear Physics A764, 135 (2006).
- [16] A. J. Ferguson – *Angular correlation methods in Gamma-Ray Spectroscopy*, North-Holland Publishing Company – Amsterdam, New York (1965).
- [17] A. Abragam e R. V. Pound – *Influence of Electric and Magnetic fields on Angular Correlations*, Physics Review 92, 943 (1953).
- [18] J. A. Alcántara-Núñez, J. R. B. Oliveira, E. W. Cybulska, N. H. Medina, M. N. Rao, R. V. Ribas, M. A. Rizzutto, W. A. Seale, F. Falla-Sotelo, F. R. Espinoza-Quiñones e C. Tenreiro – *SACI: a 4π plastic phoswich array ancillary detector system of a γ -ray spectrometer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A497, 429 (2003).
- [19] R. G. Herb – *Pelletron Accelerators for Very High Voltage*, Nuclear Instruments and Methods 122, 267-276 (1974).
- [20] V. Rotberg, D. Pereira, M. N. Rao, N. Ueta e O. Sala – *Calibration of the Tandem Pelletron Accelerator*, Revista Brasileira de Física 6, 3 (1976).
- [21] O. Sala, M. Stier e J. C. Acquadro – *Improved Performance of the São Paulo Pelletron*, Nuclear Instruments and Methods 184, 153-155 (1981).

- [22] J. C. Acquadro, U. Shnitter, A. P. Teles, D. Pereira, O. Sala e P. A. B. Freitas – *A New Energy Control for the São Paulo 8UD Pelletron*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A244, 229-230 (1986).
- [23] V. A. B. Zagatto – *Implementação e análise de medidas de reações por meio de coincidências γ -partícula*, Dissertação de mestrado, Universidade de São Paulo, IFUSP (2011).
- [24] H. Bethe e J. Ashkin – *Experimental Nuclear Physics*, J. Wiley, New York (1953).
- [25] I. J. Thompson – *Coupled Reactions Channels Calculations in Nuclear Physics*, Computer Physics Report, 7, 167 (1988).
- [26] A. Gavron – *Statistical model calculations in heavy ions reaction*, Physics Review C, 21, 230-236 (1980).
- [27] R. A. Broglia e A. Winther – *Heavy Ion Reactions*, Addison-Wesley, Reading, MA, 1, 349 (1991).
- [28] J. Katakura e Z. W. Wu – Nuclear Data Sheets 109, 1655 (2008).
- [29] S. Ohya – Nuclear Data Sheets 102, 547 (2004).
- [30] S. Ohya – Nuclear Data Sheets 111, 1619 (2010).