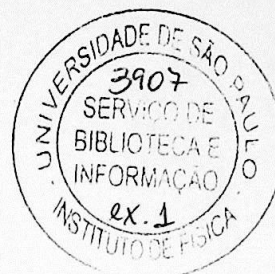


UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

SBI-IFUSP




305M810T3907



**Estudo da Reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24\text{m}}\text{Na}$ para
Produção de Feixes Secundários de
Núcleos em Estados Excitados**

Pedro Neto de Faria

Dissertação apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de mestre em ciências.



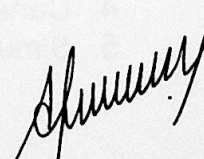
Orientador: Rubens Lichtenthaler Filho

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Rubens Lichtenthaler Filho - IFUSP
Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos - UFF
Prof. Dr. Dirceu Pereira - IFUSP



São Paulo
2003



Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

def. 15/09/03,

539.75

F224E

M

ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Faria, Pedro Neto de

Estudo da Reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24\text{m}}\text{Na}$ para
Produção de Feixes Secundários de Núcleos em Estados
Excitados. São Paulo, SP - 2003

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

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos:

1. Física Nuclear;
2. Feixes Radioativos;
3. DWBA;
4. Canais Acoplados;
5. Simulação de Monte Carlo.

USP/IF/SBI-057/2003

Resumo

Foi estudada a reação de transferência $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ (estados fundamental e excitados) pelas medidas de suas distribuições angulares, em $E_{\text{lab}} = 35 \text{ MeV}$ e $8^\circ \leq \theta_{\text{lab}} \leq 39^\circ$, e funções de excitação em $\theta_{\text{lab}} = 9^\circ$ e $\theta_{\text{lab}} = 19^\circ$, cobrindo o intervalo de 33.48 MeV a 37.5 MeV, com passos de energia de aproximadamente 0.5 MeV. O experimento foi realizado na câmara de espalhamento 30°B do Laboratório Pelletron.

A análise dos dados foi realizada por cálculos de modelo óptico para o espalhamento elástico, cálculos de DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*) e de canais acoplados. As distribuições angulares obtidas serviram de base para uma simulação Monte Carlo do feixe secundário de $^{24\text{m}}\text{Na}$ através do sistema de solenóides supercondutores do laboratório Pelletron-Linac.

Abstract

Angular distributions of the proton transfer reaction $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}_{gs}$ and excited states have been measured at $E_{lab} = 35 \text{ MeV}$ in the angular range $8^\circ \leq \theta \leq 39^\circ$. Excitation functions at $\theta_{lab} = 9^\circ$ e $\theta_{lab} = 19^\circ$ have been measured in the energy interval from 33.48 MeV to 37.5 MeV in steps of approximately 0.5 MeV in the laboratory system. The experiment was performed in the ^{30}B scattering chamber at the São Paulo Pelletron Laboratory.

The data were analysed by optical model for the elastic scattering and Distorted Wave Born Approximation (DWBA) and coupled channels for the transfer reaction. The obtained angular distributions served as the input for a Monte Carlo Simulation of a secondary beam of ^{24m}Na through the double solenoid system of the Pelletron-Linac Laboratory.

Índice

1 Introdução	1
Introdução.....	2
2 Descrição Experimental	4
2.1 Alvos.....	6
2.2 Fonte de íons.....	8
2.3 Acelerador Pelletron.....	10
2.4 Câmara de espalhamento e sistema de detecção.....	14
2.5 Eletrônica e aquisição de dados.....	16
3 Redução dos dados	18
3.1 Os espectros do experimento.....	19
3.2 Cálculo das seções de choque experimentais.....	23
3.3 Determinação das espessuras dos alvos.....	25
3.4 Resultados experimentais.....	26
4 Considerações teóricas	34
4.1 Modelo óptico e espalhamento elástico.....	35
4.2 Cálculo de canais acoplados e aproximação de Born de ondas distorcidas	38

5 Análise de Dados	44
5.1 Análise de dados com o programa PTOLEMY.....	45
5.1.1 Espalhamento elástico e potenciais ópticos.....	45
5.1.2 Cálculos de DWBA para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$	47
5.1.3 Funções de excitação para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$	51
5.1.4 Espalhamento Inelástico $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$	54
5.1.5 Cálculos de DWBA para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$	57
5.2 Análise de dados com o programa FRESCO.....	61
6 Simulação de Monte Carlo	68
6.1 O sistema de duplo solenóide do projeto RIBRAS e o programa T2.....	69
6.2 Simulação para o feixe secundário de $^{24\text{m}}\text{Na}$	71
6.3 Simulação para o feixe de $^{26\text{m}}\text{Al}$	82
7 Conclusões	86
Conclusões.....	87
Referências	89

Capítulo 1

“All science is either physics or stamp collecting.”

Ernest Rutherford (1871 - 1937)

Introdução

O estudo de núcleos exóticos, núcleos longe da linha de estabilidade beta (geralmente ricos em prótons ou nêutrons), vem adquirindo uma importância crescente. A relevância deste estudo fica particularmente evidenciada na astrofísica nuclear, na qual medidas de secção de choque de reações que envolvem núcleos instáveis são fundamentais para a compreensão da nucleossíntese estelar. Pode ressaltar também, a descoberta de novos fenômenos como por exemplo os núcleos “halo” de nêutrons como o ^{11}Li , ^6He , ^8He e outros, o que fez surgir o interesse em medidas de espalhamento elástico e fusão envolvendo esses núcleos.

A produção de feixes de núcleos exóticos abriu um novo campo de estudos da estrutura dos núcleos fora da linha de estabilidade. A possibilidade de se produzir reações nucleares com núcleos exóticos no canal de entrada permite a determinação das propriedades gerais destes núcleos, tais como massa e raio e também medidas espectroscópicas de interesse astrofísico.

Um outro campo promissor é a produção de feixes de núcleos isoméricos excitados [1,2], que podem ser utilizados em reações de espalhamento elástico, inelástico, fusão e secção de choque de reação envolvendo projéteis em estado excitado. O estudo do espalhamento elástico e inelástico com feixes excitados pode dar origem a novos fenômenos como o espalhamento inelástico com Q positivo e a aceleração do projétil [3]. Além disso, os núcleos em estados isoméricos possuem em geral estados de momento angular bastante diferentes de seus estados fundamentais, permitindo o estudo de reações nucleares em novas condições de momento angular. Além disso alguns destes núcleos são de interesse em reações importantes para a compreensão da nucleossíntese estelar e do ciclo CNO [4].

Atualmente estão sendo instalados no laboratório Pelletron-LINAC dois solenóides supercondutores (RIBRAS - Radioactive Ion Beam in Brazil) [5,6], o que permitirá a produção em voo de feixes secundários de núcleos radioativos. A produção é feita a partir da incidência do feixe primário do Pelletron-Linac sobre um alvo primário, onde ocorre a

reação que produz os núcleos radioativos, que são então focalizados pelo sistema de solenóides sobre um segundo alvo. Este sistema está sendo instalado inicialmente no Pelletron (3 MeV·A) e permitirá o estudo de núcleos leves como ${}^8\text{Li}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{B}$, ${}^{17\text{m}}\text{F}$. Com o feixe do Linac (10 MeV·A) será possível o estudo de núcleos da camada S-D, como o magnésio, sódio, alumínio e outros.

Neste trabalho realizamos medidas de distribuições angulares e funções de excitação da reação ${}^{25}\text{Mg}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^{24}\text{Na}$ (estados fundamental e excitados), que produz o núcleo excitado ${}^{24\text{m}}\text{Na}$ com $E_{\text{exc}} = 472\text{KeV}$ e meia-vida de 20ms. Esta meia-vida torna possível a produção de um feixe secundário com esse núcleo excitado. A reação apresenta ainda a vantagem de possuir um Q positivo, o que em princípio favorece as seções de choque de estados excitados. As medidas destas distribuições angulares foram feitas utilizando feixe de ${}^{11}\text{B}$ de 35 MeV do Pelletron e alvos de ${}^{25}\text{Mg}$. Realizamos um estudo da possibilidade de utilizar a reação no sistema RIBRAS como mecanismo para a produção de feixes secundários de núcleos em estados excitados, com feixe primário de ${}^{25}\text{Mg}$ do Linac. A utilização do feixe de ${}^{11}\text{B}$ ao invés de ${}^{25}\text{Mg}$ se deve ao fato de que, com o Pelletron atual, a energia disponível de ${}^{25}\text{Mg}$ não é suficientemente alta para a produção de um feixe secundário de ${}^{24}\text{Na}$. Com o Linac esta energia será aumentada para 10 MeV·A.

Neste experimento identificamos também a reação ${}^{25}\text{Mg}({}^{11}\text{B}, {}^{10}\text{Be}){}^{26}\text{Al}$, que pode contribuir para o ramo da astrofísica nuclear. Esta reação é interessante pois a partir da determinação do fator espectroscópico que normaliza a função de onda ${}^{26}\text{Al} \rightarrow {}^{25}\text{Mg} + p$ é possível se determinar a parte não ressonante da seção de choque de captura ${}^{25}\text{Mg}(p, \gamma){}^{26}\text{Al}$ [7], a qual faz parte do ciclo MgAl [8],[9].

A dissertação é dividida em mais cinco capítulos, no capítulo 2 são apresentados os detalhes do experimento: produção dos alvos, montagem experimental, eletrônica etc. No capítulo 3 é mostrado o processo de redução dos dados. No capítulo 4 é brevemente descrita a teoria para os cálculos de DWBA e canais acoplados utilizados no capítulo 5 (análise dos dados). No capítulo 6 é exibida uma simulação de Monte Carlo para o feixe de ${}^{24\text{m}}\text{Na}$. No capítulo 7 são apresentados as conclusões e comentários finais.

Capítulo 2

“I was born not knowing and have had only a little time to change that here and there.”

Richard Feynman (1918 - 1988)

Descrição Experimental

Os experimentos (a respeito da reação de transferência $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$) foram realizados na câmara de espalhamento 30°B do laboratório Pelletron [10],[11], no Instituto de Física da USP. Foram medidas distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ em $E_{\text{lab}} = 35 \text{ MeV}$ na região angular $8^{\circ} \leq \theta_{\text{lab}} \leq 39^{\circ}$, e funções de excitação em $\theta_{\text{lab}} = 9^{\circ}$ e $\theta_{\text{lab}} = 19^{\circ}$, cobrindo o intervalo de 33.48 MeV a 37.5 MeV, com passos de energia de aproximadamente 0.5 MeV no laboratório.

Neste capítulo, são descritos de forma sucinta a produção dos alvos de ^{25}Mg e do feixe de ^{11}B , o funcionamento do acelerador, a montagem experimental na câmara de espalhamento e o sistema de aquisição de dados e eletrônica.

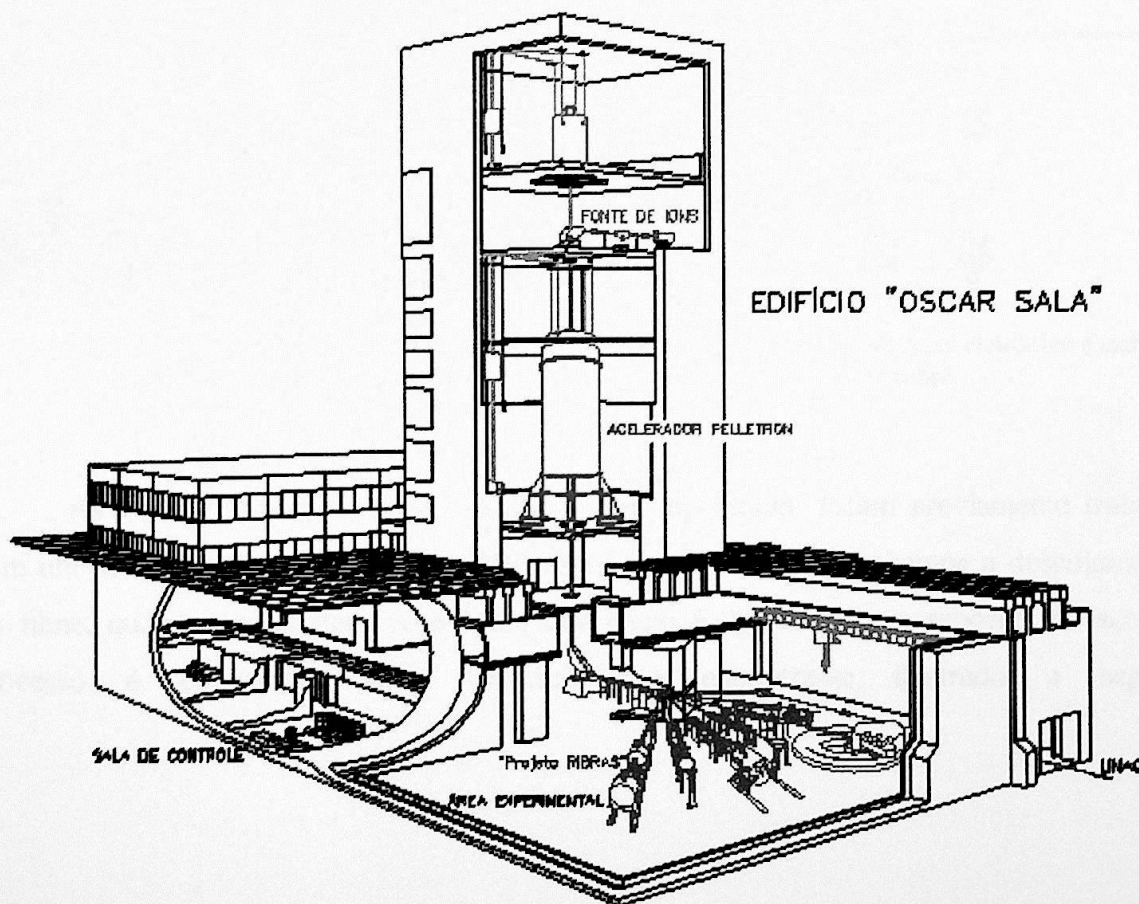


Figura 2.1: visão geral do Laboratório Pelletron do Instituto de Física da USP.

2.1 Alvos

Os alvos de ^{25}Mg foram confeccionados no laboratório de alvos do Pelletron em três etapas [12]. Primeiramente, foi evaporado o substrato de carbono com o sistema UNIVEX-450 (figura 2.2), no qual um canhão de elétrons é opticamente direcionado de forma a bombardear uma peça de carbono alojada num cadinho de cobre refrigerado. O sistema opera em vácuo de 10^{-7} Torr. O aquecimento da peça por bombardeamento produz vapor de carbono que se deposita sobre lâminas de vidro distribuídas acima do cadinho, num aparato denominado “chapéu”. Foram evaporados substratos de carbono com espessuras de aproximadamente $15\mu\text{g}/\text{cm}^2$.

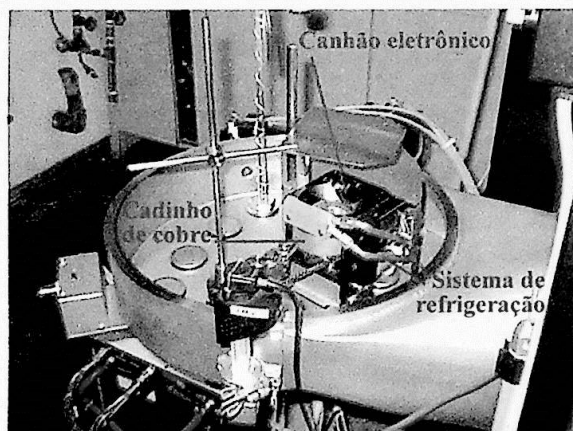


Figura 2.2 a: sistema UNIVEX-450 de bombardeamento eletrônico.

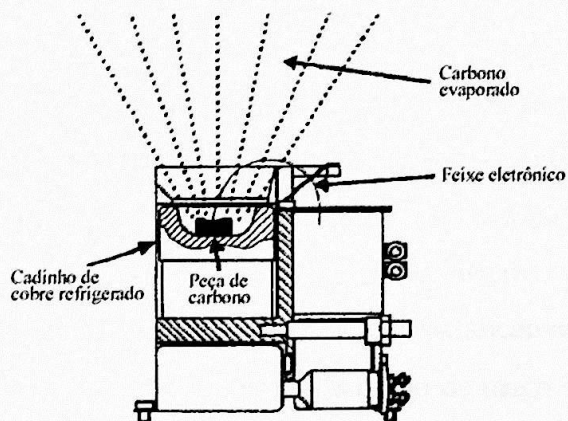


Figura 2.2 b: detalhe do feixe eletrônico e cadinho de cobre.

As lâminas de vidro, onde o carbono foi depositado, foram previamente tratadas com um detergente conhecido como RBS. Este procedimento proporciona o descolamento do filme, quando em contato com água, que então é “pescado” em suportes de aço. O processo é conhecido como “pescaria”, e encontra-se ilustrado a seguir:

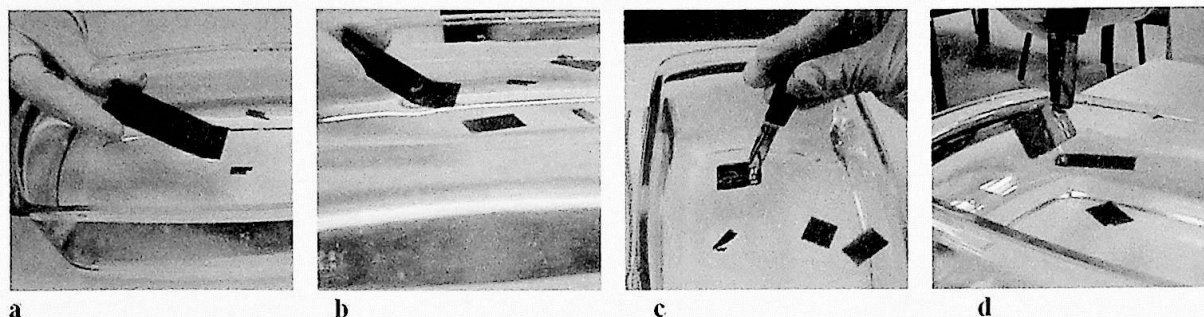


Figura 2.3: “pescaria” dos alvos; a lâmina de vidro é lentamente imersa em água (a), desprendendo o filme de carbono (b), que é então fixado em suportes de aço (c e d).

Uma vez que as folhas de carbono estavam nos suportes definitivos, evaporou-se uma camada de bismuto de aproximadamente $0.2\mu\text{g}/\text{cm}^2$, pois este facilita a aderência do magnésio que será futuramente evaporado. O método utilizado para o bismuto é o de passagem de corrente. O bismuto natural é colocado num cadinho metálico que, em seguida, é atravessado por uma corrente elétrica.

O isótopo ^{25}Mg (97%) foi evaporado por bombardeamento eletrônico no sistema EDWARDS E12E3 do laboratório de alvos. O sistema UNIVEX-450 apresentou problemas para a evaporação do magnésio em pó (MgO), pelo fato de o feixe de elétrons evaporar também o cobre do cadinho, o que não ocorre durante a evaporação do carbono devido ao tamanho das peças que protege o cadinho do aquecimento excessivo. Neste sistema, um filamento de tungstênio aquecido emite elétrons que são focalizados eletrostaticamente sobre as paredes de um cadinho de tântalo, recipiente que contém pó de óxido de magnésio isotopicamente enriquecido (^{25}Mg a 97%). Os elétrons aquecem o material e este oxida as paredes de tântalo. Deixa-se somente o magnésio reduzido evaporar utilizando-se o controle da potência do filamento, pois o óxido evapora em temperaturas mais altas do que o magnésio metálico. Utilizamos aproximadamente 20W de potência na evaporação do magnésio. Para uma maior aderência do magnésio, o anteparo que segura os alvos é colocado em contato térmico com um dedo frio cheio de nitrogênio líquido.

As montagens para a evaporação do magnésio e do bismuto foram feitas no sistema evaporador EDWARDS E12E3 (figura 2.4). Os alvos de magnésio assim obtidos tiveram espessuras entre 10 e $18\mu\text{g}/\text{cm}^2$, dependendo do alvo. A menor uniformidade na camada de magnésio foi causada pela distância mais curta entre os alvos e o cadinho (7cm), evitando desperdícios de material enriquecido. As distâncias utilizadas nas evaporações do bismuto

(18cm) e do carbono (30cm) proporcionaram excelentes uniformidades nas camadas destes elementos.

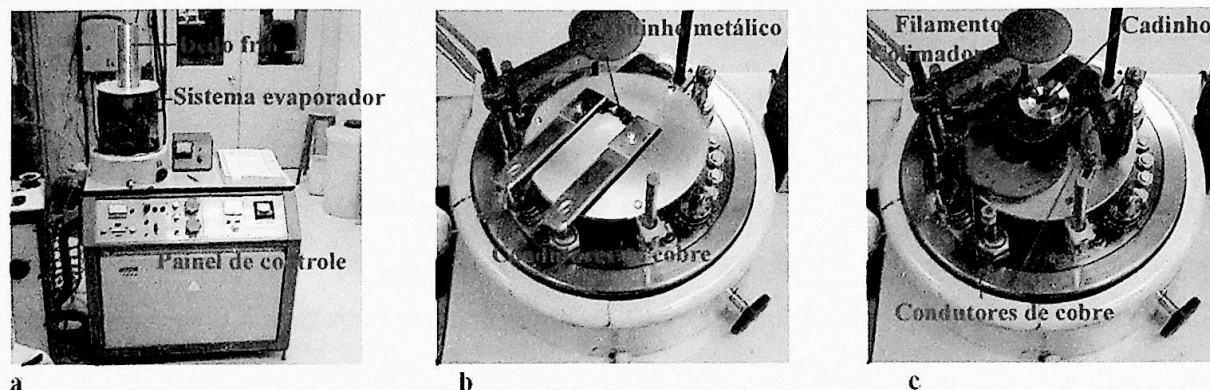


Figura 2.4: (a) sistema EDWARDS – E12E3; (b) montagem para passagem de corrente; (c) montagem para bombardeamento eletrônico.

2.2 Fonte de íons

No laboratório Pelletron utiliza-se uma fonte de íons modelo MC-SNICS (*Multi Cathode – Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*), produzida pela Nacional Electrostatics Corp. (NEC). Esta fonte é responsável, atualmente, por todos feixes de íons produzidos no laboratório.

O funcionamento de uma fonte deste tipo encontra-se ilustrado na figura 2.5a. Um reservatório de césio é aquecido a aproximadamente 120°C, de forma a produzir vapor deste. Este vapor espalha-se pelo interior da fonte em vácuo, onde uma parte deposita-se sobre o catodo refrigerado, e outra entra em contato com a superfície aquecida do ionizador (1000-1200°C), onde evapora imediatamente com altas taxas de Cs^+ . O equilíbrio entre o número de átomos neutros de césio (Cs^0) e de íons positivos de césio (Cs^+) em contato com uma superfície é descrito pela lei de Saha-Langmuir [13]:

$$Cs^+ / Cs^0 = \exp[(W - \phi) / kT], \quad (2.1)$$

onde: W é a função trabalho termoiônica do material da superfície;

ϕ é o potencial de ionização do elemento.

Um alto grau de ionização é conseguido quando $W > \phi$ e, por esta razão, utiliza-se uma superfície de tântalo ($W = 4.2\text{eV}$) para ionizar o césio ($\phi = 3.9\text{eV}$). Os íons de césio positivamente carregados que saem do ionizador são acelerados em direção ao catodo e focalizados sobre este (figura 2.5b). O disco multi-catodo comporta vários catodos com pequenas dimensões, no caso, 32 catodos de cerca de 1mm de diâmetro, permitindo facilmente a troca de feixe sem a quebra do vácuo.

Os íons de césio, ao colidirem com o material do catodo, arrancam partículas deste que, ao passarem pela película neutra de césio (depositada sobre o catodo), tornam-se negativas devido à eletropositividade deste, razão pela qual a fonte é capaz de produzir uma grande variedade de feixes. Visto que a fonte inteira trabalha com cerca de 80KV abaixo do terra, este feixe negativo é acelerado para fora da fonte em direção ao seletor de massa ME-20, tornando-se disponível para o acelerador Pelletron. No caso do feixe de ^{11}B , o catodo utilizado foi preenchido com óxido de boro natural (B_2O_3).

A fonte de íons MC-SNICS foi instalada no laboratório Pelletron durante o desenvolvimento deste trabalho. Enquanto com a antiga fonte (modelo SNICS II) era possível se extrair feixes de ^{11}B com apenas 400nA no copo 3, com a atual é possível obter até 4 μA no mesmo copo. A nova fonte proporcionou um aumento generalizado na intensidade dos feixes produzidos no Pelletron. Para os experimentos com feixes secundários é óbvia a importância de se ter um feixe primário intenso.

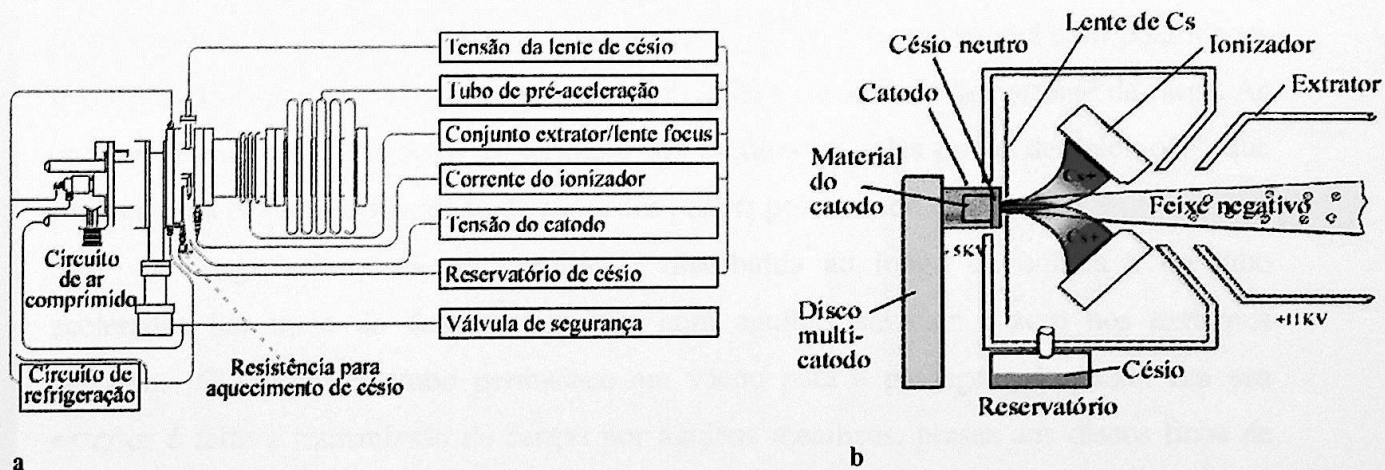


Figura 2.5: (a) diagrama geral da fonte de íons MC-SNICS ; (b) funcionamento da fonte de íons.

2.3 Acelerador Pelletron

Logo após sair do tubo pré-acelerador, o feixe contém uma variedade de íons produzidos na fonte, dos quais se deseja somente um, no caso, o $^{11}\text{B}^-$. Os íons são selecionados por sua massa (M), energia (E) e carga (Z) pela ação de um eletroímã cujo valor máximo de ME/Z^2 é 20 (ME-20), que deflete o feixe de 90° , deixando-o na vertical e direcionando-o para o terminal do acelerador.

O acelerador Pelletron 8-UD é uma máquina eletrostática, tipo Tandem, com tensão máxima de 8MeV no terminal. A carga do terminal é produzida por ação indutiva sobre uma corrente de cilindros metálicos (*pellets*) com ligações isolantes de nylon. Uma fonte de alta tensão polariza negativamente um indutor próximo à polia aterrada, este empurra os elétrons para fora dos *pellets* enquanto estão em contato com a polia. Desde que os *pellets* permaneçam sobre a ação do campo do indutor enquanto saem da polia, eles armazenam uma quantidade de carga positiva. Um motor faz com que a corrente transporte as cargas até o terminal de alta tensão, onde o processo reverso ocorre. Quando alcança o terminal, a corrente passa através de um supressor, negativamente carregado, que impede a formação de arcos voltaicos durante a aproximação dos *pellets* com a polia do terminal. Ao saírem do campo do supressor as cargas fluem livremente para o terminal, carregando-o positivamente. O mesmo processo é feito para a volta da corrente, porém com polaridades invertidas, transportando cargas negativas e dobrando a capacidade de corrente de carga. As tensões do supressor e indutor do terminal são produzidas pelas polias de "pick-off", que roubam uma pequena quantidade de carga dos *pellets* polarizando-os.

A carga acumulada no terminal é distribuída ao longo da coluna e do tubo acelerador por meio de descargas corona com agulhas até cair a zero nos extremos aterrados. O interior do tubo permanece em vácuo para a passagem do feixe. Em seu exterior é feita a transmissão de cargas por agulhas metálicas, presas aos discos finos de titânio que definem as equipotenciais do tubo. A coluna do acelerador é formada por anéis de alumínio empilhados sobre postes isolantes blindando o tubo acelerador. Os anéis da coluna também possuem agulhas metálicas para a transmissão de carga e são ligados aos

discos metálicos do tubo a cada metro, definindo uma unidade para aceleradores deste tipo. No Pelletron existem oito unidades acima e oito abaixo do terminal (8-UD). Essas ligações tornam a distribuição de carga mais uniforme e o sistema mais estável. O terminal encontra-se isolado do tanque por uma atmosfera de SF₆, ótimo isolante elétrico e condutor térmico, o que também contribui com a estabilidade da máquina. Atualmente, para máquinas deste tipo, não se utilizam mais agulhas para distribuição de carga mas sim resistores. Isso facilita extremamente a operação da máquina pois mudanças no potencial podem ser feitas sem alterar a pressão do gás SF₆.

A medida da tensão do terminal do acelerador é feita por um voltímetro gerador. O instrumento é constituído por duas hélices que se encontram próximas do terminal, a mais próxima permanece girando (rotor, figura 2.6) por meio de um motor, fazendo com que a outra hélice (coletor) sofra uma variação na carga induzida pelo terminal proporcional, ficando entre zero quando totalmente escondida e o seu valor máximo quando totalmente exposta.

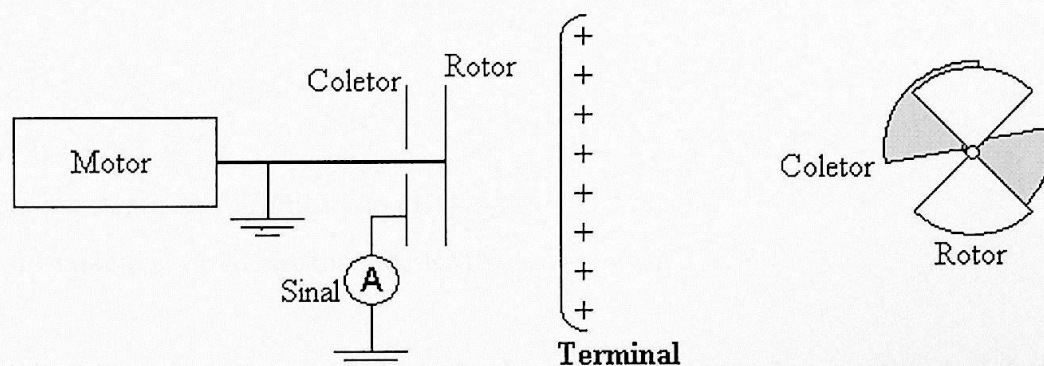


Figura 2.6: voltímetro gerador.

O feixe negativo de fonte de íons é atraído e acelerado até o terminal, onde colide com finas folhas de carbono (5µg/cm²). Os íons perdem elétrons ao atravessá-las e tornam-se positivos, o que faz com que, a partir daí, passem a ser repelidos para fora do terminal, com intensidade proporcional à carga adquirida. Os íons com estado de carga Z saem do tubo acelerador com uma energia total adquirida de:

$$E = eV_i + (Z + 1)eV_t, \tag{2.2}$$

onde: V_i é a tensão do catodo mais a tensão aplicada na fonte em torno de 90KeV;

e é a carga do elétron;

V_f é a tensão no terminal;

Z é o estado de carga do íon após o terminal.

O feixe sai do acelerador composto de íons com vários estados de carga que acabam adquirindo energias diferentes, é necessário então uma nova seleção, feita pelo eletroímã ME-200. Além da seleção de carga, o eletroímã também define e controla a energia final do feixe. A energia do feixe é controlada pela medida indireta do campo magnético H , por meio da ressonância magnética nuclear (RMN), no qual um corpo de prova com água (prótons), localizado no entreferro do eletroímã, está sujeito a um sinal de RF que é absorvido no instante da ressonância. A relação entre a energia do feixe e a frequência de RMN é dada por [14]:

$$E = Mu \left[\left(1 + \frac{2Z^2 f^2 k}{(Mu)^2} \right)^{1/2} - 1 \right] MeV , \quad (2.3)$$

onde: M é o numero de massa;

$u = 931.478$ MeV;

k é a constante de calibração do eletroímã;

f é a frequência de ressonância de RMN.

O ME-200 possui um conjunto de fendas na saída (ponto imagem) onde é feito o controle de energia com o auxílio de um triodo. Este tem o catodo aterrado e seu anodo ligado ao terminal por uma ponta de corona. A tensão de sua grade controla o fluxo de elétrons e, conseqüentemente, a carga do terminal, por sua vez, a diferença de corrente nas fendas de saída é que gera o sinal que controla a tensão da grade do catodo. Assim, qualquer variação de potencial no terminal causa mudança na trajetória dos íons pela ME-200, provocando variações no sinal das fendas, que imediatamente corrigem a distorção.

O feixe passa ainda por um último eletroímã, o *switching magnet*, que desvia o feixe para uma das canalizações da sala de experiências. Toda trajetória do feixe é controlada por meio de diversos elementos ópticos de forma a maximizar a intensidade do feixe sobre o alvo (figura 2.7).

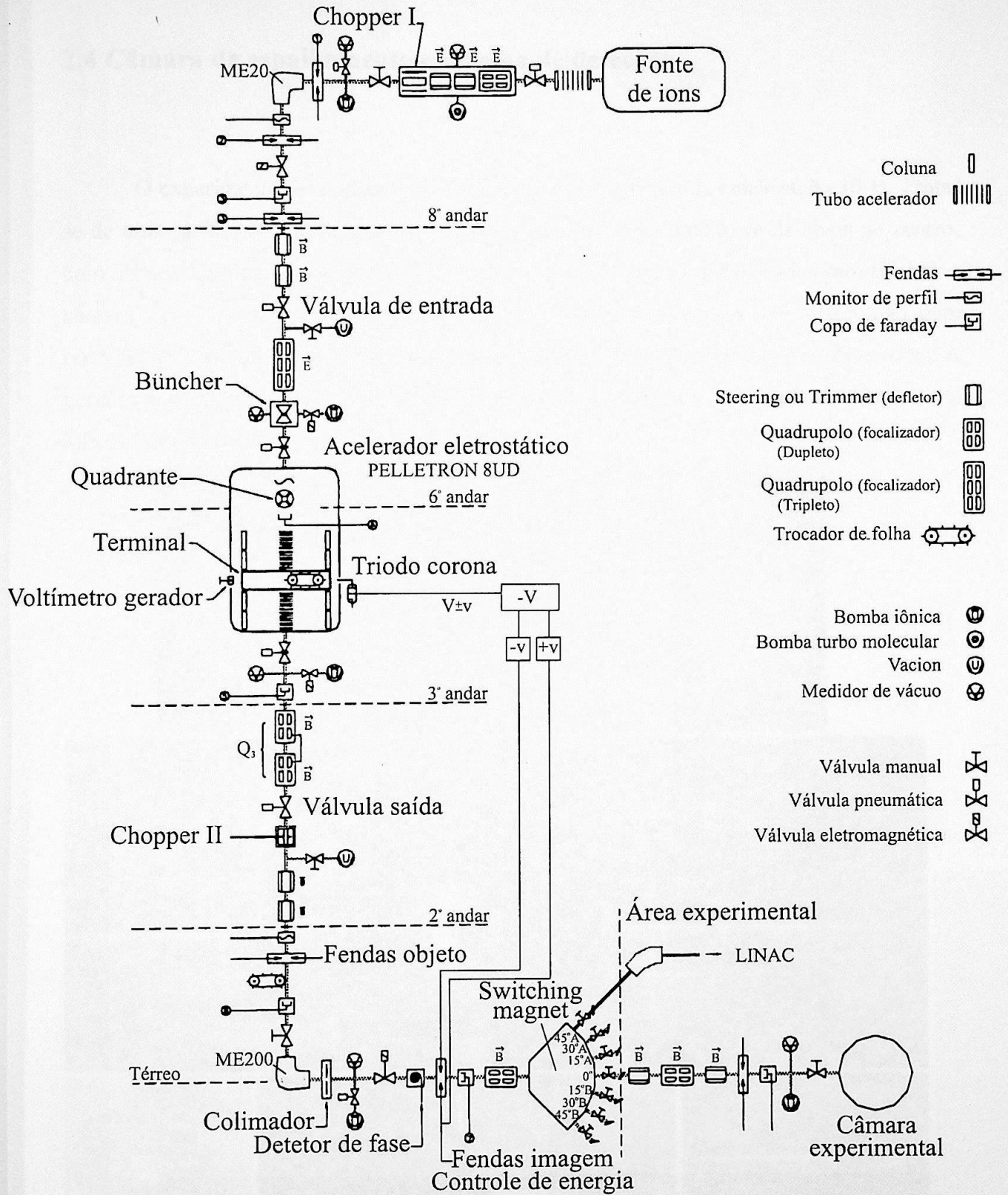


Figura 2.7: diagrama do sistema de montagem do laboratório Pelletron.

2.4 Câmara de espalhamento e sistema de detecção

O experimento foi realizado na câmara de espalhamento da canalização 30-B. Trata-se de uma câmara de 1m de diâmetro e 30cm de altura com uma torre de alvos no centro, com capacidade para suportar até quatro alvos, os quais podem ser trocados sem se abrir a câmara. Na base há uma escala graduada, para a leitura do ângulo de observação com precisão de 1 minuto de grau, fixada a um braço móvel onde são montados os detectores. A geometria do feixe é definida por dois conjuntos de colimadores na entrada da câmara, e a intensidade, por um Copo de Faraday na saída.

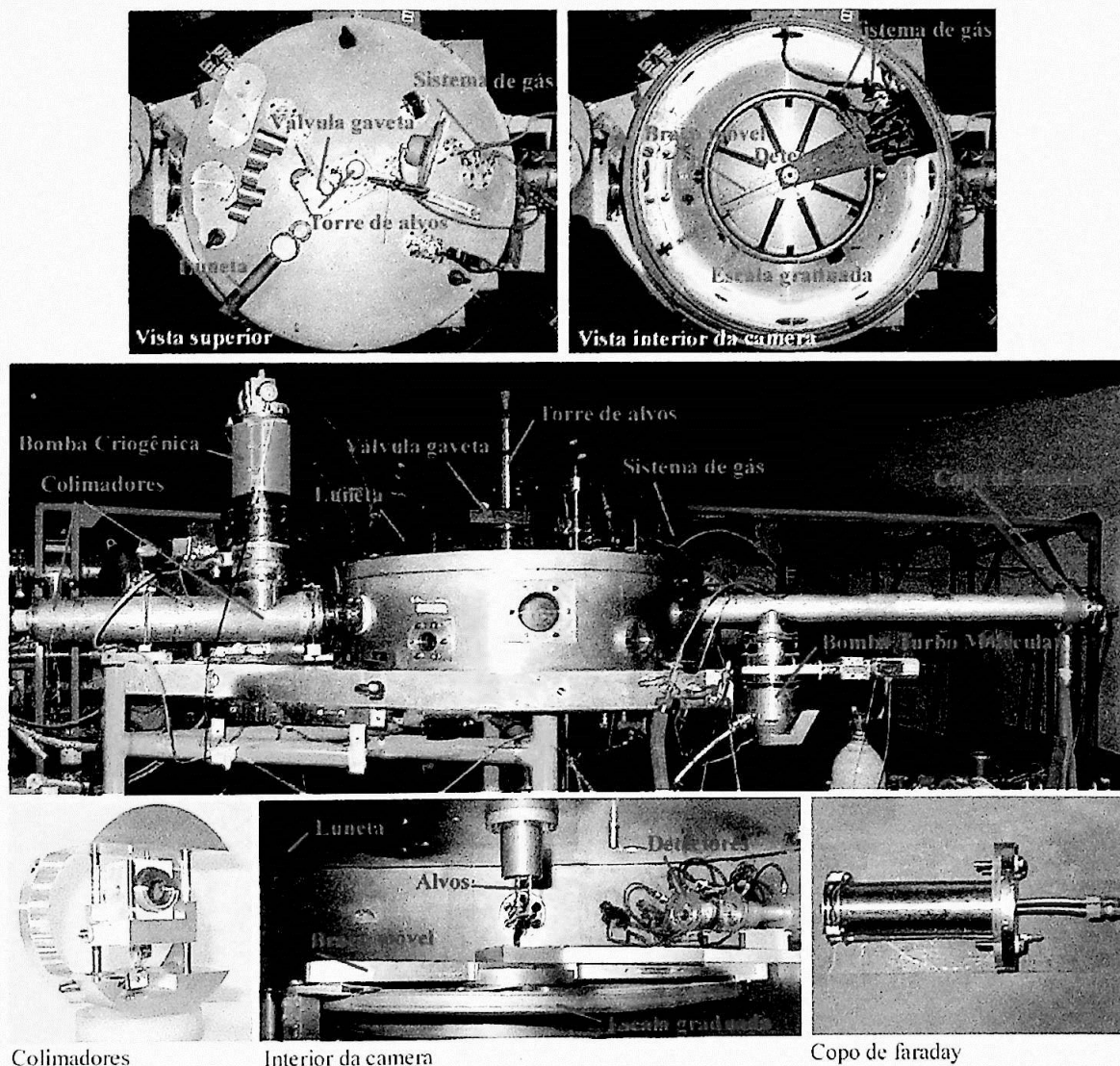


Figura 2.8: descrição da câmara de espalhamento 30-B.

Como detectores foi utilizado um conjunto de três telescópios E- ΔE (gás) [15], denominados pelas letras **U**, **T** e **R**, com separação de dez graus entre si. Cada telescópio é formado por um detector proporcional a gás (20 torr) e um detector barreira de superfície de Silício. A partícula detectada ioniza o gás do detector proporcional durante sua passagem, um fio com tensão positiva atrai as cargas negativas (elétrons) gerando o sinal do detector. O gás utilizado ($P_{10}=90\% \text{Argônio}+10\% \text{Metano}$) é mantido em fluxo constante para evitar sua degeneração. Ao chegar no final do telescópio, a partícula perde o restante de sua energia no detector barreira de superfície de Silício, parando neste. O sinal ΔE produzido pelo detector proporcional é a grosso modo proporcional ao produto mZ^2/E , onde Z é o número atômico, m é a massa e E a energia é das partículas coletadas, o que permite a identificação do número atômico das partículas detectadas. O detector de barreira termina por parar as partículas e produz o sinal E . A soma dos sinais $E+\Delta E$ fornece a energia da partícula menos aquela perdida na janela de entrada do detector (mylar).

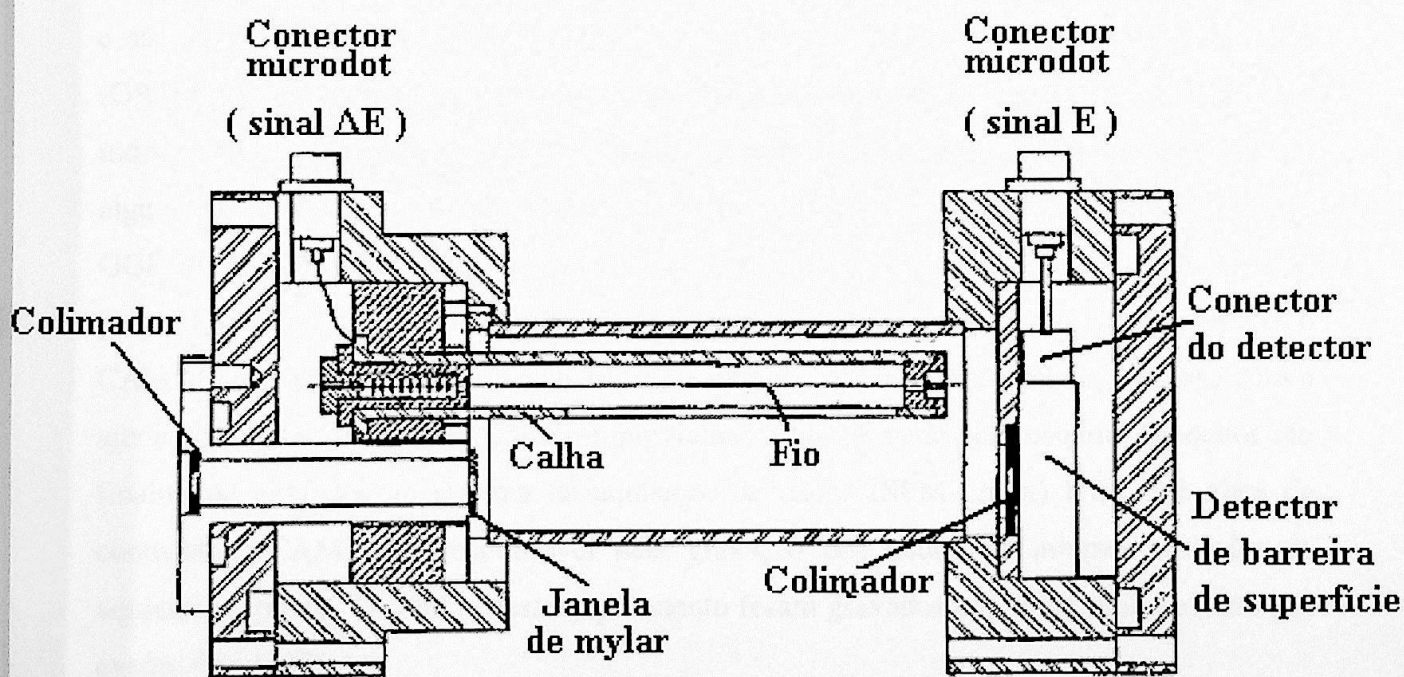


Figura 2.9: corte transversal de um telescópio E- ΔE (gás).

2.5-Eletrônica e Aquisição de dados

A montagem eletrônica utilizada nos experimentos pode ser vista na figura 2.10 da página seguinte. Os pulsos gerados pelos detectores proporcionais a gás (ΔE) passam por pré-amplificadores modelo 142 PC (ORTEC), logo na saída da câmara, e os pulsos dos detectores de barreira (E) por pré-amplificadores modelo 124 (ORTEC). Os sinais produzidos passam por uma série de cabos coaxiais até a sala de controle, onde são novamente amplificados por módulos amplificadores 514 (MECH-TRONICS). Nestes são ajustados o ganho e a forma (*shapping time*) dos pulsos que depois podem seguir pelas saídas unipolar e bipolar do módulo. Os sinais unipolares seguem direto para um conversor analógico digital (ADC) do CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*). Os sinais bipolares são utilizados apenas pelos pulsos provenientes dos detectores de barreira, e são conectadas aos módulos TSCA (*Timing Single Channel Analyser*), modelo 420A (ORTEC), que geram um sinal lógico de tempo. Estes pulsos seguem então para um módulo lógico Fan in/Fan out (LFF), modelo 429A(ORTEC), que ao receber um sinal de algum dos TSCA's, o transmite para um módulo OGG (*Octal Gate Generator*), modelo GG8000 (ORTEC). O OGG gera um sinal lógico (ajustável) que serve como um gatilho para o sistema CAMAC, avisando sobre a ocorrência de eventos. Durante este período, o CAMAC mantém a leitura dos pulsos unipolares pelos ADC's e depois os processa com a ajuda do módulo EH (*Event Handler*), previamente programado pelo usuário. Os dados são finalmente enviados ao sistema de aquisição de dados (SPM-Linux) [16], que além de controlar o CAMAC é responsável pela gravação dos dados no microcomputador de aquisição (spmnt). Os dados deste experimento foram gravados em disco rígido evento por evento (modo FILA).

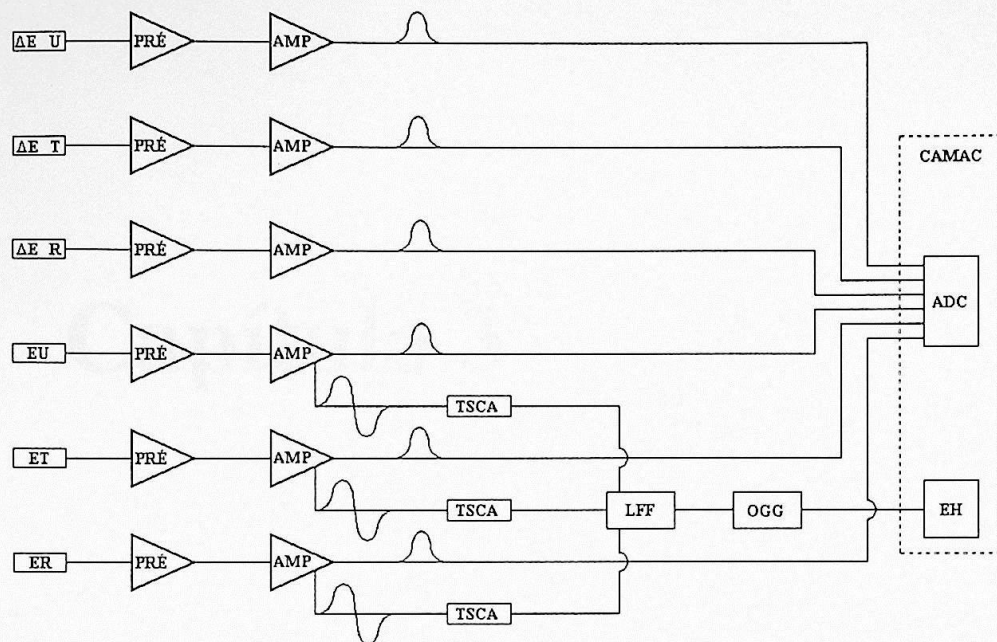


Figura 2.10: montagem eletrônica.

Capítulo 3

“A neurosis is a secret that you don't know you are keeping.”

Kenneth Tynan

Redução dos Dados

A redução dos dados foi feita com o auxílio do pacote de rotinas VAXPAK [17],[18] que inclui programas para criação de espectros (SCAN), manipulação e visualização destes (DAMM), cálculos de perda de energia e *stragglng* angular (STOPX), entre outros como o KINEQ para cálculos de cinemática. Neste capítulo são apresentados um espectro $E-\Delta E$ característico do experimento, algumas projeções dos espectros obtidos, a determinação das espessuras dos alvos pelo estudo dos espalhamentos elásticos do ^{16}O a 31MeV e ^{11}B a 35MeV com os elementos do alvo, os cálculos experimentais das seções de choque para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e suas funções de excitação, distribuições angulares do espalhamento inelástico do $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$ e distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$.

3.1-Os Espectros do Experimento

Os espectros biparamétricos $E-\Delta E$ foram construídos utilizando o programa SCAN dos dados gravados, evento por evento, com seis parâmetros correspondentes aos sinais E e ΔE dos três telescópios. Uma rotina foi implementada durante a construção dos espectros biparamétricos ($E-\Delta E$) para efetuar a correção da energia perdida no detector proporcional. A correção foi efetuada a partir da equação:

$$E = E + k\Delta E, \quad (3.1)$$

onde: E é o parâmetro correspondente ao detector de barreira de superfície;

ΔE o parâmetro correspondente ao detector proporcional;

k uma constante ajustada de forma a otimizar a resolução dos picos projetados em espectros monoparamétricos de energia.

Na Figura 3.1 é apresentado um típico espectro biparamétrico após correção. Os ganhos em E e ΔE são diferentes, fazendo com que o espectro não se localize abaixo de uma reta imaginária com coeficiente angular de 45 graus.

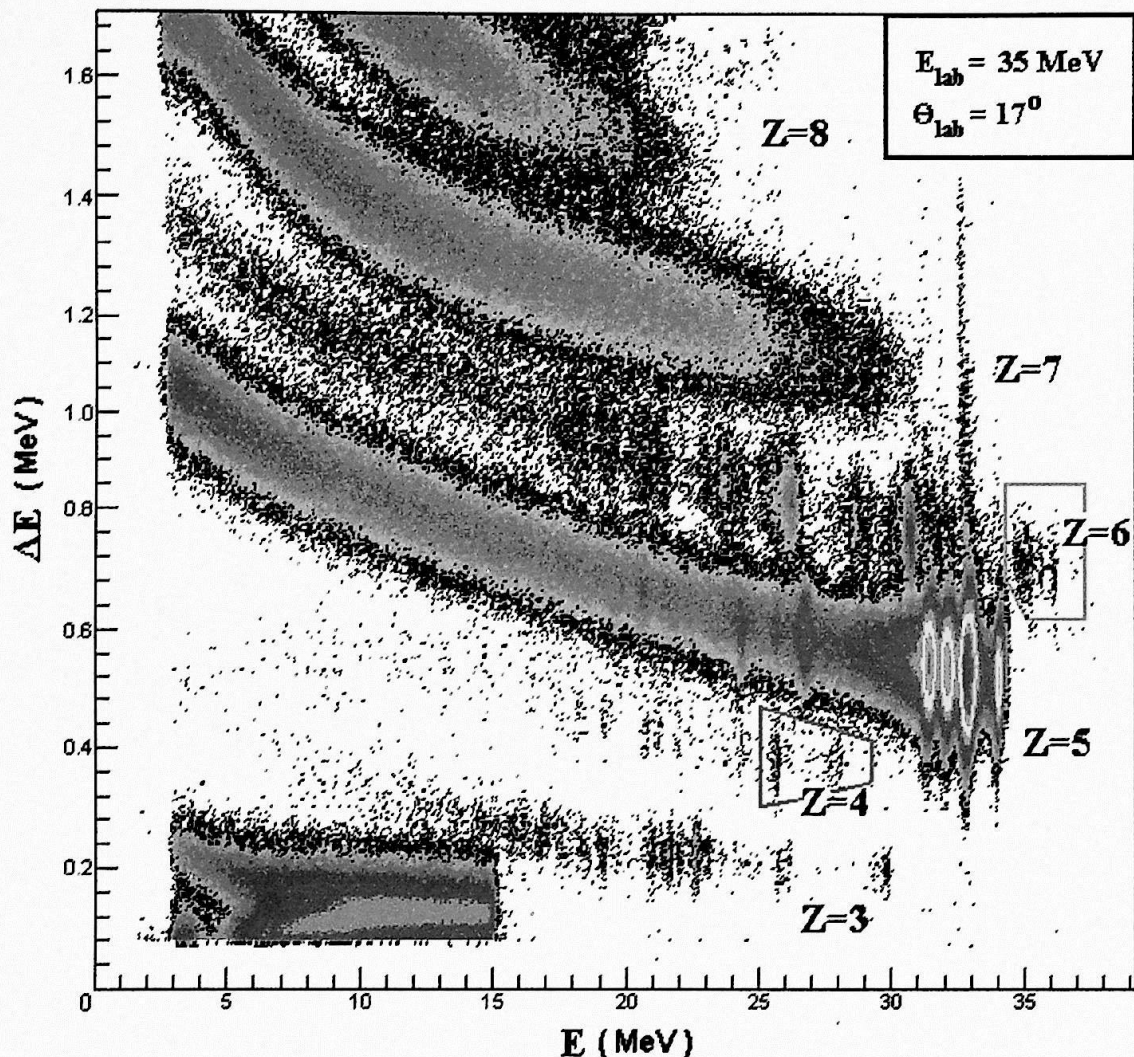


Figura 3.1: espectro biparamétrico E - ΔE com diferentes faixas de elementos de Z diferentes, a região verde abrange os picos da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B},^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e a vermelha os da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B},^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$.

Vários histogramas foram construídos a partir das projeções de diferentes faixas dos espectros biparamétricos. Com o programa DAMM foram extraídos os valores das posições dos picos em canais para calibração dos espectros e identificação das reações para cada partícula emergente.

A reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B},^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ (região do polígono em $Z=6$ do espectro), de interesse para a produção do feixe isomérico, possui picos referentes aos estados fundamental e

primeiros estados excitados do ^{24}Na (ver projeção na figura 3.5). O primeiro estado excitado é o estado isomérico e forma um duplete com o segundo estado excitado, como pode ser visto no esquema de níveis da figura 3.2. Os próximos estados excitados formam um quadrupeto que decaem preferencialmente para o estado metaestável, tornando-se uma alternativa para a produção do feixe radioativo.

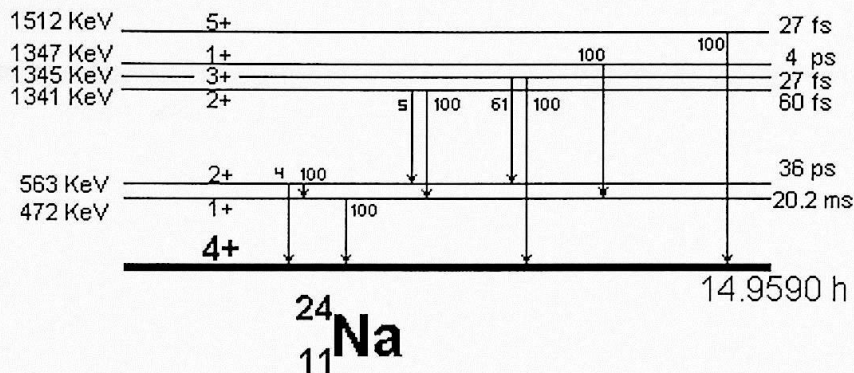


Figura 3.2: esquema de níveis do ^{24}Na .

A análise da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ ficou prejudicada para as distribuições angulares do duplete ($8^\circ \leq \theta_{lab} \leq 12^\circ$) e do quadrupeto ($19^\circ \leq \theta_{lab} \leq 21^\circ$) pela reação contaminante $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$ proveniente do oxigênio existente nos alvos, o que também pode ser visualizado na projeção da figura 3.5 e na cinemática abaixo:

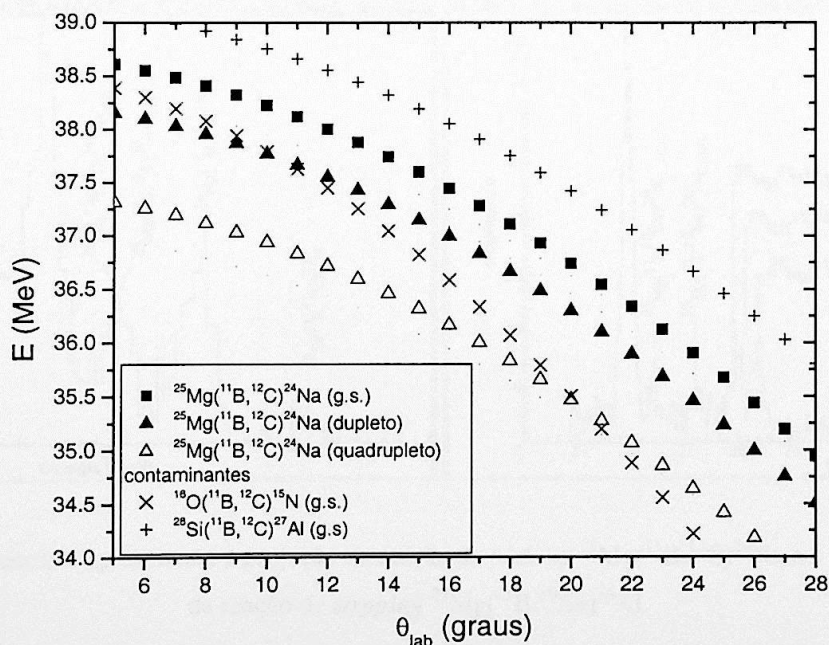


Figura 3.3: cinemática da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e reações contaminantes.

A seguir são exibidas algumas projeções dos espectros de energia obtidos, com a identificação dos picos que fazem parte da análise dos espalhamentos elásticos, inelásticos e das reações de transferência $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$. Quando um pico corresponde a um estado excitado, ele é identificado com a energia de excitação subscrita à direita do respectivo isótopo.

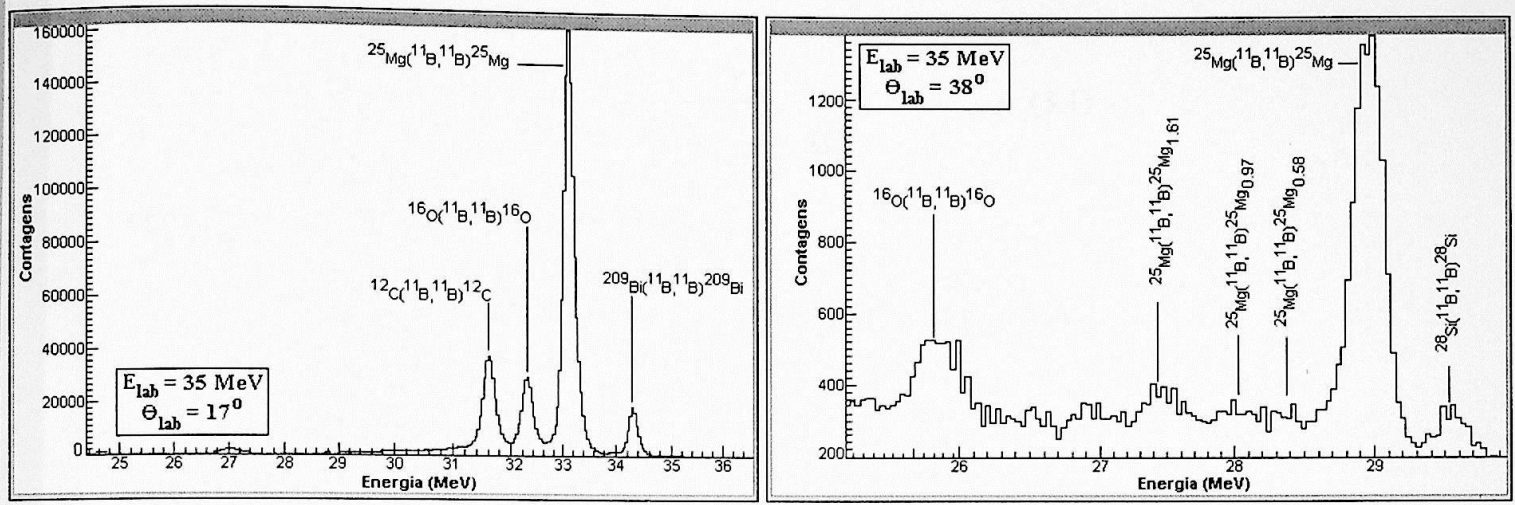


Figura 3.4: à esquerda, os picos de espalhamento elástico a 17 graus e à direita, picos de espalhamento inelástico $^{11}\text{B} + ^{25}\text{Mg}$ a 38 graus.

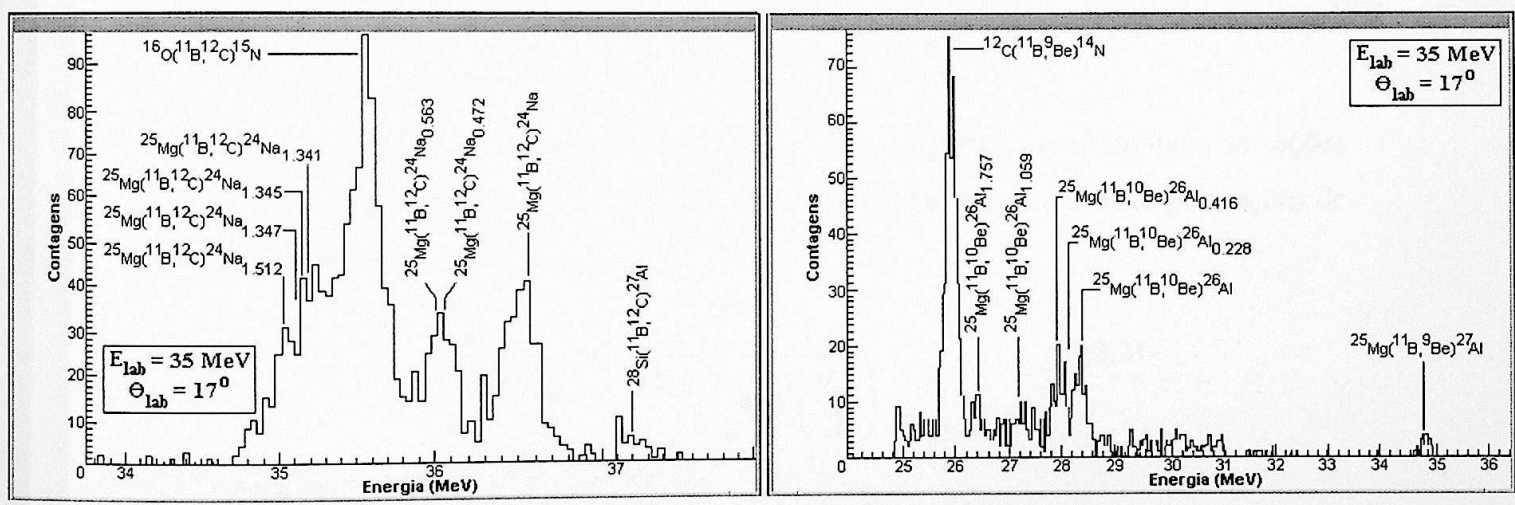


Figura 3.5: à esquerda é apresentada a projeção da reação de *pick-up* $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e à direita a projeção da reação de *stripping* $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$.

3.2-Determinação das seções de choque experimentais

Uma vez identificados os picos das reações de interesse podemos fazer o cálculo das seções de choque experimentais, este é feito por meio da equação:

$$\left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega} \right)_{cm} = \frac{Y^x}{N_f N_a^x \frac{1}{Jac^x} \Delta\Omega}, \quad (3.1)$$

onde: x faz referência ao elemento do alvo;

$\left(\frac{d\sigma_{Mg}}{d\Omega} \right)_{cm}$ é a secção de choque no referencial centro de massa;

Y^x é o número de eventos no pico de interesse;

N_f é o número total de partículas provenientes do feixe;

N_a^x é o número de partículas alvo por cm^2 ;

Jac é o jacobiano de transformação do referencial centro de massa para o de laboratório;

$\Delta\Omega$ é o ângulo sólido subtendido pelo detector.

Sabemos ainda que para energias muito abaixo da barreira coulombiana as seções de choque de espalhamento elástico podem ser aproximadas com fidelidade por seções de choque de Rutherford.

$$\left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega} \right)_{cmR} = \left(\frac{z_1 z_2 e^2}{4E_{cm}} \right)^2 \frac{1}{\text{sen}^4 \left(\frac{\theta_{cm}}{2} \right)}, \quad (3.2)$$

Onde: $\left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega} \right)_{cmR}$ é a seção de choque Rutherford no referencial laboratório;

z_1 e z_2 são as cargas do projétil e do alvo;

E_{cm} é a energia no referencial centro de massa;

θ_{cm} é o ângulo com que o projétil é espalhado no referencial centro de massa.

O bismuto presente no alvo serve como normalização já que o espalhamento $^{209}\text{Bi} + ^{11}\text{B}$ é puramente coulombiano.

$$^{11}\text{B} + ^{209}\text{Bi} \Rightarrow Y^{Bi} = N_f N_a^{Bi} \left(\frac{d\sigma_{Bi}}{d\Omega} \right)_{cmR} \frac{1}{Jac^{Bi}} \Delta\Omega, \quad (3.3)$$

E podemos facilmente chegar a relação:

$$\left(\frac{d\sigma_x}{d\Omega} \right)_{cm} = \frac{Y_x N_a^{Bi} Jac^x \left(\frac{d\sigma_{Bi}}{d\Omega} \right)_{cmR}}{Y_{Bi} N_a^x Jac^{Bi}}. \quad (3.4)$$

Esta equação permite o cálculo das seções de choque experimentais das reações de transferência, ela é independente do ângulo sólido $\Delta\Omega$ (desde que se trate do mesmo telescópio) e da intensidade do feixe N_f .

Para estudar a distribuição angular σ/σ_R do espalhamento elástico $^{11}\text{B} + ^{25}\text{Mg}$ basta dividir a equação 3.4 pela seção de choque Rutherford deste, o que resulta em:

$$\frac{\sigma}{\sigma_R} = \frac{\left(\frac{d\sigma_{Mg}}{d\Omega} \right)_{cm}}{\left(\frac{d\sigma_{Mg}}{d\Omega} \right)_{cmR}} = \frac{Y_{Mg} N_a^{Bi} Jac^{Mg} \left(\frac{d\sigma_{Bi}}{d\Omega} \right)_{cmR}}{Y_{Bi} N_a^{Mg} Jac^{Bi} \left(\frac{d\sigma_{Mg}}{d\Omega} \right)_{cmR}}. \quad (3.5)$$

Onde $\frac{N_a^{Bi}}{N_a^{Mg}}$ é a razão entre as espessuras do bismuto e do magnésio no alvo, as

quais são determinadas na próxima seção.

3.3-Determinação das espessuras dos alvos

Dentre os alvos produzidos para os experimentos foram utilizados apenas dois, um mais fino para melhorar a resolução dos espectros e permitir a separação dos picos do espalhamento elástico nos ângulos dianteiros, e outro mais grosso para aumentar as contagens em ângulos mais traseiros. Para determinar as espessuras dos alvos utilizados incidimos sobre os alvos um feixe de ^{16}O com baixa energia ($E_{\text{lab}}=31\text{MeV}$) e tomamos as medidas em ângulos onde o espalhamento é coulombiano, com o propósito de determinar a razão entre as espessuras do magnésio e bismuto. Pela análise dos espalhamentos elásticos $^{16}\text{O} + ^{25}\text{Mg}$ e $^{16}\text{O} + ^{209}\text{Bi}$ a baixas energias, determinamos a distribuição angular σ/σ_R , que deve ser aproximadamente igual a um, e obtivemos a razão de $761 \pm 14 \frac{\text{átomos de } ^{25}\text{Mg}}{\text{átomos de } ^{209}\text{Bi}}$

para o alvo mais grosso, com resultado ilustrado na figura 3.6. Para o alvo mais fino encontramos a razão de $414 \pm 27 \frac{\text{átomos de } ^{25}\text{Mg}}{\text{átomos de } ^{209}\text{Bi}}$.

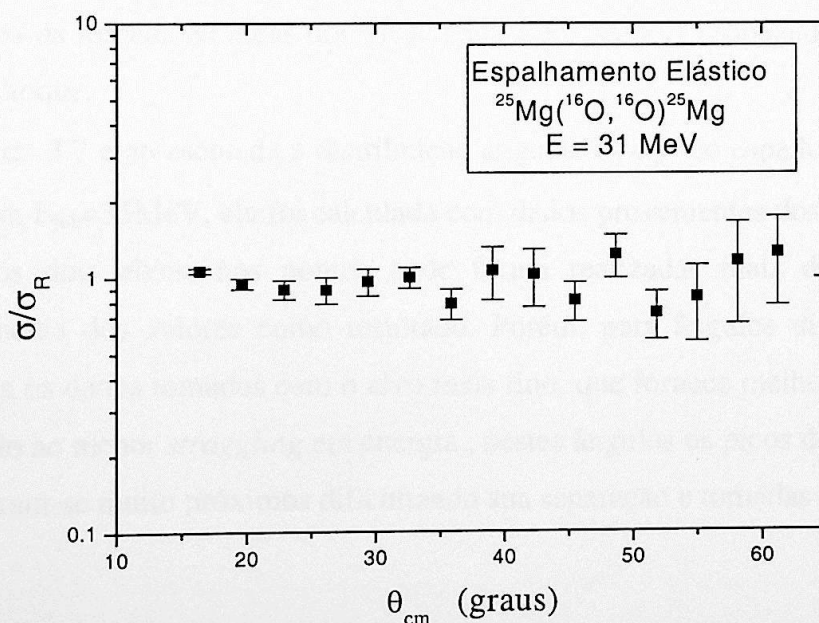


Figura 3.6: distribuição angular σ/σ_R obtida com feixe de 31 MeV de ^{16}O sobre o alvo de ^{25}Mg

Este experimento foi realizado sem o copo de Faraday, e serviu apenas para a determinação da razão entre as espessuras de bismuto e de magnésio. A determinação das espessuras absolutas foi feita com feixe de ^{11}B a 35 MeV, determinando-se primeiro a espessura absoluta do bismuto, pois o espalhamento é Rutherford, e depois a espessura absoluta do magnésio com o auxílio da razão entre as espessuras obtidas com o feixe de ^{16}O . O alvo fino tinha aproximadamente $0.20 \pm 0.02 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de bismuto natural e cerca de $10.0 \pm 0.7 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de magnésio isotopicamente enriquecido (^{25}Mg a 97%), para o alvo grosso determinamos as espessuras de $0.20 \pm 0.01 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de bismuto e de $18.0 \pm 0.3 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de isótopo de ^{25}Mg , como já mencionado no capítulo 2.1.

3.4-Resultados experimentais

Nas próximas paginas serão apresentadas distribuições angulares e funções de excitação obtidas com os experimentos. As barras de erro foram construídas com base nos erros estatísticos da tomada de áreas dos picos analisados, depois propagados nos cálculos das seções de choque.

Na figura 3.7 é apresentada a distribuição angular σ/σ_R do espalhamento elástico do $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$ em $E_{\text{lab}}=35\text{MeV}$, ela foi calculada com dados provenientes dos espalhamentos obtidos com os dois alvos, nos pontos onde foram realizadas mais de uma medida utilizamos a média dos valores como resultado. Porém, para ângulos dianteiros deu-se preferência para os dados tomados com o alvo mais fino, que fornece melhor resolução aos espectros devido ao menor *straggling* em energia, nestes ângulos os picos do espalhamento elástico encontram-se muito próximos dificultando sua separação e tomadas de área.

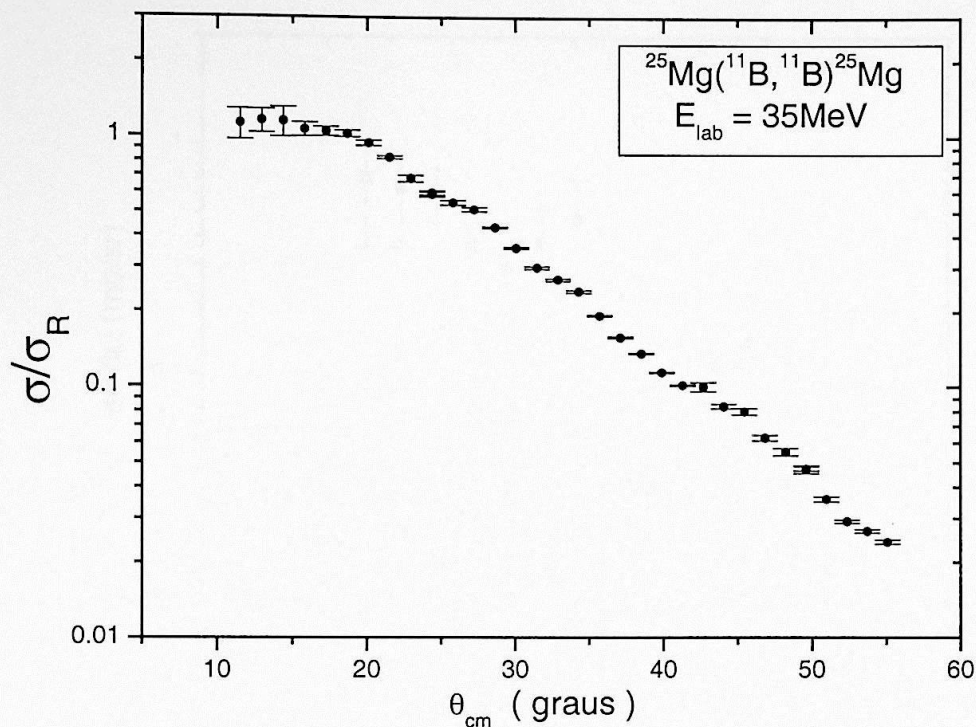


Figura 3.7: distribuição angular do espalhamento elástico $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$.

Nas próximas três figuras (3.8, 3.9 e 3.10) são apresentadas as distribuições angulares para os estados fundamental e primeiros estados excitados da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ com $E_{\text{lab}}=35\text{MeV}$ (esquema de níveis do ^{24}Na na fig.3.2).

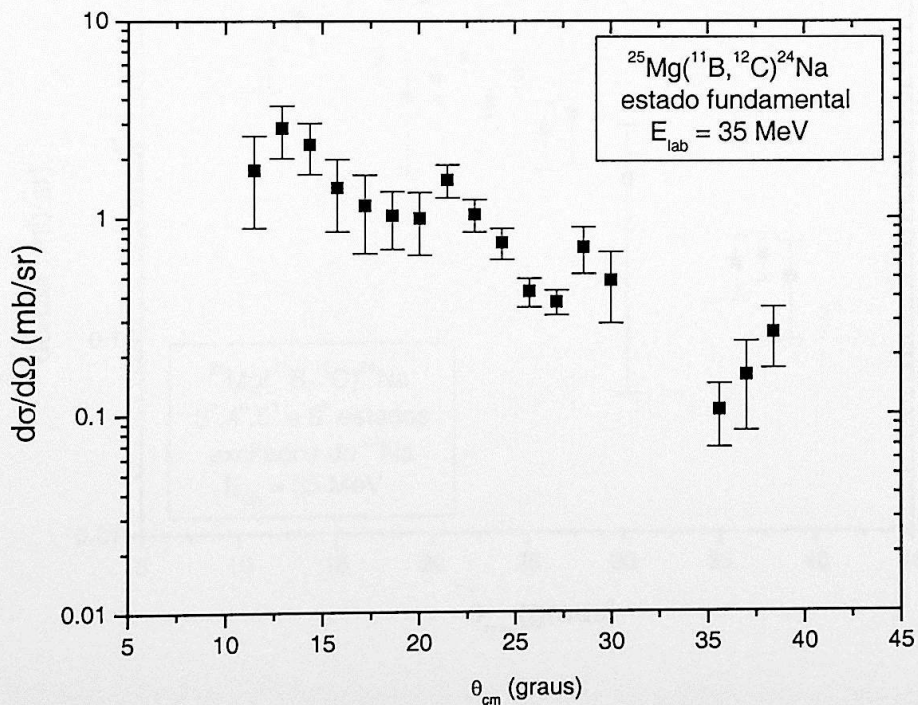


Figura 3.8: distribuição angular do estado fundamental do ^{24}Na .

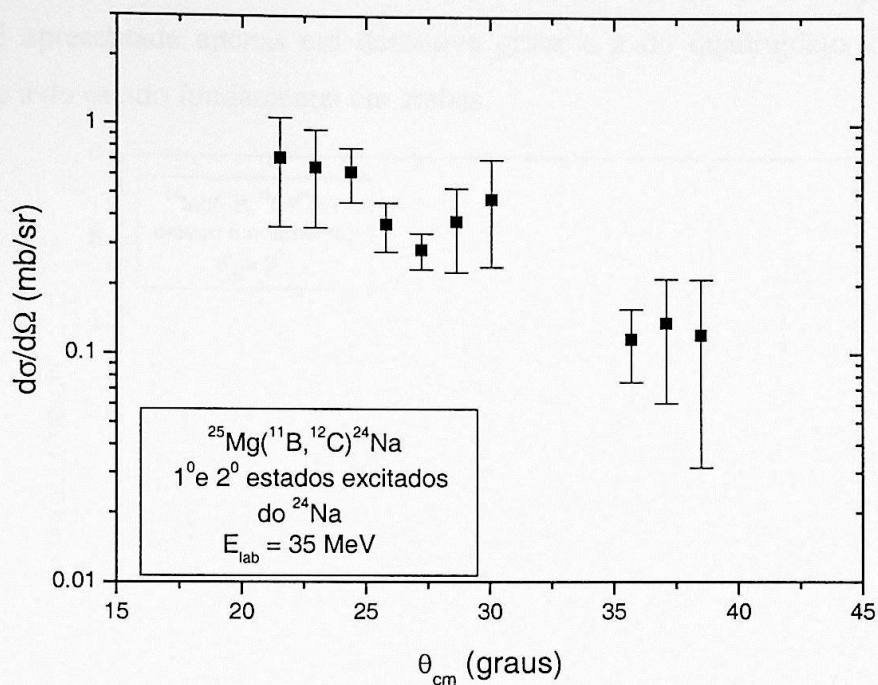


Figura 3.9: distribuição angular do dupletto de estados de ^{24}Na , o primeiro é o estado isomérico e o segundo decai em 96% para o estado isomérico.

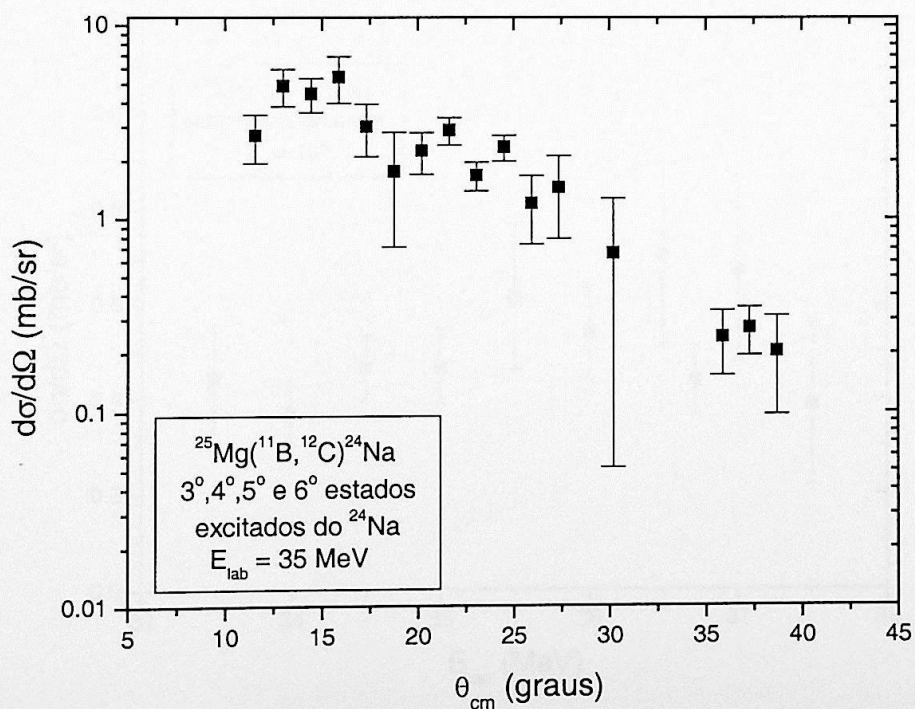


Figura 3.10: quadrupletto de estados excitados capazes de alimentar o estado isomérico

Por causa da reação contaminante $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{14}\text{N}$, a função de excitação do dublete de estados é apresentada apenas em dezenove graus e a do quadrupeto a nove graus, enquanto que a do estado fundamental em ambas.

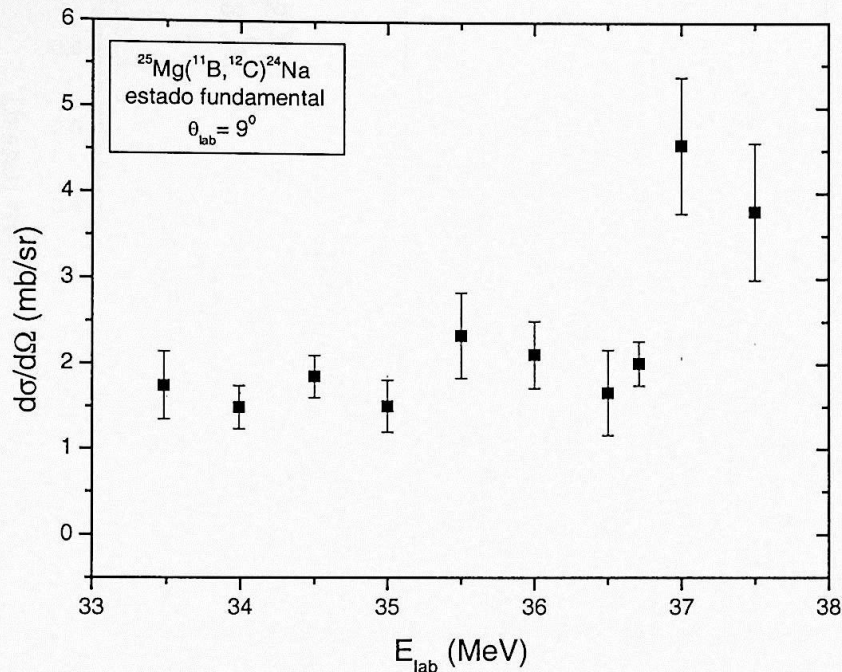


Figura 3.11: função de excitação do ^{24}Na em estado fundamental a 9 graus.

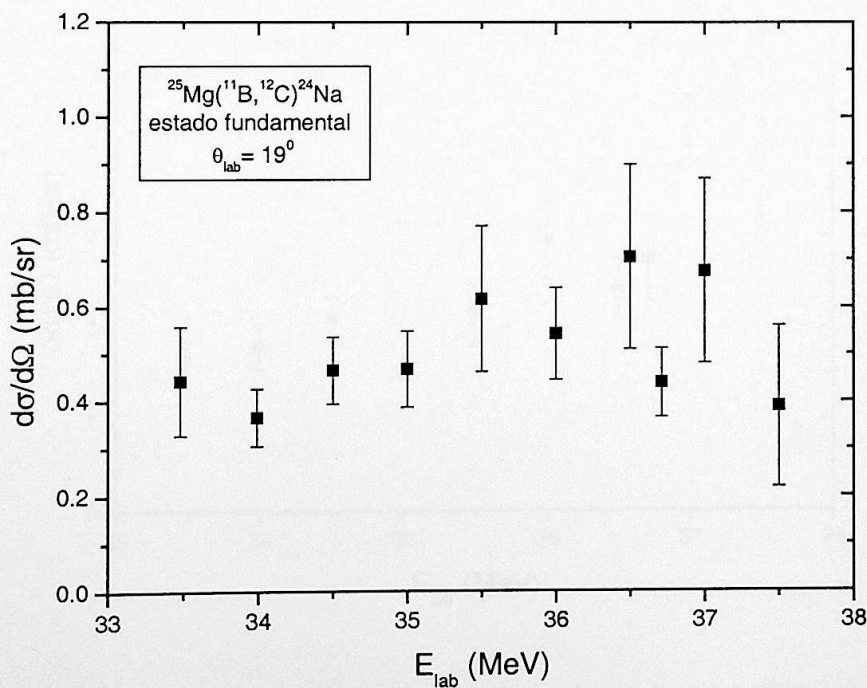


Figura 3.12: função excitação do ^{24}Na em estado fundamental a 19 graus.

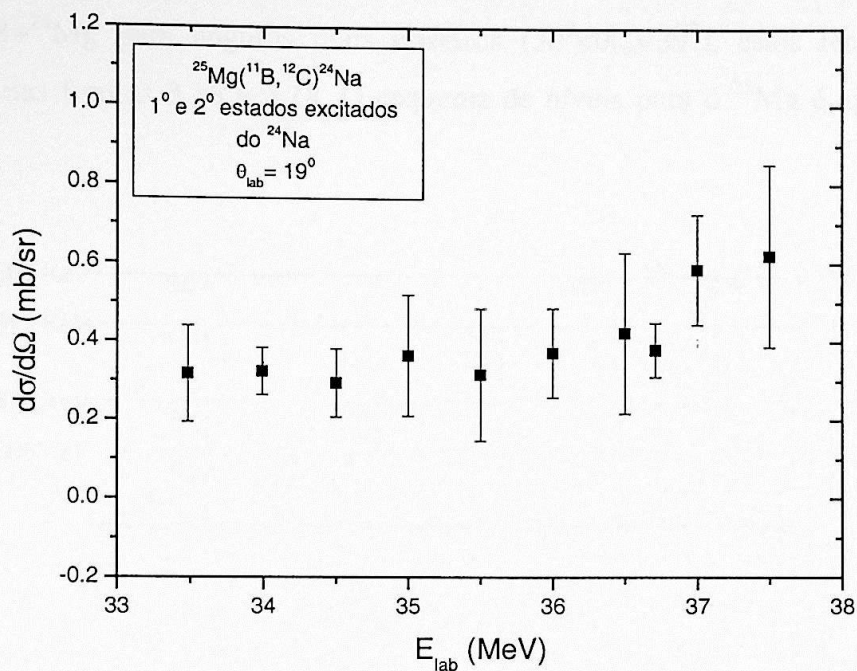


Figura 3.13::função de excitação do dubleto de estados do ^{24}Na a 19 graus.

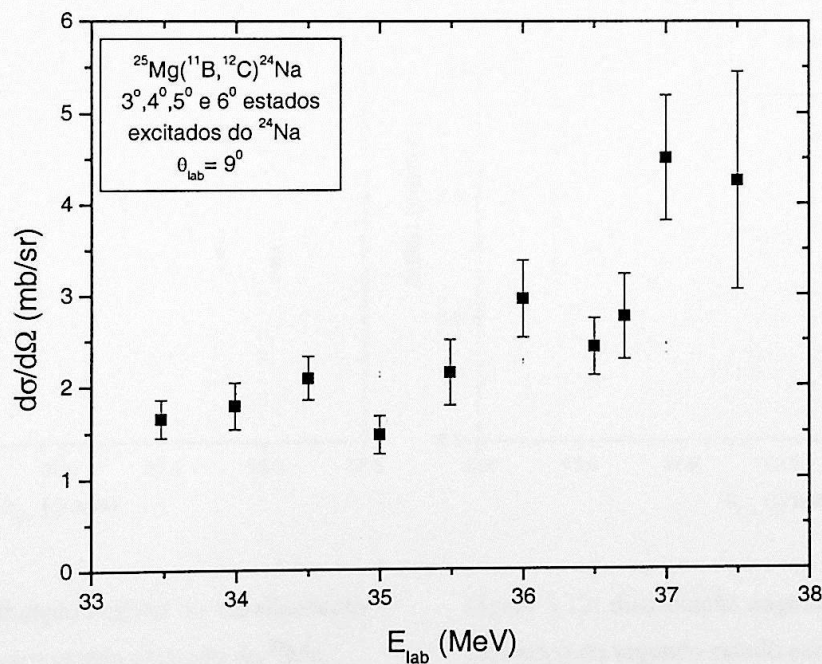


Figura 3.14: função de excitação do quadrupeto de estados excitados do ^{24}Na a 9 graus.

Alguns estados excitados do ^{25}Mg puderam ser observados no espalhamento inelástico $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$ para ângulos mais traseiros ($30^\circ < \theta_{\text{lab}} < 39^\circ$), estes resultados estão apresentados nas figuras 3.16 a 3.18. O esquema de níveis para o ^{25}Mg é apresentado na figura 3.15:

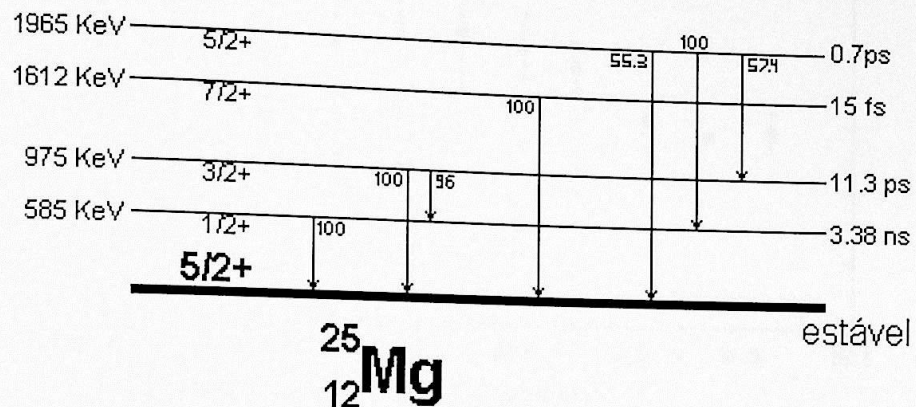


Figura 3.15: esquema de níveis para o ^{25}Mg .

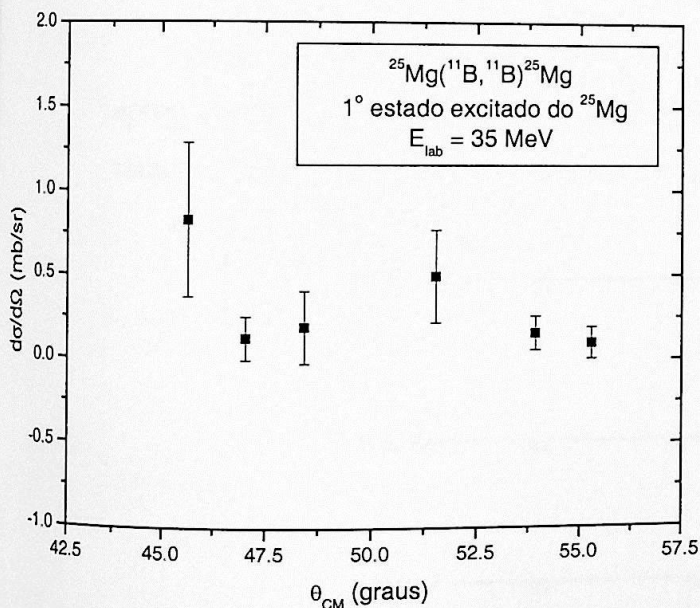


Figura 3.16: distribuição angular do espalhamento inelástico do primeiro estado excitado do ^{25}Mg .

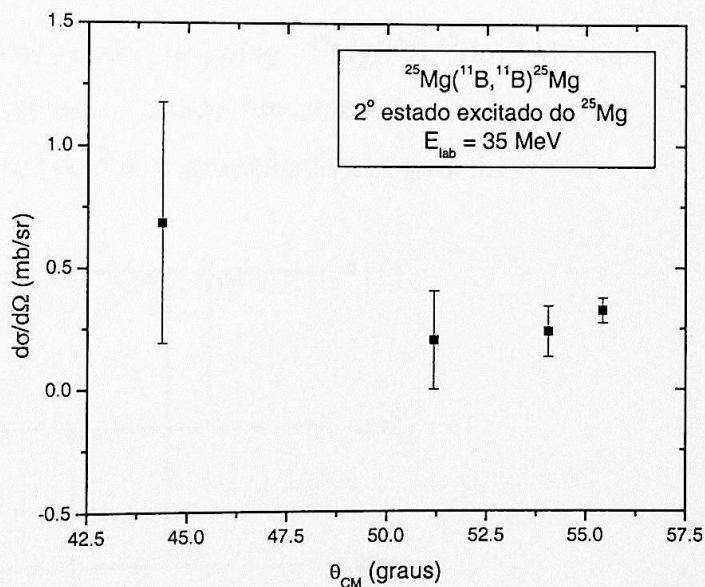


Figura 3.17: distribuição angular do espalhamento inelástico do segundo estado excitado do ^{25}Mg .

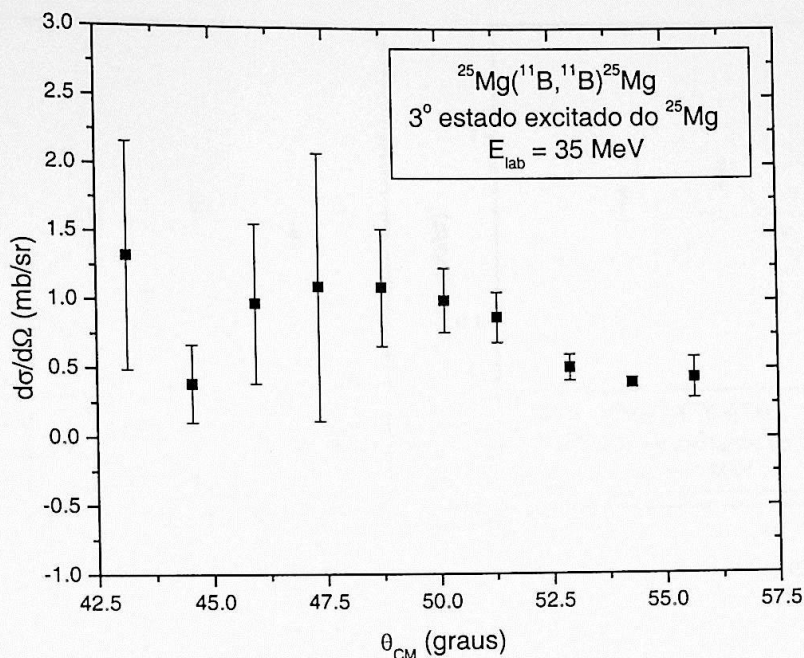


Figura 3.18: distribuição angular do espalhamento inelástico do terceiro estado excitado do ^{25}Mg .

As distribuições angulares da reação de *stripping* $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ são apresentadas nas figuras 3.20 a 3.23, referentes ao estado fundamental e aos primeiros estados excitados do ^{26}Al . O esquema de níveis do ^{26}Al é apresentado na figura 3.19.

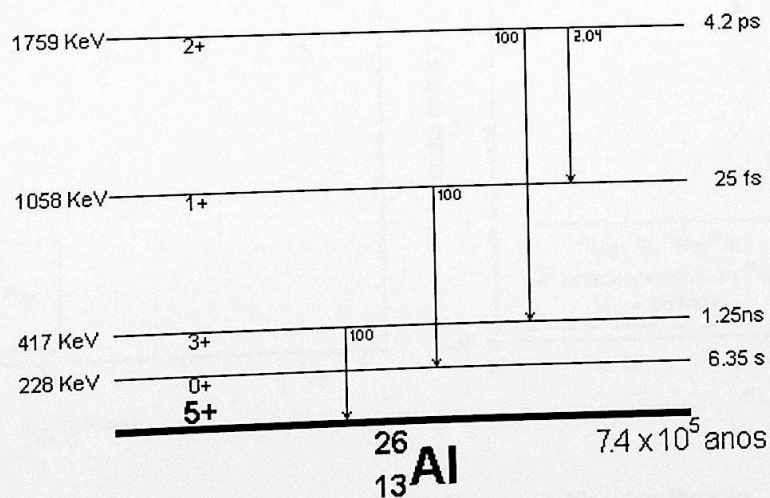


Figura 3.19: esquema de níveis do ^{26}Al .

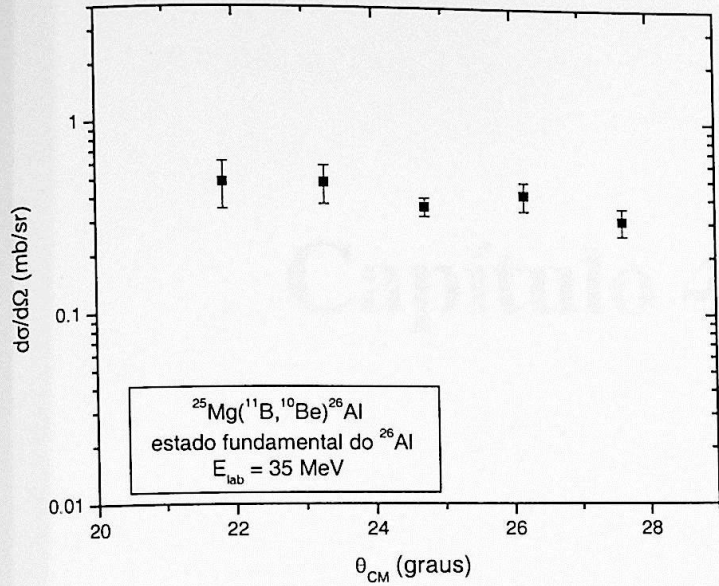


Figura 3.20: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ no estado fundamental.

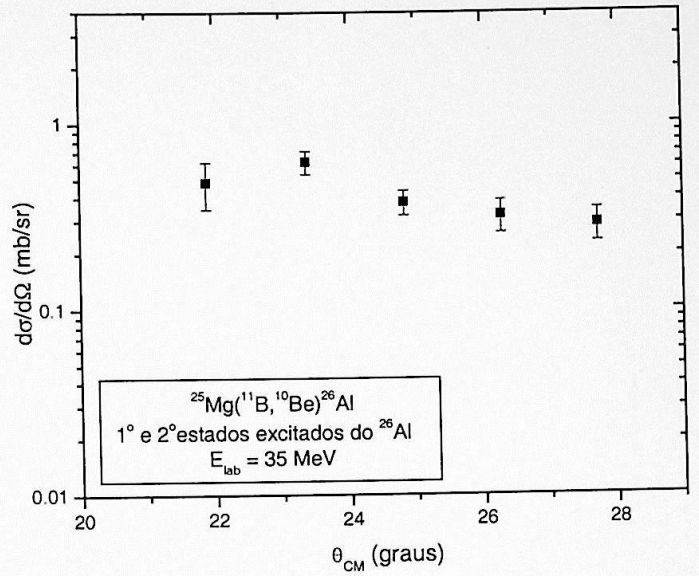


Figura 3.21: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ nos 1° e 2° estados excitados do ^{26}Al .

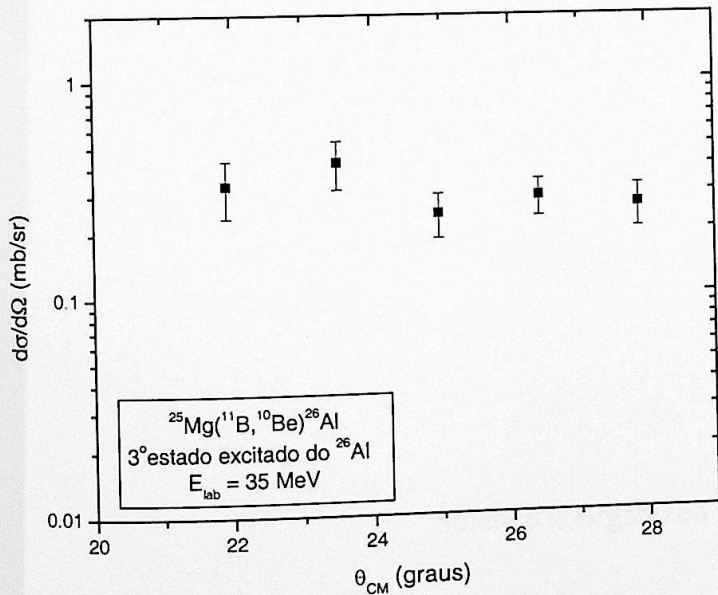


Figura 3.22: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ no 3° estado excitado do ^{26}Al .

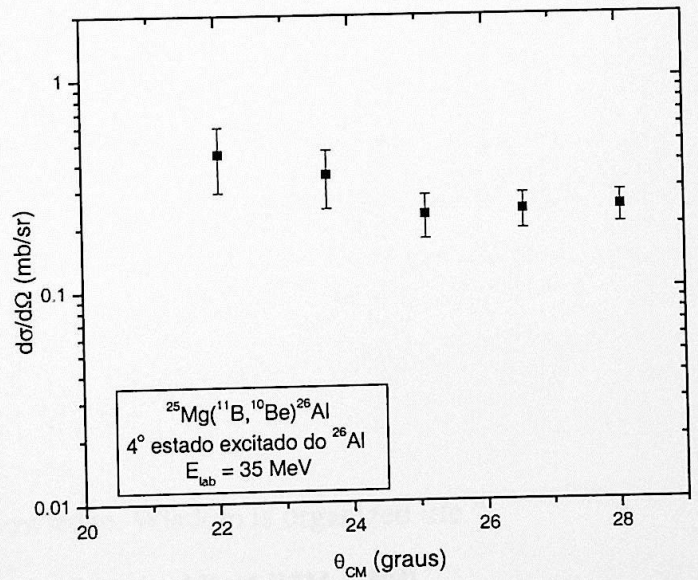


Figura 3.23: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ no 4° estado excitado do ^{26}Al .

Capítulo 4

“Science is organized knowledge. Wisdom is organized life.”

Immanuel Kant (1724 - 1804)

Considerações Teóricas

Neste capítulo fazemos uma breve descrição da teoria utilizada para analisar os dados experimentais. Começando pelo formalismo de modelo óptico e depois com o tratamento de canais acoplados e a aproximação de Born de ondas distorcidas.

4.1 Modelo óptico e espalhamento elástico

O espalhamento elástico é o processo mais simples que pode ocorrer na colisão entre dois núcleos. No espalhamento elástico os canais de entrada e de saída são exatamente os mesmos, conservando a energia cinética e momento angular dos núcleos envolvidos.

O modelo óptico é a maneira mais simples de se descrever o espalhamento elástico. O método supõe um potencial nuclear médio resultante das interações entre os nucleons que constituem o alvo e o projétil, o qual é formado por uma parte real e outra imaginária.

$$V_N = V_R(r) + V_I(r), \quad (4.1)$$

A parte real é atrativa e é responsável pelos efeitos refrativos enquanto a parte imaginária fornece a perda de fluxo do canal elástico para qualquer outro canal (inelástico, transferência, fusão, etc.).

Como potencial óptico neste trabalho utilizamos a descrição de Wood-Saxon [19]:

$$V_N(r) = -\frac{V_R}{1 + e^{(r-R_r)/a_r}} - \frac{iV_I}{1 + e^{(r-R_i)/a_i}}, \quad (4.2)$$

onde:

V_R e V_I representam as profundidades das partes real e imaginária, respectivamente;

a_r e a_i são as difusividades real e imaginária.

R_r e R_i são os raios real e imaginário, os quais obedecem a relação:

$$R_r = r_r(A_A^{1/3} + A_a^{1/3}) \text{ e } R_i = r_i(A_A^{1/3} + A_a^{1/3}), \quad (4.3)$$

onde:

A_A e A_a representam as massa do alvo e do projétil, respectivamente.

O potencial coulombiano é descrito por:

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_A Z_a e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) & r \leq R_C \\ V_C(r) &= \frac{Z_A Z_a e^2}{r} & r > R_C \end{aligned}, \quad (4.4)$$

Onde: Z_A e Z_a são os números atômicos do projétil e do alvo;

R_C é o raio coulombiano dado por: $R_C = r_c A_A^{1/3}$

Com o potencial total podemos escrever a equação de Schrödinger radial :

$$\frac{d^2 \overset{\circ}{f}_l(r)}{dr^2} + \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} \left(E - V_N - V_C - \frac{l(l+1)}{r^2} \right) \right] \overset{\circ}{f}_l(r) = 0, \quad (4.5)$$

onde:

r é a distância entre os núcleos;

l é o momento angular orbital;

E é a energia incidente;

$\overset{\circ}{f}_l(r)$ é a função de onda radial.

No caso de partículas sem spin a função de onda total é:

$$\chi_l(r, \theta) = \frac{f_l^o(r) P_l(\cos \theta)}{r}, \quad (4.6)$$

A função de onda radial $f_l^o(r)$ é obtida através da integração da eq. 4.5 até um valor limite denominado raio de *matching* (R_m), a partir do qual o efeito do potencial nuclear é desprezível. A função de onda radial $f_l^o(r)$ passa a partir deste ponto a ser tratada como uma superposição de ondas coulombianas incidentes e espalhadas.

$$f_l^o(r) = F_l(r) + iG_l(r) + S_l [F_l(r) - iG_l(r)], \quad (4.7)$$

Onde:

$F_l(r)$ e $G_l(r)$ são as funções de onda coulombianas;

S_l é a matriz-S de espalhamento, a qual é uma quantidade muito importante por conter em todas as informações sobre o efeito que o alvo produz na função de onda espalhada (e assim nos observáveis). Assim é possível escrever todos os espalhamentos observáveis em termos dos elementos da matriz-S.

A amplitude de espalhamento é dada por:

$$f(\theta) = f_c(\theta) + \frac{1}{2ik} \sum (2l+1)(S_l - 1) l^{i\sigma_l} P_l(\cos \theta), \quad (4.8)$$

Onde:

$f_c(\theta)$ é a amplitude de espalhamento coulombiano;

σ_l é a defasagem coulombiana.

E a seção de choque diferencial elástica é obtida a partir de:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(\theta)|^2, \quad (4.9)$$

Nos cálculos de modelo óptico, os parâmetros do potencial utilizados são variados sistematicamente até a obtenção de um bom ajuste dos dados experimentais da seção de choque elástica.

4.1 Cálculo de canais acoplados e aproximação de Born de ondas distorcidas

O cálculo de modelo óptico considera somente os estados fundamentais dos núcleos alvo e projétil. Por esta razão consegue apenas calcular as seções de choque do espalhamento elástico. Outros canais, como espalhamento inelástico e reações de transferência causam a parte imaginária do potencial nuclear utilizado, representando a perda de fluxo do canal elástico para os canais excluídos.

Geralmente a interação responsável por estes outros canais (inelástico e transferência) é usualmente fraca. Para estes casos um tratamento perturbativo em primeira ordem é uma boa aproximação, este procedimento é conhecido como aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA - *Distorted Wave Born Approximation*).

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

Para um caso geral, partimos da equação de schrödinger:

$$H\psi = E\psi, \quad (4.10)$$

Onde ψ é a função de onda total do sistema de colisão.

Vamos considerar a existência de dois canais de reação. O canal elástico $A(a,a)A$ (canal $\alpha=a+A$) e o canal da reação $A(a,b)B$ (canal $\beta=b+B$).

A função de onda total pode ser descrita com a superposição das funções de onda do canal α e β :

$$\psi = \frac{\chi_\alpha(\vec{r}_\alpha)}{r_\alpha} |\phi_a \phi_A\rangle + \frac{\chi_\beta(\vec{r}_\beta)}{r_\beta} |\phi_b \phi_B\rangle, \quad (4.11)$$

Onde $|\phi_a \phi_A\rangle$ e $|\phi_b \phi_B\rangle$ são as funções de onda dos estados intrínsecos dos núcleos.

A hamiltoniana pode ser reescrita como:

$$\text{“Prior”} \quad H = h_A + h_a + T_\alpha + \sum_{ij} V_{ij} \quad , ij \in a \text{ e } A, \quad (4.12a)$$

$$\text{“Post”} \quad H = h_b + h_B + T_\beta + \sum_{kl} V_{kl} \quad , kl \in b \text{ e } B, \quad (4.12b)$$

Sendo:

$$h_a |\phi_a\rangle = \varepsilon_a |\phi_a\rangle, \quad h_b |\phi_b\rangle = \varepsilon_b |\phi_b\rangle, \quad h_A |\phi_A\rangle = \varepsilon_A |\phi_A\rangle, \quad h_B |\phi_B\rangle = \varepsilon_B |\phi_B\rangle$$

As formas 4.12a e 4.12b são denominadas prior e post e o termo $\sum_{ij} V_{ij}$ representa a

interação entre cada nucleon do núcleo a com o núcleo A .

A interação V_{ij} pode ser substituída pela interação média no canal α obtida a partir dos cálculos de modelo óptico.

$$\sum_{i \neq j} V_{ij} \frac{\chi_\alpha(r_\alpha)}{r_\alpha} = U_\alpha \frac{\chi_\alpha(r_\alpha)}{r_\alpha}, \quad (4.13)$$

Onde U_α é a interação média.

Podemos então reescrever a hamiltoniana:

$$H = h_\alpha + h_A + T_\alpha + \left[\sum_{i \neq j} V_{ij} - U_\alpha \right] + U_\alpha, \quad (4.14)$$

Substituindo-se a expressão para a função de onda total na equação de Schrödinger obtemos:

$$[T_\alpha + U_\alpha - \varepsilon_\alpha] \frac{X_\alpha(r_\alpha)}{r_\alpha} = \langle \phi_a \phi_A | \sum V_{ij} - U_\alpha | \phi_b \phi_B \rangle \frac{X_\beta(r_\beta)}{r_\beta}, \quad (4.15)$$

Onde $\varepsilon_\alpha = E - \varepsilon_a - \varepsilon_A$, sendo desprezados os termos devidos a não ortogonalidade dos estados intrínsecos.

Uma equação análoga é obtida para o canal β :

$$[T_\beta + U_\beta - \varepsilon_\beta] \frac{X_\beta(r_\beta)}{r_\beta} = \langle \phi_b \phi_B | \sum V_{ij} - U_\beta | \phi_a \phi_A \rangle \frac{X_\alpha(r_\alpha)}{r_\alpha}, \quad (4.16)$$

Onde $\varepsilon_\beta = E - \varepsilon_b - \varepsilon_B$.

O termo do lado direito dessas equações contem a interação residual $\sum V_{ij} - U_\beta$, que é o responsável pela transição do canal α para o canal β . O número de equações acopladas é igual ao número de estados introduzidos na função de onda total.

Para a solução dessas equações devemos numa primeira etapa, determinar as funções de onda $\overset{\circ}{\chi}_\alpha$ e $\overset{\circ}{\chi}_\beta$, as quais são obtidas da solução de Schrödinger homogênea.

$$[T_\alpha + U_\alpha - \varepsilon_\alpha] \overset{\circ}{\chi}_\alpha = 0, \quad (4.17)$$

Em seguida, volta-se às equações acopladas e determinam-se os termos inhomogêneos. Prossegue-se interativamente até que se obtenha convergência para as funções de onda totais nos canais α e β .

Se a interação residual é fraca, obtemos duas equações desacopladas. Uma que descreve o espalhamento elástico no canal α e outra que descreve a transição $\alpha \rightarrow \beta$ e que consiste na aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA).

Esta aproximação se baseia na idéia de que a interação óptica é o principal responsável pela determinação da função de onda nos canais α e β . A interação residual pode então tratada como uma perturbação e obtemos a amplitude de transição:

$$T_{\alpha\beta} = \iint \bar{d}r_\alpha \bar{d}r_\beta \chi_\beta^{-*}(K_\beta, \bar{r}_\beta) \langle \psi_b \psi_B | \sum V_{ij} - U_\alpha | \psi_a \psi_A \rangle \chi_\alpha^+(K_\alpha, \bar{r}_\alpha), \quad (4.18)$$

Podemos definir:

$$\langle \psi_b \psi_B | \sum V_{ij} - U_\alpha | \psi_a \psi_A \rangle = \langle \phi_\beta | V(\bar{r}) | \phi_\alpha \rangle, \quad (4.19)$$

E expandir este elemento de matriz em multipolos do vetor \bar{r} temos:

$$V(\bar{r}) = \sum_{LM} V_{LM}(r) [i^{L_y} Y_{LM}(\hat{r})]^*, \quad (4.20)$$

Se aplicarmos o teorema de Wigner-Eckart, obtemos:

$$\langle \phi_\beta | V(\bar{r}) | \phi_\alpha \rangle = \sum_{LM} \langle J_\beta M_\beta | J_\alpha L; M_\alpha M \rangle \langle J_\beta || V(r) || J_\alpha \rangle [i^{L_y} Y_{LM}(\hat{r})]^*, \quad (4.21)$$

Onde L é o momento angular transferido.

Finalmente, podemos escrever:

$$\langle J_\beta \| V(r) \| J_\alpha \rangle = A_L F(r), \quad (4.22)$$

Onde $A_L = C^2 S_1 S_2$ é determinado a partir dos fatores espectroscópicos S_1 e S_2 , provenientes da partícula transferida no alvo e no projétil para o caso de uma reação de transferência. $F(r)$ é o fator de forma da transição. O fator de forma contém as informações a respeito da dinâmica da transição. No caso de uma reação de *stripping*, o fator de forma é interpretado como a função de onda da partícula transferida no núcleo alvo e tem uma forma exponencial decrescente com r na região da superfície do núcleo.

$$F(r) = \frac{e^{-kr}}{kr}, \quad (4.23)$$

Sendo:

$$k = \sqrt{\frac{2\mu E_{lig}}{\hbar^2}}, \quad (4.24)$$

Onde E_{lig} é a energia de ligação da partícula transferida no núcleo alvo.

No espalhamento inelástico temos para o modelo rotacional:

$$\langle J_\beta \| V(r) \| J_\alpha \rangle = \frac{\langle I' \| \delta_\lambda \| I \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{\partial V(r)}{\partial r} + \frac{\sqrt{4\pi} e^2 Z}{2\lambda + 1} \langle I' \| M(E_\lambda) \| I \rangle \frac{R^\lambda}{R^{2\lambda+1}}, \quad R \leq R_C \quad (4.25a)$$

$$\langle J_\beta \| V(r) \| J_\alpha \rangle = \frac{\langle I' \| \delta_\lambda \| I \rangle}{\sqrt{4\pi}} \frac{\partial V(r)}{\partial r} + \frac{\sqrt{4\pi} e^2 Z}{2\lambda + 1} \langle I' \| M(E_\lambda) \| I \rangle \frac{1}{R^{\lambda+1}}, \quad R > R_C \quad (4.25b)$$

Sendo o primeiro termo da soma do lado direito correspondente à excitação nuclear e o segundo termo à excitação coulombiana.

O elemento da matriz da excitação coulombiana relaciona-se com a probabilidade de transição reduzida $B(E\lambda; I \rightarrow I')$ por:

$$|\langle I' \| M(E_\lambda) \| I \rangle|^2 = (2I+1)B(E\lambda; I \rightarrow I'), \quad (4.26)$$

e com a deformação quadrupolar $\lambda = 2$:

$$Q_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} (2I+1)^{-1/2} \langle IK_{20} | I'K \rangle \langle I' | M(E_{20}) | I \rangle, \quad (4.27)$$

portanto:

$$Q_2 = \sqrt{\frac{16\pi}{5} \frac{B(E2)}{e^2}} \langle IK_{20} | I'K \rangle (fm^2), \quad (4.28)$$

A probabilidade de transição eletromagnética esta relacionada com os parâmetros de deformação coulombiana por:

$$B(E2) = \left[\frac{3}{4\pi} Z\beta_2^{coul} R_{coul}^2 \right]^2, \quad (4.29)$$

Na excitação nuclear $\frac{\partial V(r)}{\partial r}$ é a derivada do potencial de Wood-Saxon e

$$\langle I' \| \delta_\lambda \| I \rangle = \sqrt{2I+1} \langle IK_{20} | I'K \rangle R\beta_\lambda, \quad (4.30)$$

onde β_λ é a deformação nuclear e R o raio do potencial óptico.

A amplitude de transição é obtida por:

$$T_{\alpha\beta} = \sum_{LM} A_L \langle J_\beta M_\beta | J_\alpha L; M_\alpha M \rangle \beta_{LM}, \quad (4.31)$$

com:

$$\beta_{LM} = \int d^3r \chi_\beta^{-*}(k_\beta, r) [-i^{-L} Y_{LM}^*(\hat{r}) F(r)] \chi_\alpha^*(k_\alpha, r), \quad (4.32)$$

e a seção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_\beta}{k_\alpha} \frac{2J_\beta + 1}{2J_\alpha + 1} \sum_L |A_L|^2 (2L + 1) \sum_{M=-L}^L |\beta_{LM}|^2, \quad (4.33)$$

Capítulo 5

“It is not enough to aim; you must hit.”

Italian Proverb

Análise de Dados

Para descrever teoricamente os resultados experimentais utilizamos cálculos de DWBA (*distorted-wave Born approximation*) para as reações de transferência e espalhamento inelástico, e modelo óptico para o espalhamento elástico. Para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ foram realizados alguns cálculos de canais acoplados. Nas próximas páginas são apresentados os ajustes produzidos com alguns potenciais ópticos, primeiro com o uso do código PTOLEMY [20] (DWBA) e depois com o programa FRESCO [21] (canais acoplados).

5.1-Análise de DWBA (programa PTOLEMY)

5.1.1-Espalhamento elástico e potenciais ópticos

O primeiro passo da análise consiste em obter os potenciais de modelo óptico. O código PTOLEMY, desenvolvido para reações diretas de íons pesados, permite ajustar automaticamente um ou mais parâmetros de um potencial de modelo óptico tipo Wood-Saxon de forma a minimizar o qui-quadrado:

$$\chi^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n \left[\frac{\sigma_{\text{exp}}(\theta_i) - \sigma_{\text{calc}}(\theta_i)}{\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)} \right]^2, \quad (5.1)$$

onde:

N é o número de graus de liberdade;

com $N = n - p$; n igual ao número de dados experimentais e p os parâmetros variados na procura do mínimo quadrado;

$\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ é a seção de choque diferencial experimental;

$\sigma_{\text{calc}}(\theta_i)$ é a seção de choque diferencial calculada;

$\Delta\sigma_{\text{exp}}(\theta_i)$ é o erro da seção de choque experimental.

Uma grande diversidade de potenciais ópticos com raios, difusividades e profundidades variadas são capazes de descrever a distribuição angular do espalhamento elástico $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$. Na tabela 5.1 estão dispostos alguns dos potenciais escolhidos, todos eles são do tipo Wood-Saxon (ver eqs. 4.2 e 4.3).

O potencial I é uma variação do potencial utilizado para descrever o sistema $^{12}\text{C}+^{24}\text{Mg}$ [22]. Já o potencial II é um Wood-Saxon que simula a forma de um potencial do tipo Double-Folding [23]. Os ajustes obtidos com estes potenciais para o espalhamento elástico $^{25}\text{Mg} + ^{11}\text{B}$, com feixe de ^{11}B de $E_{\text{lab}} = 35\text{MeV}$, estão apresentados na figura 5.1.

Potencial	V_R (MeV)	r_R (fm)	a_R (fm)	V_I (MeV)	r_I (fm)	a_I (fm)	r_c (fm)
I	10	1.35	0.661	14.6	1.29	0.656	0.900
II	274	0.65	0.876	55.8	1.04	0.664	0.596

Tabela 5.1: parâmetros dos potenciais utilizados

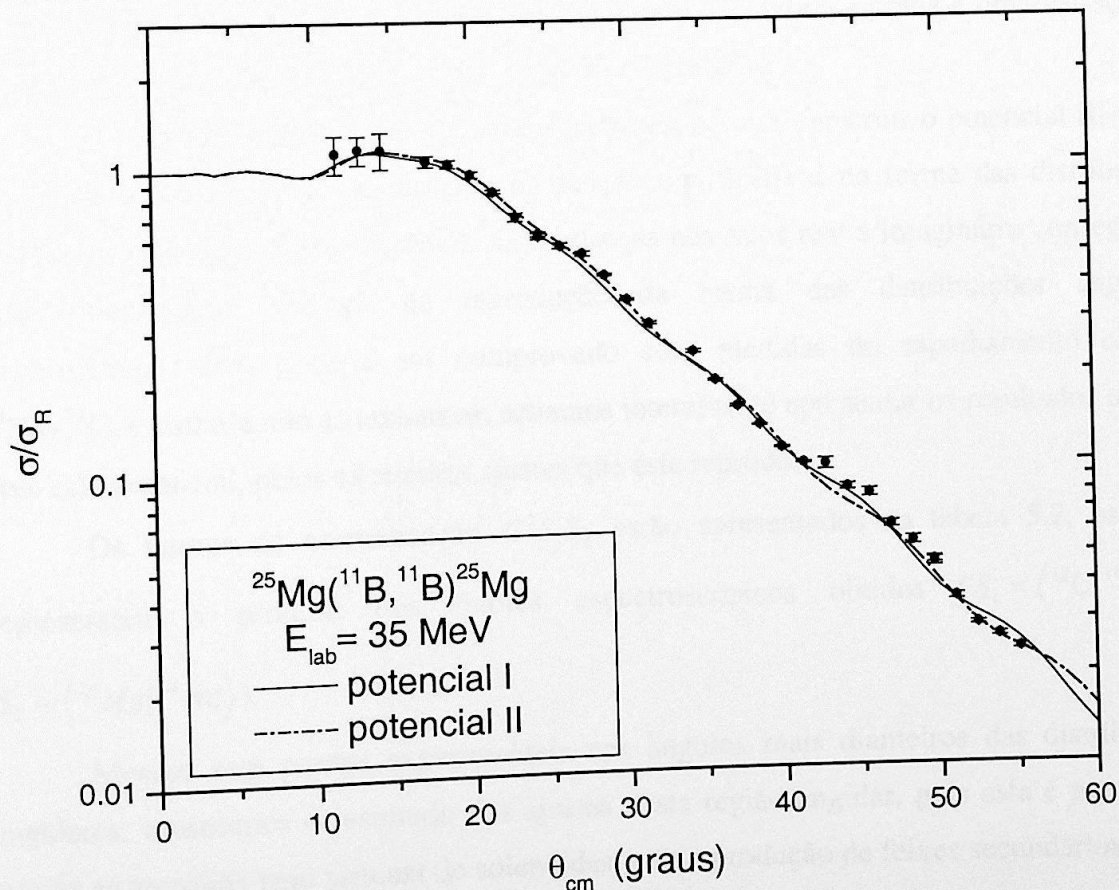


Figura 5.1: distribuição angular do espalhamento elástico $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$ com ajustes do programa PTOLEMY.

5.1.2-Cálculos de DWBA para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$

Os cálculos de DWBA obtidos com o programa PTOLEMY para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ com $E_{\text{lab}}=35\text{MeV}$, estados fundamental e excitados, estão representados nos ajustes das distribuições angulares das figuras 5.3, 5.4 e 5.5, onde fizemos três ajustes diferentes. A figura 5.3 apresenta o resultado da distribuição angular para o estado fundamental do ^{24}Na , na figura 5.4 a distribuição angular para o dubleto formado pelo primeiro e segundo estados excitados do ^{24}Na , na figura 5.5 temos o quadrupeto de estados excitados.

No ajuste (1) utilizamos o potencial I nos canais de entrada e de saída da transferência. Este ajuste é representado pelas linhas cheias. Para o ajuste (2), com linhas "traço-ponto", utilizamos o potencial II para os canais de saída e de entrada. No ajuste (3), das linhas pontilhadas, utilizamos o Potencial II para o canal de entrada e uma variação do potencial II para o canal de saída, com $r_r=0.75\text{fm}$ e $r_i=0.7\text{fm}$.

As variações da profundidade e difusividade para se construir o potencial III (canal de saída, ajuste (3)), não produziram mudanças significativas na forma das distribuições angulares da reação de transferência. Já mudanças nos raios real e imaginário conseguiram uma interessante melhora na reprodução da forma das distribuições angulares experimentais. Isto poderia ser comprovado com medidas do espalhamento elástico $^{24}\text{Na}+^{12}\text{C}$, e embora não as tenhamos, achamos interessante apresentar os resultados obtidos com este potencial, pelos excelentes ajustes que este reproduziu.

Os fatores de normalização $C^2S_1S_2$ estão apresentados na tabela 5.2, os quais representam o produto dos fatores espectroscópicos obtidos ($S_1 = \langle ^{12}\text{C} | ^{11}\text{B} \rangle$ e $S_2 = \langle ^{25}\text{Mg} | ^{24}\text{Na} \rangle$).

Mesmo sem pontos experimentais nos ângulos mais dianteiros das distribuições angulares, mostramos o resultado dos ajustes nesta região angular, pois esta é justamente aquela aproveitada pelo sistema de solenóides para a produção de feixes secundários, como

veremos no capítulo 6. Para facilidade de leitura das distribuições angulares, o esquema de níveis do ^{24}Na encontra-se novamente representado.

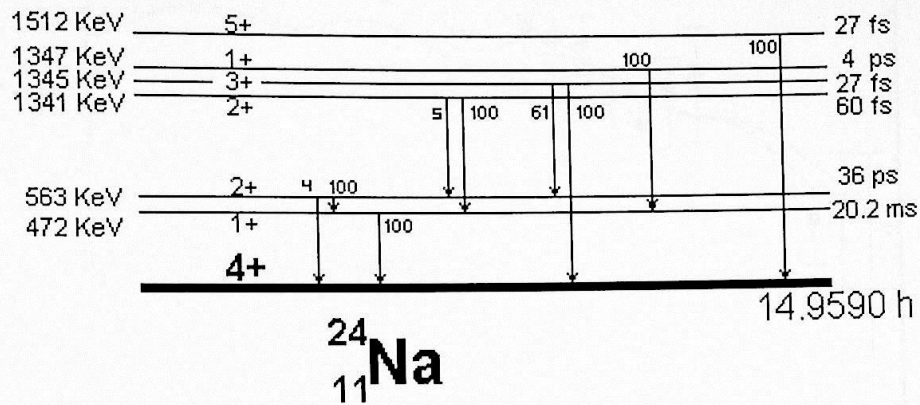


Figura 5.2: esquema de níveis do ^{24}Na .

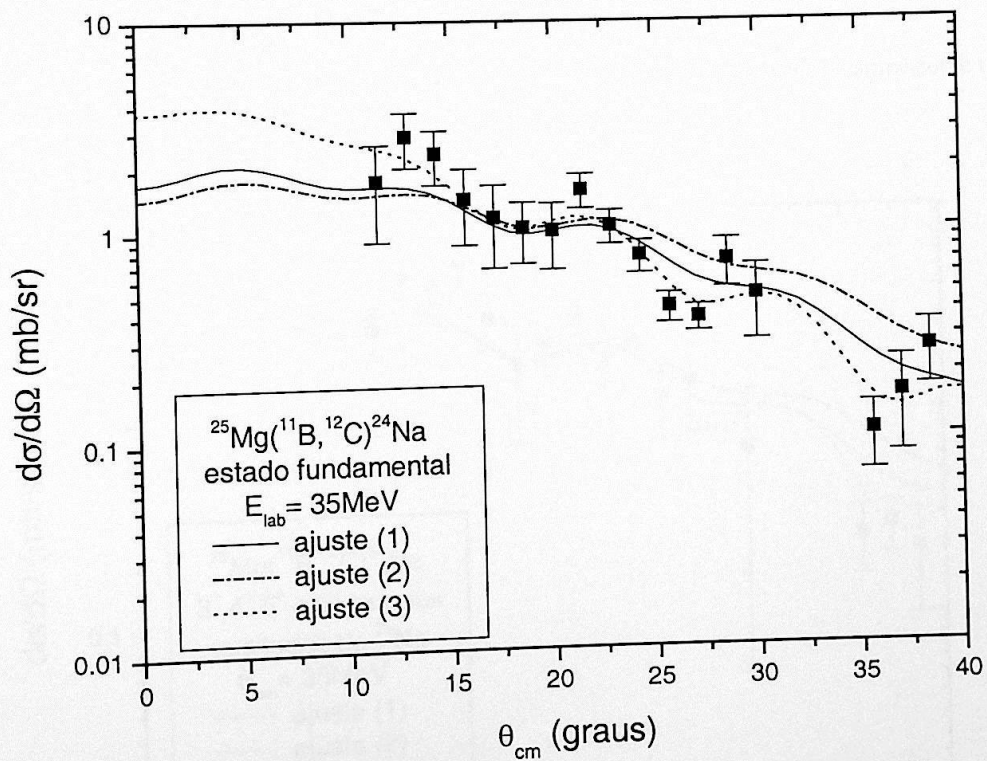


Figura 5.3: distribuição angular do estado fundamental do ^{24}Na .

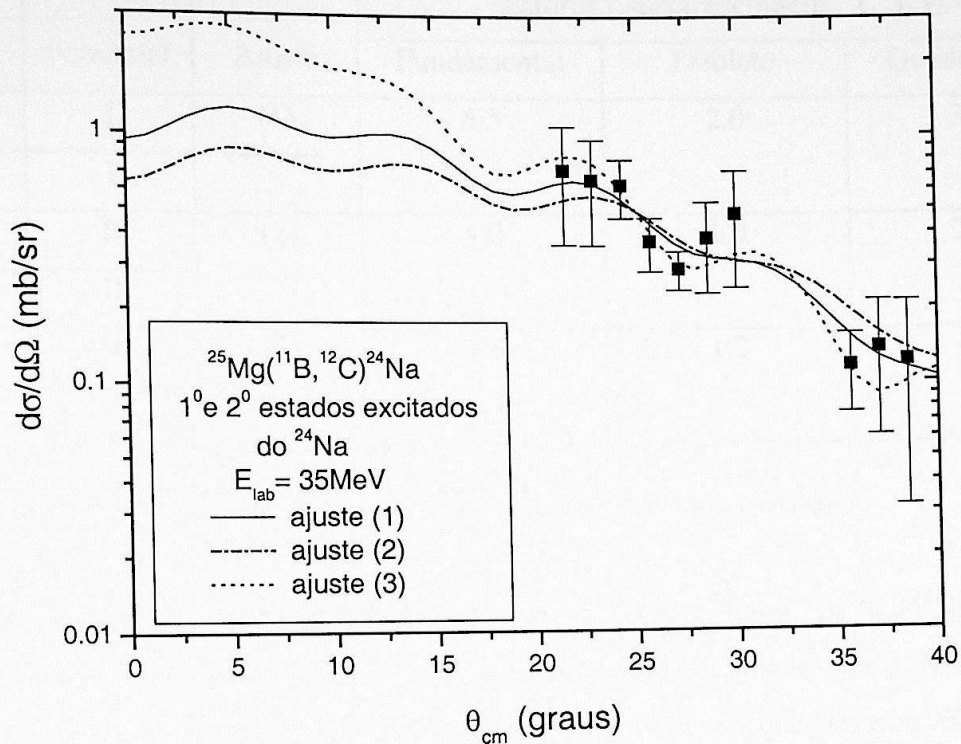


Figura 5.4: distribuição angular do duplete de estados de ^{24}Na , o primeiro é o estado isomérico e o segundo decai em 96% para o estado isomérico.

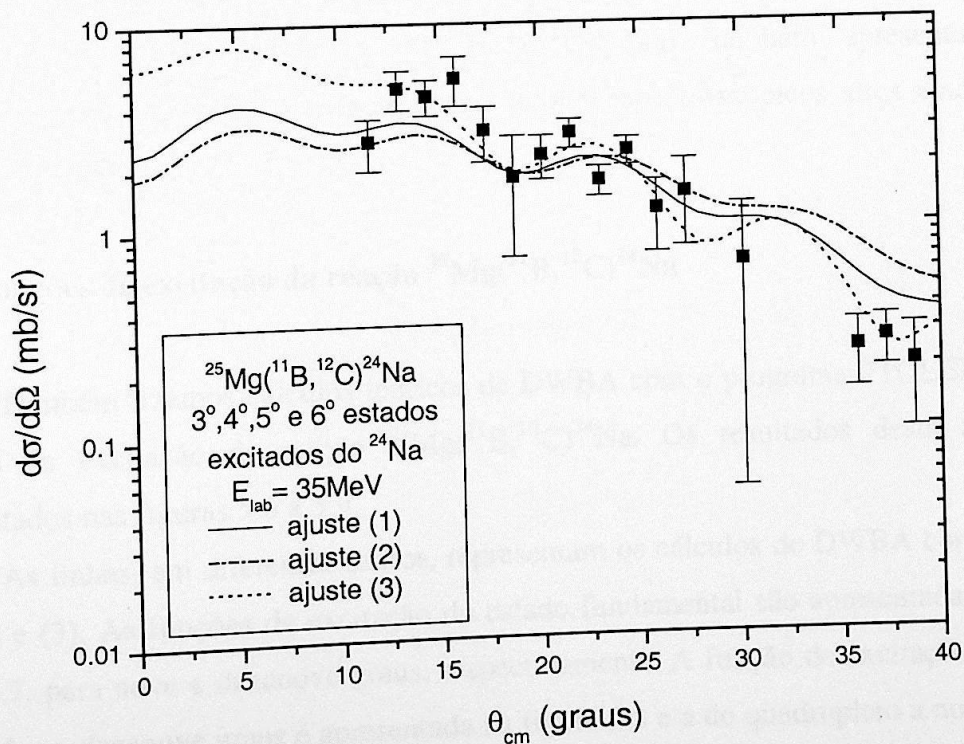


Figura 5.5: quadruplete de estados excitados capazes de alimentar o estado isomérico.

Canal	Potencial	Ajuste	Fatores Espectroscópicos $C^2S_1S_2$		
			Fundamental	Dubleto	Quadrupletto
Entrada	I	(1)	6.5	2.0	3.5
Saída	I	_____			
Entrada	II	(2)	4.0	1.0	2.0
Saída	II	-----			
Entrada	II	(3)	3.5	1.2	1.8
Saída	III			

Tabela 5.2: fatores espectroscópicos para as distribuições angulares.

Os fatores espectroscópicos obtidos para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{*24}\text{Na}$ com os diferentes ajustes utilizados possuem valores quase sempre maiores do que 1. Valores altos como estes, e até bem maiores, são comuns na literatura para reações do tipo $X(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})Y$. No artigo de S. Albergo [24], a lista de fatores espectroscópicos já publicados para a reação $^{12}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{11}\text{B}$ vai de 2.6 até 7.5. A reação $^{26}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{25}\text{Na}$ possui um fator espectroscópico igual a 13 no trabalho de Paschopoulos [25]. Outras reações estudadas, como $^{40}\text{C}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{39}\text{K}$ [26],[27], $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{15}\text{N}$ [28], também apresentam fatores espectroscópicos elevados. A origem destes fatores espectroscópicos altos ainda não está bem compreendida.

5.1.3-Funções de excitação da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$

Também fizemos cálculos teóricos de DWBA com o programa PTOLEMY para as funções de excitação da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$. Os resultados desta análise são apresentados nas figuras 5.6 a 5.9.

As linhas, em diferentes estilos, representam os cálculos de DWBA com os ajustes (1), (2) e (3). As funções de excitação do estado fundamental são apresentadas nas figura 5.6 e 5.7, para nove e dezenove graus, respectivamente. A função de excitação do dubleto de estados a dezenove graus é apresentada na figura 5.8 e a do quadrupletto a nove graus, na figura 5.9.

Relembrando que a reação contaminante $^{16}\text{O}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ causou dificuldades na análise de ângulos mais dianteiros para o dubleto de estados excitados do ^{24}Na e em ângulos mais traseiros para o quadrupeto (ver figura 3.3, cap. 3, pág. 21).

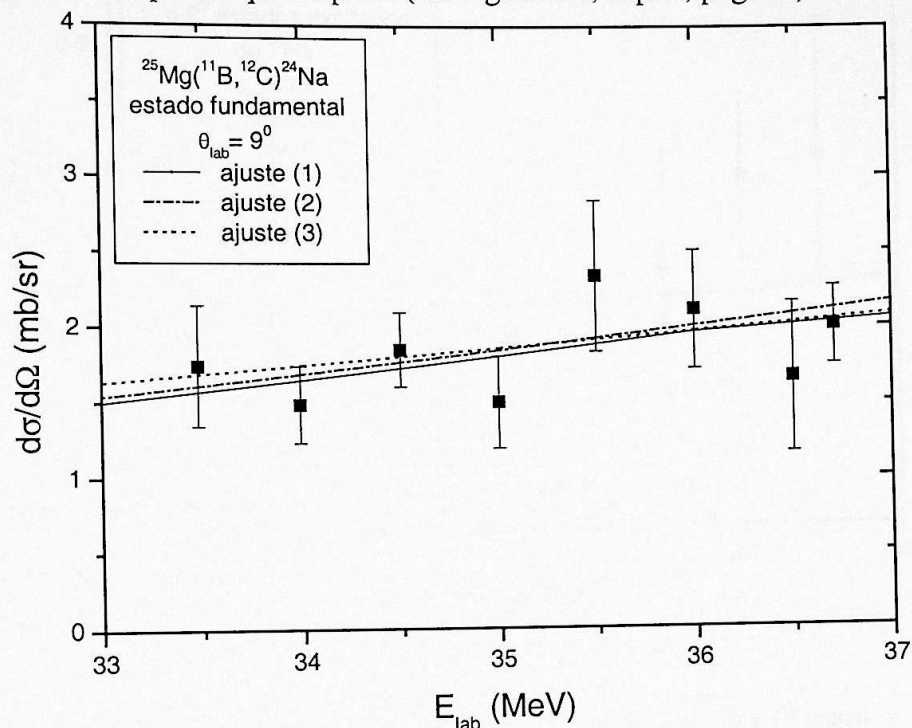


Figura 5.6: função de excitação do ^{24}Na em estado fundamental a 9 graus.

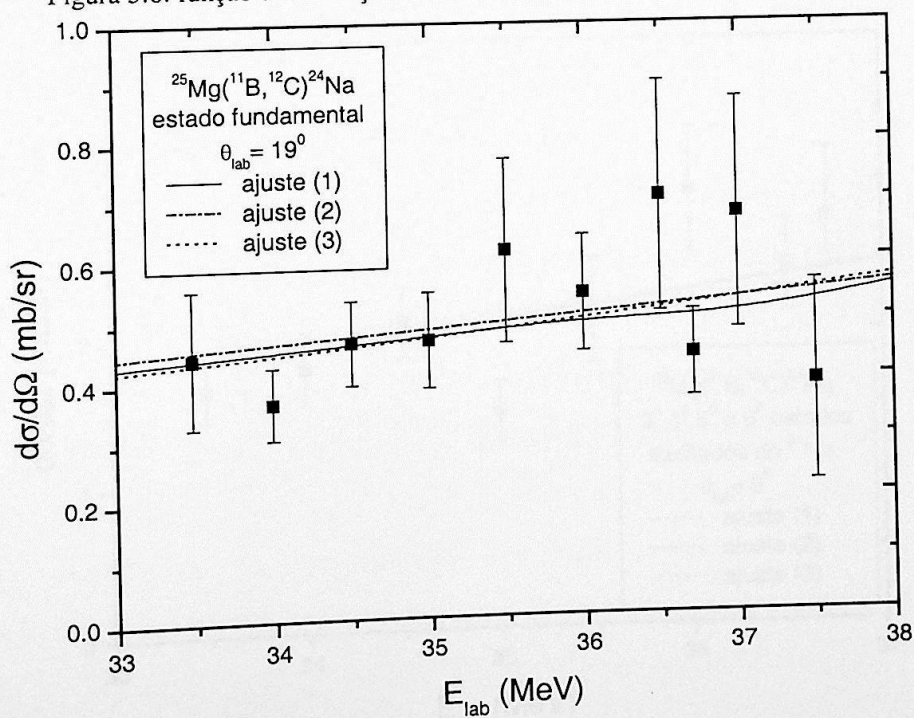


Figura 5.7: função de excitação do ^{24}Na em estado fundamental a 19 graus.

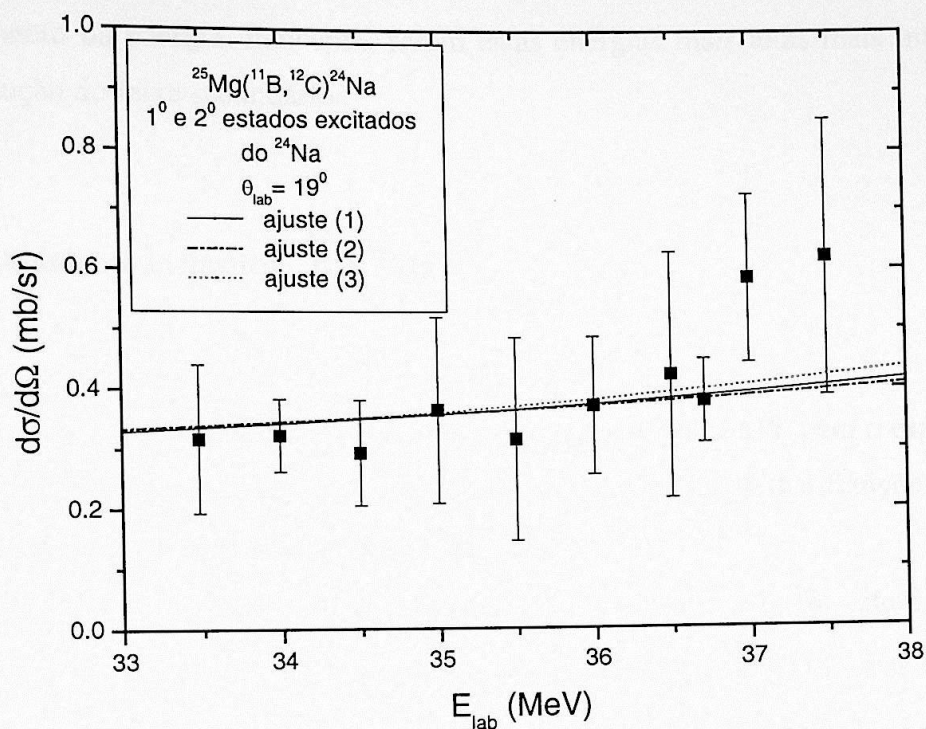


Figura 5.8: função de excitação do dublete de estados do ^{24}Na a 19 graus.

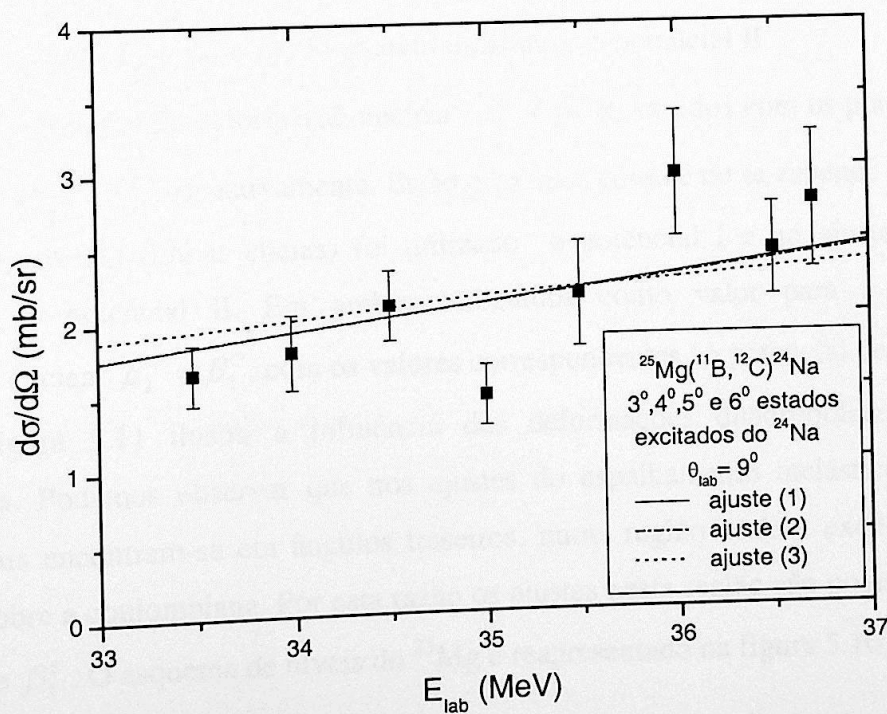


Figura 5.9: função de excitação do quadrupletto de estados excitados do ^{24}Na a 9 graus.

As funções de excitação mostraram, em geral, um aumento das seções de choque com o aumento da energia, indicando serem estas energias mais altas mais interessantes para a produção do feixe secundário.

5.1.3-Espalhamento inelástico $^{11}\text{B} + ^{25}\text{Mg}$

Foram feitos cálculos de DWBA com o programa PTOLEMY para o espalhamento inelástico $^{11}\text{B} + ^{25}\text{Mg}$ com $E_{\text{lab}}=35\text{MeV}$, produzindo ajustes para as distribuições angulares dos três primeiros estados excitados do núcleo ^{25}Mg .

A deformação coulombiana quadrupolar β_2^c do núcleo ^{25}Mg foi calculada a partir das expressões da probabilidade de transição eletromagnética $B(E2) \uparrow$ (ver página 42). Utilizamos como valor de momento de quadrupolo intrínseco $Q_0 = 20 \text{ fm}^2$, obtido de uma tabela de isótopos [29]. O valor calculado de $B(E2) \uparrow = 39.78 e^2 \text{ fm}^4$ o que resultou em uma deformação quadrupolar coulombiana de um núcleo oblato, com $\beta_2^c = -0.317$ quando utilizamos o potencial I e $\beta_2^c = -0.724$ quando utilizamos o potencial II.

O comprimento de deformação nuclear $\delta_2^N = \beta_2^N R_r$, obtidos com os potenciais I e II foram $\delta_2^N = 1.25$ e 1.37 , respectivamente. Estão próximos como é de se esperar.

No ajuste (1) (linhas cheias) foi utilizado o potencial I e no ajuste (2) (linhas pontilhadas) o potencial II. Em ambos utilizamos como valor para a deformação quadrupolar nuclear $\beta_2^N = \beta_2^c$, com os valores correspondentes ao potencial de cada ajuste.

A figura 5.11 ilustra a influência das deformações quadrupolares nuclear e coulombiana. Podemos observar que nos ajustes do espalhamento inelástico, os pontos experimentais encontram-se em ângulos traseiros, numa região onde a excitação nuclear prevalece sobre a coulombiana. Por esta razão os ajustes nesta região são pouco sensíveis a variações de β_2^c . O esquema de níveis do ^{25}Mg é reapresentado na figura 5.10.

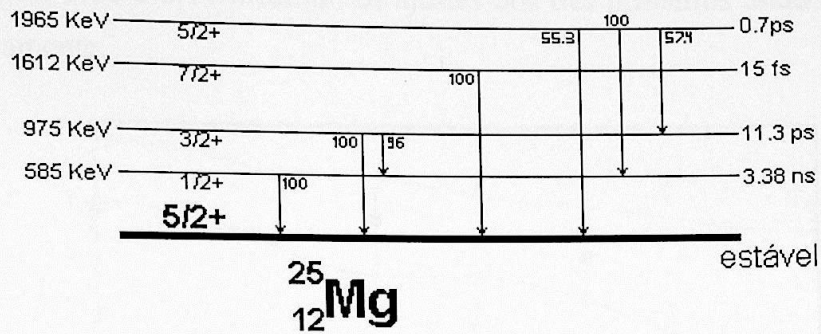


Figura 5.10: esquema de níveis para o ^{25}Mg .

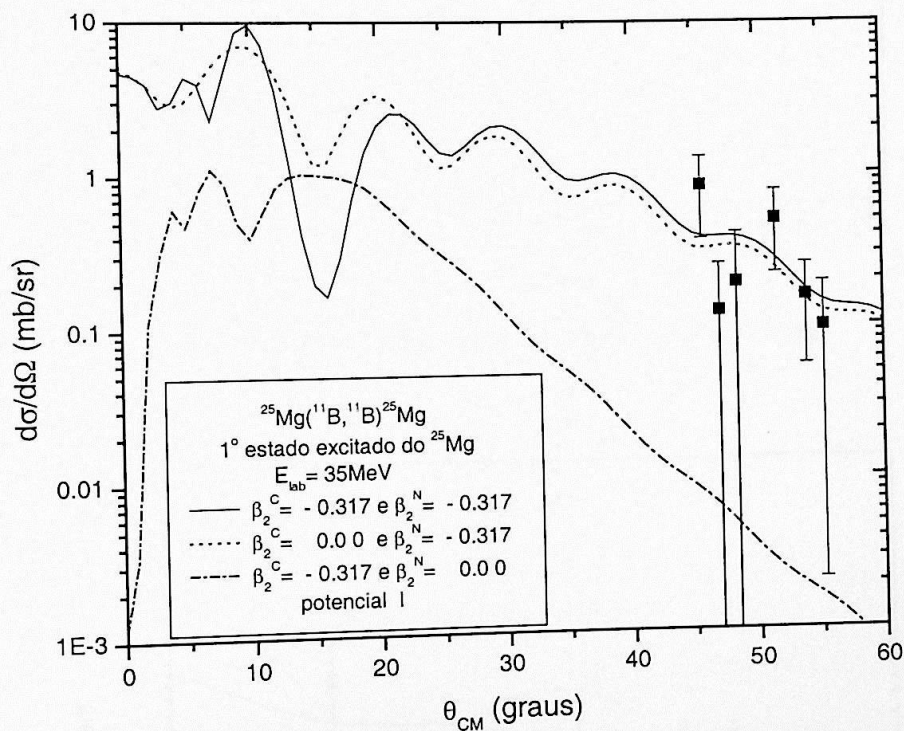


Figura 5.11: distribuição angular do primeiro estado do ^{25}Mg com ajustes ilustrando a influência dos parâmetros β_2^N e β_2^C .

As figuras 5.12 a 5.14 mostram os ajustes dos três primeiros estados excitados do ^{25}Mg respectivamente.

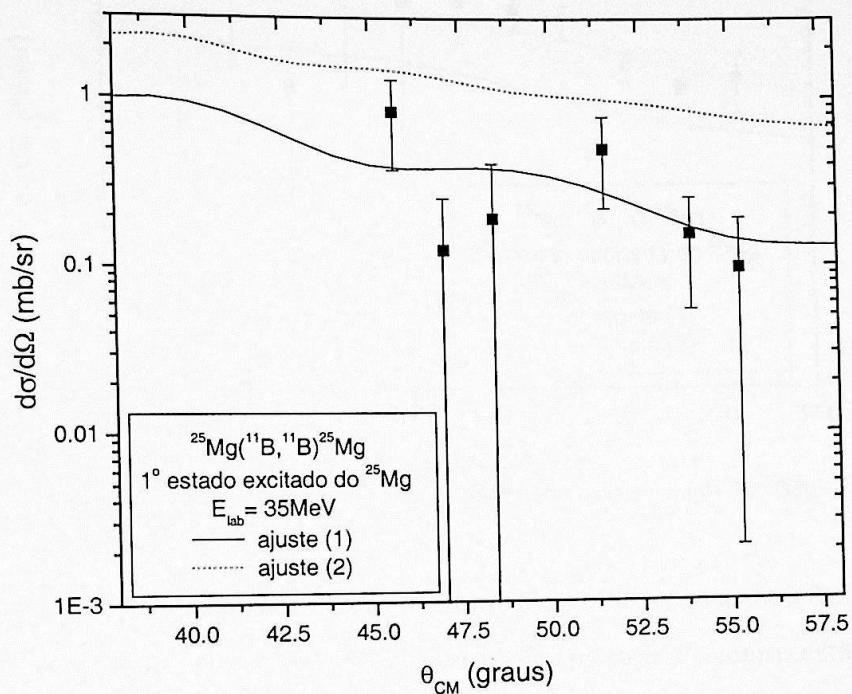


Figura 5.12: distribuição angular do primeiro estado do ^{25}Mg .

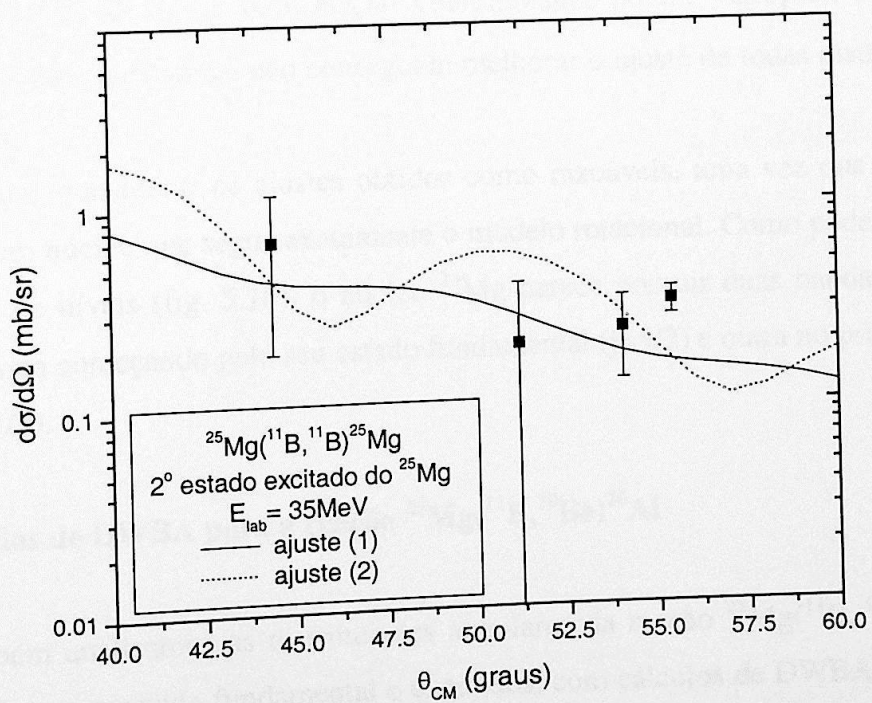


Figura 5.13: distribuição angular do segundo estado excitado do ^{25}Mg .

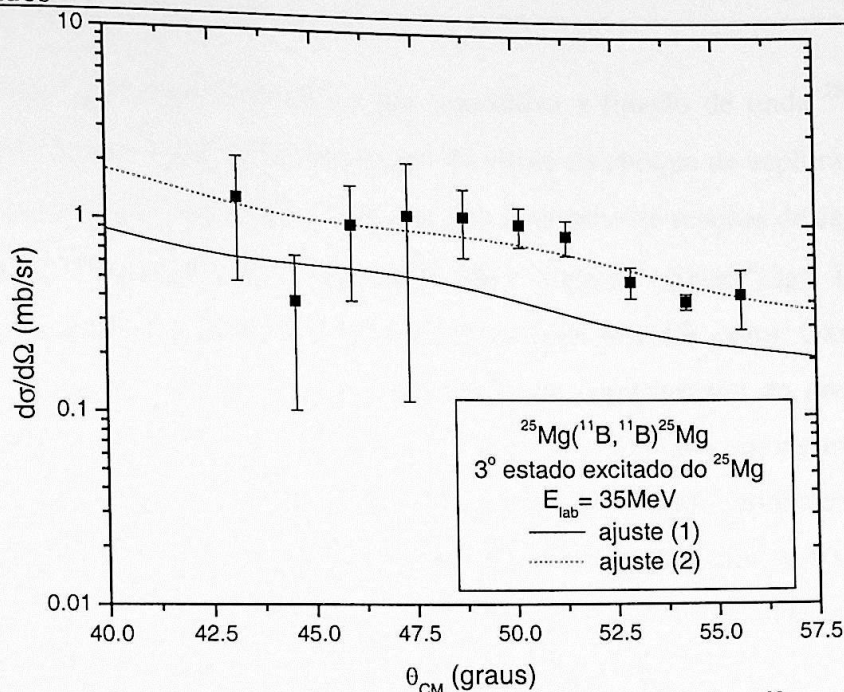


Figura 5.14: distribuição angular do terceiro estado excitado do ^{25}Mg .

Os ajustes com o potencial I conseguem descrever as distribuições angulares dos dois primeiros estados excitados do ^{25}Mg , porém falham para o terceiro estado excitado. Já os ajustes com o potencial II descrevem razoavelmente bem o segundo e terceiro estados excitados do ^{25}Mg , falhando para o primeiro. O parâmetro de deformação nuclear não é necessariamente igual ao de deformação coulombiano, porém variações de β_2^N , para ajustes com os dois potenciais, não conseguem melhorar o ajuste de todas distribuições ao mesmo tempo.

Podemos considerar os ajustes obtidos como razoáveis, uma vez que o núcleo de ^{25}Mg não é um núcleo que segue exatamente o modelo rotacional. Como pode ser visto em seu esquema de níveis (fig. 5.10), o núcleo ^{25}Mg parece possuir duas bandas rotacionais misturadas, uma começando pelo seu estado fundamental ($j=5/2$) e outra no primeiro estado excitado ($j=1/2$).

5.1.4- Cálculos de DWBA para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$

Também analisamos as distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ com $E_{\text{lab}}=35\text{MeV}$, para o estado fundamental e excitados, com cálculos de DWBA do programa PTOLEMY. Como já foi dito na introdução, esta reação é interessante pois a partir da

determinação do fator espectroscópico que normaliza a função de onda $^{26}\text{Al} \rightarrow ^{25}\text{Mg} + p$ é possível se determinar a parte não ressonante da seção de choque de captura $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$, a qual faz parte do ciclo MgAl que é formado por uma série de reações de captura de próton e decaimento β ($^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}(\beta+)^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}(\beta+)^{26}\text{Mg}(p,\gamma)^{27}\text{Al}(p,\alpha)^{24}\text{Mg}$). Tal ciclo ocorre em estrelas de segunda geração que contém elementos pesados como Oxigênio, Neônio, Magnésio e outros, possuindo grande importância na compreensão da produção do ^{26}Al , cujo decaimento resulta na anomalia da taxa $^{26}\text{Mg}/^{27}\text{Al}$ observada em alguns meteoritos. O ^{26}Al é um núcleo com meia vida de 0.72×10^6 anos em seu estado fundamental e possui um primeiro estado excitado isomérico que decai em aproximadamente seis segundos para o ^{26}Mg seguindo o ciclo MgAl. Já o ^{26}Al formado no estado fundamental escapa do ciclo pela reação $^{26}\text{Al}(p,\gamma)^{27}\text{Si}$ e não participa da produção do ^{26}Mg .

Em trabalhos futuros pretendemos ampliar as medidas das distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ e medir o espalhamento elástico $^{25}\text{Mg} + p$, as quais poderão juntamente fornecer o fator espectroscópico da captura $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ e os parâmetros de largura (Γ) e posição de ressonâncias no ^{26}Al .

Fizemos três ajustes para as distribuições angulares da reação de *stripping* $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$. Novamente o ajuste (1) se refere ao uso do potencial I nos canais de entrada e de saída, sendo representado pelas linhas cheias. O ajuste (2) (com linhas "traço-ponto") utiliza o potencial II nos canais de entrada e de saída. Enquanto o ajuste (3) (linhas pontilhadas) é feito com o potencial II no canal de entrada e o potencial III no canal de saída. Os ajustes obtidos para as distribuições angulares desta reação são apresentados nas figuras 5.16 a 5.19. Os fatores espectroscópicos obtidos encontram-se na tabela 5.4. O esquema de níveis do ^{26}Al está na figura 5.15.

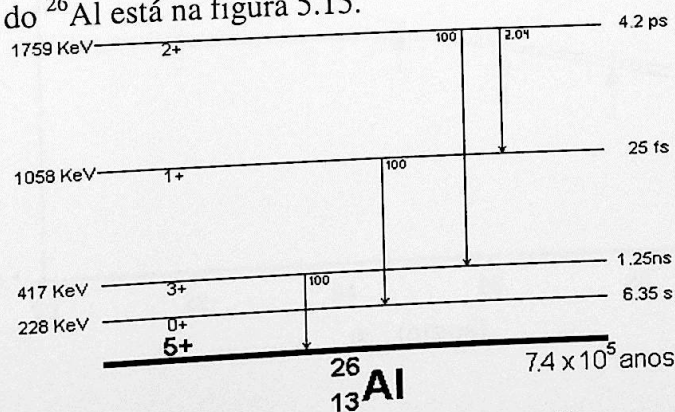


Figura 5.15: esquema de níveis para o ^{26}Al .

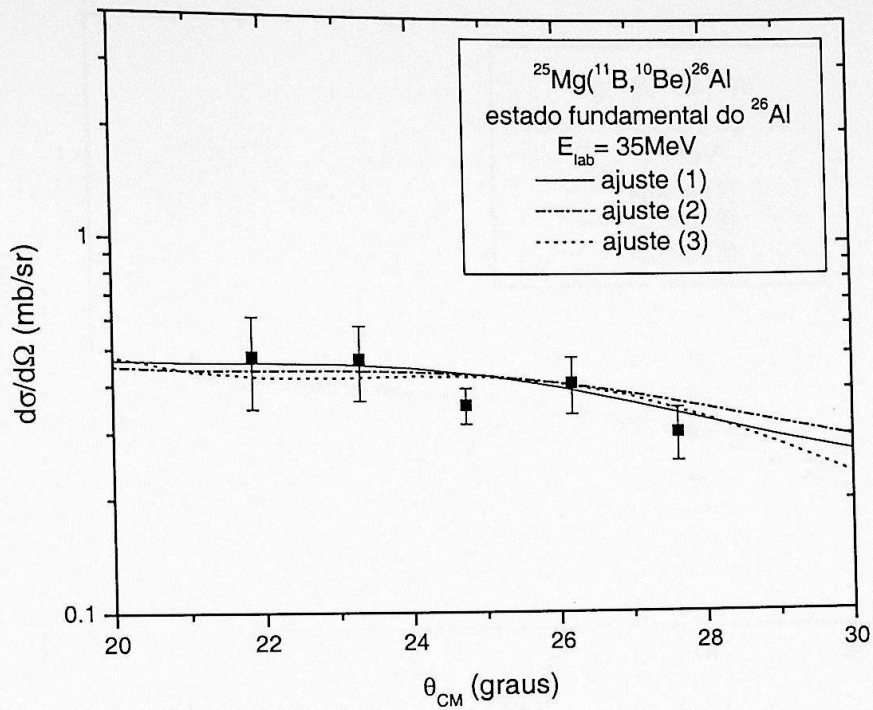


Figura 5.16: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ no estado fundamental.

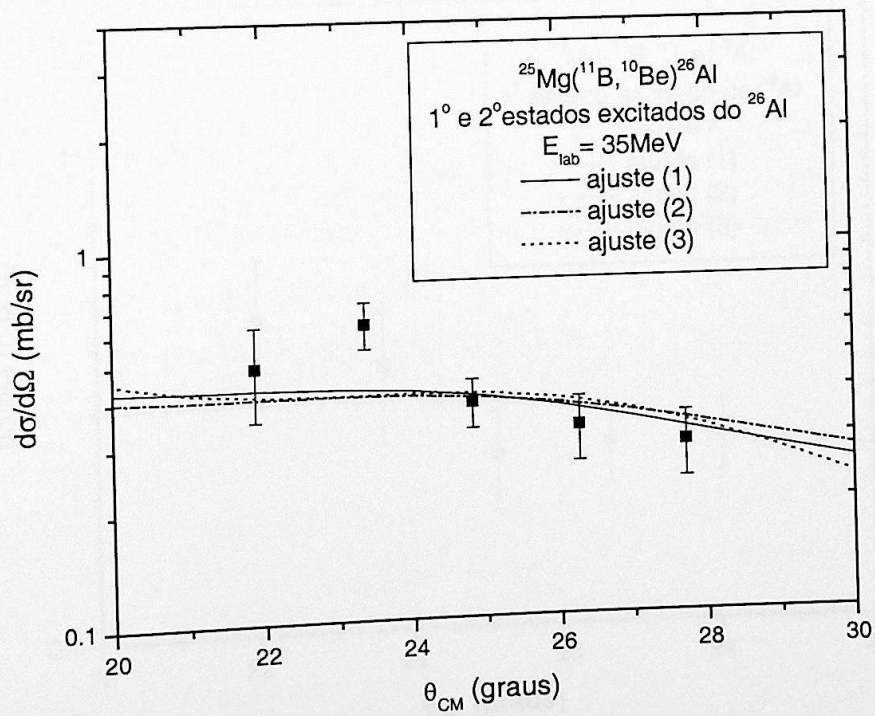


Figura 5.17: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ nos 1° e 2° estados excitados do ^{26}Al .

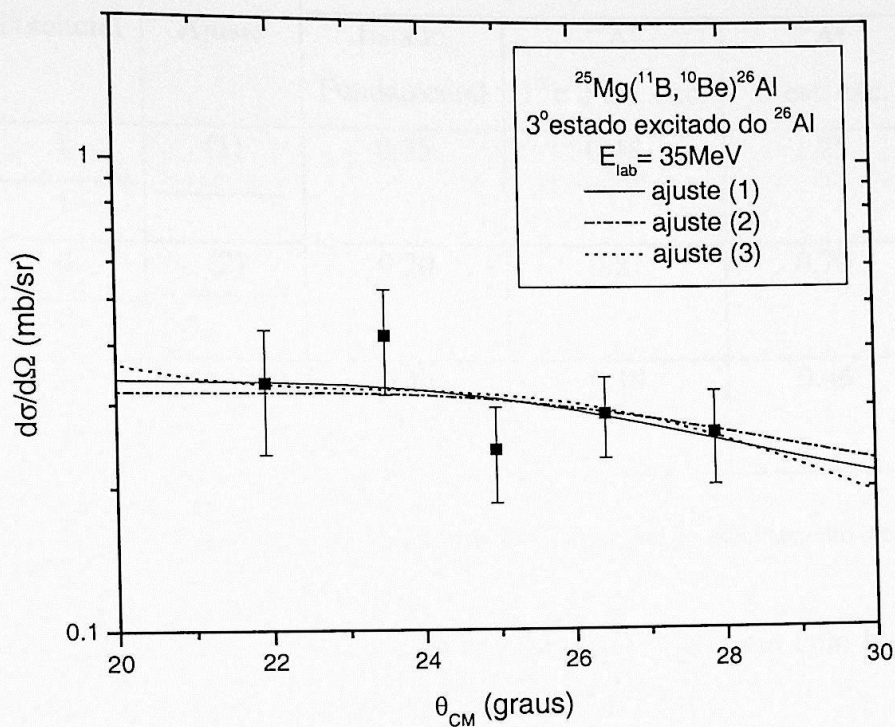


Figura 5.18: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ no 3º estado excitado do ^{26}Al .

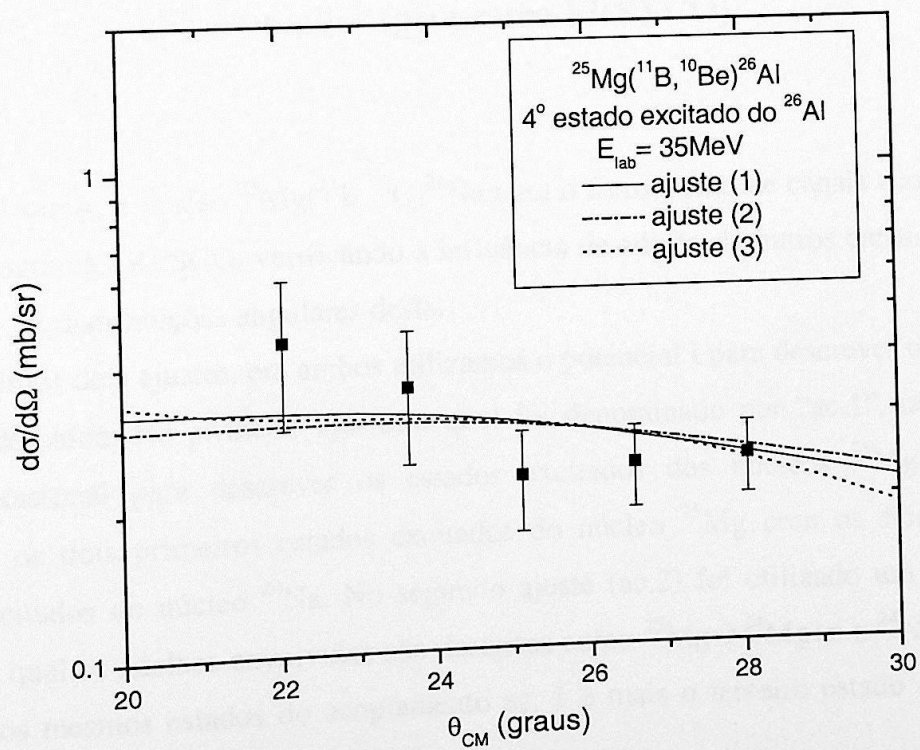


Figura 5.19: distribuição angular da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ no 4º estado excitado do ^{26}Al .

Canal	Potencial	Ajuste	Fatores Espectroscópicos $C^2S_1S_2$			
			Estado Fundamental	^{26}Al 1° e 2° est. exc.	^{26}Al 3° est. exc.	^{26}Al 4° est. exc.
Entrada	I	(1)	0.35	0.48	1.25	0.95
Saída	I	_____				
Entrada	II	(2)	0.20	0.27	0.70	0.52
Saída	II	-----				
Entrada	II	(3)	0.14	0.19	0.46	0.31
Saída	III				

Tabela 5.4: fatores espectroscópicos das distribuições angulares do espalhamento inelástico.

Os cálculos de DWBA obtidos com o PTOLEMY ajustaram com boa precisão os dados experimentais da reação de *stripping* $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$.

5.2-Análise de canais acoplados (programa FRESCO)

Analisamos a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ com o formalismo de canais acoplados por meio do programa FRESCO, verificando a influência da adição de outros canais de reação aos ajustes das distribuições angulares desta.

Fizemos dois ajustes, em ambos utilizamos o potencial I para descrever os canais de entrada e de saída. No primeiro ajuste, o qual foi denominado por "ac.1", utilizamos o modelo rotacional para descrever os estados excitados dos núcleos ^{25}Mg e ^{24}Na e acoplamos os dois primeiros estados excitados do núcleo ^{25}Mg com os seis primeiros estados excitados do núcleo ^{24}Na . No segundo ajuste (ac.2) foi utilizado um modelo de *cluster*, no qual os núcleos envolvidos são descritos como $^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + n$ e $^{24}\text{Na} \rightarrow ^{22}\text{Ne} + d$. Incluindo os mesmos estados do acoplamento ac. 1 e mais o terceiro estado excitado do ^{25}Mg . Conforme o esquema da figura 5.20:

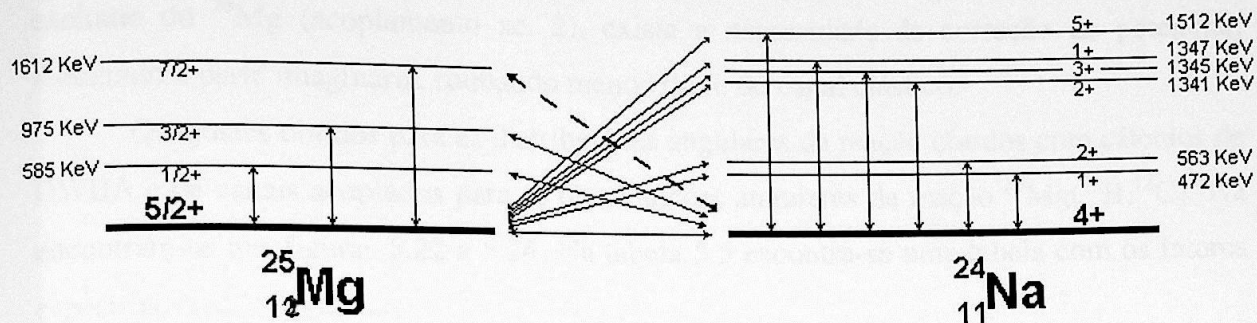


Figura 5.20: esquema dos acoplamentos entre os estados excitados dos núcleos ^{25}Mg e ^{24}Na . O acoplamento ac. 2 inclui também o terceiro estado excitado do ^{25}Mg .

Nestes cálculos utilizamos duas interações (acoplamento de dois passos), com um raio de *matching* $R_m = 25\text{fm}$ (limite da integração) e um número máximo de 100 ondas parciais.

Os resultados obtidos são apresentados a seguir, sempre comparados com os cálculos de DWBA correspondentes. Iniciando pelo espalhamento elástico da figura 5.21.

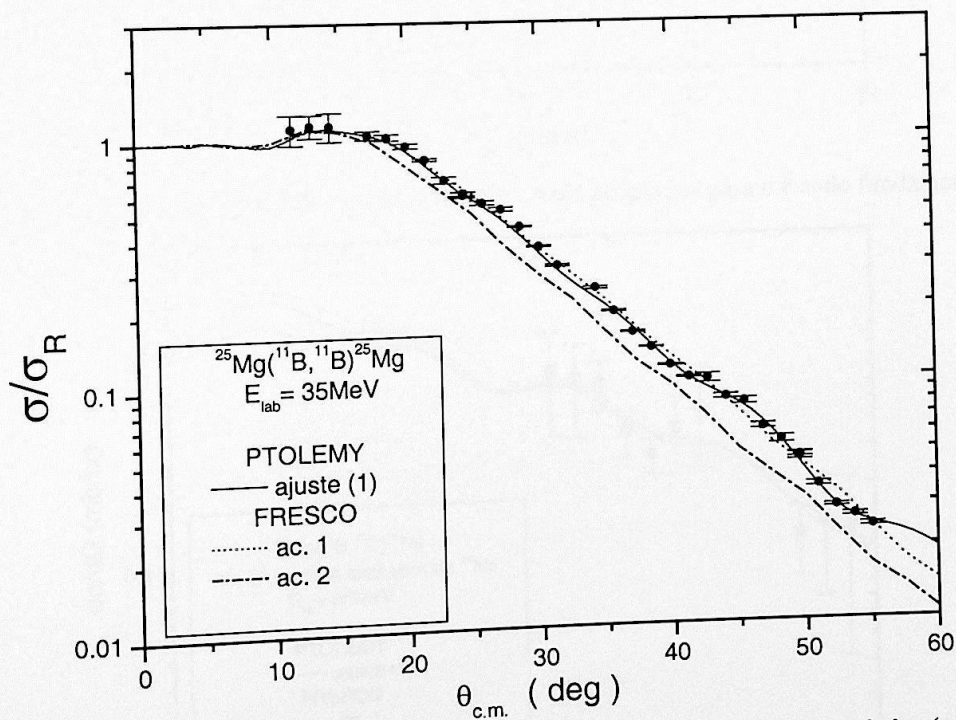


Figura 5.21: ajustes do espalhamento elástico com DWBA (ajuste(1)) e canais acoplados (ac.1 e ac.2).

O ajuste do espalhamento elástico obtido com o acoplamento ac. 1 ficou praticamente igual ao ajuste obtido com DWBA. Já quando adicionamos o terceiro estado

excitado do ^{25}Mg (acoplamento ac. 2), existe a necessidade de correção do potencial, reduzindo a parte imaginária, roubando menos fluxo do canal elástico.

Os ajustes obtidos para as distribuições angulares da reação obtidos com cálculos de DWBA e de canais acoplados para as distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ encontram-se nas figuras 5.22 a 5.24. Na tabela 5.5 encontra-se uma tabela com os fatores espectroscópicos obtidos.

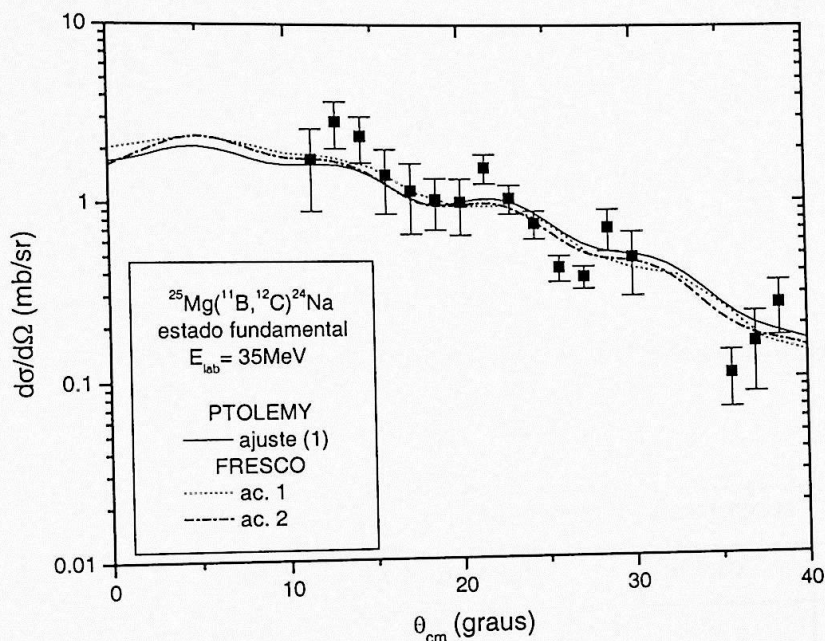


Figura 5.22: ajustes obtidos com cálculos de DWBA e canais acoplados para o estado fundamental do ^{24}Na .

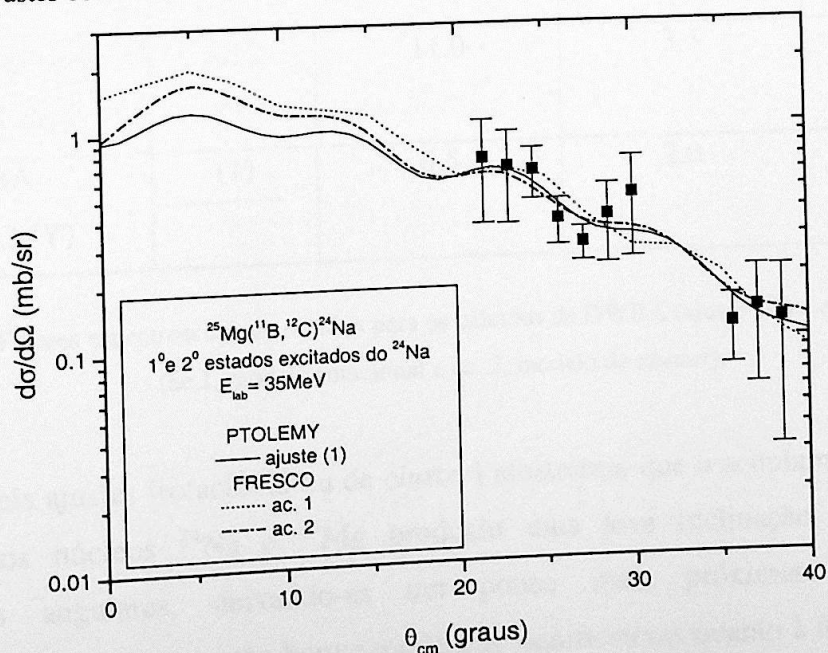


Figura 5.23: distribuição angular do duplete de estados de ^{24}Na com ajustes de DWBA e canais acoplados.

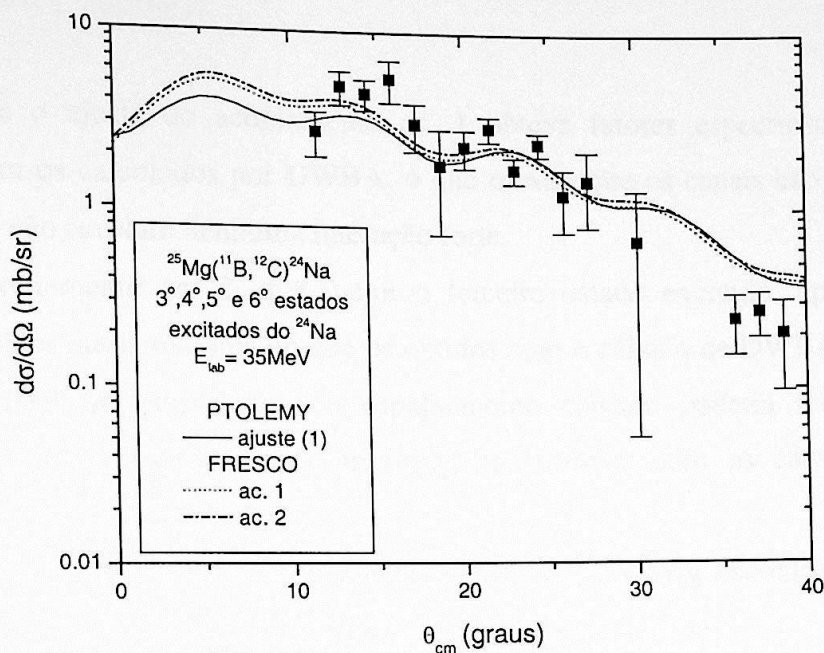


Figura 5.24: distribuição angular do quadrupletto de estados de ^{24}Na com ajustes de DWBA e canais acoplados.

Descrição	Ajuste	Fatores Espectroscópicos $C^2S_1S_2$		
		Fundamental	Dubleto	Quadrupletto
Canais acoplados (FRESCO)	ac. 1	6.0	1.8	6.5
Canais acoplados (FRESCO)	ac. 2 - - - - -	11.0	3.5	7.0
DWBA (PTOLEMY)	(1) _____	6.5	2.0	3.5

Tabela 5.5: Fatores espectroscópicos obtidos para os cálculos de DWBA (ajuste (1)) e canais acoplados (ac.1, modelo rotacional e ac. 2, modelo de *cluster*).

Os dois ajustes (rotacional ou de *cluster*) mostraram que o acoplamento dos estados excitados dos núcleos ^{24}Na e ^{25}Mg produziu uma leve inclinação nas curvas das distribuições angulares, deixando-as um pouco mais próximas dos resultados experimentais, praticamente não houve mudanças significativas quanto à forma e os fatores espectroscópicos continuaram altos.

Porém o ajuste do acoplamento ac. 1 obteve fatores espectroscópicos bastante parecidos com os calculados por DWBA, o que mostra que os canais escolhidos para este acoplamento não revelam nenhuma interação forte.

O acoplamento ac. 2, que inclui o terceiro estado excitado, apresentou fatores espectroscópicos ainda maiores do que os obtidos com o cálculo de DWBA. Possivelmente um ajuste mais fiel aos dados do espalhamento elástico poderia reduzir os fatores espectroscópicos e torná-los mais próximos aos obtidos com os cálculos de DWBA também.

Os resultados para o espalhamento inelástico $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$ encontram-se nas figuras 5.25 a 5.27.

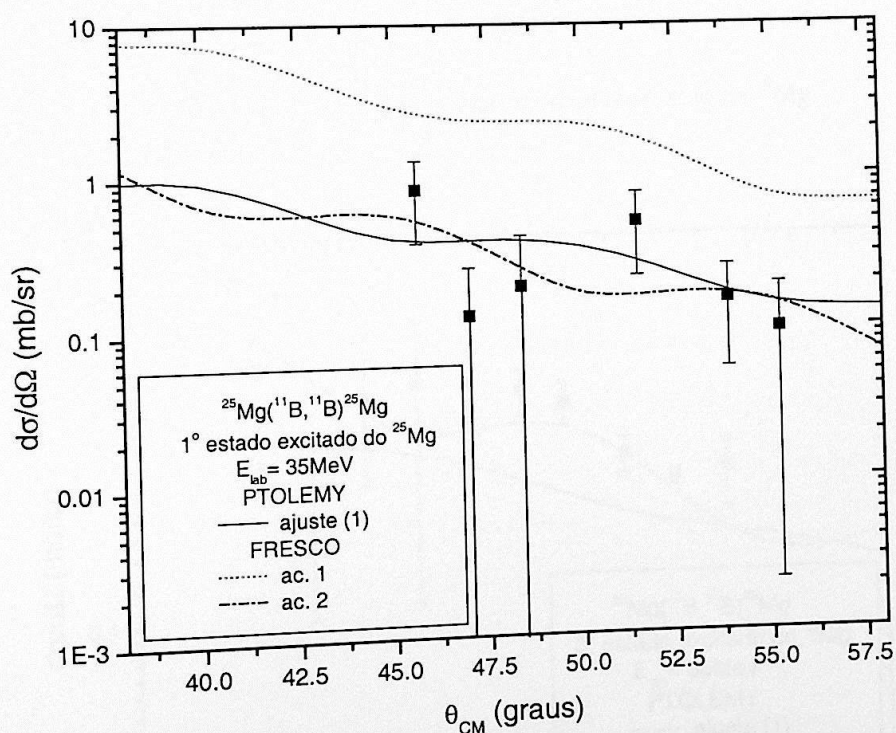


Figura 5.25: distribuição angular do primeiro estado do ^{25}Mg .

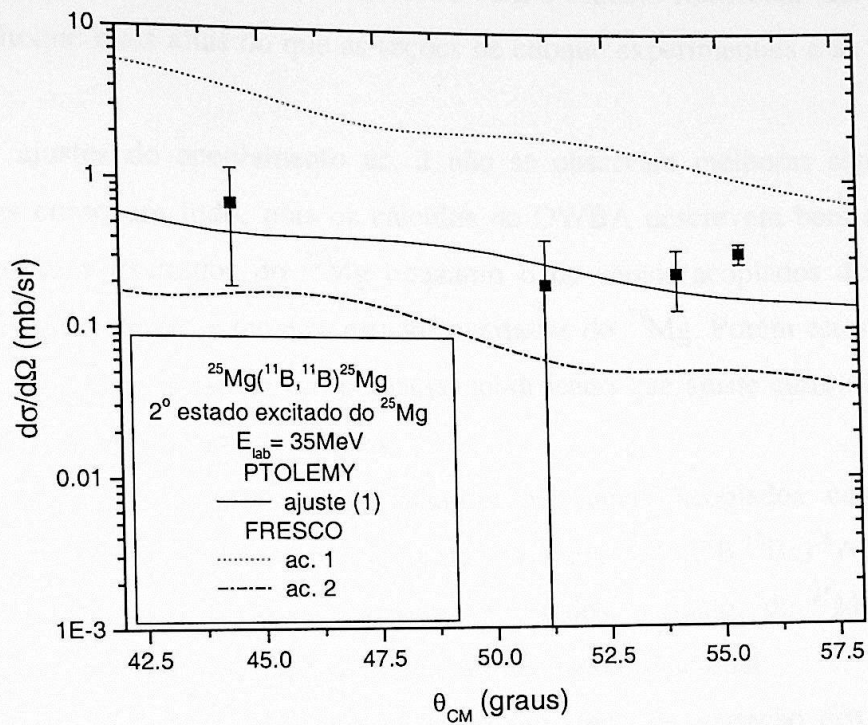


Figura 5.26: distribuição angular do segundo estado do ^{25}Mg .

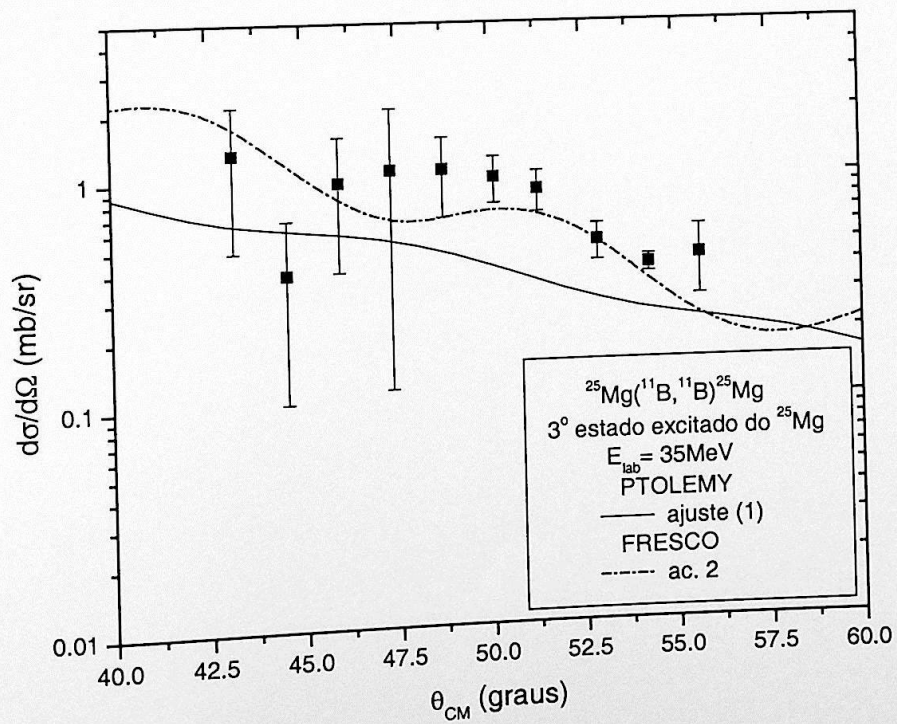


Figura 5.27: distribuição angular do terceiro estado do ^{25}Mg .

Os cálculos de canais acoplados feitos com o modelo rotacional (ac. 1) forneceram seções de choque mais altas do que as seções de choque experimentais e as calculadas por DWBA.

Nos ajustes do acoplamento ac. 2 não se observam melhoras significativas nas distribuições como um todo, pois os cálculos de DWBA descrevem bem apenas os dois primeiros estados excitados do ^{25}Mg enquanto o de canais acoplados descreve bem as distribuições do primeiro e terceiro estados excitados do ^{25}Mg . Porém estes ajustes devem sofrer mudanças com o uso de um potencial modificado que ajuste corretamente os dados experimentais do espalhamento elástico.

Pretendemos executar novos cálculos de canais acoplados com o programa FRESCO, incluindo novos canais, como a transferência $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$, e talvez tentar um modelo mais adequado para descrever os estados excitados do ^{25}Mg , visto que os estados excitados do núcleo ^{25}Mg não seguem uma banda rotacional.

E claro, corrigir o potencial utilizado por meio da variação dos parâmetros do potencial óptico e subsequente análise do espalhamento elástico, o que não é uma tarefa fácil. O tempo computacional gasto em cada tentativa leva várias horas, o que nos fez adiar a conclusão da tarefa.

Capítulo 6

"Do what you can, with what you have, where you are."

Theodore Roosevelt

Simulação de Monte Carlo para a produção de feixes isoméricos

Com os dados da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ (estados fundamental e excitados) analisados, podemos finalmente fazer um estudo da viabilidade da produção de feixes secundários de núcleos isoméricos de $^{24\text{m}}\text{Na}$, dentro do contexto do projeto RIBRAS (Radioactive Ion beams in Brazil).

Para isso, utilizamos o programa de computador T2, desenvolvido por P. L. Ribeiro [30], capaz de simular a passagem do feixe secundário através do sistema de dois solenóides, considerando os processos de perda de energia, *straggling* em energia e *straggling* angular no alvo primário.

6.1-O sistema de duplo solenóide do projeto RIBRAS e o programa T2

A instalação de dois solenóides supercondutores no laboratório Pelletron-LINAC (RIBRAS) permitirá a produção em vôo de feixes secundários de núcleos radioativos leves de baixas energias (energia do feixe secundário 5-10 MeV/A). Este aparato (figura 6.1) é similar ao que foi instalado na Universidade de Notre Dame (EUA) em 1997, sendo capaz de produzir uma grande variedade de feixes, como por exemplo: ^8Li , ^6He , ^7Be , ^8B e $^{18\text{m}}\text{F}$, com intensidades na faixa de 10^4 - 10^6 pps.

O primeiro passo na produção de um feixe secundário é a incidência do feixe primário sobre um alvo (alvo primário), produzindo a reação desejada. O alvo primário se encontra no centro da câmara de alvos, a cerca de um metro do centro do primeiro solenóide (ver figura 6.1). Como a maior parte do feixe primário atravessa o alvo primário sem sofrer reações, e com um ângulo de espalhamento próximo de zero, torna-se necessário o seu bloqueio para que este não interfira nos experimentos com os feixes secundários, isto é feito com um copo de Faraday, que se encontra entre a câmara de alvos e o primeiro

solenóide. O ângulo de aceitação é definido pelo copo de Faraday e um colimador, ficando geralmente na faixa de 2 a 7 graus. O ângulo inferior é limitado pelas dimensões do copo de Faraday e o ângulo superior máximo depende da rigidez magnética do íon em questão e da geometria da canalização. Obviamente, a intensidade do feixe secundário dependerá fortemente das distribuições angulares de secção de choque da reação utilizada para sua produção. Os solenóides recebem em seu interior diferentes produtos de reação, além do espalhamento elástico, cabe aos solenóides a tarefa de focalizar o feixe secundário e purificá-lo de seus contaminantes, a seleção é feita pela rigidez magnética dos íons:

$$B_{\rho} = \frac{\sqrt{2mE}}{q}, \quad (6.1)$$

onde:

B_{ρ} é a rigidez magnética do íon;

m é a massa do íon;

E é a energia do íon;

q é o estado de carga do íon.

O sistema possui uma câmara localizada entre os solenóides (câmara central) e outra no final da canalização (câmara final), onde normalmente o feixe secundário é focalizado.

Torna-se óbvia a importância de uma simulação de Monte Carlo para a passagem de um feixe real pelos solenóides, levando-se em conta sua distribuição angular, a cinemática, as dimensões de feixe no alvo primário, a perda de energia no alvo, etc., de modo a se obter um perfil do feixe na posição do alvo secundário.

As simulações foram feitas com o auxílio do programa T2, o qual foi desenvolvido a partir do código Twinsol [31], que calcula a trajetória de um íon ao longo do sistema de solenóides partindo de suas condições iniciais (energia cinética, direção da velocidade inicial, posição inicial, massa, carga) e da corrente no solenóide, calculando o campo magnético do solenóide em cada ponto e a trajetória da partícula, integrando a sua equação do movimento. O Twinsol foi transformado numa sub-rotina do programa T2, que gera as diferentes condições iniciais dos íons, necessárias para simular um feixe real, por meio de um gerador de números aleatórios, produzindo uma seqüência "casual" de eventos dentro

de certos limites razoáveis e respeitando distribuições de probabilidade compatíveis com os eventos experimentais.

O programa T2 permite simular colimadores, *stoppers* e absorvedores de energia, elementos ópticos utilizados para tentar separar as impurezas do feixe secundário. Considera ainda a perda de energia em cada etapa usando o código STOPX, de J. F. Ziegler [32], bem como o *stragglng* angular e o *stragling* em energia.

O programa fornece dois tipos de saída, uma contém um histórico completo de cada elemento da simulação, fornecendo as correntes utilizadas nos solenóides, a geometria do feixe primário, a porcentagem de íons parada em cada colimador ou *stopper*, bem como as posições e geometria destes, e ainda a quantidade de partículas que chegam ao alvo secundário ou detector. A outra saída fornece uma lista de todos os eventos que chegaram ao alvo secundário ou detector, com a posição (x,y), o ângulo e a energia de cada partícula, possibilitando a análise do feixe secundário.

6.2-Simulação para o feixe secundário de ^{24m}Na

Utilizamos as distribuições angulares de secção de choque da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ (estados fundamental e excitados) obtidas dos cálculos de DWBA feitas com o código PTOLEMY, utilizando o ajuste (3) (ver capítulo 5, pág. 48 a 51), que melhor reproduziu as seções de choque experimentais.

Para simular a produção do feixe isomérico de ^{24m}Na supusemos um feixe de ^{25}Mg com $E_{\text{lab}} = 79.54 \text{ MeV}$ (correspondente a um feixe de ^{11}B com $E_{\text{lab}} = 35 \text{ MeV}$) e um alvo de ^{11}B com espessura de $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$, de forma a aproveitar os ângulos mais dianteiros das distribuições angulares e deixar o feixe secundário com energias próximas à energia do feixe primário.

Os ângulos de aceitação foram definidos pelo primeiro colimador e o copo de Faraday (entre 2.4 e 5.7 graus). A figura 6.2 mostra um esquema com as posições de todos elementos utilizados para simulação, detalhes como tamanho e espessuras destes, podem ser vistos na tabela 6.2.

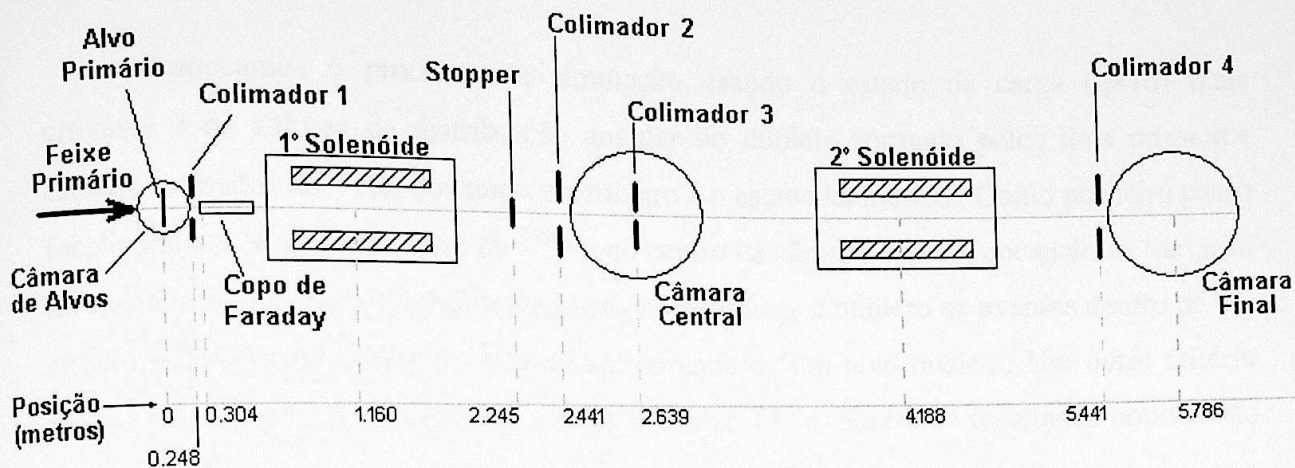


Figura 6.1: esquema da configuração usada para simular a produção do feixe ^{24m}Na .

Como visto na expressão 6.1, a rigidez magnética $B\rho$ de um íon depende de seu estado de carga, assim é importante conhecermos a distribuição de cargas dos íons que abandonam o alvo primário e ingressam no sistema de solenóides. Para isso utilizamos o programa CHARGE que fornece as distribuições de carga para um íon após atravessar algum material. Na tabela 6.1 estão apresentados os resultados obtidos para os íons incluídos no processo de simulação, a energia apresentada corresponde a um valor próximo à média das distribuições angulares na região aproveitada pelos solenóides (2.4 a 5.7 graus). Os íons escolhidos correspondem ao espalhamento elástico e as reações $^{11}\text{B} (^{25}\text{Mg}, ^{24}\text{Na})^{12}\text{C}$ e $^{11}\text{B} (^{25}\text{Mg}, ^{26}\text{Al})^{10}\text{Be}$.

Q (estado de carga)	(%) ^{24}Na ($E_{\text{lab}} = 78.3 \text{ MeV}$)	(%) ^{25}Mg ($E_{\text{lab}} = 74.0 \text{ MeV}$)	(%) ^{26}Al ($E_{\text{lab}} = 68.2 \text{ MeV}$)
7	0.05	0	0
8	2.68	0.46	0.09
9	26.08	8.26	2.45
10	50.36	37.20	18.80
11	19.33	41.66	43.04
12	-	11.60	29.31
13	-	-	5.94

Tabela 6.1 distribuições de cargas para os íons simulados com o programa T2.

Começamos o processo de simulação usando o estado de carga ($q=10$) mais provável e os valores da distribuição angular do dubleto formado pelos dois primeiros estados excitados do ^{24}Na , dos quais o primeiro é o estado isomérico. Como primeiro passo focalizamos o feixe secundário de $^{24\text{m}}\text{Na}$ no centro da câmara central, por meio da variação da corrente no primeiro solenóide de forma a maximizar o número de eventos dentro de um círculo com 1cm de diâmetro, largura aproximada de um alvo nuclear. Um outro critério possível seria minimizar a largura a meia altura do feixe, porém os resultados obtidos são praticamente os mesmos com a desvantagem de se perder muitos eventos.

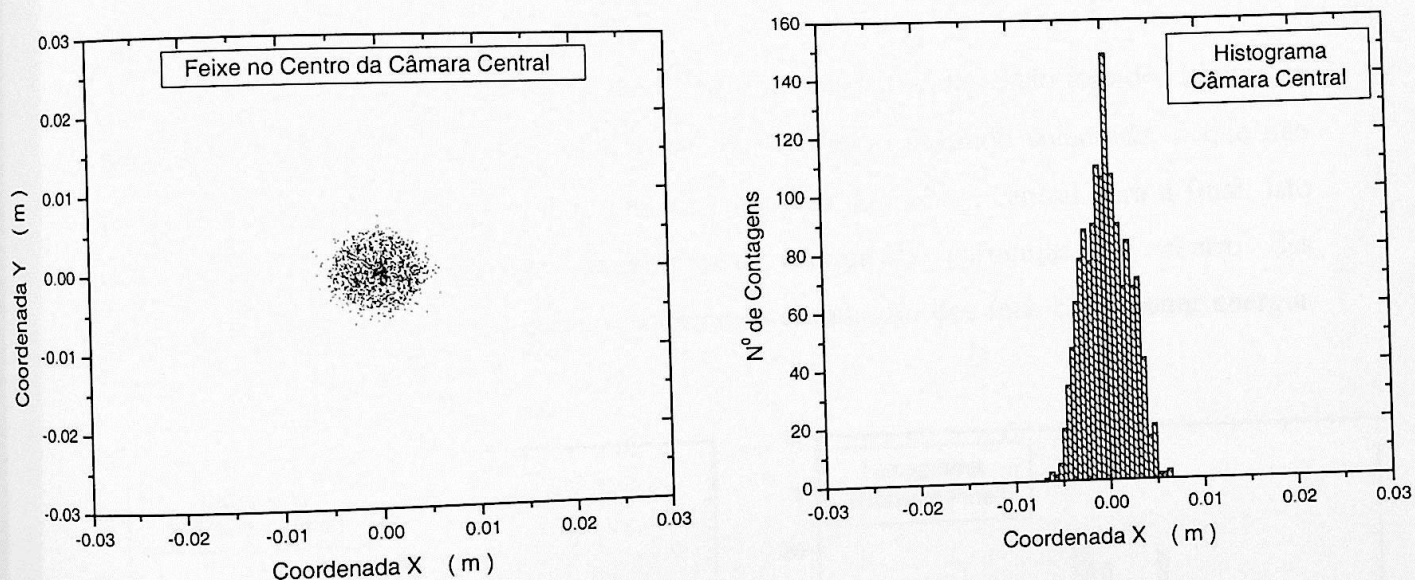


Figura 6.2: aspecto do feixe e histograma (coordenada X) para feixe secundário focalizado no centro da câmara central.

O mesmo foi feito na passagem pelo segundo solenóide, focalizando o feixe isomérico no centro da câmara final.

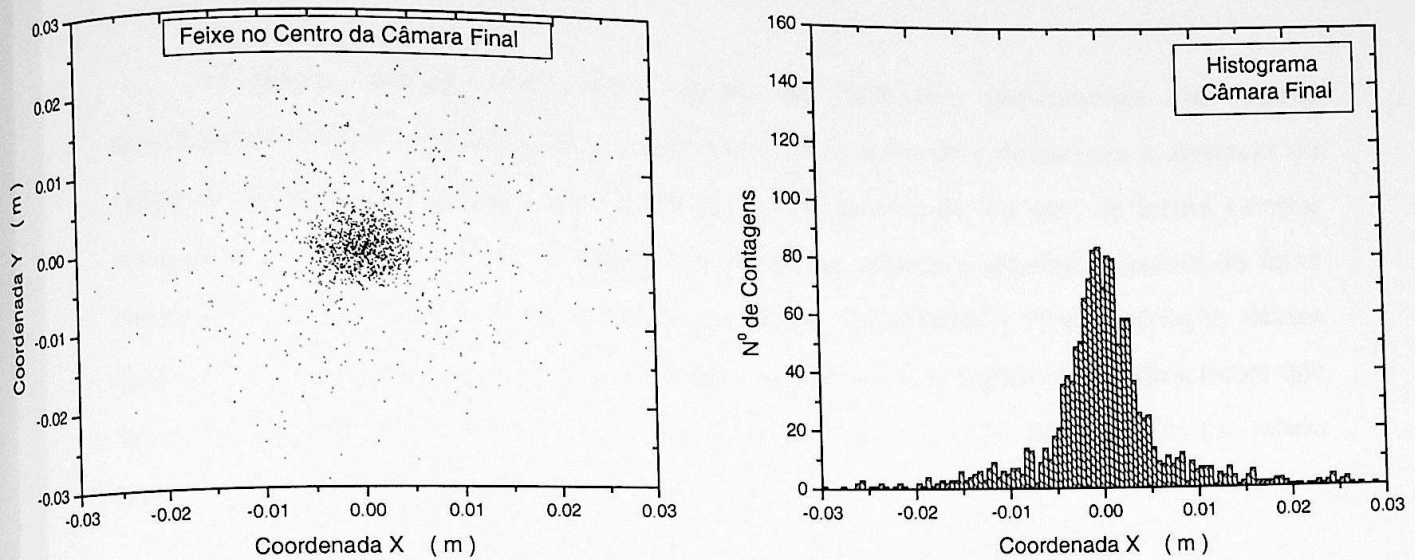


Figura 6.3: aspecto do feixe e histograma (coordenada X) para feixe secundário focalizado no centro da câmara final.

Na câmara final, aproximadamente um terço das partículas estão fora dos limites do círculo de 1cm, isto se deve a seleção em B_p feita pelo segundo solenóide, o que não permite o aproveitamento de todos íons na passagem da câmara central para a final. Isto pode ser verificado através dos histogramas de energia das partículas no centro das câmaras central e final, nos quais se observa a eliminação dos íons com menor energia.

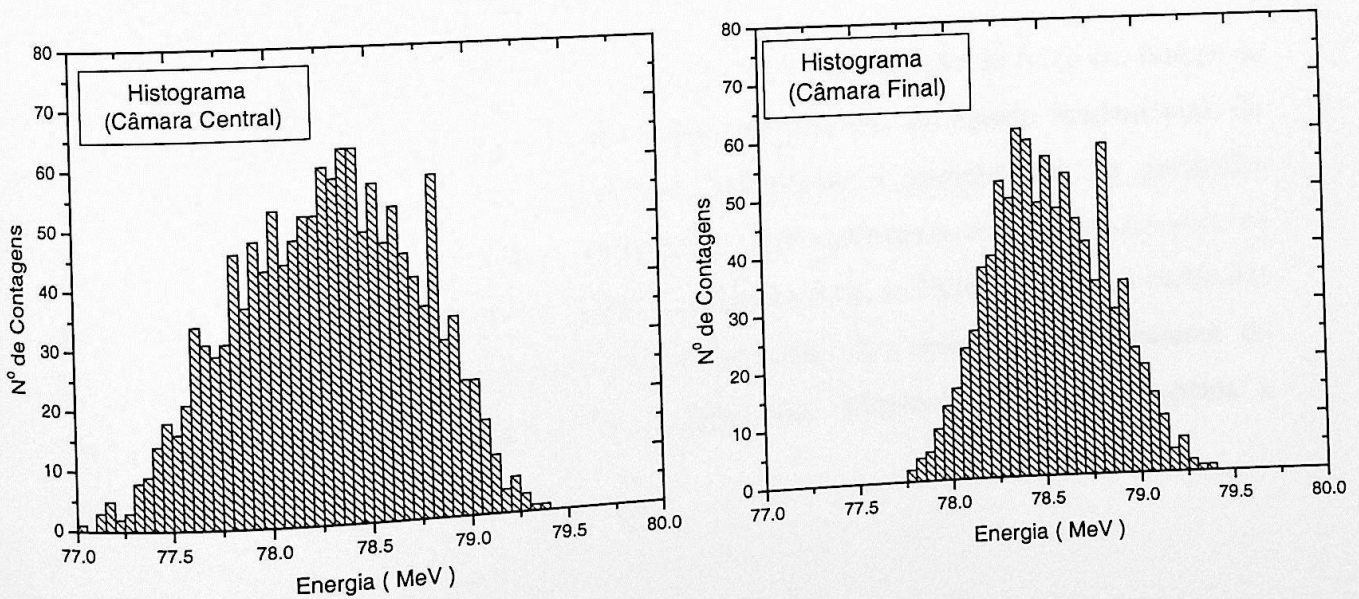


Figura 6.4: histogramas de energia para os íons do feixe secundário focalizado no centro das câmaras central e final.

O passo seguinte foi tentar separar as partículas provenientes das outras distribuições (estado fundamental e quadrupeto) pela ação de colimadores e *stoppers* ao longo do sistema. Definimos a geometria dos colimadores e do *stopper*, de forma a cortar levemente as bordas do feixe de dubleto, tentando aproveitar o máximo possível do feixe isomérico (98% do dubleto se encontra na forma metaestável). Uma ilustração desses elementos ao longo do sistema de solenóides é apresentada na figura 6.1, as dimensões que definem a geometria destes e suas distâncias ao alvo primário são apresentadas na tabela 6.2:

Elemento	Posição (m)	Raio (m)	Espessura (m)
Copo de Faraday	0.3040	0.0127	0.1788
<i>Stopper</i>	2.2494	0.0145	0.0040
Colimador 1	0.2481	0.0254	0.0064
Colimador 2	2.4407	0.0150	0.0040
Colimador 3	2.6392	0.0060	0.0020
Colimador 4	5.4307	0.0180	0.0040

Tabela 6.2: geometria e posição dos elementos utilizados na simulação de Monte Carlo.

Depois disso, levantamos curvas da eficiência de canalização do feixe em função da corrente no solenóide, para todas as distribuições angulares, do estado fundamental, do dubleto e do quadrupeto. Como eficiência entenda-se a porcentagem de partículas produzidas aproveitadas como feixe secundário. Determinamos como corrente para os solenóides aquela que maximiza, no centro da câmara final, a eficiência para as partículas provenientes do dubleto em relação àquelas oriundas das distribuições angulares do quadrupeto e estado fundamental. Para medir essa eficiência relativa utilizamos a expressão da média harmônica:

$$efic_{rel} = \frac{efic_{dup} \bar{\sigma}_{dup} \times 100}{efic_{gs} \bar{\sigma}_{gs} + efic_{dup} \bar{\sigma}_{dup} + efic_{quad} \bar{\sigma}_{quad}}, \quad (6.2)$$

Onde:

$efic_{dup}$ é a eficiência para o caso da distribuição angular do dubleto;

$\bar{\sigma}_{dup}$ é a seção de choque média (entre 2.4 e 5.7 graus) do dubleto;

$efic_{gs}$ é a eficiência para o caso da distribuição angular do estado fundamental;

$\bar{\sigma}_{gs}$ é a seção de choque média para o estado fundamental;

$efic_{quad}$ é a eficiência para o caso da distribuição angular do quadrupletto;

$\bar{\sigma}_{quad}$ é a seção de choque média para o quadrupletto.

Para a variação da corrente no primeiro solenóide os resultados obtidos são :

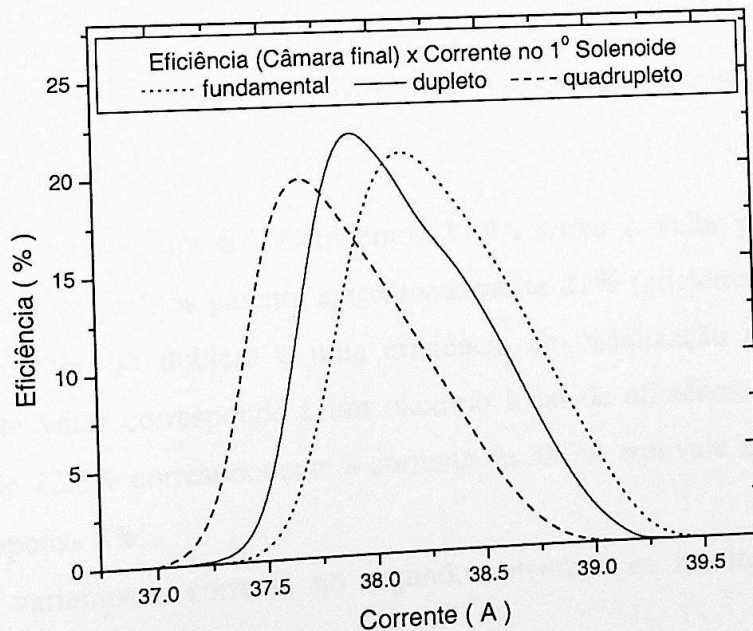


Figura 6.5: eficiências de canalização do feixe secundário no centro da câmara final variando a corrente no primeiro solenóide.

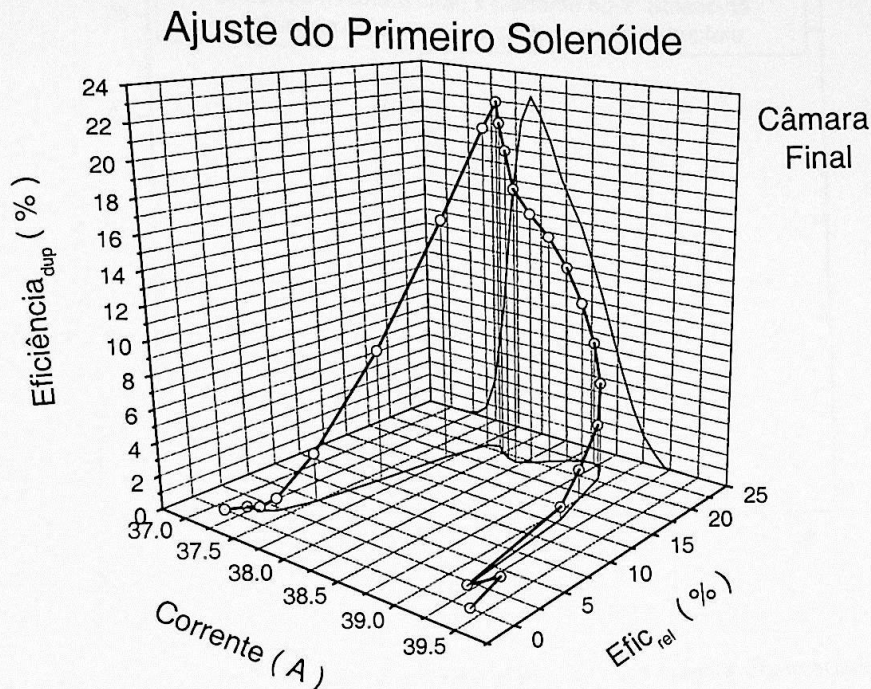


Figura 6.6: comportamento das eficiências do dubleto com a variação na corrente do primeiro solenóide.

Com auxílio da figura 6.6 escolhemos 37.9A como o valor para a corrente no primeiro solenóide, o que nos garante aproximadamente 21% (eficiência relativa) de íons de ^{24}Na provenientes do dubleto e uma eficiência de canalização de 23% para esta distribuição. Este valor corresponde a um máximo local de eficiência relativa, porém o valor máximo de 22.5% correspondente à corrente de 38.7A equivale a uma eficiência de canalização de apenas 8%.

Quando variamos a corrente no segundo solenóide os resultados no centro da câmara final são:

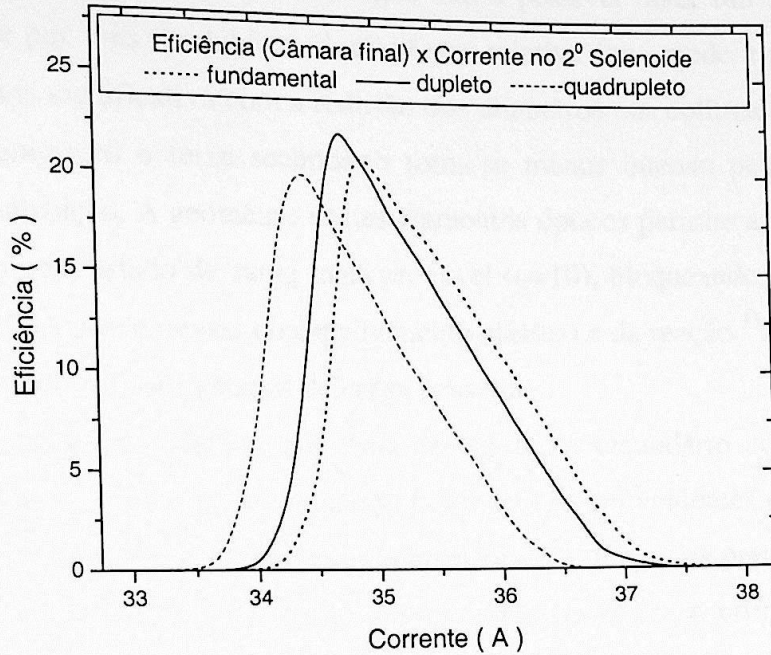


Figura 6.7: eficiências de canalização do feixe secundário no centro da câmara final variando a corrente no segundo solenóide.

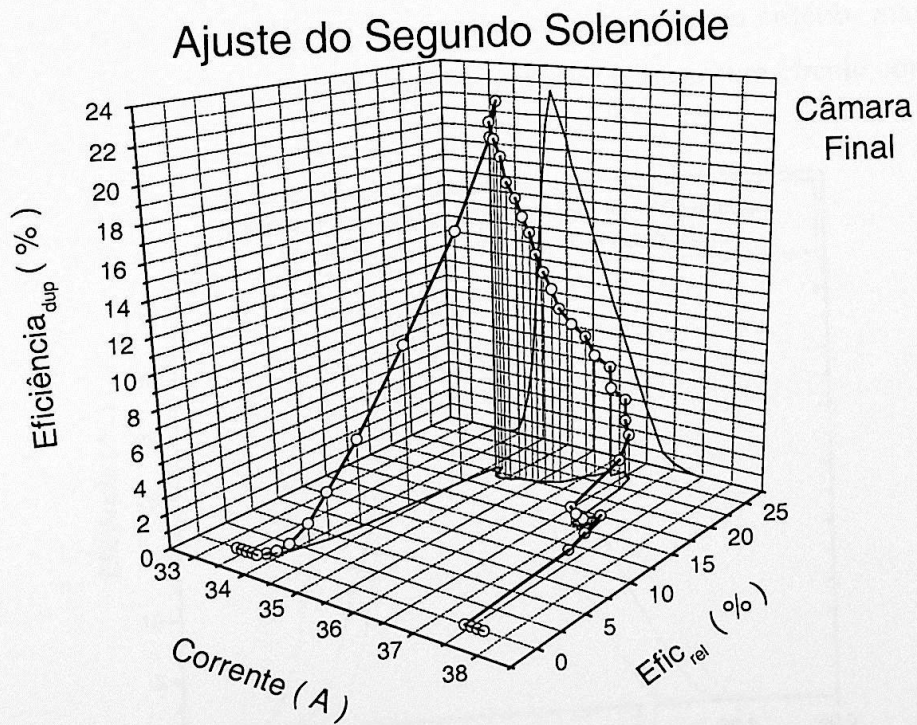


Figura 6.8: comportamento das eficiências do dupleto com a variação na corrente do segundo solenóide.

O gráfico da figura 6.8 nos mostra que não é possível obter um feixe secundário formado somente por íons do dubleto. A eficiência relativa (que mede a pureza do feixe) não muda de forma significativa com a redução dos diâmetros dos colimadores ou com um *stopper* maior, enquanto o feixe secundário torna-se menos intenso pela diminuição da eficiência de canalização. A geometria destes elementos ópticos permite apenas a passagem dos íons de ^{24}Na com estado de carga mais provável ($q=10$), bloqueando os demais. Nesta configuração os íons provenientes do espalhamento elástico e da reação $^{11}\text{B}(^{25}\text{Mg}, ^{26}\text{Al})^{10}\text{Be}$ são cortados em todos os seus estados de carga possíveis.

Passamos então a trabalhar em cima de um feixe secundário com o máximo de partículas em estado isomérico, aproveitando tanto aquelas provenientes do dubleto (98%) quanto do quadrupletto (59%). Como aproximadamente um terço das partículas se perdiam na passagem pelo segundo solenóide, decidimos utilizar somente o primeiro, ao custo de uma resolução em energia menor, como foi visto na figura 6.4. Os núcleos isoméricos provenientes do quadrupletto representam praticamente o dobro daqueles oriundos do dubleto, isto é devido a diferença entre os valores nas seções de choque das duas distribuições. Assim optamos por fazer o processo de focalização no centro da câmara central com a distribuição angular do quadrupletto e com o mesmo critério, maximizar o número de eventos deste na área aproximada de um alvo nuclear (um círculo com 1cm de diâmetro).

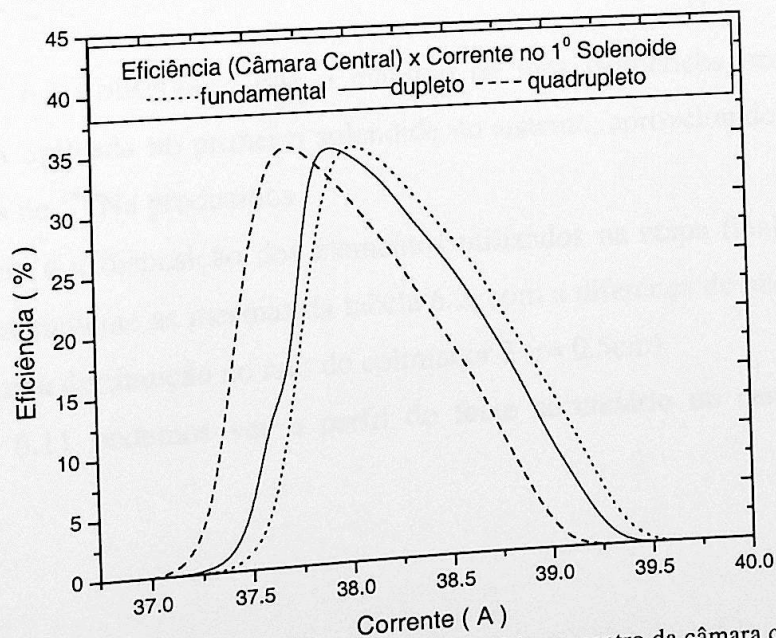


Figura 6.9: eficiências de canalização do feixe secundário no centro da câmara central.

Para construir a figura 6.10 utilizamos como eficiência relativa a porcentagem de íons em estado isomérico, calculada a partir das eficiências relativas obtidas com a expressão 6.2 para o dubleto e para o quadrupeto.

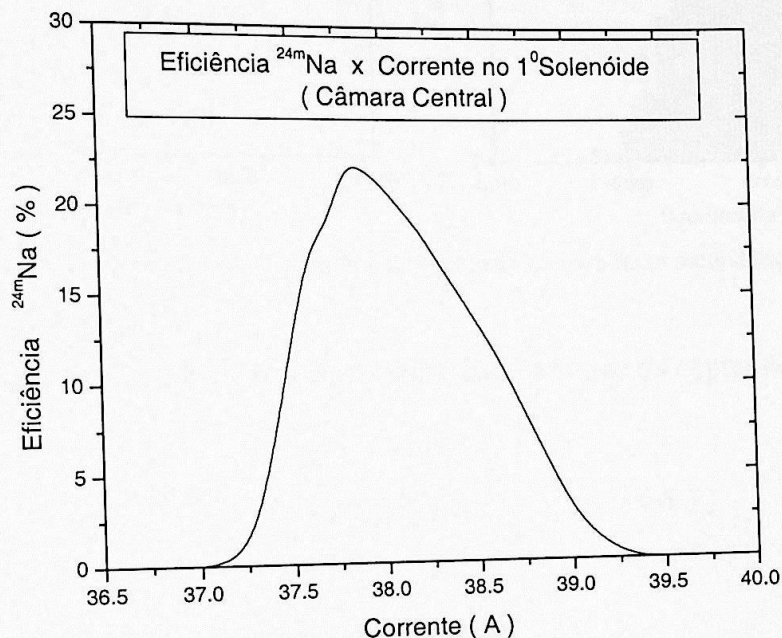


Figura 6.10: quantidade de núcleos isoméricos (^{24m}Na) no centro da câmara central com a variação da corrente no primeiro solenóide.

Pela figura 6.10 observa-se que o máximo de íons isoméricos ocorre para uma corrente de 37,8 A aplicada no primeiro solenóide do sistema, aproveitando cerca de 22% do total de núcleos de ^{24m}Na produzidos.

A geometria e a disposição dos elementos utilizados na etapa final da simulação permaneceram praticamente as mesmas da tabela 6.2, com a diferença de não utilizarmos o colimador 4 e de uma diminuição no raio do colimador 3 ($r=0,5\text{cm}$).

Na figura 6.11 podemos ver o perfil do feixe secundário no centro da câmara central.

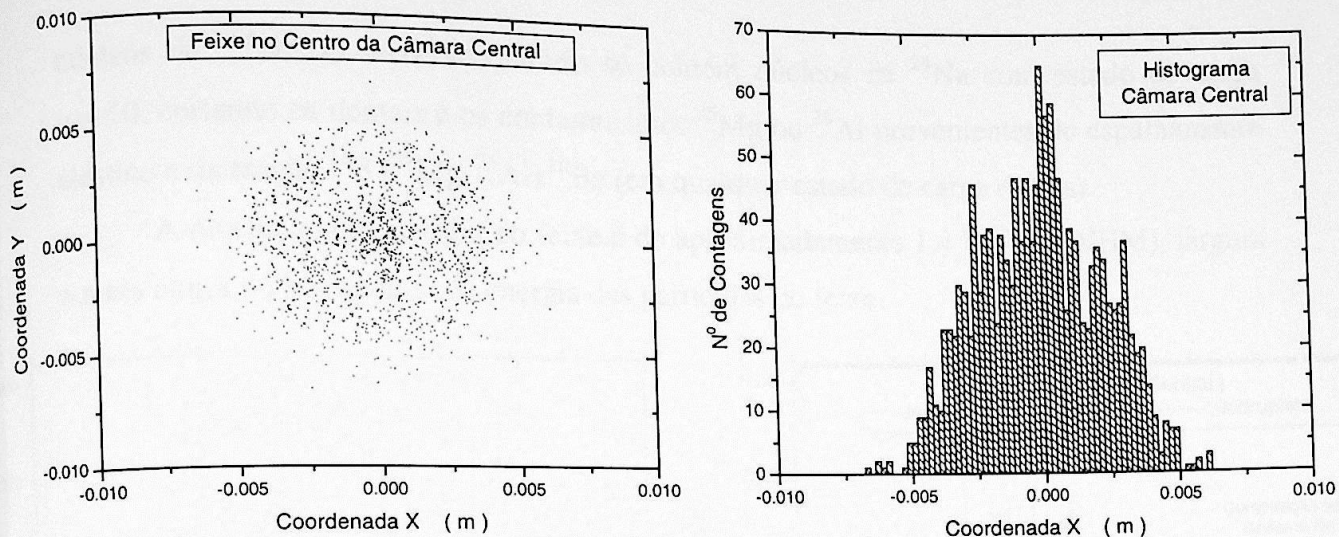


Figura 6.11: aspecto do feixe e histograma (coordenada X) para feixe secundário de ^{24m}Na .

Para calcular a intensidade do feixe secundário partimos da expressão abaixo:

$$N = N_f N_a \sigma_{total} P_q \text{efic} , \quad (6.3)$$

onde:

N é o número de eventos no pico de interesse;

N_f é o número total de partículas provenientes do feixe primário;

N_a é o número de partículas alvo por cm^2 ;

σ_{total} é a secção de choque total da reação que produz o núcleo de interesse, sendo:

$$\sigma_{total} = \int_0^{\theta_{max}} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{lab} d\Omega ;$$

efic é a eficiência de canalização do feixe secundário;

P_q é a probabilidade do núcleo de interesse (^{24}Na por exemplo) se encontrar no estado de carga q (ver tabela 6.1).

Obtendo a partir desta a quantidade de núcleos de sódio produzidos no estado fundamental, no dubleto e no quadrupeto. Nos cálculos consideramos um alvo de ^{11}B , com espessura de $400\mu\text{g}/\text{cm}^2$, exposto a um feixe primário de ^{25}Mg com intensidade de $1\mu\text{A}$, o que resulta em um feixe secundário de aproximadamente 9200 p/s e com cerca de 58% de

núcleos de ^{24m}Na . O feixe secundário só contém núcleos de ^{24}Na com estado de carga $q=+10$, cortando os demais e os contaminantes ^{25}Mg ou ^{26}Al provenientes do espalhamento elástico e da reação $^{11}\text{B} (^{25}\text{Mg}, ^{26}\text{Al}) ^{10}\text{Be}$ (em qualquer estado de carga destes).

A resolução em energia do feixe é de aproximadamente 1.4 MeV (FWHM), largura a meia altura do histograma de energia das partículas do feixe.

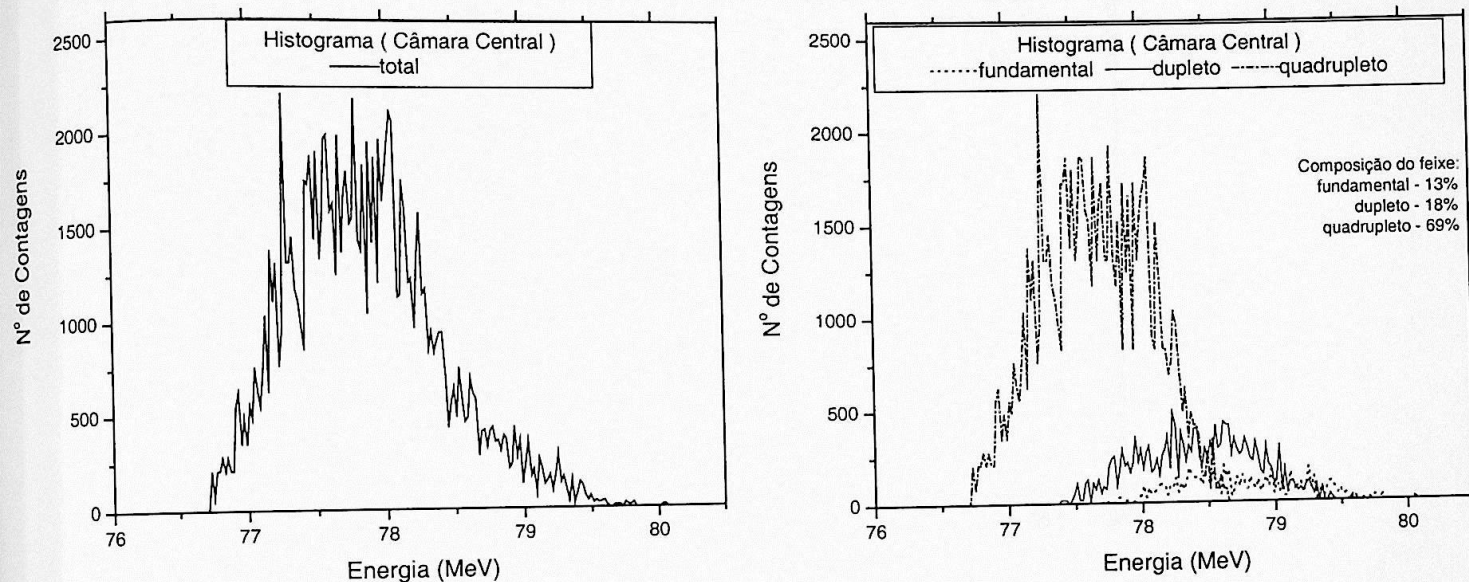


Figura 6.12: histogramas em energia para os íons do feixe secundário de ^{24m}Na na Câmara central.

6.2-Simulação para o feixe secundário de ^{26m}Al

Assim como o ^{24}Na , o ^{26}Al é um núcleo que também possui um estado metaestável, trata-se de seu primeiro estado excitado, que possui uma meia vida de 6s e energia de excitação de 228KeV. Assim, apesar das distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$ apresentarem seções de choque mais baixas, o que resulta em um feixe secundário ainda menos intenso do que o de ^{24m}Na , cabe apresentar aqui uma simulação para a sua produção, já que a produção de feixes secundários de núcleos em estados excitados é o tema deste trabalho.

A separação entre os níveis de energia do ^{26}Al torna mais difícil ainda a produção de um feixe puro de ^{26m}Al , por isso adotamos a mesma estratégia, utilizando apenas um

solenóide e focalizando o feixe na câmara central. Desta vez partimos da focalização dos núcleos provenientes do terceiro estado excitado, por ser a principal fonte de isoméricos para este feixe. O estado isomérico está representado na forma de dubleto junto com o segundo estado excitado do ^{26}Al . As eficiências de canalização para cada um dos casos se encontram representadas na figura abaixo:

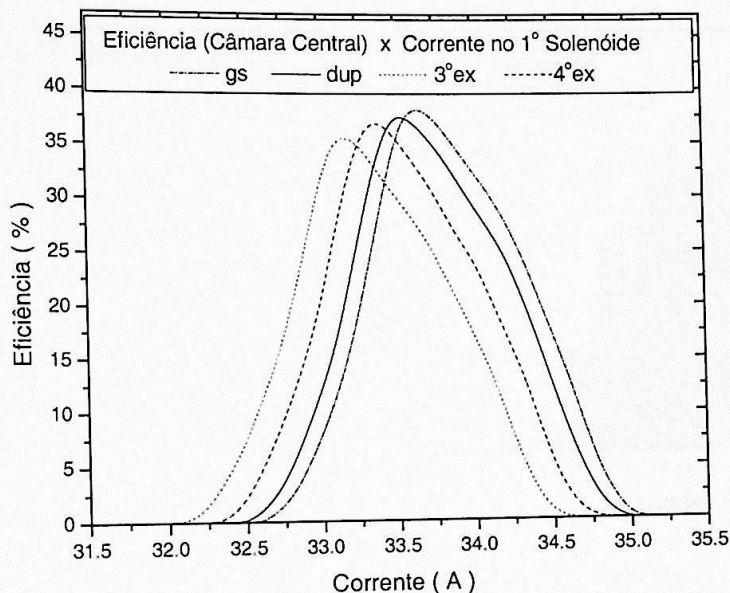


Figura 6.13 eficiências de canalização do feixe secundário no centro da câmara central.

Considerando o total de íons isoméricos produzidos:

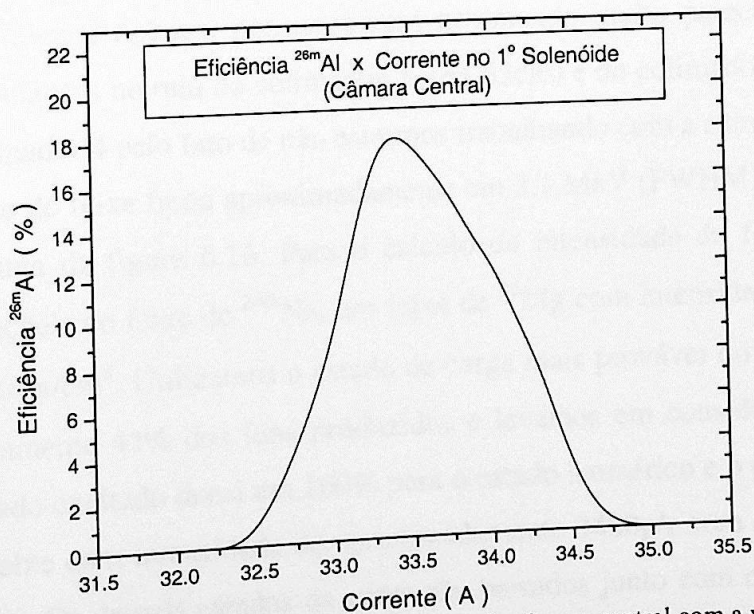


Figura 6.14: quantidade de núcleos isoméricos (^{26m}Al) no centro da câmara central com a variação da corrente no primeiro solenóide.

A corrente de 33.4 A no primeiro solenóide é a que torna o sistema mais eficiente para a produção do feixe isomérico de ^{26m}Al , aproveitando cerca de 18% de todos núcleos isoméricos produzidos.

O perfil do feixe secundário no centro da câmara central pode ser visto abaixo:

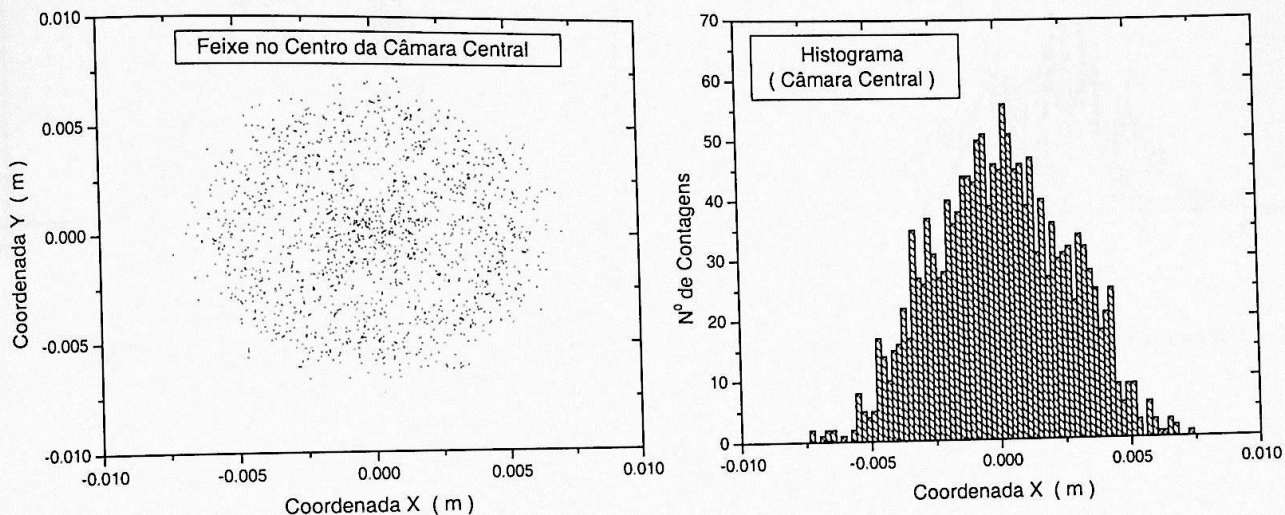


Figura 6.15: aspecto do feixe e histograma (coordenada X) para feixe secundário de ^{26m}Al .

Utilizamos as mesmas posições para dispor os colimadores e o *stopper*, quanto a geometria dos elementos ópticos, permaneceram novamente muito parecidas com as da tabela 6.2, com mudanças no raio do colimador 2 ($r=1,65\text{cm}$) e do colimador 3 ($r=0,5\text{cm}$), e sem utilizar o colimador 4 pelo fato de não estarmos trabalhando com a câmara final.

A resolução do feixe ficou aproximadamente em 2.1 MeV (FWHM), largura a meia altura do histograma da figura 6.16. Para o cálculo da intensidade do feixe fizemos as mesmas considerações do feixe de ^{24m}Na , um feixe de ^{25}Mg com intensidade de $1\mu\text{A}$ e um alvo de ^{11}B de $400\mu\text{g}/\text{cm}^2$. Utilizamos o estado de carga mais provável do ^{26}Al ($q=11$) que detém aproximadamente 43% dos íons produzidos e levamos em consideração o fato de que o terceiro estado excitado decai em 100% para o estado isomérico e o quarto em 4%. E chegamos a um feixe com intensidade de aproximadamente 3400p/s com cerca de 32% de núcleos isoméricos. Os demais estados de carga são barrados junto com os íons de ^{24}Na e ^{25}Mg provenientes do espalhamento elástico e da reação $^{11}\text{B} (^{25}\text{Mg}, ^{24}\text{Na})^{12}\text{C}$.

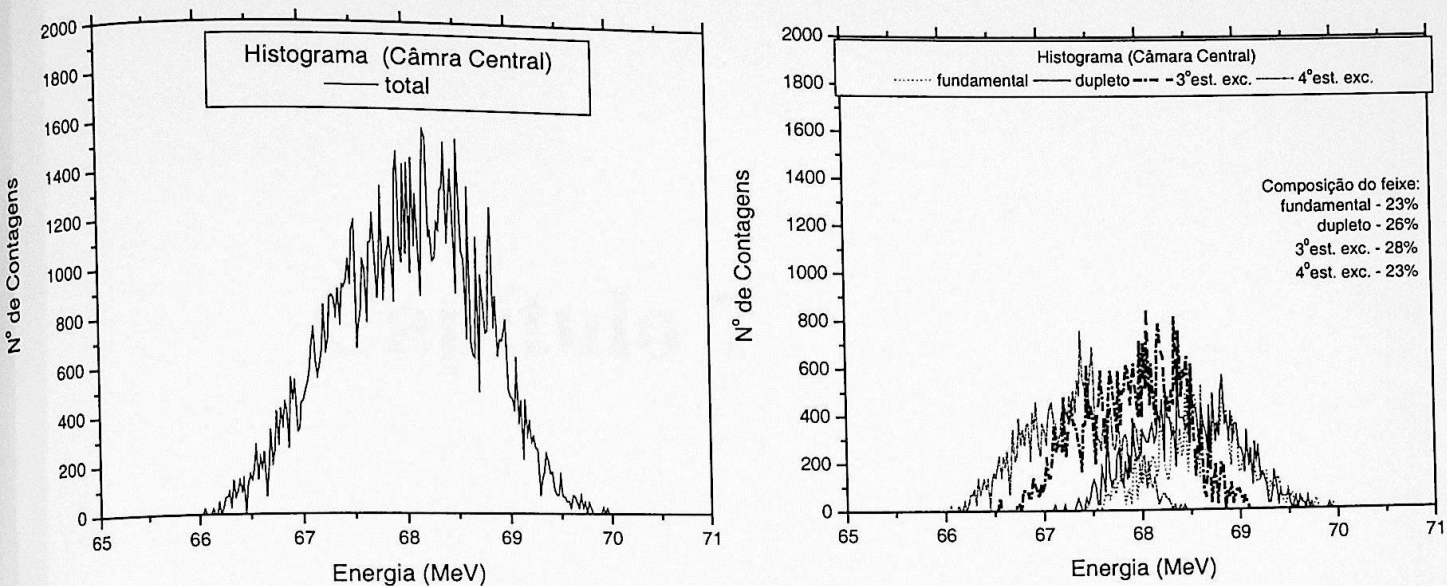


Figura 6.16: histogramas em energia para os íons do feixe secundário de ^{26m}Al no centro da câmara central.

Capítulo 7

“What we call the beginning is often the end.
And to make an end is to make a beginning.
The end is where we start from.”

T. S. Eliot, "Four Quartets"

Conclusões

Foram medidas distribuições angulares do espalhamento elástico $^{25}\text{Mg}+^{11}\text{B}$, $E_{\text{lab}}=35\text{MeV}$, inelástico e de reações de transferência $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B},^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B},^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$. Os dados experimentais foram analisados com cálculos de DWBA e de canais acoplados.

Os cálculos de DWBA para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B},^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ forneceram ajustes razoáveis para as distribuições angulares em seus diferentes estados observados (estado fundamental, dubleto e quadrupletto do ^{24}Na). Os fatores espectroscópicos são maiores que 1, como os encontrados na literatura para outras reações do tipo $X(^{11}\text{B},^{12}\text{C})Y$. As funções de excitação desta reação mostraram um aumento nas seções de choque com o aumento da energia para a região analisada.

A análise do espalhamento inelástico por DWBA forneceu resultados razoáveis com o uso do modelo rotacional. Os valores das deformações coulombianas β_2^C foram calculados a partir do valor do momento de quadrupolo da literatura, e as deformações nucleares β_N foram consideradas de valor igual. Embora as medidas experimentais estivessem em uma região onde a influência das deformações nucleares é dominante, não insistimos na variação deste parâmetro, pois nunca conseguimos um valor que ajusta-se as três distribuições correspondentes aos três primeiros estados do ^{25}Mg ao mesmo tempo.

A análise feita para as distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B},^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ com cálculo de canais acoplados, tanto com o modelo rotacional como o de *cluster*, produziu resultados semelhantes aos obtidos com DWBA.

Os cálculos de canais acoplados também não conseguiram produzir, de forma coletiva, um ajuste melhor do que os obtidos com DWBA para o espalhamento inelástico. Os ajustes com o modelo rotacional ficaram um pouco acima dos dados experimentais, o que é razoável pois o núcleo ^{25}Mg não abriga uma banda rotacional bem definida. E os ajustes obtidos com o modelo de *cluster* conseguiram bons ajustes para o primeiro e terceiro estados excitados.

Portanto os canais envolvidos em nossos cálculos parecem não ter influência nos mecanismos da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$, ao menos isoladamente, lançando o desafio de tentar aprimorar estes cálculos.

Com as seções de choque obtidas para a reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ foram feitas simulações de Monte Carlo para se construir um perfil do feixe secundário isomérico de $^{24\text{m}}\text{Na}$ que pode ser produzido com esta reação para o sistema de duplo solenóides do projeto RIBRAS. O resultado destas simulações mostrou ser possível a produção de um feixe isomérico de $^{24\text{m}}\text{Na}$, com uma intensidade de 9200 p/s e com apenas parte do feixe em estado isomérico (58%).

Também analisamos as distribuições angulares da reação $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$, onde os cálculos de DWBA feitos com o código PTOLEMY conseguiram reproduzir com boa precisão os dados experimentais para estado fundamental e excitados. Esta reação também apresenta um estado isomérico para o $^{26\text{m}}\text{Al}$, mas as seções de choque para a produção de um feixe secundário a partir desta reação são menores, sendo capazes de produzir um feixe de intensidade 3400p/s com 32% de núcleos em estado isomérico. Esta reação é interessante por poder fornecer informações a respeito da parte não ressonante da seção de choque de captura $^{25}\text{Mg}(p,\gamma)^{26}\text{Al}$ determinando o fator espectroscópico que normaliza a captura $^{25}\text{Mg}+p$. Porém são necessárias mais medidas e cálculos que serão feitos em trabalhos futuros.

Referências

- [1] F.D. Becchetti, K. Ashtorab, J.A. Brown, J.W. Jänecke, et al.
Phys. Rev. C42, R801 (1990).
- [2] L.A. Kondurov., E. M. Korotkikh, Y.U. V. Petrov, G.L. Shuljack,
Phys. Lett. B 106,383 (1981).
- [3] J.L. Uzureau et al., Phys. Lett. B 331,280 (1994)
- [4] ENAM 98, Exotic Nuclei and Atomic Masses, Bellaire, Michigan USA, 23-27 June
(1988), AIP conference Proceedings 455,
- [5] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G.F. Lima, M. S. Hussein,
Nucl. Instr. And Meth. A, 505, 612-615, (2003)
- [6] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G.F. Lima, M. S. Hussein,
Brazilian Journal of Physics, 33, 294-296, (2003)
- [7] H. M. Xu, C. A. Gagliardi, R.E. Tribble, A.M Mukhamedzhanov, N.K. Timofeyuk,
Phys. Rev. Lett., 73, 2027 (1994),
- [8] J.Vernier,
Prog. Part. Nucl. Phys., vol. 37, 435-483 (1996),
- [9] C.E Rolfs and W. S. Rodney,
Coudrons in the cosmos, The University of Chicago Press (1988),
- [10] O. Sala, G. Spalek,
Nucl. Inst. and Meth. 122, 213-225, (1974),

- [11] R. G. Herb,
Nucl. Inst. And Meth. 122, 267-276, (1974),
- [12] N. Ueta, W. G. P. Engel, J. J. G. Leandro,
Confecção de alvos nucleares, IFUSP (2002),
- [13] F. Touchard, J. Biderman, M. de Saint Simon, C. Thibault, G Huber, M. Epherre, R
Klapisch,
Nucl. Inst. Meth. 186, 329-334, (1981),
- [14] V. Rotberg, D. Pereira, M. N. Rao, N. Ueta, O. Sala,
Revista Brasileira de Física, Vol 6, nº 3, (1976),
- [15] D. Pereira, J. C. Acquadro, O. Sala, N. D. Vieira,
Revista Brasileira de Física, Vol. 8, nº 1, (1978),
- [16] R. V. Ribas,
Manual do SPM-Linux, IFUSP (2000),
- [17] W. T. Milner,
Holifield Ion Research Facility Computer Handbook, Oak Ridge National Laboratory
(1987),
- [18] R. V. Ribas,
Manual do VaxPack, IFUSP (1994),
- [19] R.D.Woods, D.S. Saxon,
Phys. Rev. 95, 577, (1954),

- [20] M.H. Macfarlane, S.C. Pieper,
PTOLEMY, a program for heavy-ion direct reaction calculations, Argonne National
Laboratory, report ANL-76-11, 1978 (unpublished).
- [21] I.J.Thompson,
Computer program FRESCO, University of Surrey, Computer Physics Report, 7, 167
(1988) (unpublished),
- [22] R. Lichtenthäler, Jr., A. Lépine-Szily, A.C.C. Villari, W. Mittig, V.J.G. Porto and C.V.
Acquadro,
Phys. Rev. C26, 2487 (1982),
- [23] L.C.Chamon, B.V. Carlson, L.R. Gasques, D.Pereira, C. De Conti, M.^aG. Alvarez,
M.S. Hussein, M.A. Cândido Ribeiro, E.S. Rossi Jr., C.P Silva
Phys. Rev. C66(2002)014610,
- [24] S.Albergo, S.Costa, R. Potenza, J. Romanski, C.Tuvé, L. Jarczick, B. Kamys, A.
Magiera, A. Strzalkowski, R.Barna, V. D'Amico, D. De Paschale, G. Manino,
Phys. Rev. C43, 2704, (1991),
- [25] I. Paschopoulos, P.S. Fischer, N.^a Jelley, S. Kahana, A.A. Pilt, W.D.M. Rae,
D. Sinclair,
Nucl. Phys. A252, 173-186, (1975),
- [26] C.F. Maguire, G.L. Bomar, A.V. Ramayya, R.B. Piercey,
Phys. Rev. C22, 1097, (1980),
- [27] C.W. Glover, K.W. Kemper, A.D. Frawley,
Phys. Rev. C22, 522, (1980),

- [28] W.D.M.Rae, N.S. Godwin, D. Sinclair, H. S. Bradlow,, P.S. Fischer, J.D. King, A.A. Pilt, G. Proudfoot,
Nucl. Phys. A319, 239-273, (1979),
- [29] R. B. Firestone, V. S. Shiley, C.M.Baglin, S.Y.F. Chu, J. zipkin,
Table of Isotopes, 8th ed., Lawrence Berkeley National Laboratory, University of
California, USA (1996),
- [30] P.L. Ribeiro,
Relatório Semestral, processo FAPESP 99/07642-9,
- [31] Wenzhong Liu. UM-UND Solenoid Ray Tracing Program (adapted by J Meissner
from riginal program for UNIX system and ACE/gr X-Window output),
private communication,
- [32] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark,
The Stopping and range of Ions in Solids, vol. 1, Pergamon Press, New York, (1985).

A seguir são exibidas algumas projeções dos espectros de energia obtidos, com a identificação dos picos que fazem parte da análise dos espalhamentos elásticos, inelásticos e das reações de transferência $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$. Quando um pico corresponde a um estado excitado, ele é identificado com a energia de excitação subscrita à direita do respectivo isótopo.

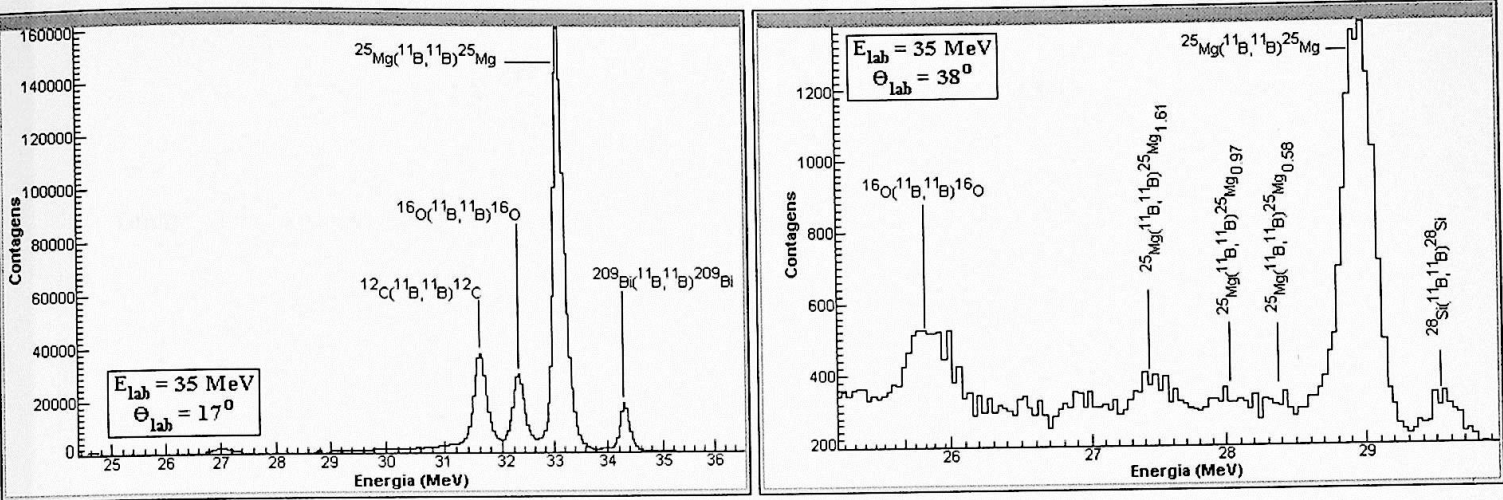


Figura 3.4: à esquerda, os picos de espalhamento elástico a 17 graus e à direita, picos de espalhamento inelástico $^{11}\text{B}+^{25}\text{Mg}$ a 38 graus.

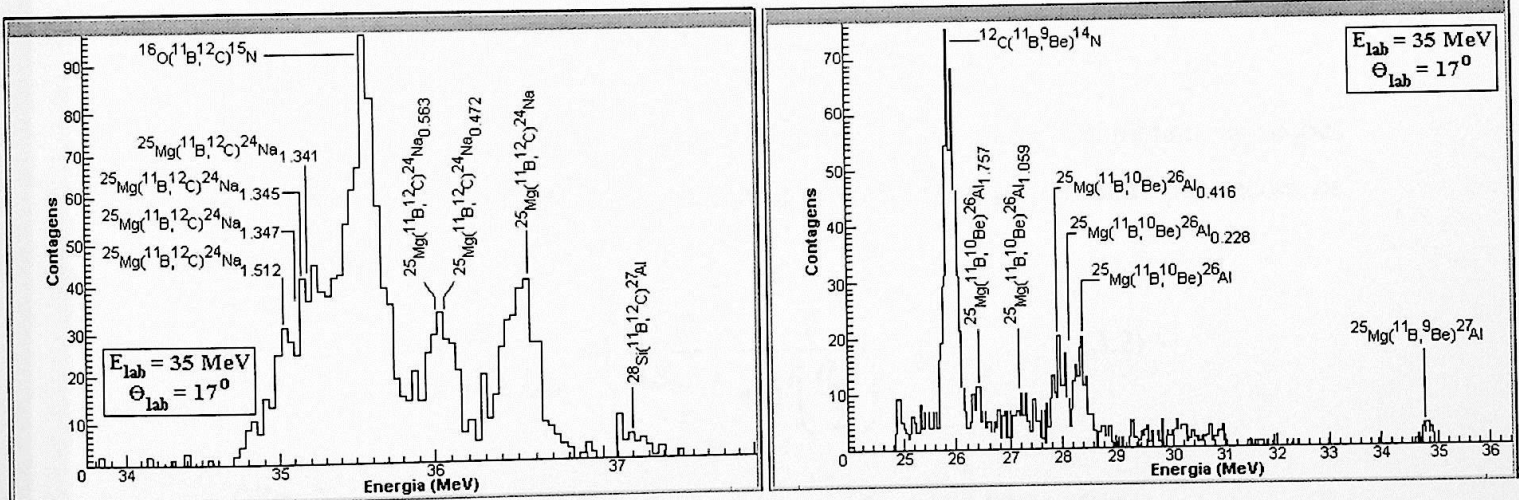


Figura 3.5: à esquerda é apresentada a projeção da reação de *pick-up* $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{12}\text{C})^{24}\text{Na}$ e à direita a projeção da reação de *stripping* $^{25}\text{Mg}(^{11}\text{B}, ^{10}\text{Be})^{26}\text{Al}$.