UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
Instituto de Física

Estudo dos parâmetros de deformação dos isótopos
 ^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg

Vanessa Chisté

Tese submetida ao Instituto de Física da
Universidade de São Paulo para obtenção
do título de Doutor em Ciências.

Comissão Examinadora:

Profa. Dra. Alinka Lépine-Szily - Orientadora

Prof. Dr. Brett V. Carlson - CTA/IEAv

Prof. Dr. Carlos Roberto Appoloni - Universidade Estadual de Londrina

Prof. Dr. Luiz Carlos Chamon - IFUSP

Prof. Dr. Raphael Liguori Neto - IFUSP

Sylvio Canuto
Prof. Sylvio Roberto Canuto
Presidente da Comissão de Pós-Graduação

Alinka Lépine

SÃO PAULO
1999

539.7
C542 e
D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Chisté, Vanessa

Estudo dos Parâmetros de Deformação dos Isótopos
 ^{24}Mg , ^{26}Mg e ^{28}Mg . São Paulo. 1999

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física - Departamento de Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Alinka Lépine - Szily
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Núcleos Exóticos;
2. Parâmetro de Deformação Coulombiano;
3. Espalhamento Inelástico de Feixe Instável;
4. Parâmetro de Deformação Nuclear.

USP/IF/SBI-060/99

Resumo

A proposta deste trabalho é estudar as distribuições de prótons e nêutrons e suas deformações na região da "ilha de inversão". Esta região, situada entre $10 \leq Z \leq 14$ e $19 \leq N \leq 21$, apresenta anomalias como núcleos fortemente deformados perto do número mágico $N=20$.

Os parâmetros de deformação de carga e de matéria dos isótopos de ^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg foram medidos, via espalhamento inelástico do feixe secundário de Mg, através de um experimento realizado no Laboratório GANIL, Caen, França. Um feixe primário de ^{36}S , a 77 MeV/núcleon, produziu, via fragmentação do projétil sobre um alvo de ^{12}C , feixes secundários de $^{24,30,32}\text{Mg}$, com 37 MeV/núcleon. O feixe secundário foi analisado nos dipolos acromáticos do espectrômetro LISE.

Os parâmetros de deformação são extraídos da seção de choque de excitação do projétil de Mg para o seu primeiro estado 2^+ . Para medir a distribuição de carga, um alvo de ^{208}Pb foi utilizado. Como a interação nuclear é mais forte com o ^{12}C , este alvo foi utilizado para determinar a deformação de massa.

A obtenção dos parâmetros de deformação foi feita através da comparação da seção de choque experimental com a seção de choque calculada através do formalismo de canais acoplados (programa ECIS)

Na comparação, determinou-se a deformação nuclear e coulombiana do ^{24}Mg , muito próxima dos valores adotados. Para o ^{30}Mg , obtiveram-se parâmetros de deformação coulombiano e nuclear semelhantes e grandes, mostrando que este núcleo também é fortemente deformado. No caso do ^{32}Mg , que tem atraído muito interesse devido a possível perda de magicidade, obteve-se que ele é mais deformado do que previsto pelos vários cálculos teóricos feitos até então, apresentando também deformações de carga e massa iguais.

Abstract

The goal of this work is the study of the proton and neutron distributions and their deformations in the region of the "island of inversion". This region is situated between $10 \leq Z \leq 14$ and $19 \leq N \leq 21$ and the neutron-rich nuclei of this "island" have an anomalous behaviour, being strongly deformed at the neutron magic number $N=20$. The charge and matter deformation parameters of ^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg were measured in an experiment realized at the GANIL Laboratory, Caen, France, through the inelastic scattering the Mg secondary beams. The ^{36}S primary beam at 77 MeV/nucleon produced the $^{24,30,32}\text{Mg}$ secondary at 37 MeV/nucleon through projectile fragmentation on a ^{12}C production target. The secondary beam was analysed in the LISE spectrometer. The deformation parameters were extracted from the cross section of the Mg projectile to its 2^+ first excited state. A ^{208}Pb target was used to measure the Coulomb deformation and a ^{12}C target for the nuclear deformation. The deformation parameters were obtained from the comparison between the experimental excitation cross section and the calculated through a coupled channels code ECIS. The Coulomb and nuclear deformation parameters of the ^{24}Mg determined in this study are very close to the adopted values. The deformation parameters of ^{30}Mg are large and nearly equal, showing that this nucleus is also strongly deformed. For the ^{32}Mg , which has lately attracted much attention, the deformation parameters are much larger than predicted by theoretical models and are also equal.

Agradecimentos

Antes de mais nada, quero agradecer de coração aos meus pais e irmãos que me proporcionaram a oportunidade de poder estudar e chegar até aqui. Amo vocês !!!

Gostaria de agradecer, também, a minha chefe Alinka Lépine pela oportunidade de trabalhar com ela e poder usufruir de uma convivência tão enriquecedora, tanto do ponto de vista profissional como do lado pessoal. Adorei, chefe, ser sua orientanda e ter o prazer da sua convivência, mesmo nos momentos um pouco mais sérios !!! Obrigada de coração pela calma, paciência e carinho !

Não posso deixar de agradecer, seja em português seja em francês, a todos as pessoas que conheci na França e que me ajudaram de maneira direta ou indireta a realizar este trabalho. Em primeiro lugar, o grupo alegre e divertido no qual tive o prazer de desenvolver a parte experimental deste trabalho:

* Nicolas, le grand chef, com sua gentileza e amizade, além do apoio constante dado através de passeios com a sua esposa Dalva e suas adoráveis filhas, me fazendo não me sentir tão sozinha, num país estranho, com uma língua complicada;

* Alain, meu chef, que me aceitou para trabalhar com ele e que ajudou muitíssimo no começo, com todo o trabalho a ser feito na experiência e na análise de dados, nas minhas idas a prefeitura, na procura de um apartamento e nas várias saídas juntos para que eu não me sentisse sozinha, sempre preocupado comigo e com as minhas lágrimas de saudades. MUITO OBRIGADA, Alain !!!!! Vou me sentir agradecida por tudo que voce fez, com muita calma e paciência, sempre, sempre!

* Françoise, com a qual tive prazer de dividir a sala e contribuir na decoração, com as minhas fotos e postais. Sala esta onde tiveram muitas tortas e champagne para comemorar ocasiões felizes. Obrigada por todas as dicas na vida do dia-a-dia e que me salvaram de muitas gafes. Agradeço também ao seu marido, Luiz, que me ajudou a montar meus móveis e sempre muito gentil.

* Jean-Luc, le plus beau homme que j'ai connu en France, que ajudou sempre, sempre, meu futuro padrinho, segurando várias vezes minhas lágrimas,

dando um ombro amigo, sem mesmo saber por qual motivo (meus pais, meu "copain plus ou moins") e não importando a que horas. Nunca esquecerei a ajuda na hora da mudança e força em todos os momentos delicados, vinda de um abraço apertado ou de um simples olhar calmo e paciente.

Até agora só agradecei aos grandes chefes com os quais eu trabalhei, mas tiveram também estudantes e estagiários com os quais eu tive o prazer de trabalhar, dar muitas risadas, nas várias saídas e jantares em restaurantes não muito caros, como bons estudantes:

* Stephanie, minha maravilhosa e melhor amiga, que me acolheu como se fosse sua irmã e me ajudou muitíssimo no aprendizado de francês, sempre animada. Te adoro, minha querida amiga. Agradeço também a Lucien e Annie, seus pais e meus pais franceses, que me acolheram na família, com muito carinho e amor.

* Valerie, nossa especialista em pratos italianos, que sempre estava pronta a ajudar em algum problema em física, computação e grande organizadora dos jogos de futebol e que, juntamente com Stephanie e eu, formava o trio de orientandas mais simpático do serviço de física nuclear de Saclay, uma vez que éramos o único grupo com 3 meninas juntas.

* Valentin, Matthiew, Rachid, Agatino que formavam a equipe de rapazes do grupo e com os quais a diversão era certa.

Gostaria de agradecer, em particular, aos meus grandes amigos Vincent, David, Gege, Sophie e Dominique, do grupo de altas energias, com os quais sempre me diverti muito quando descia ao térreo ou nos passeios e caminhadas com o meu guru David e meu teórico preferido do SPhN, Vincent. Gege, muito obrigada pela oportunidade de te conhecer e pelos almoços pagos e pela diversão. Sophie e Dominique que sempre se preocuparam em me ajudar, seja levando esta brasileira ao esquí, seja em me dando força nos assuntos do coração, muito obrigada!

Ainda em Saclay, quero agradecer o Alain Chameaux, responsável pela informática, que além da disposição 24 horas em me ajudar com os meus pequenos problemas em informática ("j'ai un petit probleme"), me proporcionou a experiência maravilhosa de pilotar um avião.

Obrigada a todos que me ajudaram na experiência E247, do Laboratório Ganil e de outros laboratórios, seja na parte séria, seja nas horas de descanso, com muita festa e conversa legal: Wolfi Mittig, Patricia Chomaz, Jean-Marc

Casandjian, Marion McCormick, Lola, Marielle, Marek, François Oliveira, Jean Barrete, Athena Pakou, Raphael Liguori e o grupo de informática do Ganil.

Agradeço também ao pessoal do IPN, em Orsay, que sempre me deu muito força quando passei algum tempo por lá: Olivier Sorlin, François Marechal, Luc Petisson.

Não posso esquecer de agradecer a Jean-Christopher, meu vizinho preferido; Nathalie, minha amiga que trabalhava no SPEC em Saclay e que me ajudou muito, principalmente no final da minha estadia em Paris.

Para terminar meus agradecimentos franceses, não posso, não devo e não quero esquecer de agradecer ao Eric, meu namorado, amigo e companheiro, que mesmo estando a 10 mil km de distância, sempre soube dar o carinho e compreensão e aguentar o mau humor, sendo por telefone sendo, por mail ou ao vivo. Merci, mon gros minet !

Voltando ao Brasil, quero agradecer aos meus companheiros de grupo que sempre me deram muita força e uma boa dose de muita diversão e risadas, além da ajuda nos problemas que a física nos apresenta, no dia a dia: Rubens, Gilberto, J. J., Wagner e Marcus.

Meus agradecimentos aos meus amigos de Pelletron: Juan e Flor, Léa, Pedro, Alexandre e Marcia, Cely, Medina, Kenia e a todos do grupo gama. Ainda dos meus amigos pelletrianos, gostaria de agradecer a 2 amigos incríveis, que estão dando uma voltinha, à trabalho, nos USA e com os quais eu vivi momentos maravilhosos: Marcelo Munhoz (pontinho) e Jun Takahashi. Obrigadão meninos !

Agradeço as minhas amigas do tempo de colégio por todo o apoio dado, mesmo me considerando a louca da turma: Patty Tancredi, Deta, Elayne, Roxana e Karin.

Quero agradecer também, em especial, o Marcelo Ferrareto e o Adilson, do grupo de informática, que muito ajudaram a resolver problemas e sempre estavam prontos a ajudar e dar o apoio técnico.

Faço um agradecimento especial ao Hugo, uma pessoa que conheci e aprendi a gostar como um amigo ! Hugo, obrigada pela ajuda maravilhosa e por você ser este amigo maravilhoso, sempre disposto a tomar um cafezinho e conversar sobre cinema, além de dar um apoio sempre que vou

bater na tua sala e sempre ter uma palavra sensata para esta pessoa que nem sempre é muito sensata. Foi e é uma delícia ter te conhecido e pode ter chamar de amigo. Obrigada, meu amigo !

Agradeço aos meus amigos do laboratório Linear, sejam eles alunos, técnicos ou professores: Ruy, Juan, Marcelo Filadelfo, Wilson, Andréa, Prof. Manoel Thiago, Prof. Marcos, Zwiuglio, Ayrton, Alfredo, Cacá e Eduardo.

Tenho algumas pessoas que gostaria de agradecer de uma maneira especial. Ana, mesmo que você não esteja por aqui, te digo um enorme obrigado por toda essa amizade que temos e que vem desde a época do mestrado e que tem um valor inestimável para mim. Marlete, minha futura vizinha, muito obrigada pela ajuda que você tem dado nesses últimos meses, sempre dando muito força e se mostrando muito prestativa. Wanderley, obrigada de todo o coração pela ajuda inestimável que você sempre está dando a qualquer hora. Paulão, meu grande amigo, pelo qual tenho um carinho especial, sempre muito calmo e tranquilo e com muita paciência para me ouvir e me dar atenção e agradeço por toda a força e energia que voce sempre deu, seja por telefone, por mail ou ao vivo mesmo. Belinha, minha companheira de 6 meses em Paris, nos quais eu me diverti muito e conheci essa amiga maravilhosa que você é e obrigada de coração pela força e ajuda que você sempre deu e continua dando. Muito obrigado a vocês todos de coração.

Gostaria de agradecer ao Mi, ou melhor, ao Edson, um amigo maravilhoso que me ajudou muito na reta final de tese, me dando apoio e moradia nos últimos dias antes da entrega desta tese. Obrigadão de coração, Mi !

Obrigada também a minha amiga Roberta, sempre preocupada no quesito descontração. Sempre disposta a providenciar diversão nesse período difícil de redação e finalização. Muito obrigada Roberta por voce ser esta amiga maravilhosa e sempre preocupada, que sempre me fez rir em algumas horas difíceis e adorei ter te conhecido !

Quero ainda agradecer a alguém muito especial, por ser um amigo maravilhoso e sempre disposto a ajudar, mesmo se não demonstra muito. Devo agradecer a ajuda, apoio e carinho recebido desde o início, quando eu estava na França e ligava com saudades e depois, quando a volta foi difícil e cheia de problemas, voce estava lá para me ajudar, seja fazendo o programa de análise rodar, seja para dar o ombro amigo na hora do desânimo, seja para sairmos juntos para descontrair. Sei que não foi fácil estes 2 anos desde de então, com "algumas" brigas e desafetos, mas quero agradecer de coração

por tudo o que voce fez por mim, mesmo se no momento certo, eu não disse OBRIGADA e dizer que te adoro muito, meu amigo. Como nunca é tarde para dizer, muito obrigada de coração, Mauricio, pela pessoa maravilhosa que voce é, pela amizade e pelo carinho !!! Nunca vou esquecer e sempre vou ser muito agradecida por tudo. Obrigada, Xu !!!!

Para terminar, eu gostaria de pedir desculpas se esqueci alguém e agradecer a todas as pessoas que fizeram e fazem parte da minha vida !! A todos vocês, que foram ou não citados neste agradecimento,

OBRIGADA de coração por tudo !!!! Valeu, mesmo !!!!

Vanessa Clift

Conteúdo

Introdução	1
I Medidas e Análises Experimentais	4
1 Método experimental	5
1.1 Acelerador GANIL	6
1.2 Espectrômetro magnético LISE	6
1.3 Dispositivo Experimental	12
1.4 Câmaras de Arrasto	13
1.5 Detetores de Iodeto de Sódio (NaI)	15
1.6 Detetores de silício $\Delta E - E$	16
1.7 Alvos	21
1.8 Seleção de um evento: eletrônica e aquisição da experiência	23
1.9 Experiência E247	24
2 Redução de Dados	27
2.1 Condicionamentos necessários	29
2.1.1 Identificação: tempo de voo	30
2.1.2 Câmara de arrasto	35
2.1.3 Telescópios de Silício	40
2.2 Apresentação dos resultados	48
2.2.1 ^{24}Mg	48
2.2.2 ^{30}Mg	71

2.2.3	^{32}Mg	87
2.2.4	Resumo dos resultados obtidos para os parâmetros S_{2+}	100
3	Análise de dados	101
3.1	Espalhamento Inelástico - Formalismo de canais acoplados	101
3.1.1	Formalismo de Canais Acoplados	103
3.2	Cálculos de canais acoplados - ECIS.	119
3.2.1	Potencial óptico.	120
3.2.2	Parâmetros de deformação nuclear e coulombiano.	125
3.2.3	Contribuição de estados excitados de energia mais alta	126
3.2.4	^{24}Mg	128
3.2.5	^{30}Mg	146
3.2.6	^{32}Mg	151
3.3	Modelos Teóricos	155
	Conclusão	160
	Apêndices	162
A	Acelerador Ganil	163
A.1	Características Gerais	163
A.2	Método de produção de feixes secundários radioativos: Fragmentação do projétil	164
B	Eficiência dos detetores NaI.	167
B.1	Alguns aspectos teóricos	167
B.2	Experiência	169
B.3	GEANT.	176
B.3.1	Descrição da Geometria	178
B.3.2	Definição da física, das condições iniciais e o processo de simulação.	180
B.3.3	Resultado da Simulação	183
B.3.4	Propagação das incertezas	186

C	Coefficientes dos ajustes para os dados simulados e experimentais das eficiências dos detetores NaI	191
D	Resolução em energia dos detetores NaI em várias energias.	194
E	Eficiência dos detetores de silício.	195
E.1	Feixe incidindo no centro do alvo.	196
E.2	Feixe não centralizado sobre o alvo.	197
E.2.1	Straggling angular	198
E.3	Programa de cálculo de eficiência do telescópio de silício . . .	200
F	Eletrônica da Experiência.	202
	Bibliografia	205

Introdução

As propriedades físicas dos núcleos exóticos ¹, caracterizados por um largo excesso de nêutrons ou prótons, eram até recentemente pouco conhecidas. As tentativas de explicá-los eram feitas através de modelos já existentes e bem conhecidos que explicavam os núcleos estáveis.

No entanto, a alguns anos atrás, graças ao surgimento de novas tecnologias e aceleradores mais potentes, começou a ser possível obter medidas experimentais de núcleos exóticos e alguns fenômenos novos e interessantes foram observados: o grande raio medido para o ¹¹Li, o comportamento anômalo da energia de ligação para os isótopos de Na e Mg entre outros. A partir de então, muitas medidas novas começaram a ser efetuadas e acertos na teoria foram feitos para que estes núcleos passassem a ser entendidos.

Em particular, no início dos anos 80, estudos com núcleos exóticos foram feitos com a intenção de determinar a fórmula de massa longe do vale da estabilidade. Através das medidas de Thibault et al [69], para a série isotópica do sódio, observou-se que os isótopos ³¹Na e ³²Na eram mais ligados que predito teoricamente. Para os isótopos ³¹Mg e ³²Mg cuja medida de massa foi feita por C. Détraz et al [25], o mesmo comportamento foi observado. Medidas diretas de massa, usando o espectrômetro SPEG no Ganil, realizadas por Gillibert et al [33] e Orr et al [52], confirmaram os resultados e estenderam este estudo para outros núcleos exóticos. Na figura 1, é mostrado este comportamento anômalo observado por estes vários estudos. A energia de separação de dois nêutrons S_{2n} , usualmente, apresenta uma queda brusca próximo a camadas fechadas. No caso do fechamento da camada de nêutrons $N=20$, perto do "drip-line", os valores de S_{2n} permanecem quase constantes em vez de apresentar a queda brusca.

Graças a este conjunto de medidas feitas [25, 33, 52], observou-se que ³¹Mg e ³²Mg são mais ligados que o esperado e mais tarde, foi visto por D. Guillemand et al [35] que o estado 2^+ do ³²Mg tinha a energia de 0,886 MeV, o valor mais baixo de toda a região de massa com $N=20$, indicando uma forte deformação nuclear.

Diferentes cálculos teóricos (modelo de camadas, campo médio relativístico, Hartree-Fock-Bogoliubov e etc) foram feitos com diversas hipóteses. B. H. Wildenthal and W. Chung [74] investigaram as anomalias na região de $A=32$

¹ grande isospin e tipicamente β instável

via modelo de camada e eles falam de zona chamada de "ilha de inversão", da qual fazem parte os seguintes isótopos: ^{32}Mg , ^{33}Mg , ^{34}Mg , ^{31}Na , ^{32}Na , ^{33}Na , ^{30}Ne , ^{31}Ne e ^{32}Ne . As anomalias seriam causadas pelo estado intruso $1f_{7/2}$, cujo preenchimento com nêutrons antes da camada $1d_{3/2}$ provoca forte deformação prolata.

Figura 1: Variação da energia de separação de 2 nêutrons em função do número de nêutrons para diversas séries isotópicas, com Z entre 8 e 15 [1].

Por esta razão, há um grande interesse em realizar medidas nesta região de massa para estudar a forma dos núcleos. Motobayashi et al [49] mediu $B(E2)=454\pm 78 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$, para o ^{32}Mg , correspondendo a uma deformação coulombiana $\beta_c = 0,512$, um valor de deformação muito elevado. Dos modelos teóricos [77, 68, 18, 54], somente cálculos de modelo de camadas conseguem explicar a existência da "ilha de inversão" e a grande deformação do ^{32}Mg . Cálculos de campo médio relativístico e Hartree-Fock prevêm o ^{32}Mg esférico, com fechamento de camada.

Neste trabalho, graças ao interesse despertado por estas motivações, foi realizado o estudo dos parâmetros de deformação coulombiano e nuclear dos isótopos pares ^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg , através da medida de seção de choque de desexcitação do primeiro estado 2^+ . O ^{24}Mg será utilizado como núcleo teste para o método experimental e de análise adotados, uma vez que seu valor de $B(E2)$ e os parâmetros de deformação coulombiano e nuclear são muito bem conhecidos.

No capítulo 1 será mostrado o método experimental utilizado para as medidas das reações $Mg + {}^{208}Pb$ e $Mg + {}^{12}C$. É descrito todo o aparato experimental, os detetores utilizados e aquisição elaborada para detectar as coincidências fóton emitido - Mg espalhado inelasticamente pelo alvo.

Toda a redução de dados e os resultados experimentais (seção de choque) obtidos desta análise serão mostrados no capítulo 2, onde a análise será mostrada passo a passo e no final, mostram-se os resultados das seções de choque das 6 reações analisadas.

A análise através do formalismo de canais acoplados do programa de computação ECIS são mostrados no capítulo 3. A comparação entre as seções de choque calculadas via ECIS e as seções de choque experimentais permite obter os parâmetros de deformação. Uma comparação das deformações por nós medidas com resultados de outras medidas recentes é feita, também no capítulo 3, bem como uma descrição sucinta dos modelos teóricos e seus resultados, sucessos e fracassos na descrição das propriedades anômalas dos núcleos da "ilha de inversão" em geral e do ${}^{32}Mg$ em particular.

Parte I

**Medidas e Análises
Experimentais**

Capítulo 1

Método experimental

Através de experiências de espalhamento é possível obter informações sobre algumas propriedades dos núcleos, sejam eles estáveis ou instáveis, entre elas o raio nuclear, a distribuição de matéria e de carga no interior dos mesmos. Com estas propriedades, torna-se possível entender melhor sua estrutura e testar modelos teóricos desenvolvidos para descrevê-los. No nosso caso, o interesse está voltado para o estudo das distribuições de matéria e carga, com o objetivo de obter os parâmetros de deformação nuclear e coulombiano para os isótopos instáveis do Mg e com isso entender sua estrutura e testar modelos teóricos, que foram desenvolvidos para os núcleos estáveis, e cuja validade para os instáveis deve ser testada.

Neste capítulo será descrita a experiência de espalhamento inelástico de alguns isótopos pares do Mg (^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg) sobre alvos de ^{12}C e ^{208}Pb , realizada no Laboratório Ganil (Grand Accelérateur National d'Ions Lourds), em Caen, na França, em julho de 1996. Detalhes como as características do acelerador, o método de produção de feixes secundários, a técnica de separação dos isótopos de interesse, o espectrômetro LISE (Ligne d'Ions Super Epluchés), além de todo o dispositivo experimental de detecção e a eletrônica de aquisição serão discutidos cuidadosamente.

Uma visão completa do acelerador, com suas características será mostrada. A seguir, o método de produção de feixes secundários e o método de identificação do mesmo no espectrômetro acromático LISE serão apresentados de uma maneira clara e objetiva. Concluindo este capítulo, apresentam-se o dispositivo experimental utilizado para a detecção em coincidência

do isótopo de Mg espalhado e o fóton emitido pela desexcitação do Mg do seu primeiro estado 2^+ em direção ao estado fundamental 0^+ . Finalizando o capítulo, é descrita a experiência em si, com as suas propriedades: feixe primário e sua energia, a escolha da espessura do degradador acromático e outros tantos detalhes importantes.

1.1 Acelerador GANIL

O acelerador é constituído de dois ciclotrons injetores funcionando em alternância (são CO1 e CO2) e de dois ciclotrons a sectores separados iguais, montados em série (CSS1 e CSS2), seguidos de espectrômetro em forma de alfa que permite purificar o feixe primário em energia. Em seguida, o feixe pode ser levado para uma das 8 áreas experimentais. Alguns detalhes técnicos estão especificados no apêndice A. Na figura 1.1, mostra-se um plano esquemático do acelerador GANIL e das 8 áreas experimentais.

O feixe primário é produzido por uma fonte de íons, tipo ECR (Electron-Cyclotron Resonance) e é pré-acelerado e injetado, pelos pequenos ciclotrons CO1(ou CO2), dentro do primeiro grande ciclotron (CSS1). O feixe acelerado atravessa, em seguida, uma folha fina de carbono ("stripper") de maneira a aumentar o estado de carga dos íons. O segundo grande ciclotron (CSS2) acelera, então, os íons. Em seguida, este feixe primário passa pelo espectrômetro em forma de alfa (monocromático) e que permite definir as qualidades ópticas do feixe. Suprimindo, com as fendas de trajetórias, as partículas mais afastadas da trajetória central, pode-se obter um feixe de boa qualidade óptica. Este feixe primário é então dirigido, com o auxílio de dipolos magnéticos, em direção às áreas experimentais.

1.2 Espectrômetro magnético LISE

A seleção dos núcleos provenientes das reações de fragmentação é feita no espectrômetro magnético acromático LISE (figura 1.2), no qual podem ser feitas 3 seleções: a primeira efetuada no dipolo D1 e consiste numa seleção magnética ($\frac{mv}{q}$, onde m é a massa, v é a velocidade e q é a carga); a segun-

Figura 1.1: O acelerador Ganil e as áreas experimentais

da é feita através do degradador acromático (através de perda de energia) combinado ao dipolo D2, em função da razão $\frac{A^3}{Z^2}$. A terceira é associada à velocidade e é feita através de um filtro de Wien.

As características principais de LISE III são:

- * Rigidez magnética máxima dos dipolos D1 e D2: $B\rho = 3,2 \text{ Tm}$;
- * Aceptância de rigidez magnética: 5%;
- * Aceptância geométrica: 1 msr;
- * Distância de voo: 18 m.

O feixe secundário produzido pela fragmentação dos projéteis sobre um alvo primário situado antes do primeiro dipolo D1 é composto por um con -

Figura 1.2: Espectrômetro LISE3. As numerações D3, D4 e D6 se referem às salas experimentais do lado direito no Ganil.

junto de núcleos que vai desde núcleos estáveis até núcleos mais afastados do vale da estabilidade. Os núcleos produzidos passam pelo primeiro dipolo D1 onde eles são submetidos a um campo magnético B_1 . Nestas condições, o raio de curvatura ρ da trajetória é completamente fixado, obedecendo à relação relativística:

$$B\rho = \frac{mv\gamma}{q} = \frac{Av\gamma}{Z} \quad (1.1)$$

onde:

B é o campo magnético,

ρ é o raio de curvatura do dipolo e o seu valor é 2,003 metros para o dipolo D1 e

m , v e q são, respectivamente, a massa, a velocidade e a carga do íon. Nas energias intermediárias usadas nesta experiência, o estado de carga mais provável dos íons relativamente leves como o Mg, é $q=Z$.

γ é o fator relativístico usual, dado por:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (1.2)$$

Deste modo, selecionam-se os núcleos de interesse, escolhendo o campo magnético B , o fator $B\rho$, também chamado rigidez magnética, é fixado e todos os íons de mesma razão $(\frac{mv}{q})$ vão ser transmitidos pelo dipolo D1. Precisa-se, então, uma segunda seleção que permita aumentar a purificação do feixe secundário e ela é introduzida através do conjunto fendas e degradador acromático. À saída do primeiro dipolo é produzida uma dispersão no plano focal intermediário, dependendo do momento da partícula incidente. As fendas colocadas neste plano focal permitem relacionar a dispersão em momento δp , interceptando uma parte do feixe, com a abertura da fenda X , seguindo a relação:

$$X = a * \delta \quad (1.3)$$

onde:

a é igual à 17,1 mm/% e

δ é a razão $(\delta p/p)$.

Figura 1.3: Esquema do conjunto primeiro dipolo e fendas.

Na figura 1.3, apresenta-se o esquema de seleção feita com as fendas. Observa-se que estas fendas cortam a parte referente às caudas do feixe e só partículas com momento semelhante àquelas mais centrais na distribuição passaram pelas fendas. A abertura máxima das fendas é de ± 45 mm, ou seja, uma dispersão de $\pm 2,5$ % em momento.

Em seguida, passa-se pelo degradador que, na verdade, é um alvo espesso, colocado no meio da trajetória do feixe, no interior do qual o íon de energia E , atravessando o material, vai perder uma dada quantidade de energia que, em primeira aproximação, segue a lei de Bethe [7] :

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{AZ^2}{E} \quad (1.4)$$

Pode-se relacionar a rigidez magnética e a energia da partícula, através de:

$$(B\rho)^2 = \left(\frac{Av}{Z}\right)^2 = \frac{EA}{2Z^2} \quad (1.5)$$

Observa-se que a energia das partículas, depois do primeiro dipolo, é proporcional à $\frac{Z^2}{A}$. A perda de energia relativa no degradador é dada por [2, 26, 39]:

$$\frac{dE}{E} \sim K \frac{A^3}{Z^2} e \quad (1.6)$$

onde:

K é uma constante dependente do material do degradador e da sua espessura e e é a espessura do degradador.

Como as partículas do feixe secundário perderam energia no degradador, o valor da rigidez magnética ($B\rho$) do segundo dipolo D2 deve ser menor e isso significa um campo magnético $B2$ menor, já que ρ é maior (2,600 metros). A redução no campo magnético $B2$ está relacionada com a redução na energia dE , pela relação:

$$\frac{dB}{B_1} \sim \frac{1}{2} \frac{dE}{E} \quad (1.7)$$

Com isso, pode-se refocalizar o feixe e obter uma seleção final, verificando a razão $\frac{A^3}{Z^2}$. Esse degradador, situado no plano focal do dipolo D1, deve ser acromático, afim de preservar o acromatismo geral do espectrômetro LISE, ou seja, a razão das energias entre 2 partículas separadas de uma distância x no plano focal de D1 deve ser o mesmo antes e depois do degradador. Seja β esta razão, sua expressão em função da dispersão $d1$ do dipolo D1 é dada por [2]:

$$\beta = \left(1 + \frac{x}{100d_1}\right)^2 \quad (1.8)$$

Escrevendo-se as relações entre as energias antes e depois de passar pelo degradador, obtém-se:

$$E_1 - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{E_1} \cdot e = E_2 \quad (1.9)$$

$$\beta E_1 - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\beta E_1} \cdot e' = \beta E_2 \quad (1.10)$$

onde (visto na figura 1.4):

E_1 e E_2 são as energias antes e depois do degradador da partícula 1,

βE_1 e βE_2 são as energias da partícula 2 e

e e e' são as espessuras vistas pelas partículas 1 e 2, respectivamente.

Figura 1.4: Esquema do degradador acromático

Sabendo que a perda de energia é proporcional à $\frac{AZ^2}{E}$, a razão entre as espessuras é dada por:

$$\frac{e'}{e} = \beta^2 \quad (1.11)$$

Essa razão só depende da dispersão em momento, $d1 = 17,1 \text{ mm}/\%$, do dipolo D1 e não das características do íon à selecionar. Por exemplo, esta razão é de 1,0238 para 2 trajetórias separadas de 1 cm no plano focal. O degradador acromático apresenta, então, uma forma característica de cunha (figura 1.4).

À saída do segundo dipolo, pode-se ainda melhorar a seleção do feixe secundário e isso é feito através de um filtro de velocidade (filtro de Wien), onde é colocado um campo magnético B e elétrico E , de tal maneira que as forças magnéticas e elétricas tenham a mesma direção, mas sentidos opostos e que se anulem para núcleos com A , Z e v_0 , ou seja, somente os núcleos (A, Z) que possuem velocidades v_0 serão transmitidos pelo filtro. Na nossa experiência, este filtro não foi utilizado.

1.3 Dispositivo Experimental

Pretende-se, durante esta experiência, medir a transição γ do primeiro estado 2^+ para o estado fundamental 0^+ dos isótopos pares de Mg, para estudar as diferenças na deformação de prótons e nêutrons. Para isto, estudou-se o espalhamento inelástico do Mg sobre alvos de ^{208}Pb e ^{12}C e a emissão do fóton referente à desexcitação do primeiro estado 2^+ para o estado fundamental 0^+ .

Para esta finalidade, foi elaborado um dispositivo experimental no qual fosse possível detectar, em coincidência, o Mg espalhado e o fóton emitido por este. Na figura 1.5, é mostrado o dispositivo experimental, que é constituído de 14 detectores de iodeto de sódio (NaI(Tl)), utilizados para medir os fótons emitidos; 3 telescópios de Silício, utilizados na detecção dos Mg espalhados; 2 câmaras de arrasto ("drift chambers"), colocadas antes e depois do alvo, que definem a trajetória das partículas do feixe, medindo seu perfil nas direções x e y em dois planos distintos; e um porta-alvos. Os detectores de silícios, as 2 câmaras de arrasto e o porta-alvos foram montados na câmara de reação especialmente construída para a experiência. Ela é feita em aço e ainda

foi recoberta com uma blindagem suplementar de chumbo, em formato de cilindro, como é mostrado na figura 1.5. Os detetores de iodeto de sódio (NaI(Tl)) estavam posicionados numa coluna e ficavam a 90 graus com o feixe, sendo 7 detetores abaixo da câmara e 7 acima. A seguir, descreve-se com mais detalhes cada uma das partes do dispositivo experimental.

Figura 1.5: Demonstração do dispositivo experimental. Deve-se notar que a escala da figura não é verdadeira.

1.4 Câmaras de Arrasto

Este tipo de detetor é utilizado para medidas de posição de partículas e o seu princípio é baseado na ionização do gás à passagem de um íon. Este princípio é similar ao do detetor multifilar. A câmara contém um gás que é ionizado à passagem de uma partícula. Ela possui fios que não são

situados na região de passagem, mas numa extremidade da cavidade. O campo elétrico dentro da cavidade é constante. Deste modo, os elétrons são atraídos pelos fios com uma velocidade constante, quando o campo é imposto. Então, conhecendo o tempo entre o momento em que os elétrons são criados e o momento onde eles chegam sobre os fios, pode-se deduzir a distância que eles percorreram, ou seja, a posição em que eles são emitidos, e assim sendo, chegar à posição da partícula.

As câmaras de arrasto utilizadas contêm gás isobutano (representado pela parte sombreada da figura 1.5) a 20 mbar, dentro de um campo elétrico de, aproximadamente, 6 kV/cm e com isso, os elétrons provenientes da ionização tem a sua velocidade de 5 cm/ μ . Com efeito, o intervalo de tempo que é necessário conhecer para determinar a posição da partícula e que é proporcional à distância entre o ponto de passagem do íon e o ânodo, sendo o início ("start") dado pela detecção do íon por um detetor independente situado depois da câmara arrasto (no nosso caso, um sinal de um dos telescópios $\Delta E-E$) e o fim ("stop") pelo pulso elétrico fornecido pelos elétrons recolhidos no ânodo. Um módulo eletrônico chamado TAC (Time to Amplitude Converter) converte o intervalo de tempo num pulso cuja amplitude é proporcional ao intervalo de tempo entre os pulsos "start" e "stop".

Na figura 1.6, são mostradas as câmaras de arrasto usadas durante a experiência.

Figura 1.6: Câmaras de Arrasto utilizadas na experiência.

Estes detetores foram colocados para se conhecer a posição da partícula antes e depois do alvo, com o objetivo de reconstruir a trajetória da partícula e assim obter a informação sobre o efeito Doppler, já que, através da reconstrução das trajetórias, é possível determinar o ângulo entre as direções do Mg espalhado e do fóton emitido, como mostra a figura abaixo, 1.7.

Figura 1.7: Câmaras de Arrasto e suas dimensões

1.5 Detetores de Iodeto de Sódio (NaI)

Este tipo de detetor é muito usado em espectroscopia gama para medidas de energia da radiação gama por apresentar eficiência de detecção intrínseca relativamente alta, da ordem de 10%. Os cristais dos detetores usados são no formato de hexágono, com altura de 200 mm e com diâmetro do círculo inscrito de 158 mm.

Seu funcionamento é caracterizado da seguinte maneira. Se um fóton correspondente à uma transição nuclear atravessa o detetor, ele interage

com o cristal, produzindo partículas carregadas por 3 efeitos possíveis: efeito Compton (espalhamento de um fóton sobre um elétron livre), efeito fotoelétrico (quando um elétron é ejetado de um átomo) ou a criação de pares de elétron-positron. Os elétrons interagem com o cristal, convertendo parte da sua energia em luz. Esta luz, por efeito fotoelétrico, vai produzir elétrons sobre um fotocátodo. Estes elétrons vão ser multiplicados por uma fotomultiplicadora e constituem um sinal elétrico proporcional à energia inicial do fóton incidente.

Nesta experiência, eles são utilizados para detetar a radiação gama que vem da desexcitação do Mg, do seu primeiro estado 2^+ em direção ao estado fundamental 0^+ . Os detetores estão colocados num braço, perpendicular ao eixo do feixe, onde 7 são posicionados abaixo da câmara de reação a uma distância de 16,0 cm e 7 são posicionados acima da mesma, a uma distância de 17,0 cm. Esses detetores estão ligeiramente descentrados em relação ao alvo, que é considerado como a origem do sistema de referência do laboratório. Uma visualização geral de todas as propriedades do sistema de detetores NaI é mostrada na figura 1.8, onde todas as distâncias e dimensões envolvidas são apresentadas.

Uma última nota a ser feita é que esses cristais de iodeto de sódio são embalados num envoltório de alumínio (~ 2 mm) e recobertos de uma folha fina de chumbo (~ 1 mm) para evitar a detecção de raios-X de baixa energia.

1.6 Detetores de silício $\Delta E - E$

São detetores semicondutores, que utilizam o princípio das junções p^+n , onde p^+ é uma região muito rica em impurezas receptoras de elétrons e n é uma região enriquecida em impurezas doadoras de elétrons. Em razão da diferença de concentração de elétrons e de buracos, os buracos da região p^+ migram em direção a zona n . No equilíbrio, tem-se um campo elétrico dirigido de n em direção p^+ e a junção das regiões p^+ e n é uma zona neutra. Se uma partícula carregada entra nesta zona, ela é imediatamente acelerada pelo campo elétrico. É essa propriedade que é utilizada para detecção, ou seja, quando uma radiação ionizante atravessa a zona neutra, ela cria pares buracos-elétrons que vão migrar em direção à borda da zona neutra, onde se situam os circuitos elétricos que coletam o sinal. O sinal elétrico coletado é

Figura 1.8: Visualização dos NaI

proporcional à energia depositada pela radiação. Na prática, acrescenta-se uma polarização inversa ao detector, que é somado ao campo elétrico. Assim, tem-se uma coleta eficaz de cargas quanto maior seja a polarização aplicada. O importante é não ultrapassar um certo valor que torna a junção semicondutora em condutora.

Este tipo de detector é utilizado para identificar os núcleos provenientes do alvo. Um telescópio $\Delta E - E$ é constituído de 2 detectores de silício, onde o primeiro é suficientemente fino para ser atravessado e a energia perdida nele pelos núcleos incidentes é ΔE . O segundo deve parar os núcleos e medir o resto da sua energia $E - \Delta E$. Com eles, pode-se identificar os núcleos

incidentes, pois sabe-se que, pela fórmula de Bethe [7]:

$$\Delta E \cdot E \simeq A \cdot Z^2 \cdot k \quad (1.12)$$

onde:

A é o número de massa do núcleo, Z é o número atômico e k é uma constante de proporcionalidade.

Assim, numa matriz $\Delta E - E$ tem-se diferentes faixas (hipérboles) que correspondem aos diferentes núclídeos (Z diferente) que passam pelo telescópio $\Delta E - E$.

Na experiência E247, estes telescópios são utilizados para identificar o Mg espalhado inelasticamente, com a emissão de um fóton, depois de interagir com o alvo. Observa-se, na figura 1.9, que os três telescópios cobrem diferentes regiões angulares, como, também mostra a tabela 1.1. Nesta consta, também, as espessuras de cada detetor de silício, constituinte de cada telescópio.

Os primeiros telescópios foram constituídos de detetores anulares de silício, que deixam o feixe passar. O terceiro telescópio, para pequenos ângulos (2° a 0°), é constituído de dois detetores de silício quadrados, com cada lado medindo, aproximadamente, 50 mm e que são maiores que o orifício do telescópio 2.

Telescópio	ΔE (μm)	E (μm)	Região Angular ($^\circ$)
1	150	500	$10,12^\circ$ à $4,5^\circ$
2	150	500	$4,5^\circ$ à $2,16^\circ$
3	500	500	$2,16^\circ$ à 0°

Tabela 1.1: Espessuras dos detetores de silício de cada telescópio que faz parte do dispositivo experimental (figura 1.9).

Os telescópios foram montados numa estrutura em aço inox, que era introduzida na câmara de reação que é mostrada a seguir na figura 1.10.

Na figura 1.10, mostra-se como estes detetores estavam posicionados na estrutura de suporte. Na parte superior, vê-se bem os detetores montados na sua estrutura e na parte inferior eles já recobertos com a camada de alumínio. O intuito desta camada suplementar é de reduzir a energia dos isótopos de Mg espalhados pelo alvo para eles serem parados nos telescópios $\Delta E - E$. A espessura desta camada é determinada através de cálculos de perda de

Figura 1.9: Visualização da câmara de reação, com os telescópios e suas respectivas distâncias

energia (programa DEDXSTRAG¹), observando-se a redução de energia com algumas espessuras e de quanto esta redução equivale em distância percorrida dentro do telescópio $\Delta E - E$. Na tabela 1.2 é apresentado o resultado obtido destes cálculos. Lembrando que esses cálculos foram feitos para uma energia média, no centro do alvo, de 32 A MeV.

¹Programa de perda de energia feito por W. Mittig

Figura 1.10: Armação de aço inox, com os detectores montados.

Isótopo	Espessura de Al	E_{Al}	R_{Si}	R_{Si}^1
^{24}Mg	80,0	20,00	101	431
^{32}Mg	80,0	21,94	157	671
^{24}Mg	100,0	17,58	82	350
^{32}Mg	100,0	20,28	138	589
^{24}Mg	110,0	16,29	73	311
^{32}Mg	110,0	19,40	129	551

Tabela 1.2: Cálculos DEDXSTRAG, onde a espessura de Al é dada em mg/cm^2 , E_{Al} é a energia depois do Alumínio e é dada em A MeV; R_{Si} é o alcance da partícula dentro do telescópio de Silício, em mg/cm^2 e R_{Si}^1 é o mesmo alcance dado em μm .

Com base nestes cálculos, utilizou-se $400\ \mu\text{m}$ de Alumínio ($110,0\ \text{mg}/\text{cm}^2$) para as camadas suplementares, utilizadas somente nos telescópios 1 e 2.

1.7 Alvos

Os alvos são montados em um porta-alvo feito em fibra de carbono como mostra a figura 1.11, e onde foram montados, na posição 2, o alvo de ^{208}Pb com uma espessura de $200\ \text{mg}/\text{cm}^2$ ($\sim 200\ \mu\text{m}$) e na posição 3, o alvo de ^{12}C , com uma espessura de $80\ \text{mg}/\text{cm}^2$ ($\sim 400\ \mu\text{m}$). As posições que foram deixadas vazias servirão para a calibração do terceiro telescópio e das pequenas câmaras de arrasto e também para as medidas de eficiência dos detetores NaI, como é mostrado no apêndice B.

Figura 1.11: Foto do porta alvos.

O porta-alvo construído é dotado de um sistema de rotação, que permitiu "aumentar" a espessura do alvo e assim todos os isótopos de Mg tiveram a mesma energia média de 32 MeV/núcleon no centro do alvo. Este aumento de espessura é feita, obedecendo a seguinte relação, mostrada na figura 1.12

Figura 1.12: Relação do ângulo na rotação do porta-alvo

Para cada isótopo, são mostrados na tabela 1.3, os ângulos (θ) do alvo, com a normal à direção do feixe e a energia média no centro do alvo. Esses valores foram obtidos através do programa de perda de energia DEDXSTRAG.

Isótopo	$\theta(^{12}\text{C}) (^{\circ})$	$\theta(^{208}\text{Pb}) (^{\circ})$	$E_{\text{med}} \text{ (MeV/núcleon)}$
^{24}Mg	24,6	0	31,7
^{26}Mg	42	25,6	31,7
^{28}Mg	44	33	32,1
^{30}Mg	47	37	31,9
^{32}Mg	51	42,8	32,2

Tabela 1.3: Ângulo de alvo utilizado para cada combinação de alvo e feixe-secundário.

1.8 Seleção de um evento: eletrônica e aquisição da experiência

O esquema da eletrônica para cada elemento da experiência (detetores de iodeto de sódio; telescópios $\Delta E - E$ 1,2 e 3; câmaras de arrasto) é mostrado no apêndice F.

A seleção do evento de interesse, coincidência fóton - Mg espalhado, é feita através da aquisição dos dados, ou seja, uma primeira seleção é feita já na hora da aquisição, onde os eventos de coincidência são privilegiados. O único problema é que também se leva em conta as coincidências acidentais (fótons do espectro de fundo em coincidência com o isótopo de Mg), mas este tipo de evento só é desconsiderado na redução de dados, que será apresentada no próximo capítulo.

Na aquisição de dados, todos os parâmetros são adquiridos o tempo todo, mas dentro de uma configuração considerada **BOA**, que é definida pela matriz MDR, onde todas as configurações aceitas são definidas. Esta matriz faz a conexão entre aquisição de dados, via computador, e os módulos eletrônicos que adquirem os sinais vindos dos detetores utilizados.

Uma configuração dita **BOA**, no nosso caso, é aquela que reflete o objetivo desta experiência, que é medir a coincidência entre Mg espalhado e fóton emitido, depois da reação do Mg com o alvo, ou seja, um sinal vindo de um dos telescópios em coincidência com um sinal vindo de um dos 14 iodetos de sódio (NaI(Tl)), referente à interação do fóton com um dos cristais NaI.

O funcionamento pode ser descrito da seguinte maneira. Um sinal vindo da aquisição ("look at me") é dado para o módulo MDR (módulo de decisão rápida), dizendo que tudo está pronto para iniciar a aquisição. No módulo MDR existem 5 entradas onde estão conectadas os sinais vindos dos telescópios (OU Si) e os sinais dos iodetos de sódio (OU NaI). Quando um sinal de OU Si chega ao MDR, este abre uma janela TR, de 300 nanosegundos, durante os quais todos os sinais serão estocados dentro do MDR. Após o fechamento desta TR, o MDR verifica, através da consulta da matriz MDR, que foi carregada nesse módulo, se há sinais de OU Si e sinais de OU NaI, que é considerada configuração **BOA**, e se sim, continua-se o processo de estocagem e a codificação dos eventos com um sinal OPA (Ordem de Pré-Análise). Depois de terminado este sinal OPA, o evento é registrado e o módulo MDR

emite um sinal de limpeza para todos os módulos de codificação, deixando, desta maneira, o sistema pronto para o próximo evento.

Por outro lado, se o evento registrado na janela de tempo não é considerado BOM (não tem nenhum sinal de OU NaI), o módulo MDR envia um sinal de rejeito rápido a todos os outros módulos de codificação, rejeitando este evento, limpando os módulos e preparando-os para o próximo evento que está chegando. Desta maneira, evita-se registrar eventos que sejam radiação de fundo ou eventos nulos.

As informações dadas pelo módulo MDR são transmitidas pelo bus CAMAC em interface com o bus VME (interface feita pela matriz MDR). Dois microprocessadores tratam, em seguida, as informações que são, de uma parte, registradas sobre fitas magnéticas e que também estão disponíveis para uma visualização em linha e, desta maneira, controlar os eventos e realizar uma primeira e preliminar análise dos dados experimentais.

Seguindo todos os passos descritos neste capítulo, foi realizada a experiência E247, na laboratório Ganil.

1.9 Experiência E247

Com tudo montado (detetores, eletrônica e aquisição), começou-se a experiência em si. No Ganil, as experiências são divididas em 2 partes: a primeira, anterior à medida propriamente dita, chamada parasita, quando tem-se direito a 10% do tempo total de feixe; e a principal que tem direito a 90% do tempo total de feixe. Quando se é parasita, é possível fazer toda a regulagem de todos os detetores, eletrônica e conferir se o programa de aquisição funciona corretamente.

Quando a experiência vem a ser a principal, o primeiro passo é produzir o feixe secundário de interesse, que vai ser produzido a partir da fragmentação de um feixe primário sobre o alvo de produção. Para esta experiência, foi utilizado um feixe primário de ^{36}S à 77,52 MeV/núcleon. Este feixe foi escolhido devido a melhor taxa de produção de ^{32}Mg com o menor número de contaminantes. Entre os isótopos de Mg desta experiência, o ^{32}Mg é o mais difícil a ser produzido, devido ao fato de ser o mais rico em nêutrons e mais exótico, por isto é instável e pouco intenso e a quantidade de contaminantes

é muito grande, como visto nos cálculos com os programas INTENSITY e LISE III². O alvo de produção está posicionado na entrada do espectrômetro LISE III e possui um sistema de alvos rotativos onde podem ser posicionados vários alvos, entre os quais alvos de ^{181}Ta , com um backing de ^{12}C , ^{12}C e ^9Be . Na tabela a seguir, mostra-se qual foi o alvo de produção utilizado para obter cada feixe de Mg.

Feixe secundário	Alvo utilizado	Espessura
^{24}Mg	^{12}C	480 mg/cm ² de ^{12}C
^{30}Mg	$^{181}\text{Ta} + ^{12}\text{C}$	539 mg/cm ² de $^{181}\text{Ta} + 500 \mu$ de ^{12}C
^{32}Mg	^{12}C	480 mg/cm ² de ^{12}C

Tabela 1.4: Feixes secundários e alvos de produção utilizados.

Com o feixe secundário produzido, toda a linha LISE é regulada, como foi explicado na seção 1.2, ou seja, as rigidezes magnéticas dos dipolos D1 e D2 são colocadas de tal maneira que a transmissão do feixe de magnésio seja a melhor possível, ou seja, bastante intenso e com poucos núcleos contaminantes. Na tabela a seguir são mostrados os valores da rigidez magnética para cada feixe secundário de Mg.

Feixe secundário	$B\rho_1$ (Tm)	$B\rho_2$ (Tm)
^{24}Mg	2,0684	1,7689
^{30}Mg	2,5197	2,2093
^{32}Mg	2,6713	2,3584

Tabela 1.5: Feixes secundários e rigidez magnética dos dipolos 1 e 2 do espectrômetro LISE. Os raios de curvatura dos dipolos 1 e 2 são, respectivamente, 2,003 e 2,600 metros.

O degradador acromático, colocado entre os 2 dipolos, é de ^9Be de 1047 μm de espessura.

O passo seguinte é transmitir o feixe secundário de interesse por toda a linha LISE, otimizando-o. Isso é feito através do acompanhamento do feixe, nas diferentes etapas da linha, com ajuda de telescópios de detetores de

²programas de cálculo de produção de feixe secundário utilizados no Laboratório Ganil.

silícios onde é feito a identificação dos isótopos presentes no feixe secundário e que são removíveis da linha do feixe.

Desta maneira, o feixe secundário chega otimizado até o alvo de reação e assim, começa-se a experiência e a tomada de dados, apresentados no capítulo seguinte.

Capítulo 2

Redução de Dados

A análise de dados apresentada neste capítulo é referente à experiência que mediu o espalhamento inelástico dos isótopos de Mg sobre alvos de ^{208}Pb e ^{12}C , com a emissão de fótons para obter, desta maneira, a seção de choque de excitação do primeiro estado excitado 2^+ de cada um dos Mg estudados, ^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg .

Na experiência, um feixe primário de ^{36}S à 77,52 MeV/núcleon é enviado sobre um alvo de produção de ^{181}Ta ou ^{12}C e, por fragmentação, produz um feixe secundário de Mg, com uma energia média de 37 MeV/núcleon, que é transmitido através dos dipolos acromáticos D1 e D2, até a câmara de reação, com energia média de 32 MeV/núcleon (energia no meio do alvo), onde interage com o alvo ^{208}Pb ou ^{12}C e é espalhado inelasticamente e detectado por um dos 3 telescópios. Enquanto isso, o fóton proveniente da desexcitação do Mg é detectado por um dos detetores de iodeto de sódio (NaI(Tl)), em coincidência com o Mg detectado por um dos telescópios de silício.

Para obter-se a seção de choque integrada de desexcitação do primeiro estado 2^+ do Mg, é necessário lembrar-se que esta seção de choque pode ser escrita como [44]:

$$\sigma_{2^+} = \frac{N_{\text{coinc}}(i)}{N_{\text{inc}} \cdot \epsilon_{\text{NaI}} \cdot N_{\text{alvo}} \cdot \epsilon_{\text{Si}}(i)} \quad (2.1)$$

onde:

$N_{\text{coinc}}(i)$ é o número de fótons obtidos da área do fotopico da transição γ $2^+ \rightarrow 0^+$ do espectro de energia dos detetores de iodeto de sódio (NaI(Tl)),

em coincidência com o Mg espalhado e detectado no telescópio $(\Delta E-E)_i$, onde $i=1, 2$ ou 3 .

N_{inc} é o número de partículas de feixe que incidiram sobre o alvo,

N_{alvo} é número átomos no alvo por cm^2 e

ϵ_{NaI} é a eficiência global dos detetores de NaI para raios γ com a energia do primeiro estado 2^+ . Diz-se global, pois, como vai ser visto adiante, leva-se em consideração toda a geometria do conjunto de NaI (apêndice B). Na verdade, pode-se dizer que esta eficiência é equivalente ao produto $\Delta\Omega \cdot \epsilon_{int}$, onde $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido dos detetores NaI e ϵ_{int} é a eficiência intrínseca.

$\epsilon_{Si}(i)$ é a eficiência global do telescópio de silício (i) calculada por uma simulação de Monte Carlo que leva em conta a geometria do telescópio (i), o perfil do feixe e o "straggling" angular no alvo entre outros efeitos (ver apêndice E).

Contudo, optou-se por calcular, neste capítulo a grandeza S_{exp} , dada por:

$$S_{exp}(i) = \frac{N_{coinc}(i)}{N_{inc} \cdot \epsilon_{NaI} \cdot N_{alvo}} \quad (2.2)$$

pois para o cálculo da eficiência dos telescópios de silício é utilizada também a probabilidade de espalhamento do Mg^* em função do ângulo θ_{lab} , dado pelo cálculo ECIS que será apresentado no capítulo 3.

Este capítulo vai ser dividido em 2 partes. Numa primeira parte, apresenta-se o método detalhado para determinação de cada um dos parâmetros da equação 2.2 para cada um dos isótopos analisados, ou seja, as condições necessárias para que cada parâmetro seja obtido, que são mostradas a seguir, na ordem,

- a) tempo de voo que permite identificar a razão $\frac{A}{Z}$ do isótopo,
- b) limitação do feixe incidente na câmara de arrasto,
- c) contorno sobre o isótopo de interesse na matriz $\Delta E - E$, para cada telescópio, e os tempos dos detetores ΔE e E , que representam o evento de interesse.

Partindo-se de uma condição inicial sobre o feixe incidente (b), de uma condição sobre o tempo de voo das partículas (a) que permite isolar o isótopo de interesse dos diversos núcleos presentes no feixe, consegue-se obter informações provenientes do telescópio de silício ($\Delta E - E$ e o tempo, (c)). Analisando os espectros $\Delta E - E$ dos telescópios com as condições a, b e c,

obtem-se o número total de partículas incidentes. A informação obtida dos detetores NaI, proveniente dos espectros de raios γ em coincidência, é usada na determinação do número de fótons em coincidência com Mg espalhados N_{coinc} .

A seguir, mostra-se como obter os condicionamentos necessários para a análise e obtenção de cada um dos parâmetros da equação 2.2. Um primeiro passo é a determinação do tempo de voo do isótopo de interesse, que é a condição inicial para a obtenção de todos os outros condicionamentos. Uma segunda condição é obtida da câmara de arrasto antes do alvo, onde serão determinados os limites do feixe, ou seja, somente as partículas que tocaram no alvo serão consideradas, eliminando desta maneira partículas que não tocaram o alvo e interagiram com o porta-alvos. Uma terceira condição é dada através das matrizes de energia $\Delta E - E$ e o parâmetro tempo destes telescópios, seja para obter o número de partículas incidentes, seja para determinar a coincidência. Estas 2 condições ligadas aos telescópios são condicionadas pela condição inicial de tempo de voo. Uma quarta condição é obtida quando observa-se os tempos dos detetores NaI, condicionados por tempo de voo, matriz de energia $\Delta E - E$ e tempo dos telescópios, e onde observa-se as coincidências reais entre núcleos de Mg espalhados e detectados no telescópio e fótons de desexcitação detectados no NaI. De posse de todas essas condições, observa-se, finalmente, o espectro em energia dos raios γ dos detetores NaI para a obtenção da grandeza S_{exp} do estado 2^+ , definida pela equação 2.2. Vale a pena ressaltar que as condições de tempo de voo e os cortes obtidos nas matrizes $\Delta E - E$ são as primeiras identificações feitas dos isótopos e servem como primeira seleção dos eventos.

A segunda parte deste capítulo mostrará os resultados obtidos para cada um dos isótopos analisados para cada um dos alvos, ^{12}C ou ^{208}Pb , respectivamente

2.1 Condicionamentos necessários.

Nesta primeira parte, serão mostrados os procedimentos necessários para a obtenção das condições para que os parâmetros tais como N_{coinc} e N_{inc} sejam determinados. Esses 2 parâmetros vem direto dos dados experimentais. Já o parâmetro N_{atvo} vem direto da informação de densidade e espessura do alvo

vinda do fabricante. Os parâmetros de eficiência global ϵ_{NaI} e $\epsilon_{Si}(i)$ vem respectivamente de medidas experimentais (apêndice B) e simulações Monte Carlo (apêndice E), respectivamente. Mais uma vez ressalta-se que a tabela com os valores de $\epsilon_{Si}(i)$ será mostrada no capítulo 3.

2.1.1 Identificação: tempo de voo.

A identificação é utilizada para conhecer A e Z de cada isótopo que é produzido e faz parte do feixe secundário e se for o caso, estabelecer uma calibração seja em tempo de voo, seja em ΔE (perda de energia).

A fragmentação do feixe primário sobre o alvo de produção produz uma grande variedade de núcleos, com número atômico e massa que são, em geral, limitados superiormente pelo número atômico e massa do núcleo estável do feixe primário. É possível, porém, encontrar no feixe secundário alguns núclídeos com massa e número atômico superior ao projétil primário, formado graças as reações de transferência.

A primeira seleção é feita com o espectrômetro LISE e o seu conjunto de dipolos em conjunto com o degradador acromático. Esta seleção foi explicada em detalhes no capítulo 1. Como foi mostrado lá, esta seleção é magnética e obedece a equação 1.1, que pode ser reescrita como:

$$B\rho = \frac{Av}{q} \quad (2.3)$$

substituindo-se m (massa) por A, número de massa e sendo q a carga do núclídeo. No nosso caso, $q=Z$.

Através desta relação, é possível dizer que um certo núcleo que tem uma certa razão $\frac{A}{Z}$ fixa e uma dada velocidade, seguirá uma trajetória precisa com raio de curvatura ρ em função do campo magnético imposto. Inicialmente, sem colocar o degradador, impõe-se o parâmetro relativo a este tipo de seleção, de tal forma que os campos magnéticos dos dipolos são tais que a rigidez magnética ($B\rho$) seja a mesma nos dois dipolos. O segundo passo é a colocação do degradador, que diminui a energia das partículas, graças a perda de energia que acontece neste material e, com isso, deve-se aumentar o campo B_1 para compensar esta perda sofrida. Procedendo desta maneira, não se altera a rigidez magnética do dipolo 2, que é a referência para a identificação. Na tabela 1.5, do capítulo 1, são mostrados os valores de $B\rho_1$ e

$B\rho_2$ para cada isótopo.

Em experiências com feixe exótico ¹, é necessário ter-se um feixe primário suficientemente intenso e limpo, pois sabe-se que a taxa de produção dos núcleos instáveis é muito pequena e diminui à medida que se afasta da linha de estabilidade. Com o objetivo de ter um feixe secundário intenso, as fendas do plano focal foram colocadas na abertura máxima na experiência realizada e, com isso, em alguns casos, a intensidade dos contaminantes é muito maior que a do isótopo exótico de interesse. Na tabela 2.1, mostra-se a porcentagem do isótopo de interesse, em relação ao feixe secundário todo, com todos os seus contaminantes. Deve-se lembrar que a rigidez magnética é diferente para cada situação como foi mostrada na tabela 1.5 do capítulo 1.

Isótopo	Porcentagem em relação ao feixe secundário total
²⁴ Mg	97,8 %
³⁰ Mg	87,5 %
³² Mg	38,7 %

Tabela 2.1: Isótopos de Mg e sua porcentagem em relação ao feixe total.

Devido a essa baixa taxa de produção do isótopo instável, como é observado na tabela 2.1, a fase de identificação, no início, é muito importante e necessária para a seleção dos eventos correspondentes ao isótopo de interesse e não a um contaminante. Como vai ser mostrado mais adiante, isto é ainda mais comprovado quando analisou-se o caso do ³²Mg. Trata-se de uma condição que deve-se impor sobre o feixe incidente e para obtê-la deve-se analisar os dados no telescópio a 0°, sem alvo (porta-alvo em posição vazia).

Medindo-se a velocidade de um dado núcleo e conhecido $B\rho$, será possível conhecer a razão $\frac{A}{Z}$, através da equação 2.3. Fazendo a hipótese que a distância percorrida será a mesma para todos, a informação sobre a velocidade é equivalente à informação sobre o tempo que os núcleos utilizam para percorrer a distância estabelecida (tempo de voo). A aproximação acima é válida, quando o degradador não está na linha, pois, graças ao caráter acromático do espectrômetro, a partícula que segue um caminho mais longo no primeiro dipolo, terá um caminho mais curto no segundo dipolo, que tem um papel refocalizador e portanto, pode-se fazer a primeira identificação através do tempo de voo.

¹ Outra denominação usada para designar núcleos instáveis

O tempo de voo é medido como sendo a diferença de tempo entre o instante em que o núcleo dá um sinal "start" no detetor a placas de microcanais (Microchannel Plate - MCP) colocado entre o alvo de produção e o dipolo D1, e o instante no qual este núcleo chega no telescópio 3, que está a zero graus e representa o final do caminho que foi percorrido por este núcleo, ou seja,

$$T_{voo} = T_{MCP} - T_{SI3} \quad (2.4)$$

Uma observação importante a fazer é que núcleos com a mesma razão $\frac{A}{q}$ tem o mesmo tempo de voo e não são selecionados desta maneira. Precisa-se, então, combinar esta informação com uma outra para que seja possível distinguir os núcleos com a mesma razão $\frac{A}{q}$, mas que sejam núcleos com Z diferentes.

Para esta identificação em Z, utiliza-se também a informação da perda de energia ΔE ocorrida na primeira parte do telescópio a zero graus. Combinando estes 2 parâmetros, perda de energia e tempo de voo, é possível construir um espectro bidimensional (tempo de voo X ΔE). Na figura 2.1, mostra-se um espectro destes para o isótopo analisado ^{30}Mg e indicando-se onde está a mancha correspondente a ele. Observa-se, também, a presença de outros isótopos que também fazem parte do feixe secundário. Esta identificação é feita no decorrer de toda a linha LISE, não só em relação à perda de energia no telescópio 3, mas também numa série de detetores de silício colocados ao longo da linha, entre a saída do segundo dipolo até o final da linha, ou melhor, até a entrada do nosso dispositivo experimental. Estes telescópios que são colocados na linha para interromper o feixe secundário, são removíveis sem quebrar o vácuo do sistema. Graças a essa "artimanha", é possível seguir o isótopo e ter certeza de que a linha toda está otimizada para o nosso isótopo.

Através da identificação feita nestes espectros, é possível estabelecer uma calibração linear entre a informação temporal (em canal) e a razão $\frac{A}{q}$.

Em geral, esta calibração é obtida por tentativas sucessivas. Projetando sobre o eixo do tempo de voo, para cada núcleo, obtém-se o baricentro da distribuição do tempo de voo (T_{voo}). Com isso, faz-se uma hipótese sobre qual $\frac{A}{q}$ seria correspondente a esse T_{voo} . Se a hipótese sobre a razão $\frac{A}{q}$ do nuclídeos observados é correta, eles se alinham sobre uma reta e obtém-se a calibração linear correta. Todo este raciocínio é válido se as distribuições em energia ou em momento dos núcleos que constituem o feixe são estreitas,

como no caso de ^{24}Mg .

Figura 2.1: Matriz $T_{voo} - \Delta E$ para um dos isótopos analisados

Já para os outros feixes, como ^{30}Mg e ^{32}Mg , a distribuição em energia é mais larga. A intensidade do feixe de ^{32}Mg não é muito intensa (300 partículas/s, enquanto, para ^{24}Mg e ^{30}Mg , tinham-se 2600 partículas/s e 1500 partículas/s, respectivamente), sendo que tem-se uma quantidade bem maior de contaminantes que o próprio ^{32}Mg . Isto acontece devido às fendas estarem na sua abertura máxima, para permitir uma boa transmissão e que deixaram a distribuição larga e com muitos contaminantes. Quando as fendas estão mais fechadas só a parte central da distribuição passa (figura 1.3, capítulo 1). No caso do ^{30}Mg e ^{32}Mg , as fendas estão na sua abertura máxima e parte das outras distribuições passam e, então, tem-se um feixe mais largo e conseqüentemente, a calibração torna-se complicada.

A identificação do isótopo foi conseguida sem alvo na câmara de reação para evitar o alargamento da mancha devido ao "straggling" no alvo. Mesmo colocando o degradador, este problema não é tão forte pois o segundo dipolo refocaliza o feixe e o problema de "straggling" devido ao degradador

é amenizado com isso. No entanto, quando o alvo é colocado, os parâmetros utilizados para a medida de tempo de voo, dada pela equação 2.4, não são mais característicos do evento. O espalhamento inelástico apresenta uma distribuição angular e os telescópios de silício cobrem os ângulos de 0 graus a 10 graus (no sistema de laboratório), que inclui a cobertura angular (de 0 graus a 2,12 graus) do telescópio 3. Além disso, é necessário obter uma condição sobre o feixe incidente e então não se pode utilizar um parâmetro posto depois do alvo, como era o caso do tempo do telescópio 3. Neste caso, a solução encontrada foi utilizar como parâmetro, no lugar de T_{S13} , o sinal de alta frequência do segundo ciclotron. Então, a equação 2.4, fica, com esta substituição:

$$(T_{voo})_{HF} = T_{MCP} - T_{HF} \quad (2.5)$$

O novo tempo de voo é independente da reação nuclear e também é independente do alvo que vai ser utilizado para reação. Com este novo tempo de voo se constroem um novo espectro bidimensional tempo de voo - perda de energia, análogo ao definido anteriormente. Para selecionar o isótopo de interesse, uma faixa é escolhida em $\frac{A}{q}$ (em T_{voo}) que inclui este isótopo e exclui outros valores de $\frac{A}{q}$ (T_{voo}). Esta faixa vai ser localizada entre T_{min} e T_{max} , com:

$$T_{min} < (T_{voo})_{HF} < T_{max} \quad (2.6)$$

Na tabela 2.2, são mostrados, para cada isótopo, os limites impostos para o tempo de voo.

Isótopo	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)
^{24}Mg	1580.	1840.
^{30}Mg	1405.	1805.
^{32}Mg	1350.	1830.

Tabela 2.2: Isótopos analisados e os seus limites, máximo e mínimo, para o tempo de voo.

O próximo passo para selecionar os bons eventos será impor condições sobre o feixe batendo no alvo, através das câmaras de arrasto CD2 (antes de alvo) e CD1 (depois do alvo), importantes para a determinação do ângulo para a correção Doppler.

2.1.2 Câmara de arrasto

A grande espessura de alvo primário não é a causa única da largura da distribuição de energia, tratada no item anterior, mas também a abertura angular do feixe. A consequência deste fato é que uma parte do feixe incide sobre o porta-alvo e reage com o material do porta-alvo, que causa um espalhamento sem nenhum interesse. Para eliminar esta contribuição, é necessário impor uma segunda condição, além desta do tempo de voo, sobre o feixe incidente.

A câmara de arrasto, que foi apresentada no capítulo 1, permite reconstruir a trajetória do núcleo e com isso, determinar o ponto de incidência do mesmo no plano do alvo. Os 2 módulos que a constituem fornecem as coordenadas (x,y) na qual passou a partícula. Evidentemente, os 2 módulos não estão no mesmo plano e as coordenadas que são atribuídas para um mesmo ponto são, na realidade, relativas a instantes diversos. Na figura 2.2, mostra-se como estão posicionados os 2 módulos de uma dada câmara de arrasto que dão os sinais referentes a x e y .

Figura 2.2: Os módulos, para uma dada câmara de arrasto, que dão origem às coordenadas x e y , que reconstruíram a trajetória de uma dada partícula.

A trajetória é reconstruída a partir de 2 conjuntos de pontos, um antes e um depois do alvo. Isto é uma aproximação, representada na figura 2.3, onde a trajetória reconstruída é mostrada no caso limite do núcleo que incide perpendicularmente do alvo.

O primeiro passo para fazer a reconstrução da trajetória é a calibração das 2 câmaras. As coordenadas x e y são obtidas, utilizando o tempo de deriva dos elétrons, tomando como referência a fase rápida da aquisição (TR). Recordando que a TR é obtida a partir da chegada do sinal de um dos telescópios, observa-se que a calibração dependerá do telescópio envolvido. Uma vez escolhido o telescópio, os parâmetros a analisar são do tipo:

$$t_{xcd}^{i,j} = t_{catodo}^i - t_{Si,j} \quad (2.7)$$

$$t_{ycd}^{i,j} = t_{catodo}^i - t_{Si,j} \quad (2.8)$$

onde:

$i = 1, 2$ e representa as câmaras arrasto,

$j = 1, 2$ e 3 e representa os telescópios de silício.

Com estas equações, é possível obter os tempos e, desta maneira, a posição.

Como referência para a calibração, é considerado o porta-alvo, que é visto num espectro bidimensional das coordenadas x e y . Para ter a mesma condição em energia na entrada e na saída do alvo, para todos os isótopos, inclina-se o alvo e aumenta-se, desta forma, a espessura do alvo, como foi explicado no capítulo um. Isso faz com que o feixe incidente veja o alvo deformado, numa forma de uma elipse.

No nosso caso, para obter a calibração de cada uma das coordenadas das duas câmaras de arrasto, utilizou-se o feixe de ^{24}Mg sobre o alvo de ^{208}Pb , a zero graus e assim as dimensões do conjunto alvo+porta alvos são utilizadas, já que nos espectros bidimensionais das coordenadas X vs Y obtidos era possível ver até mesmo os parafusos do porta-alvos. Então, a equação geral para a calibração é dada por:

$$X_i(mm) = c_i * [t_{xcd}^{i,j}(canal) - (x_0)(canal)] \quad (2.9)$$

$$Y_i(mm) = d_i * [t_{ycd}^{i,j}(canal) - (y_0)(canal)] \quad (2.10)$$

onde:

c_i e d_i são os coeficientes lineares da calibração para câmara de arrasto ².

x_0 e y_0 são constantes a serem determinadas.

²Lembrando que o índice i é igual a 1 e 2

Figura 2.3: Caso limite de reconstrução de trajetória

Para uma mesma câmara de arrasto, os coeficientes c_i e d_i são independentes do telescópio utilizado para observar a imagem do feixe. Eles dependem somente da característica técnica do módulo: os seus valores devem ser compatíveis com a imagem relativa aos três telescópios. A dependência do telescópio aparece na determinação de x_0 e y_0 , chamados de zero de cada módulo de câmara de arrasto. A definição do zero é dada como a média entre as extremidades. Observa-se que há diferenças entre os valores de x_0 e y_0 obtidos para cada um dos telescópios. Estas diferenças são devido a atrasos entre os telescópios provocados pelo fato de que eles estão posicionados a distâncias diferentes, sendo as diferenças menores que 2%.

Na tabela 2.3, podem-se observar os valores dos coeficientes c_i , d_i , x_0 e y_0 , para antes e depois do alvo, para os isótopos analisados. Sempre lembrando que os coeficientes c_i e d_i são os mesmos para os três telescópios, uma vez que se trata de um mesmo porta-alvo e a calibração obtida é independente do isótopo que está sendo analisado.

Sabendo as dimensões do porta-alvo e do alvo e a calibração, torna-se possível limitar a porção do feixe que toca no alvo. Para simplificar a condição de restringir o feixe, esta condição é só colocada na câmara de arrasto antes

do alvo. Evento por evento, o ponto (x,y) de incidência sobre o alvo deve ser interno ao alvo. Para o primeiro telescópio, estes coincidem com o alvo. Para o segundo e terceiro telescópios, a imagem do alvo trata-se de uma elipse ligeiramente arredondada, para levar em conta os diversos ângulos sólidos cobertos. Na figura 2.4, é mostrado um exemplo do espectro bidimensional da câmara de arrasto antes do alvo.

a) Antes do alvo.

Isótopo	c_2	d_2	x_0^1	y_0^1	x_0^2	y_0^2	x_0^3	y_0^3
^{24}Mg	0.0279	0.0277	2369.	2160.	2409.	2200.	2433.	2224.
^{30}Mg	0.0279	0.0277	2307.	2175.	2355.	2210.	2349.	2216.
^{32}Mg	0.0279	0.0277	2390.	2216.	2490.	2240.	2450.	2220.

b) Depois do alvo.

Isótopo	c_1	d_1	x_0^1	y_0^1	x_0^2	y_0^2	x_0^3	y_0^3
^{24}Mg	0.0228	0.0245	2380.	2050.	2420.	2090.	2444.	2114.
^{30}Mg	0.0228	0.0245	2345.	2049.	2384.	2092.	2377.	2072.
^{32}Mg	0.0228	0.0245	2465.	2130.	2495.	2150.	2470.	2110.

Tabela 2.3: Os coeficientes da calibração das câmaras de arrasto. x_0^1, y_0^1 - telescópio 1, x_0^2, y_0^2 - telescópio 2 e x_0^3, y_0^3 - telescópio 3

Figura 2.4: Exemplo do espectro bidimensional da câmara de arrasto antes do alvo.

Na tabela 2.4 são mostrados os limites de restrição para cada um dos isótopos.

Reação	x_{inf}	x_{sup}	y_{inf}	y_{sup}
$^{24}Mg + ^{208}Pb$	1800.	2800.	2000.	2350.
$^{24}Mg + ^{12}C$	1840.	2890.	2000.	2430.
$^{30}Mg + ^{208}Pb$	1729.	2879.	1889.	2485.
$^{30}Mg + ^{12}C$	1682.	2879.	1906.	2500.
$^{32}Mg + ^{208}Pb$	1778.	2969.	1926.	2543.
$^{32}Mg + ^{12}C$	1855.	3000.	2000.	2591.

Tabela 2.4: Limites de restrição do feixe no alvo.

Se toda partícula tivesse uma direção incidente paralela ao eixo do feixe, esta condição seria estritamente equivalente a uma condição imposta sobre o plano do alvo. Precisamos considerá-la válida em primeira aproximação, enquanto sabe-se sobretudo que o núcleo leve sofre um straggling importante no alvo primário e é este que encontra-se na parte externa do feixe e com maior probabilidade de interagir com o porta-alvo. Se a condição não é imposta, cada evento relativo a este núcleo leve pode ser analisado no telescópio, mesmo que não seja um evento de coincidência Mg espalhado - fóton emitido, só contribuindo para o fundo.

A reconstrução da trajetória é essencial para a correção Doppler do espectro γ dos detetores de iodeto de sódio. Novamente, evento por evento, graças a esta reconstrução, obtém-se os ângulos ϕ e θ , formados, respectivamente, com o eixo horizontal e com o eixo vertical, em um plano perpendicular ao eixo do feixe:

$$\phi = \arctg \left(\frac{x_1 - x_2}{d_{1-2}^x} \right) \quad (2.11)$$

$$\theta = \arctg \left(\frac{y_1 - y_2}{d_{1-2}^y} \right) \quad (2.12)$$

onde:

x_1, x_2, y_1 e y_2 são as coordenadas cartesianas de um evento nas câmaras arrasto CD2 (antes do alvo) e CD1 (depois do alvo).

d_{1-2}^x e d_{1-2}^y são as distâncias entre os pontos (x_1, x_2) e (y_1, y_2) .

2.1.3 Telescópios de Silício

Os telescópios de silício utilizados na experiência estavam posicionados a diferentes distâncias com relação ao alvo para poder cobrir domínios angulares diferentes, como é mostrado na tabela a seguir.

Telescópio	Ângulo máximo de cobertura	Ângulo mínimo de cobertura
1	10^0	$4,5^0$
2	$4,5^0$	$2,12^0$
3	$2,12^0$	0^0

Tabela 2.5: Abertura angular dos telescópios de silício.

A análise do espectro dos telescópios juntamente com o dos detetores de iodeto de sódio (NaI(Tl)) fornecem a informação essencial, para cada evento, da coincidência, com a finalidade de calcular a grandeza S_{exp} (equação 2.2) de excitação do primeiro estado 2^+ . Outra informação obtida da análise do telescópio, que vai contribuir para a obtenção desta seção de choque, é o número de partículas incidentes. As duas condições até agora mostradas, a medida de tempo de voo, que possibilita a identificação dos núcleos, e a condição sobre a câmara de arrasto CD2 (antes do alvo), são importantes e permitem melhorar a qualidade do feixe incidente, eliminando praticamente a contribuição dos contaminantes. Impondo estas duas condições sobre os telescópios, realiza-se uma seleção sobre o isótopo de interesse e quase exclusivamente restam só eventos (sejam os eventos referentes ao feixe incidente, sejam referentes às coincidências com os detetores NaI(Tl)) das reações de interesse.

Foram utilizados dois alvos diferentes, ^{12}C ou ^{208}Pb , respectivamente e o comportamento da seção de choque inelástica de Mg sobre estes dois alvos é bastante diferente. Para o alvo de ^{12}C , a reação é de cinemática inversa, os núcleos de Mg, mais pesados que os núcleos de ^{12}C , incidem sobre o alvo e são pouco perturbados em seu percurso e o espalhamento é principalmente a pequenos ângulos. Os núcleos de Mg espalhados inelasticamente são coletados, na maior parte, no telescópio posicionado a zero graus (abertura angular de 0^0 a $2,12^0$, conforme a tabela 2.5) e uma pequena parte vai ser coletada no segundo telescópio, com abertura angular de $2,12^0$ a $4,5^0$. Já no alvo de ^{208}Pb , acontece o contrário do descrito para o alvo de ^{12}C , os núcleos de Mg que são excitados em colisão com o alvo de ^{208}Pb são fortemente espalhados e são coletados, na maior parte, no telescópio 1, que cobre de $4,5^0$ a $10,12^0$

e uma pequena parte no telescópio 2. Um exemplo destas seções de choque inelásticas integradas na região angular de cada telescópio é mostrado na figura 2.5.

Figura 2.5: Seção de choque inelástica integrada na região angular de cada telescópio, em função do ângulo central de cada telescópio. Ela foi calculada pelo código ECIS, para ^{24}Mg sobre ^{12}C e ^{208}Pb , respectivamente.

Dos espectros dos telescópios de silício, vão ser obtidos dois tipos de eventos, os eventos "singles", que correspondem ao feixe incidente no alvo (N_{inc}), e os eventos referentes às coincidências entre o núcleo Mg detectado em um telescópio e o fóton detectado em um detetor NaI.

Com este objetivo de selecionar o evento que corresponde ao isótopo de Mg que excitou-se e depois se desexcitou e emitiu um fóton e foi detectado em um dos telescópios, é necessário introduzir uma relação em função da configuração MDR (já discutida no capítulo anterior), onde os eventos que são coincidências serão analisados separadamente dos eventos que correspondem ao feixe que incide sobre o alvo e são detectados nos três telescópios (eventos denominados "singles") e que permitem de encontrar o termo N_{inc} da equação 2.2. Esta seleção, através da configuração MDR, é feita de modo que:

* para os "singles", somente os eventos em que tenham OU Si dividido (nos telescópios que contam muito, o número de eventos é dividido por um fator constante, D_i), dentro da OPA, serão considerados e isso é possível através da MDR, onde esses eventos são identificados por números específicos.

* para as coincidências, só os eventos onde estão presentes OU Si + OU NaI são considerados e, novamente, dentro da configuração, estes eventos são definidos por números específicos a eles.

Para as duas primeiras condições já estabelecidas, não é necessária esta distinção, pois estas são colocadas no feixe secundário incidente antes do alvo, neste caso, ainda não há distinção entre coincidências e "singles", pois ainda não houve reação com o alvo.

Depois desta seleção em configuração MDR, é preciso individualizar e selecionar o Mg, seja espalhado, seja o que incide inicialmente sobre o alvo, e, nesse sentido, requerer-se a eliminação dos eventos indesejados, referentes a outros isótopos ou a outras energias. No caso das coincidências, refere-se à eliminação das coincidências devido a outro núcleo e que não nos interessa.

Então, para selecionar o nosso isótopo, precisa-se obter uma condição sobre os espectros bidimensionais ($\Delta E, E$) e que também será usado para determinar uma condição em tempo destes mesmos telescópios. Estas duas condições referentes aos telescópios serão acrescentadas às duas primeiras condições anteriores, tempo de voo e limitação do feixe sobre o alvo, já explicadas.

Por este motivo, a atenção vai ser voltada para os espectros bidimensionais ($\Delta E, E$) que podem ser obtidos dos telescópios. Nesses espectros, os eventos se dispõem em hipérboles, separadas para diferentes valores de Z . Isto é devido ao fato de ΔE ser proporcional a $\frac{1}{E}$. Cada uma destas hipérboles de um dado Z é dividida em hipérboles mais próximas (diferentes A), pois, de fato, a perda de energia é proporcional a Z^2 e à massa A , como mostra a regra de Bethe [7], onde a dependência é uma função $\frac{1}{E}$. Por este motivo, o núcleo incidente a energia mais alta tem um ΔE mais baixo. Os núcleos de Mg não atravessam a espessura de silício e, com isso, a energia residual é completamente coletada no segundo detetor E. Todavia, para núcleos com Z menor, pode acontecer deles atravessarem ('punch through') os telescópios e neste caso, observa-se uma volta para trás da hipérbole. Isto acontece para os núcleos leves com energia elevada. Este tipo de comportamento é principalmente observado no telescópio 3.

Analisando, telescópio por telescópio, os espectros relativos aos eventos de coincidência e aos eventos 'singles' são mostrados na figura 2.6 para um dos isótopos estudados, como exemplo. Na figura 2.7, apresenta-se uma matriz típica $T_{v\phi\phi}$ vs ΔE , onde pode-se observar o intervalo que corresponde ao Mg. Este intervalo será a primeira condição ser obtida como foi dito anteriormente.

Figura 2.6: Exemplo de matrizes ΔE -E singles e coincidência para um dado isótopo. Notar a presença de hipérboles com Z mais baixos, devido a produtos de reação no alvo secundário, no espectro de coincidências.

Figura 2.7: Matriz tempo de voo - ΔE . Na mesma faixa onde está incluso o Mg, observa-se um outro isótopo que pode contaminar os espectros ΔE - E.

Observa-se, na figura 2.6 referente aos eventos coincidências, mesmo com os condicionamentos impostos, ainda aparecem algumas hipérboles referentes

a outros isótopos, provavelmente produzidos no alvo secundário. Nota-se que na faixa de tempo de voo do núcleo ^{24}Mg ($\frac{A}{Z} = 2$) muitos outros núcleos estáveis (^{20}Ne , ^{18}F , ^{16}O , ^{14}N , ^{12}C etc) com a mesma razão $\frac{A}{Z} = 2$ devem passar, produzindo as hipérboles no telescópio de silício. Com exigência de coincidência com um fóton, reduz-se os eventos elásticos e são realçados eventos de reação.

Uma condição posterior ao contorno feito na matriz $\Delta E - E$ é o tempo do telescópio, que permite distinguir qual dos três telescópios foi tocado em cada evento e registrado via aquisição. Para isso, foi medido o intervalo de tempo entre o sinal proveniente de uma das partes do telescópio (ΔE ou E) e a abertura da janela temporal TR. Os espectros destes parâmetros, em relação a ΔE e a E , são mostrados na figura 2.8, para o telescópio 1. O telescópio 2 apresenta espectros similares aos espectros do telescópio 1.

Figura 2.8: Espectros típicos de tempo de ΔE e E , medidos em relação a TR, para o telescópio 1

Se é o sinal de tempo de ΔE que chega primeiro na aquisição, o seu sinal é seguido do sinal proveniente da segunda parte: este tipo de evento entra no pico do espectro relativo à primeira parte (ΔE , figura 2.8.a) e na parte mais dispersa da figura 2.8.b. Se é o sinal de tempo de E que chega em

primeiro na aquisição é porque o sinal vindo do detetor perda de energia ΔE era pequeno demais e o sinal não ultrapassou o limiar eletrônico. Este tipo de sinal só entra no pico do espectro relativo à E, figura 2.8.b. Este é o comportamento observado para os telescópios 1 e 2, posicionados entre 4,5 graus e 10,12 graus e 2,12 graus e 4,5 graus, respectivamente. No caso do telescópio 3, todos os eventos chegam em $\Delta E3$ e o espectro de tempo de $\Delta E3$ e E3 apresentam 1 pico respectivamente. No espectro de $\Delta E3$, tem-se um pico fino e no espectro E3, tem-se um pico mais largo, mas com o mesmo número de contagens que no pico no espectro de $\Delta E3$. O pico de E3 é um pouco mais largo devido ao fato que as partículas atravessam $\Delta E3$ e acabam sendo retardadas e alargando a distribuição do tempo de E3.

Figura 2.9: Espectros de tempo característicos do telescópio 3

Através desses espectros é possível pensar numa outra condição para selecionar o isótopo de interesse, fazendo uma janela nos picos que aparecem e aceitando os eventos que estejam dentro desta janela. Através da análise dos telescópios de silício, obtém-se duas condições suplementares, além das condições tempo de voo e limitação do feixe incidente sobre o alvo: um con-

torno na matriz $\Delta E - E$ e uma janela em tempo que corresponde ao Mg que tocou o telescópio.

A condição relacionada aos telescópios de silício é o contorno na matriz de energia $\Delta E - E$. Para selecionar só o isótopo de Mg de interesse, foi traçado um contorno sobre o espectro "singles" ($\Delta E, E$), impondo-se assim, uma quarta condição sobre os parâmetros ΔE e E . O fechamento do contorno em baixo à direita não é muito precisa, pois fecha-se o contorno onde não tem mais eventos. Realmente, os eventos de alta energia são absolutamente aceitos, mesmo se correspondem ao Mg espalhado elasticamente ou radiação de fundo. Este evento será eliminado com a análise dos detetores de iodeto de sódio.

Outro problema que aparece na análise dos espectros dos telescópios são os eventos do isótopo de Mg de interesse que aparecem fora do contorno, seja em coincidência seja nos "singles". Os que tem energia E e perda de energia ΔE maiores que os eventos nos contornos são devido ao fenômeno de "pile up" ou empilhamento que é observado principalmente no telescópio 3 e pode ser explicado como sendo a detecção "simultânea" de duas partículas. Isto resulta num empilhamento dos sinais, resultando num sinal de energia maior do que a máxima prevista e acontece quando a taxa de contagem é muito elevada. Para os eventos que estão abaixo do contorno, pode-se pensar no fenômeno de "channeling", onde partículas atravessam o semicondutor praticamente sem perder energia ou pode-se atribuir a uma má coleção de carga. A proporção dos eventos não inclusos no contorno deve ser a mesma para a coincidência e para os eventos "singles". Se a experiência tivesse sido feita com apenas um telescópio, a correção devido a estes dois comportamentos não seria necessária, pois o número de partículas em coincidência e o número de partículas incidentes teriam o mesmo fator de correção, já que seriam multiplicados pelo mesmo fator e não traria nenhuma alteração ao valor de seção de choque calculada com a equação 2.2. Nas figuras 2.10, são mostrados alguns exemplos destes fenômenos.

Para levar em conta estes eventos que não estão incluídos no contorno, foi calculado um fator de correção, que, como foi explicado acima, será usado tanto para os eventos "singles" como para os eventos coincidências. Fazendo a hipótese de que todos os constituintes do feixe sofrem estes efeitos e, uma vez que é uma característica do detector e dependem do número de eventos de cada um, esta correção é a mesma para todos eles e é dada pela expressão:

Figura 2.10: Matrizes $\Delta E - E$ "singles" dos telescópios 1 (esquerda) e 3 (direita), onde são mostrados os fenômenos de empilhamento e má coleção

$$N_{tot} = \alpha \cdot N_{Mg} + \alpha \cdot N_{cont} \implies \alpha = \frac{N_{tot}}{N_{Mg} + N_{cont}} \quad (2.13)$$

onde:

N_{tot} é o número de eventos total dentro do espectro $\Delta E - E$;

N_{Mg} é o número de eventos compreendidos dentro do contorno referente ao Mg.

N_{cont} é o número de eventos que representam os possíveis contaminantes detectados no telescópio em seus respectivos contornos.

O número de partículas incidentes (N_{inc}) (equação 2.14) é dado pela soma das contribuições dos três telescópios e cada contribuição vai ser corrigida de um fator de correção diferente, mostrando que uma simplificação não é possível, já que cada telescópio vai ter um comportamento distinto.

$$N_{inc} = N_{Mg}(1) \cdot \alpha_1 \cdot D_1 + N_{Mg}(2) \cdot \alpha_2 \cdot D_2 + N_{Mg}(3) \cdot \alpha_3 \cdot D_3 \quad (2.14)$$

onde α_i é o fator de correção definido pela equação 2.13, D_i é o fator constante que divide o número de eventos adquiridos e $N_{Mg}(i)$ é o número de eventos no contorno referente ao Mg, sendo i o índice referente ao telescópio. As incertezas estatísticas em $N_{Mg}(i)$ e α_i resultam em erros relativos muito pequenos devido a boa estatística nestes números. Porém, há uma incerteza

na definição do contorno que resulta num erro em N_{Mg} e α_i . Estimamos o erro máximo em N_{inc} da ordem de 6%, fazendo contornos diversos para o mesmo isótopo.

Os valores destas correções são apresentados na tabela 2.6.

Reação	α_1	α_2	α_3
$^{24}Mg + ^{12}C$	1,0	1,25	1,054
$^{30}Mg + ^{12}C$	1,0	1,25	1,057
$^{32}Mg + ^{12}C$	1,0	1,36	1,140
$^{24}Mg + ^{208}Pb$	1,21	1,178	1,058
$^{30}Mg + ^{208}Pb$	1,10	1,137	1,055
$^{32}Mg + ^{208}Pb$	1,17	1,137	1,179

Tabela 2.6: Valores calculados para as correções α de cada telescópio.

Com isso tudo, pode-se começar apresentar os resultados obtidos para os isótopos analisados. Parte-se, então, para a segunda parte deste capítulo, a apresentação dos resultados.

2.2 Apresentação dos resultados.

Nesta parte, apresentam-se os resultados experimentais obtidos pela análise dos dados da experiência E247, realizada no Laboratório Ganil. Aqui, novamente, vai ser feita uma nova divisão na apresentação dos resultados, passo a passo, até obter-se o valor do parâmetro S_{exp} para cada um dos isótopos. Esta divisão obedece a ordem apresentada a seguir:

Para uma dada reação,

- * apresentam-se, primeiramente, os resultados para N_{inc} e para N_{alvo} .
- * em seguida, os resultados para N_{coinc} , mostrando como foi obtido o tempo de cada detector NaI e a maneira como foram analisados os espectros em energia dos mesmos.
- * e por último, mostra-se como foi obtido o parâmetro S_{exp} dado pela equação 2.2. Ao fim, será mostrado como foi estimado o erro em cada parâmetro da equação 2.2 e, conseqüentemente, o erro para o parâmetro S_{exp} .

2.2.1 ^{24}Mg

Começou-se a análise pelo isótopo que serviria de teste para o método de análise, uma vez que é um isótopo que já foi bem estudado e suas propriedades são bem conhecidas, entre eles a igualdade entre a deformação de prótons e nêutrons. Estamos interessados exatamente em obter os parâmetros de deformação de prótons e nêutrons para os isótopos ricos em nêutrons ^{30}Mg e ^{32}Mg , objetos de estudo desta tese

2.2.1.a $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

a) Cálculo do número de partículas no feixe incidente, N_{inc}

Na figura 2.11, é possível observar o espectro $T_{v\ddot{o}o} - \Delta E$ (sem condições) do telescópio 3, onde a mancha mais intensa refere-se ao ^{24}Mg . Deste espectro, tirou-se a faixa, em tempo de voo, que corresponde ao ^{24}Mg que consta da tabela 2.2, a saber ³,

$$T_{min} < T_{v\ddot{o}o}(^{24}\text{Mg}) < T_{maz} \longrightarrow 1580. < T_{v\ddot{o}o}(^{24}\text{Mg}) < 1840. \quad (2.15)$$

Figura 2.11: Matriz tempo de voo - ΔE (tel. 3) - ^{24}Mg (sem condição).

Sabendo-se ainda que a limitação do feixe na câmara de arrasto antes do alvo é dado por,

$$1840. < x(\text{canal}) < 2890 \quad (2.16)$$

³Valores dados em canais

$$2000. < y(\text{canal}) < 2430. \quad (2.17)$$

Determinou-se, então, o tempo que corresponde a esta partícula que tocou o telescópio. Este tempo é determinado observando-se os espectros como os que são mostrados nas figuras 2.8 e 2.9. Para os telescópios 2 e 3, os valores correspondentes aos bons intervalos são:

1) Tempo do telescópio 2.

$$630. < t\Delta E_{si2}(\text{canal}) < 637. \quad (2.18)$$

$$656. < tE_{si2}(\text{canal}) < 665. \quad (2.19)$$

2) Tempo do telescópio 3.

$$808. < t\Delta E_{si3}(\text{canal}) < 820. \quad (2.20)$$

$$717. < tE_{si3}(\text{canal}) < 728. \quad (2.21)$$

Utilizando as condições apresentadas, foi possível obter as matrizes ΔE - E , observadas na figura 2.12 onde são identificados os isótopos de ^{24}Mg .

Figura 2.12: Matrizes ΔE - E (telescópios 2 e 3) para a reação $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ com os contornos utilizados para calcular o número de partículas incidentes

Lembrando o que foi dito na seção 2.1.3, para o alvo de ^{12}C , a maior parte dos eventos estão concentrados nos telescópios 2 e 3 e por esta razão, mostra-se, na figura 2.12, os telescópios 2 e 3.

Considerando todas estas 4 condições e fazendo a projeção em E e integrando, obtém-se para o telescópio 3: ⁴

$$* N_{Mg}(3) = 534.991 \text{ partículas.}$$

Para o telescópio 2, obtém para $N_{Mg}(2)$:

$$* N_{Mg}(2) = 74.184 \text{ partículas.}$$

No telescópio 1, devido a pouca estatística, não é observada esta perda por má coleção de carga e, por isso, $\alpha_1 = 1$. Também devido a esta baixa estatística, que não chega a 1% do telescópio 2, este telescópio não é considerado para o cálculo de N_{inc} .

Utilizando-se os valores de α mostrado na sessão 2.1.3 e de posse destes valores, pode-se, então, calcular o número de partículas incidente, N_{inc} , através da equação 2.14. Obtém-se então:

$$N_{inc} = N_{Mg}(2) \cdot D_2 \cdot 1,25 + N_{Mg}(3) \cdot D_3 \cdot 1,054 \quad (2.22)$$

$$N_{inc} = 5,6667 \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.23)$$

onde:

D_2 é a divisão para o telescópio 2 e vale 3.

D_3 é a divisão para o telescópio 3 e vale 100.

Determinado N_{inc} para a reação com ^{12}C , pode-se passar para o cálculo de N_{alvo} , que será mostrado a seguir.

b) Cálculo do número de átomos no alvo por cm^2 , N_{alvo}

No cálculo desta grandeza, é necessário conhecer a espessura do alvo e, se for o caso, qual o valor do ângulo correspondente a rotação do mesmo em relação ao feixe incidente como mostra a figura 1.12 do primeiro capítulo.

Para o alvo de ^{12}C , a espessura fornecida ($e_{nominal}$) para o alvo é de $80,0 \text{ mg/cm}^2$, a espessura experimental medida é $82,80 \text{ mg/cm}^2$ e o ângulo

⁴ Analisando todos os runs referentes a $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, que são um total de 5, somando um tempo de aquisição de 5 horas

de rotação (θ) com relação à normal ao feixe incidente é de 24,6 graus. A espessura total (e_{total}), então, vai ser dada por,

$$e_{total} = \frac{e_{exp}}{\cos(\theta)} \rightarrow e_{total} = 91,1 \text{ mg/cm}^2 \quad (2.24)$$

Para saber qual é o número de átomos nesta amostra, sabe-se que:

$$N_{alvo} = \frac{e_{total}(\text{g/cm}^2) * N_{Avogadro}(\text{átomos})}{M_{isótopo}(\text{g})}, \quad (2.25)$$

ou seja,

$$N_{alvo} = 4,56 \cdot 10^{21} \text{ partículas/cm}^2 \quad (2.26)$$

O valor nominal da espessura do alvo vai ser utilizada para calcular a incerteza de N_{alvo} , como será mostrado mais adiante, sendo utilizado as equações 2.24 e 2.25.

Com este valor calculado, tem-se, então, determinado agora, N_{inc} e N_{alvo} , e faltam apenas 2 termos a serem determinados, os 2 relacionados com os detectores de iodeto de sódio: a eficiência de detecção da cada detetor, que é mostrado no apêndice B, e o número de fótons detectados nos detectores NaI em coincidência com as partículas detectadas nos detectores de silício, N_{coinc} , determinados a partir dos espectros em energia obtidos dos NaI.

2.2.1.b $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Todo o procedimento adotado anteriormente na análise de $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ vai ser utilizado para esta reação.

a) Cálculo do número de partículas incidentes, N_{inc}

O primeiro deles é o tempo de voo. O intervalo de tempo de voo adotado para esta reação é o mesmo que o utilizado para $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, já que esta condição é obtida em tomadas de dados em que não está presente o alvo.

A condição de limitação da câmara de arrasto antes do alvo é dada pelos limites mostrados a seguir,

$$1800.(\text{canal}) < x < 2800.(\text{canal}) \quad (2.27)$$

$$2000.(\text{canal}) < y < 2350.(\text{canal}) \quad (2.28)$$

também apresentados na figura 2.13.

Figura 2.13: A imagem do perfil do feixe de ^{24}Mg vista pela câmara de arrasto antes do alvo.

Precisa-se determinar os tempo dos telescópios 1, 2 e 3. Para isso, observou-se os espectros de tempo dos telescópios e obteve-se os seguintes intervalos em tempo.

1) Tempo do telescópio 1.

$$995. < t\Delta E_{Si1}(\text{canal}) < 1012. \quad (2.29)$$

$$975. < tE_{Si1}(\text{canal}) < 990. \quad (2.30)$$

2) Tempo do telescópio 2.

$$630. < t\Delta E_{Si2}(\text{canal}) < 643. \quad (2.31)$$

$$655. < tE_{Si2}(\text{canal}) < 670. \quad (2.32)$$

3) Tempo do telescópio 3.

$$808. < t\Delta E_{Si3}(\text{canal}) < 820. \quad (2.33)$$

$$717. < tE_{Si3}(\text{canal}) < 728. \quad (2.34)$$

Com estas 3 condições, é então possível obter as matrizes $\Delta E - E$ onde são traçados os contornos correspondentes ao ^{24}Mg , utilizados para o cálculo de N_{inc} e N_{coinc} . Nas figuras 2.14 e 2.15 são mostradas estas matrizes e os seus respectivos contornos.

Figura 2.14: Matriz $\Delta E - E$, telescópio 1, com o contorno que inclui o ^{24}Mg para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Figura 2.15: Matrizes $\Delta E - E$, telescópios 2 e 3, com os seus respectivos contornos, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Observando os espectros $\Delta E - E$ e $\Delta E - T_{v\acute{o}o}$, vê-se que nos espectros referentes ao telescópios 2 e 3 tem contaminantes, o que não é observado no telescópio 1. Então as contagens fora do contorno do ^{24}Mg são devido ao empilhamento ("pile-up", ΔE e E maior que do contorno) e à má coleção (ΔE e E menor que no contorno) dos eventos de ^{24}Mg no detector 1 e N_{tel1} é simplesmente dado pelo número total de contagens no espectro. Já para os telescópios 2 e 3, leva-se em conta os eventos contidos dentro do contorno referente ao ^{24}Mg , corrigido com o valor da correção α de cada telescópio, respectivamente. Já os valores de N_{coinc} , condicionado pelo contorno de um dado telescópio, deve ser multiplicado pelo parâmetro α referente a este telescópio.

Sabendo que para o telescópio 1 é considerado que tudo dentro do seu espectro é ^{24}Mg e analisando as 10 horas de tomadas de dados, obtém-se o seguinte valor N_{tel1} :

$$* N_{tel1} = 1,832 \cdot 10^6 \text{ partículas.}$$

Na figura 2.15.a, observa-se o telescópio 2 e o contorno respectivo ao ^{24}Mg , e através deste contorno, é possível obter para $N_{Mg}(2)$ o seguinte valor:

$$* N_{Mg}(2) = 1,3382 \cdot 10^6 \text{ partículas.}$$

No caso do telescópio 3, apresenta-se, na figura 2.15.b, o contorno utilizado para calcular $N_{Mg}(3)$. Consegue-se, projetando este contorno em E ,

$$* N_{Mg}(3) = 7,0572 \cdot 10^5 \text{ partículas.}$$

Pode-se calcular o valor de N_{inc} , como sendo a soma das contagens nos 3 telescópios incluindo eventos de empilhamento e de má coleção, como mostra a equação 2.14,

$$N_{inc} = N_{tel1} \cdot 1 + N_{Mg}(2) \cdot 10 \cdot 1,178 + N_{Mg}(3) \cdot 100 \cdot 1,058 \quad (2.35)$$

$$N_{inc} = 9,2646 \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.36)$$

b) Cálculo do número de átomos no alvo por cm^2 , N_{alvo}

Para o alvo de ^{208}Pb , a espessura nominal é de 220 mg/cm^2 , sendo a espessura experimental, medida, 206 mg/cm^2 . Para esta reação o porta-alvo não é rotacionado, ou seja, o alvo ficou perpendicular ao feixe e o ângulo

de rotação é zero graus. Com todas estas informações foi possível, então, calcular N_{alvo} , de acordo com a equação 2.25, como apresentado a seguir. Vale ressaltar que é o valor experimental que é utilizado no cálculo de N_{alvo} .

$$N_{alvo} = 5,96 \cdot 10^{20} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.37)$$

A diferença entre o valor de N_{alvo} calculado com a espessura experimental e o valor de N_{alvo} calculado com a espessura nominal, dividida por dois, é definida como sendo a incerteza no valor de N_{alvo} . Então,

$$N_{alvo} \pm \sigma_{N_{alvo}} = (5,96 \pm 0,20) \cdot 10^{20} \text{ átomo/cm}^2 \quad (2.38)$$

Se estimarmos a incerteza na perda de energia $\frac{dE}{dx}$ da ordem de 10%, o erro na espessura seria da mesma ordem de grandeza do acima mencionado.

2.2.1.c Cálculo do número de fótons detectados nos detectores NaI(Tl) em coincidência com as partículas detectadas nos detectores de silício, N_{coinc}

Todas as condições anteriormente mostradas para selecionar os eventos com o isótopo de interesse incidindo sobre o alvo serão utilizadas (tempo de voo, limitação da câmara antes do alvo, contornos na matriz $\Delta E - E$ e tempo de chegada no telescópio). Para limpar os espectros de energia dos raios γ foram observados os espectros em tempo de cada NaI e obtido uma quinta condição que ajudará a eliminar a contribuição do fundo. Ressalta-se aqui que os eventos aqui analisados já passaram por uma primeira seleção, uma seleção através da configuração MDR e, desta maneira, já estaremos analisando os eventos em coincidência, mesmo que não correspondam a somente coincidências entre fóton e Mg, mas sim a coincidências entre um fóton e qualquer partícula que tocou um dos telescópios.

Com o intuito de limpar os eventos em coincidência para eventos que só correspondam a coincidência fóton emitido e Mg, algumas considerações são feitas. Num primeiro tempo, mostra-se como é obtida esta condição em tempo e os valores obtidos para cada detector de iodeto de sódio. Com esta última condição, será mostrado como são construídos os espectros e como é feita a correção Doppler nesses espectros. E por último, mostra-se como foram analisados estes espectros para a obtenção de N_{coinc} .

Figura 2.16: Espectros característicos em tempo para um dado detector NaI: A) Espectro bruto, sem nenhum condicionamento; B) Espectro condicionado com telescópio 3 e; C) Espectro condicionado com o telescópio 2.

O tempo do detector NaI é uma medida entre o sinal TR e o sinal tempo do detector NaI. Como este sinal da TR só é aberto quando um sinal de um dos 3 telescópios chega na aquisição, esta medida de tempo é uma medida que ajudará a selecionar ainda mais os eventos em coincidência referentes ao Mg. Na verdade, este parâmetro t_{nai} pode ser interpretado como sendo um retardo entre o sinal proveniente do cintilador e aquele proveniente do telescópio. Na figura 2.16, são mostrados 3 espectros típicos para o tempo dos detectores NaI, o primeiro deles é o espectro bruto, sem nenhum dos 4 condicionamentos mostrados anteriormente, o segundo é referente ao telescópio 3⁵ e o terceiro é referente ao telescópio 2, com os 4 condicionamentos.

Observa-se, num primeiro tempo, que no espectro bruto é possível distinguir um pico largo em meio ao fundo. Quando condiciona-se os espectros, observa-se que os picos ficam mais finos, mais visíveis e, com isso, fica possível determinar o tempo respectivo a este pico, com uma boa precisão. O pico no espectro tempo corresponde a coincidências reais, enquanto o fundo é devido

⁵Condicionado, além do tempo de voo e limitação da dimensão do feixe pela câmara antes do alvo, pelo contorno de identificação do telescópio 3 e tempo do telescópio 3

à coincidências acidentais. No caso do espectro B (telescópio 3), é necessário sempre tomar algumas precauções, uma vez que o fundo deste espectro é alto e fica difícil determinar os limites do pico. Por este motivo, o intervalo determinado para cada pico não é largo, exatamente para não pegar partículas do fundo que só contribuirão para poluir o espectro em energia. Na tabela 2.7, são mostrados os intervalos em tempo, correspondentes aos picos no espectro de tempo, para cada NaI, condicionados pelos telescópios 2 ou 3, respectivamente.

Nota-se nesta tabela 2.7 que não estão presentes os detetores 2, 5, 10, 12 e 13. Quando apresentou-se o dispositivo experimental, foi dito que tinha 14 detetores NaI, sete posicionados na parte superior da câmara, com relação ao feixe, e sete posicionados abaixo desta câmara. Destes quatorze, dois (10 e 12) não funcionaram na época da experiência. Na hora da análise, durante a calibração destes detetores, observou-se que os detetores 2, 5 e 13 não tinham uma boa resolução e seus ganhos variavam muito no decorrer do tempo (entre um "run" e outro). Por estes motivos, eles não foram usados na análise para a construção do espectro de raios γ e a obtenção de $N_{coinc.}$

Com todos os condicionamentos determinados, é possível voltar a atenção aos espectros de raios γ . Um primeiro passo é a calibração em energia com a utilização de fontes de raios γ com energias bem conhecidas, tais como ^{22}Na , ^{60}Co e Am-Be.

- o ^{22}Na decaie por β^+ em ^{22}Ne excitado: o pósitron emitido aniquila-se com um elétron e o ^{22}Ne desexcita-se, emitindo um fóton de 1,274 MeV;
- o ^{60}Co decaie por β^- , transformando-se em ^{60}Ni , que desexcita-se emitindo 2 fótons em cascata, 1,17 MeV e 1,33 MeV;
- na fonte de Amerício-Berílio, a partícula α emitida pelo ^{241}Am reage com o ^9Be , formando ^{12}C e um nêutron. O ^{12}C , desexcita-se, emitindo um fóton de 4,44 MeV. Este fóton de energia elevada interage com o cristal também através da criação de par $e^- - e^+$.

Ainda para a calibração em energia, foram considerados os picos bem evidentes vindos do fundo, ^{40}K e ^{208}Pb (produto do decaimento do ^{208}Tl), ambos provenientes do concreto com o qual foi construída a sala experimental.

Na calibração em energia, é considerado a posição do centróide do fotopico, em canal, como sendo o valor da energia e com isso, obtém-se vários pontos (canal, energia) e assim é possível estabelecer uma reta de calibração, onde a relação canal - energia é estabelecida.

NaI	Tempo NaI - tel. 2		Tempo NaI - tel. 3	
	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)
1	1148.	1248.	1164.	1254.
3	1132.	1232.	1179.	1269.
4	1132.	1232.	1148.	1238.
6	1149.	1249.	1163.	1253.
7	1117.	1217.	1148.	1238.
8	955.	1055.	964.	1054.
9	1021.	1121.	1067.	1157.
11	955.	1055.	986.	1076.
14	940.	1040.	986.	1076.

Tabela 2.7: Intervalos em tempo de coincidências reais dos espectros de tempo de cada detector NaI, condicionados respectivamente pelo telescópio 2 ou pelo telescópio 3, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Fundamental para a análise do espectro em energia é a correção Doppler, pois devido ao núcleo poder emitir o fóton em movimento ou parado, a energia do fóton é alterada e o fotopico alargado. A correção equivale a fazer a transformação da energia do sistema de laboratório (ou sistema do alvo) para o sistema do projétil em voo, que é dada por :

$$E_{\gamma, \text{proj}} = \frac{1 - \frac{\nu}{c} \cdot \cos(\theta_{\text{Doppler}})}{\sqrt{1 - (\frac{\nu}{c})^2}} \cdot E_{\gamma, \text{lab}} \quad (2.39)$$

com: ν é a velocidade do projétil, c é a velocidade da luz e θ_{Doppler} é o ângulo formado entre a direção do fóton emitido e a do isótopo espalhado. A relação $\frac{\nu}{c}$ é de 0.283, se considera-se a energia do Mg como sendo de 32 MeV/núcleon, energia média do isótopo no meio do alvo. O termo $\cos(\theta_{\text{Doppler}})$ é dado por uma combinação dos ângulos θ_{NaI} , ϕ_{NaI} , θ_{CD} e ϕ_{CD} ⁶, como mostra a equação a seguir

$$\begin{aligned} \cos(\theta_{\text{Doppler}}) = & \cos(\theta_{\text{CD}}) \cdot \cos(\theta_{\text{NaI}}) + \sin(\theta_{\text{CD}}) \cdot \cos(\phi_{\text{CD}}) \cdot \sin(\theta_{\text{NaI}}) \\ & \cdot \cos(\phi_{\text{NaI}}) + \sin(\theta_{\text{CD}}) \cdot \sin(\phi_{\text{CD}}) \cdot \sin(\theta_{\text{NaI}}) \cdot \sin(\phi_{\text{NaI}}) \end{aligned} \quad (2.40)$$

Estes ângulos são determinados para cada evento e a correção é calculada evento por evento.

⁶Estes últimos são obtidos através das câmaras de arrasto.

Supondo-se que a origem do sistema de coordenadas está centrado no alvo e que o fóton emitido toca o centro de cada cintilador, foi possível calcular os ângulos θ e ϕ de cada um dos detetores NaI, já que são conhecidas as distâncias entre o alvo e os detetores e as dimensões dos mesmos. Estas suposições introduzem uma incerteza nos ângulos de, aproximadamente, $\sim 20\%$, que introduzem uma incerteza de $\sim 6\%$ no $\cos(\theta_{Doppler})$. Estes ângulos serão usados para o cálculo de $\theta_{Doppler}$, juntamente com os ângulos θ_{CD} e ϕ_{CD} das partículas espalhadas e dados pelas câmaras de arrasto, como foi mostrado anteriormente. Na tabela 2.8, estão listados os ângulos θ e ϕ , em radianos, referentes aos detetores NaI.

NaI	1	3	4	6	7	8	9	11	14
θ_{NaI}	1,42	1,35	1,67	1,76	1,28	1,64	1,20	2,05	1,24
ϕ_{NaI}	4,66	4,28	4,31	5,06	5,06	1,59	1,60	1,95	1,20

Tabela 2.8: Os ângulos θ_{NaI} e ϕ_{NaI} , em radianos, referentes aos detetores NaI.

Com estes ângulos, a correção é feita em cada espectro condicionado por um dado telescópio, evento por evento, e através disso, é possível obter os espectros que vão ser analisados a seguir.

Na figura 2.17, são mostrados os espectros para alguns detetores, condicionados pelo telescópio 3. Sabendo que o primeiro estado excitado 2^+ do ^{24}Mg é a 1,3682 MeV, observa-se claramente, nesses espectros, o fotopico correspondente a este estado.

Para a analisar os espectros em energia obtidos com os condicionamentos explicados até aqui, foi elaborado um método que será utilizado no decorrer da análise dos outros isótopos e que consiste em construir, para cada detetor NaI, 2 espectros em energia, corrigidos do efeito Doppler (equação 2.39) só que um deles será condicionado com o intervalo de tempo NaI apresentado na tabela 2.7, e o segundo deles será condicionado por uma janela em tempo NaI, com a mesma largura da primeira, mas deslocada do pico central para a direita, com fótons acidentais do fundo. Um exemplo destes 2 espectros, para um dado NaI, é mostrado na figura 2.18.

Uma importante observação deve ser feita aqui sobre a razão de se analisar cada detetor NaI separadamente e não um espectro soma, com todos os NaI. Existem 2 motivos interligados para que a soma de todos os detetores não seja utilizada, sendo eles: ganhos um pouco diferentes para cada NaI e a

Figura 2.17: Espectros de raios γ de alguns detetores NaI, condicionados pelo telescópio 3 e corrigidos pelo efeito Doppler, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

diferença de resolução. Observou-se, durante a experiência, que o ganho dos detetores, apesar de, inicialmente, serem ajustados para serem iguais, variou entre os detetores. Esta diferença de ganho poderia ser resolvida com um deslocamento do pico, fazendo com que o pico de interesse caísse sempre no mesmo canal. Mas, para que esta técnica, muito utilizada em espectroscopia gama, fosse eficaz, a resolução de todos os detetores deveria ser, aproximadamente, igual. Observando-se, porém, os valores destas resoluções (apêndice D), nota-se que elas, no geral, variam para uma dada energia (entre 6% a 10%) e isso só contribuiria para aumentar a indefinição na determinação da região do pico e acarretando uma incerteza maior para a determinação de N_{coinc} .

Nos espectros mostrados na figura 2.18, são definidas e apresentadas 4 regiões diferentes que vão contribuir para o cálculo de N_{coinc} , já que, para um dado detetor,

$$N_{coinc}(i) = [(N_{boa}(pico) - N_{má}(pico)) - (N_{boa}(fundo) - N_{má}(fundo))] \cdot \alpha_i \quad (2.41)$$

Figura 2.18: Espectros de raios γ condicionados respectivamente com coincidências reais (acima) e com coincidências acidentais (abaixo), para o telescópio 3, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

onde:

* α_i é o fator de correção do telescópio i , que condiciona o espectro de raios γ com o seu contorno sobre o isótopo de Mg de interesse. A perda de eventos fora do contorno deve ser corrigido nos espectros "singles", mas também nos espectros de coincidência Mg - γ .

* $N_{\text{boa}}(\text{pico})$ é o número de contagens provenientes da região A, que compreende o pico de interesse, correspondente a desexcitação γ do Mg do primeiro estado 2_1^+ em direção ao estado 0^+ .

É importante, então, ter uma boa determinação dos limites desta região e analisar um detetor de cada vez é a melhor condição para a determinação destes limites. Para se ter uma idéia do valor do limite inferior pode-se ainda utilizar as fórmulas do efeito Compton. A energia do elétron de récuo é :

$$E_{e^-} = h\nu \cdot \left[\frac{(h\nu/m_0c^2)(1 - \cos \theta)}{1 + (h\nu/m_0c^2) \cdot (1 - \cos \theta)} \right] \quad (2.42)$$

com $(h\nu)$ sendo a energia do fóton de interesse, (m_0c^2) é a energia de repouso do elétron que é espalhado e θ é o ângulo entre o fóton incidente e o fóton espalhado. Lembrando-se que são os elétrons espalhados que convertem a sua energia em luz no cristal do NaI, o plateau Compton é a distribuição da energia E_c dos elétrons, que vai a zero ($\theta=0$) até uma energia máxima ($\theta = \pi$) localizado à :

$$h\nu \left(\frac{2h\nu/m_0c^2}{1 + 2h\nu/m_0c^2} \right) \quad (2.43)$$

Figura 2.19: Espectro de energia ideal dos elétrons espalhados no efeito Compton de fótons de energia $h\nu$.

Esta expressão pode ajudar para avaliar o limite inferior do fotopico no espectro de raios γ .

* $N_{má}(\text{pico})$ é o número de contagens na mesma região A, no espectro condicionado com uma "má" janela em tempo, fora do pico de coincidências reais, o chamado espectro de fótons acidentais. Este valor leva em conta a contribuição de fótons acidentais que estão presentes no pico de interesse.

* $N_{boa}(\text{fundo})$ é o número de partículas no fundo provenientes do platô Compton de possíveis picos de maiores energias. Este valor é estimado usando a mesma largura do pico da região A, só que deslocando-a à direita. É calculado no espectro condicionado com o pico de coincidências reais.

* $N_{má}(\text{fundo})$ tem os mesmos limites de $N_{boa}(\text{fundo})$, só que para o espectro condicionado por coincidências acidentais (figura 2.18).

O valor de N_{coinc} foi obtido desta maneira para cada detector NaI e seus valores são apresentados na tabela abaixo, juntamente com os valores das eficiências dos detectores NaI que, neste caso, foram medidas para a energia de $E_\gamma = 1,33$ MeV do ^{60}Co (apêndice B), por ser uma energia próxima à do fóton de interesse, $E_\gamma = 1,368$ MeV.

NaI	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel. 2)	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel.3)	$\epsilon_{NaI} \pm \sigma_{\epsilon_{NaI}}$ (10^{-3})
1	$27,5 \pm 5,2$	$85,4 \pm 9,2$	$5,65 \pm 0,17$
3	$35,0 \pm 5,9$	$73,8 \pm 8,6$	$3,84 \pm 0,14$
4	$18,8 \pm 4,3$	$44,3 \pm 6,6$	$4,41 \pm 0,16$
6	$22,4 \pm 4,7$	$56,9 \pm 7,5$	$4,85 \pm 0,12$
7	$33,7 \pm 5,8$	$68,5 \pm 8,3$	$4,86 \pm 0,13$
8	$26,2 \pm 5,1$	$75,9 \pm 8,7$	$6,09 \pm 0,17$
9	$31,2 \pm 5,6$	$82,2 \pm 9,1$	$4,50 \pm 0,10$
11	$26,2 \pm 5,1$	$56,9 \pm 7,5$	$4,75 \pm 0,16$
14	$25,0 \pm 5,0$	$71,7 \pm 8,5$	$4,44 \pm 0,14$

Tabela 2.9: Valores de N_{coinc} para todos os detectores NaI, para os telescópios 2 e 3 e as eficiências que vão ser utilizadas nos cálculos do parâmetro S_{exp} , para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Ainda na tabela 2.9, estão apresentados os erros de N_{coinc} , calculados propagando os erros estatísticos de cada um dos 4 termos que nele aparecem. Já o cálculo dos erros das eficiências foi mostrado no apêndice B, onde tudo o que foi feito em relação a eficiência dos detectores NaI é apresentado.

II. $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Aqui, mostra-se a análise feita para calcular o valor de N_{coinc} , de acordo com o procedimento minuciosamente explicado quando mostrada a análise para $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Deve-se lembrar, primeiramente, que para esta reação, a cinemática é diferente do caso anterior, ou seja, a maior parte dos eventos estão concentradas nos telescópios 1 e 2. Apresentam-se, então, os resultados obtidos só para estes 2 telescópios.

Na tabela 2.10, são mostrados os valores dos intervalos de tempo dos detectores NaI condicionados pelos telescópios 1 ou 2, respectivamente. Estes valores são dados em canais e representam os limites do pico que aparecem

nos espectros em tempo, quando condicionado com: tempo de voo, câmara de arrasto antes do alvo e contorno obtido na matriz $\Delta E - E$, referente ao ^{24}Mg dos telescópios 1 ou 2, respectivamente.

NaI	Tempo NaI - tel. 1		Tempo NaI - tel. 2	
	$T_{\min}$ (canal)	$T_{\max}$ (canal)	$T_{\min}$ (canal)	$T_{\max}$ (canal)
1	1100.	1200.	1200.	1240.
3	1110.	1210.	1140.	1260.
4	1080.	1180.	1120.	1240.
6	1100.	1200.	1130.	1250.
7	1070.	1170.	1120.	1240.
8	910.	1010.	930.	1050.
9	1000.	1100.	1020.	1140.
11	910.	1100.	950.	1070.
14	920.	1020.	950.	1070.

Tabela 2.10: Intervalos em tempo, de coincidências reais dos espectros de tempo de cada detector NaI, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Resolvida a questão do tempo NaI, partiu-se para análise dos espectros em energia dos raios γ , como foi feito para $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, considerando-se os 2 espectros, eventos de interesse e acidentais, e analisando-se as 4 regiões delimitadas, que dão origem à: $N_{boa}(\text{pico})$, $N_{boa}(\text{fundo})$, $N_{má}(\text{pico})$ e $N_{má}(\text{fundo})$. Alguns destes espectros são mostrados na figura 2.20, lembrando-se que a correção Doppler aplicada foi obtida utilizando-se as equações 2.39 e 2.40. Os ângulos θ_{NaI} e ϕ_{NaI} foram os mesmos que são tabelados em 2.8. Obteve-se, assim, os resultados para N_{coinc} individual que são mostrados na tabela 2.11

Nos espectros de coincidência real de raios γ , pode-se observar claramente o fotopico correspondente à transição $2^+ \rightarrow 0^+$, na região energética entre 1,2 e 1,5 MeV (a energia de excitação do primeiro estado 2^+ do ^{24}Mg é 1,3683 MeV).

NaI	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel. 1)	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel.2)	$\epsilon_{NaI} \pm \sigma_{\epsilon_{NaI}}$ (10^{-3})
1	$99,2 \pm 9,9$	$11,8 \pm 3,4$	$5,54 \pm 0,16$
3	$73,8 \pm 8,6$	$25,9 \pm 5,1$	$4,28 \pm 0,11$
4	$47,2 \pm 6,9$	$14,8 \pm 4,3$	$4,62 \pm 0,15$
6	$64,1 \pm 8,0$	$11,8 \pm 3,4$	$5,07 \pm 0,15$
7	$81,1 \pm 9,0$	$17,7 \pm 4,2$	$4,92 \pm 0,15$
8	$79,9 \pm 8,9$	$20,0 \pm 4,5$	$6,04 \pm 0,15$
9	$104,1 \pm 10,2$	$25,9 \pm 5,1$	$4,52 \pm 0,15$
11	$56,7 \pm 7,5$	$18,8 \pm 4,3$	$4,62 \pm 0,15$
14	$99,2 \pm 9,9$	$28,3 \pm 5,3$	$4,95 \pm 0,15$

Tabela 2.11: Valores de N_{coinc} para todos os detectores NaI, para os telescópios 1 e 2 e as eficiências que vão ser utilizadas nos cálculos do parâmetro S_{exp} . Os valores de N_{coinc} já estão multiplicados pelas correções α_1 ou α_2 (telescópio 1 ou 2 respectivamente), que foram apresentados no cálculo de N_{inc} , para o sistema $^{24}Mg + ^{208}Pb$.

Figura 2.20: Espectros de raios γ para os detectores 3 e 6, condicionados por coincidências reais (acima) e por coincidências acidentais (abaixo), para o sistema $^{24}Mg + ^{208}Pb$.

Figura 2.21: Espectros de raios γ para alguns detetores NaI, condicionados por coincidências reais (acima) e por coincidências acidentais (abaixo), para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

2.2.1.d Cálculo do Parâmetro S_{exp}

I. $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Deve-se lembrar que o parâmetro S_{exp} foi definido da seguinte maneira:

$$S_{exp} = \frac{N_{coinc}}{N_{inc} \cdot N_{alvo} \cdot \epsilon_{NaI}} = \sigma_{2+} \cdot \epsilon_{Si}(i)$$

A seção de choque integrada da excitação inelástica obtém-se a partir de S_{exp} , dividindo-se pela eficiência global do telescópio de silício (apêndice E)

Os parâmetros necessários para sua determinação são repetidos a seguir:

$$N_{inc} \pm \sigma_{N_{inc}} = (5,6667 \pm 0,008) \cdot 10^7 \text{ partículas}, \quad (2.45)$$

$$N_{alvo} \pm \sigma_{N_{alvo}} = (4,55 \pm 0,08) \cdot 10^{21} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.46)$$

onde $\sigma_{N_{inc}}$ é dado pela propagação de erro baseada na equação 2.14, usando apenas o erro estatístico em $N_{Mg}(i)$ e α_i (equação 2.14)

A incerteza apresentada para N_{alvo} é obtida como a diferença entre o valor nominal (medido pelos fabricantes) e o valor medido experimentalmente, dividido por 2.

Com estes dois parâmetros, mais as informações que são apresentadas na tabela 2.9, foi possível calcular o parâmetro S_{exp} , definido na equação 2.2. Os resultados são apresentados a seguir.

NaI	S_{2+} (tel. 2) (mb)	S_{2+} (tel. 3) (mb)
1	18,84	58,48
3	35,36	74,55
4	16,45	38,85
6	17,95	45,41
7	26,87	54,55
8	16,68	48,22
9	26,87	70,70
11	21,39	46,37
14	21,79	62,47

Tabela 2.12: Os valores experimentais de S_{exp} obtidos, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Agora, necessita-se calcular a incerteza deste parâmetro e que será mostrada a seguir.

Propagação das incertezas.

Nesta sessão, apresenta-se a propagação das incertezas dos parâmetros que são utilizados no cálculo do parâmetro S_{exp} dada por 2.2.

De acordo com 2.2, o parâmetro S_{exp} depende de N_{inc} , N_{alvo} , N_{coinc} e ϵ_{NaI} . Os valores das incertezas de N_{inc} e N_{coinc} e de N_{alvo} foram mostrados no item anterior. Já a incerteza no valor ϵ_{NaI} é calculada no apêndice B e é tabelada em 2.9. Falta, então, calcular as incertezas individuais dos parâmetros S_{exp} (tabela 2.12).

Calculou-se a incerteza percentual, dada por:

$$\frac{\sigma_{S_{exp}}}{S_{exp}} = \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma_{N_{inc}}}{N_{inc}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{alvo}}}{N_{alvo}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{N_{coinc}}}{N_{coinc}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\epsilon_{NaI}}}{\epsilon_{NaI}}\right)^2} \quad (2.47)$$

Os valores obtidos são mostrados na tabela 2.13. Se compararmos a contribuição de cada fator ($\sigma_{N_{inc}}/N_{inc} = 0,1\%$, $\sigma_{N_{alvo}}/N_{alvo} = 2\%$, $\sigma_{\epsilon_{NaI}}/\epsilon_{NaI} = 2-3\%$ e $\sigma_{N_{coinc}}/N_{coinc} = 10-15\%$), vemos que a principal fonte de incerteza é a baixa estatística em N_{coinc} , pois as outras incertezas relativas são muito menores. Mesmo se aumentarmos de uma forma pessimista estas incertezas, como: 6% em N_{inc} , 10% em N_{alvo} , 15% em N_{coinc} (o erro estatístico em N_{coinc} é desta ordem) e 10% em ϵ_{NaI} , a incerteza em S_{exp} não sofre um aumento significativo, não passando de 20-22%.

Calculou-se, então, a média ponderada dos valores de S_{exp} , uma vez que é mais apropriado que calcular uma média simples, já que a estatística de cada detetor varia e as incertezas não são iguais. Lembrando que média ponderada e a sua incerteza, obtida através da propagação de erro, usando os erros menores, são dadas por:

$$\bar{S}_{2+} = \frac{\sum_i S_{exp}^i \cdot p_i}{\sum_i p_i} \quad (2.48)$$

$$\sigma_{\bar{S}_{2+}} = \frac{1}{\sqrt{\sum_i p_i}} \quad (2.49)$$

onde p_i é o peso de cada valor e é dado por

$$p_i = \frac{1}{\sigma_{S_{exp}}^2(i)} \quad (2.50)$$

Com a ajuda desta equações e dos valores apresentados em 2.13, obteve-se o valor de S_{exp} médio e a sua incerteza, para cada telescópio considerado:

$$\bar{S}_{2+}(tel.2) = (20,8 \pm 1,4) \text{ mb} \quad (2.51)$$

$$\bar{S}_{2+}(tel.3) = (52,7 \pm 2,2) \text{ mb} \quad (2.52)$$

No entanto, estes erros podem estar subestimados como vimos anteriormente e uma forma realista de estimar o erro é levar em consideração a dispersão observada entre os detetores NaI e calcular o erro através do desvio padrão da média dado por:

$$\sigma_{\bar{S}_{2+}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (S_i - \bar{S})^2}{n(n-1)}} \quad (2.53)$$

já que tem-se 9 medidas independentes da mesma grandeza. Utilizando ainda as médias ponderadas e o desvio padrão da média, obtivemos para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$:

$$\bar{S}_{2+}(tel.2) = (20,8 \pm 2,8) \text{ mb} \quad (2.54)$$

$$\bar{S}_{2+}(tel.3) = (52,7 \pm 4,1) \text{ mb} \quad (2.55)$$

Observa-se uma diferença significativa entre os valores das incertezas calculadas de maneiras diferentes, isto é, tem-se um erro, via desvio padrão, que é o dobro daquele obtido por propagação. Isto indica que os erros usados na propagação foram subestimados e por este motivo adotou-se calcular as incertezas dos valores médios ponderados via desvio padrão da média (equação 2.53).

NaI	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 2)	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 3)
1	$18,8 \pm 3,6$	$58,5 \pm 6,6$
3	$35,3 \pm 6,1$	$74,5 \pm 9,2$
4	$16,4 \pm 3,8$	$38,8 \pm 6,0$
6	$17,9 \pm 3,8$	$45,4 \pm 6,2$
7	$26,9 \pm 4,7$	$54,5 \pm 6,8$
8	$16,7 \pm 3,3$	$48,2 \pm 5,7$
9	$26,9 \pm 4,9$	$70,7 \pm 8,0$
11	$21,4 \pm 4,2$	$46,4 \pm 6,4$
14	$21,8 \pm 4,4$	$62,5 \pm 7,7$

Tabela 2.13: Parâmetro S_{exp} e sua respectiva incerteza para o conjunto de NaI utilizados para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, usando o erro estatístico em N_{inc} .

II. $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Com os valores tabelados em 2.11, foi possível calcular os parâmetros S_{exp} , apresentadas na tabela 2.14, utilizando os valores calculados de N_{inc} e N_{alvo} , a saber:

$$N_{inc} \pm \sigma_{N_{inc}} = (9,265 \pm 0,009) \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.56)$$

$$N_{alvo} \pm \sigma_{N_{alvo}} = (5,96 \pm 0,20) \cdot 10^{20} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.57)$$

Sempre lembrando que a incerteza em N_{inc} é calculada utilizando somente os erros estatísticos de $N_{Mg}(i)$ e α_i .

NaI	S_{2+} (tel. 1) (mb)	S_{2+} (tel. 2) (mb)
1	324,3	38,5
3	312,3	109,7
4	185,0	73,9
6	229,1	42,1
7	298,4	65,0
8	239,4	60,0
9	416,9	103,8
11	218,2	73,9
14	363,0	103,4

Tabela 2.14: Valores de S_{exp} calculados para os telescópios 1 e 2, para a reação $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

O próximo passo foi, então, calcular as incertezas dos parâmetros S_{exp} de cada NaI e do valor médio obtido.

Propagação das incertezas.

Utilizando a equação 2.47 e os valores tabelados em 2.14, calculou-se a incerteza para cada S_{exp} , apresentada em 2.15.

NaI	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 1) (mb)	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 2) (mb)
1	$324,3 \pm 35,6$	$38,5 \pm 11,3$
3	$312,3 \pm 38,7$	$109,7 \pm 22,0$
4	$185,0 \pm 28,3$	$73,9 \pm 17,4$
6	$229,1 \pm 30,4$	$42,1 \pm 12,4$
7	$298,4 \pm 35,8$	$65,0 \pm 15,8$
8	$239,4 \pm 28,6$	$60,0 \pm 13,6$
9	$416,9 \pm 45,4$	$103,8 \pm 21,0$
11	$218,2 \pm 31,0$	$73,9 \pm 17,4$
14	$363,0 \pm 40,0$	$103,4 \pm 20,0$

Tabela 2.15: Valores dos parâmetros S_{exp} e suas respectivas incertezas calculadas, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Um aspecto importante a ressaltar aqui é que se uma estimativa pessimista de incerteza de 10% em N_{afec} , 15% em N_{coinc} , visto o que é observado na tabela 2.11, 10% em ϵ_{NaI} e 6% em N_{inc} foi feita, observaríamos uma incerteza de 20% no valor de S_{exp} .

Conhecendo-se os valores de S_{exp} e de sua incerteza e observando a dispersão nos valores obtidos, fez-se uso das equações 2.48 e 2.53 e calculou-se as médias ponderadas e o desvio padrão da média, referentes aos telescópios 1 e 2, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$:

$$\bar{S}_{2+}(tel.1) = (267,6 \pm 26,1) \text{ mb} \quad (2.58)$$

$$\bar{S}_{2+}(tel.2) = (63,8 \pm 9,6) \text{ mb} \quad (2.59)$$

2.2.2 ^{30}Mg

Foi o segundo isótopo a ser analisado, cuja energia do primeiro estado excitado 2^+ é 1,482 MeV. Seguindo a metodologia de análise desenvolvida para ^{24}Mg , que utiliza 4 condicionamentos necessários para a determinação de N_{inc} e o acréscimo de mais um para a determinação de N_{coinc} , além da análise, neste último caso, detetor por detetor, de 2 espectros de raios γ , definidos por uma boa janela em tempo NaI (coincidências reais) e uma má

janela em tempo (eventos correspondentes as coincidências acidentais), foi feita a análise deste isótopo.

O feixe secundário produzido é intenso (1500 partículas/s), tanto quanto para ^{24}Mg , graças à abertura máxima das fendas presentes ao longo da linha experimental LISE III, mas as consequências imediatas deste fato são a passagem de muitos contaminantes e uma mancha muito larga na matriz ΔE - Tempo de voo (como será mostrado a seguir), se comparada com a obtida para ^{24}Mg , o que dificulta a determinação do intervalo de tempo de voo. Isto introduzirá uma incerteza na determinação de todos os condicionamentos utilizados que partem do tempo de voo.

2.2.2.a $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

a) Cálculo do número de partículas incidentes, N_{inc}

Determinou-se, em primeiro lugar, o intervalo de tempo de voo correspondente ao isótopo ^{30}Mg . Para isso, observou-se o espectro ΔE - tempo de voo que é mostrado na figura 2.22.

Observa-se que a mancha correspondente ao ^{30}Mg é mais larga, devido à abertura máxima das fendas para ter-se uma melhor transmissão do feixe secundário. Esta medida acarretou, como pode ser observado, na transmissão de contaminantes e mesmo um na mesma faixa de tempo de voo do ^{30}Mg . Analisando este espectro, obteve-se como janela de tempo de voo.

$$1405. < T_{voo}(canal) < 1805. \quad (2.60)$$

Para a câmara de arrasto antes do alvo, escolheu-se como limitação da posição do feixe na câmara de arrasto antes do alvo, os seguintes limites em x e y .

$$1682. < x(canal) < 2879. \quad (2.61)$$

$$1906. < y(canal) < 2500. \quad (2.62)$$

Os tempos obtidos para os telescópios são:

1) Tempo do telescópio 1.

$$995. < t\Delta E_{S11}(canal) < 1006. \quad (2.63)$$

$$975. < tE_{S11}(canal) < 986. \quad (2.64)$$

2) Tempo do telescópio 2.

Figura 2.22: Matriz com a qual obtém-se a identificação do isótopo ^{30}Mg .

$$628. < t\Delta E_{Si2}(\text{canal}) < 639. \quad (2.65)$$

$$646. < tE_{Si2}(\text{canal}) < 677. \quad (2.66)$$

3) Tempo do telescópio 3.

$$800. < t\Delta E_{Si3}(\text{canal}) < 820. \quad (2.67)$$

$$716. < tE_{Si3}(\text{canal}) < 730. \quad (2.68)$$

Para a determinação de N_{inc} , os 3 telescópios são analisados, pois as partículas incidentes estão presentes em todos. Nas coincidências, quando o número de eventos diminui bastante em relação ao feixe incidente, só os telescópios 2 e 3 serão analisados, porque no telescópio 1 praticamente não há coincidências, como foi observado.

No telescópio 1, onde incidem poucas partículas, como é visto na figura 2.23, obteve-se:

Figura 2.23: Matriz ΔE - E para o telescópio 1 e o respectivo contorno correspondente ao ^{30}Mg , para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

* $N_{Mg}(1) = 8727$ partículas

Analisando o telescópio 2, através da projeção do contorno referente ao ^{30}Mg em E , obtém-se:

* $N_{Mg}(2) = 35.817$ partículas.

Para o telescópio 3, obteve-se como valor para $N_{Mg}(3)$ dentro do contorno apresentado na figura 2.25:

* $N_{Mg}(3) = 498.411$ partículas.

Pode-se, a partir de agora, calcular o valor de N_{inc} , de acordo com a equação 2.14 e utilizando os valores de α mostrados na tabela 2.6

$$N_{inc} = N_{Mg}(1) \cdot 1 \cdot 1,00 + N_{Mg}(2) \cdot 10 \cdot 1,25 + N_{Mg}(3) \cdot 100 \cdot 1,057 \quad (2.69)$$

$$N_{inc} = 5,31 \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.70)$$

Figura 2.24: Matriz ΔE - E para o telescópio 2 e os contornos, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

b) Cálculo do número de átomos no alvo por cm^2 , N_{alvo}

O ângulo para o qual foi rotacionado o alvo, nesta reação, foi de 47 graus em relação ao eixo perpendicular ao do feixe, como foi mostrado no capítulo 1. Sabendo que a espessura medida é de $82,8 \text{ mg/cm}^2$, calculou-se a verdadeira espessura a qual o feixe atravessou e, em seguida, o valor de N_{alvo} , como mostrado a seguir.

$$e_{\text{total}} = \frac{e_{\text{exp}}}{\cos(\theta)} = 121,4 \text{ mg/cm}^2 \quad (2.71)$$

$$N_{\text{alvo}} = \frac{e_{\text{total}} \cdot 6,023 \cdot 10^{23}}{12} = 6,093 \cdot 10^{21} \text{ partículas/cm}^2 \quad (2.72)$$

A incerteza para este valor é calculado como foi explicado quando apresentada a reação $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$ e é dado por:

$$N_{\text{alvo}} \pm \sigma_{N_{\text{alvo}}} = (6,1 \pm 0,1) \cdot 10^{21} \text{ partículas/cm}^2 \quad (2.73)$$

Figura 2.25: Matriz para o telescópio 3 e os respectivos contornos, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

2.2.2.b $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

a) Cálculo do número de partículas incidentes, N_{inc}

Com os valores dados na equação 2.60 para o tempo de voo, obteve-se como limitação do feixe na câmara de arrasto os valores seguintes,

$$1729. < x < 2879. \quad (2.74)$$

$$1889 < y < 2485. \quad (2.75)$$

Determinados estes 2 parâmetros, partiu-se para a análise e obtenção de outros 2 parâmetros vindos dos telescópios 1, 2 e 3. O primeiro conjunto de parâmetros vem do tempo de cada um dos telescópios e são os mesmo obtidos na reação anterior, $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, mostrados nas equações 2.63, 2.64, 2.65, 2.66, 2.67 e 2.68, respectivamente.

O segundo parâmetro é um conjunto de contornos da matriz $\Delta E - E$ que serviram tanto para calcular o número de partículas incidentes, como para

condicionar os espectros de raios γ , considerando somente o contorno que contém o Mg.

Na figura 2.26, são mostrados as matrizes de cada telescópio e os seus respectivos contornos.

Na figura 2.26, referente ao telescópio 1 (em cima), observam-se 5 cortes, a saber: 3 referentes aos contaminantes que passam mesmo com os condicionamentos anteriores; 1 referente ao Mg e o último, o espectro todo. Com a projeção em E e a integração do contorno referente à ^{30}Mg , tem-se:

$$* N_{\text{Mg}}(1) = 1.311.640 \text{ partículas.}$$

Repetindo o mesmo procedimento para o telescópio 2, tem-se:

$$* N_{\text{Mg}}(2) = 1.159.800 \text{ partículas.}$$

Para o telescópio 3, obteve-se como valor para a projeção do contorno referente à ^{30}Mg , seguida de integração,

$$* N_{\text{Mg}}(3) = 834.460 \text{ partículas.}$$

Com todos estes valores calculados, é possível obter, então, o valor de N_{inc} (equação 2.14), utilizando os valores de α mostrados na tabela 2.6:

$$N_{\text{inc}} = N_{\text{Mg}}(1) \cdot \alpha_1 \cdot 1 + N_{\text{Mg}}(2) \cdot \alpha_2 \cdot 10 + N_{\text{Mg}}(3) \cdot \alpha_3 \cdot 100 \quad (2.76)$$

$$N_{\text{inc}} = 10,267 \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.77)$$

A incerteza deste valor é calculada via propagação de erros da expressão 2.14, usando somente os erros estatísticos em $N_{\text{Mg}}(i)$ e α_i :

$$N_{\text{inc}} \pm \sigma_{N_{\text{inc}}} = (10,267 \pm 0,009) \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.78)$$

b) Cálculo do número de átomos no alvo por cm^2 , N_{alvo}

A espessura experimental deste alvo de chumbo é de 206 mg/cm^2 e, através da equação 2.71 e sabendo que o ângulo de rotação usado nesta reação foi de 37 graus, calculou-se a espessura do alvo,

$$e_{\text{total}} = 257,94 \text{ mg/cm}^2 \quad (2.79)$$

E, então, utilizando a equação 2.72 e este valor de espessura total, calculou-se N_{alvo} ,

Figura 2.26: Espectros $\Delta E - E$ para os telescópios 1, 2 e 3, do sistema $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

$$N_{\text{alvo}} = 7,4654 \cdot 10^{20} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.80)$$

Como foi explicado anteriormente, a incerteza deste valor é dado pela diferença entre a espessura nominal e a experimental, dividido por dois. Deste modo, obtém-se para esta reação,

$$N_{\text{alvo}} \pm \sigma_{N_{\text{alvo}}} = (7,5 \pm 0,2) \cdot 10^{20} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.81)$$

2.2.2.c Cálculo do número de fótons detectados pelos detetores NaI em coincidência com as partículas detectadas nos detetores de silício, N_{coinc}

I. $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Os telescópios que vão ser utilizados para o condicionamento dos espectros de raios γ são os telescópios 2 ou 3, respectivamente, já que quando da análise dos eventos coincidências, eram os que continham $\sim 98\%$ dos eventos.

NaI	Tempo NaI - tel. 2		Tempo NaI - tel. 3	
	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)
1	1154.	1226.	1176.	1229.
3	1174.	1235.	1177.	1241.
4	1158.	1211.	1159.	1211.
6	1166.	1220.	1174.	1218.
7	1143.	1204.	1157.	1216.
8	971.	1030.	997.	1022.
9	1060.	1121.	1071.	1121.
11	980.	1050.	995.	1045.
14	980.	1025.	989.	1030.

Tabela 2.16: Intervalos em tempo, de coincidência verdadeira nos espectros de tempo de cada detetor NaI, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Já a estatística acumulada nas 12 horas de aquisição no telescópio 1 não é significativa e por este motivo os espectros de raios γ condicionados por este telescópio não são analisados.

Na tabela 2.16, são mostrados os intervalos em tempo dos NaI, referente a eventos em coincidência real.

Nas figuras 2.27 e 2.28, são mostrados os espectros de raios γ , condicionados pelos telescópios 2 ou 3, respectivamente e corrigidos do efeito Doppler ⁷. Observa-se nestes espectros um fotopico na região que compreende a energia do raio γ que desexcita o primeiro estado excitado 2^+ do ^{30}Mg para o estado fundamental e que vale 1,482 MeV. Desses espectros, obtém-se $N_{boa}(\text{pico})$, $N_{boa}(\text{fundo})$, $N_{má}(\text{pico})$ e $N_{má}(\text{fundo})$. O valor de N_{coinc} é calculado de acordo com a equação 2.41 e obteve-se os valores tabelados em 2.17.

⁷ Os ângulos θ_{NaI} e ϕ_{NaI} são mostrados na tabela 2.8

Figura 2.27: Espectros de raios γ , condicionado pelo telescópio 2, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Figura 2.28: Espectros de raios γ , condicionados pelos telescópios 2 ou 3, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Com os valores da tabela 2.17, foram calculados os parâmetros S_{exp} referentes a estes valores e são mostrados na tabela 2.18.

NaI	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel. 2)	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel.3)	$\epsilon_{NaI} \pm \sigma_{\epsilon_{NaI}}$ (10^{-3})
1	$23,8 \pm 4,9$	$87,7 \pm 9,4$	$5,42 \pm 0,15$
3	$10,0 \pm 3,2$	$103,6 \pm 10,2$	$3,79 \pm 0,12$
4	$6,3 \pm 2,5$	$68,7 \pm 8,3$	$4,23 \pm 0,13$
6	$27,5 \pm 5,2$	$59,2 \pm 7,7$	$4,81 \pm 0,11$
7	$0,0 \pm 0,0$	$113,1 \pm 10,6$	$4,83 \pm 0,13$
8	$25,0 \pm 5,0$	$104,6 \pm 10,2$	$5,90 \pm 0,14$
9	$15,0 \pm 3,9$	$88,8 \pm 9,4$	$4,57 \pm 0,10$
11	$8,7 \pm 3,0$	$65,5 \pm 8,1$	$4,70 \pm 0,14$
14	$7,5 \pm 2,7$	$78,2 \pm 8,8$	$4,36 \pm 0,13$

Tabela 2.17: Valores de N_{coinc} para os telescópios 2 e 3 para esta reação, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

NaI	S_{exp} (tel. 2) (mb)	S_{exp} (tel. 3) (mb)
1	13,5	49,9
3	8,1	84,3
4	4,6	50,1
6	17,6	38,0
7	0,0	72,2
8	13,1	54,7
9	10,1	59,9
11	5,7	43,0
14	5,3	55,3

Tabela 2.18: Valores de parâmetro S_{exp} para cada NaI, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

A última parte deste análise é o cálculo das incertezas destes parâmetros S_{exp} e a média ponderada e a sua incerteza.

Propagação das incertezas.

Novamente utilizando a equação 2.47, calcularam-se as incertezas individuais dos S_{exp} . Vale a pena ressaltar que se utilizarmos uma estimativa pessimista de incerteza de 10% em N_{inc} , 10% em N_{alvo} , 10% em ϵ_{NaI} e, em média, 15% em N_{coinc} , o valor da incerteza de S_{exp} seria da ordem de 20%, usando a equação 2.47.

NaI	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 2) (mb)	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 3) (mb)
1	$13,5 \pm 2,8$	$49,9 \pm 5,6$
3	$8,1 \pm 2,6$	$84,3 \pm 8,8$
4	$4,6 \pm 1,8$	$50,1 \pm 6,3$
6	$17,6 \pm 3,4$	$38,0 \pm 5,0$
7	$0,0 \pm 0,0$	$72,2 \pm 7,2$
8	$13,1 \pm 2,6$	$54,7 \pm 5,6$
9	$10,1 \pm 2,6$	$59,9 \pm 6,6$
11	$5,7 \pm 2,0$	$43,0 \pm 5,5$
14	$5,3 \pm 1,9$	$55,3 \pm 6,5$

Tabela 2.19: Parâmetros S_{exp} e suas respectivas incertezas calculadas, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, usando os erros para N_{inc} , N_{alvo} , N e ϵ_{NaI} dados na equações 2.79 e 2.81 e na tabela 2.17.

As médias ponderadas e o desvio padrão da média foram calculadas para levar em consideração a dispersão observada entre os valores calculados para cada detetor NaI e, desta forma, fazendo com os erros não sejam subestimados. Utilizando-se os valores mostrados na tabela 2.19 e as equações 2.48 e 2.53, obteve-se os seguintes resultados obtidos, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$:

$$\bar{S}_{2+}(tel.2) = (8,2 \pm 1,8) \text{ mb} \quad (2.82)$$

$$\bar{S}_{2+}(tel.3) = (52,8 \pm 5,0) \text{ mb} \quad (2.83)$$

II. $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

De posse de todos os condicionamentos mostrados anteriormente, passou-se à análise dos eventos de coincidências, através dos detetores NaI.

A primeira providência a ser tomada é determinar os intervalos de tempo de coincidências reais no espectro tempo de NaI condicionados pelos telescópios que serão analisados aqui. Estes intervalos são mostrados na tabela 2.20.

A partir da determinação destes intervalos, construiu-se os espectros de raios γ , graças às 2 janelas em tempo, a saber: uma que considera os bons eventos em coincidência real e a segunda que considera os eventos em coincidência acidental, através de uma janela em tempo fora do pico. Nas figuras 2.29 e 2.30, mostram-se alguns espectros obtidos. O ^{30}Mg tem o seu primeiro estado 2^+ à 1,482 MeV. Observa-se nos espectros que há um fotopico nessa região em energia que representa a transição de interesse.

Através destes espectros, obteve-se os valores de N_{coinc} , de acordo com a equação 2.41, determinando-se os 4 parâmetros desta equação. Os valores são mostrados na tabela 2.21.

NaI	Tempo NaI - tel. 1		Tempo NaI - tel. 2	
	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)
1	1148.	1248.	1164.	1254.
3	1132.	1232.	1179.	1269.
4	1132.	1232.	1148.	1238.
6	1149.	1249.	1163.	1253.
7	1117.	1217.	1148.	1238.
8	955.	1055.	964.	1054.
9	1021.	1121.	1067.	1157.
11	955.	1055.	986.	1076.
14	940.	1040.	986.	1076.

Tabela 2.20: Intervalos em tempo de coincidências reais dos espectros de tempo de cada detector NaI, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

NaI	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel. 1)	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel. 2)	$\epsilon_{NaI} \pm \sigma_{\epsilon_{NaI}}$ (10^{-3})
1	$71,5 \pm 8,4$	$29,6 \pm 5,4$	$5,42 \pm 0,15$
3	$104,5 \pm 10,2$	$38,7 \pm 6,2$	$3,79 \pm 0,12$
4	$67,1 \pm 8,2$	$31,8 \pm 5,6$	$4,23 \pm 0,13$
6	$81,4 \pm 9,0$	$46,6 \pm 6,8$	$4,81 \pm 0,11$
7	$100,1 \pm 10,0$	$46,6 \pm 6,8$	$4,83 \pm 0,13$
8	$144,1 \pm 12,0$	$44,3 \pm 6,7$	$5,90 \pm 0,14$
9	$103,4 \pm 10,2$	$40,9 \pm 6,4$	$4,57 \pm 0,10$
11	$94,6 \pm 9,7$	$45,5 \pm 6,7$	$4,70 \pm 0,14$
14	$104,5 \pm 10,2$	$53,4 \pm 7,3$	$4,36 \pm 0,13$

Tabela 2.21: Os valores de N_{coinc} condicionados pelos telescópios 1 e 2, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Os valores mostrados em 2.21 foram utilizados para calcular os valores dos parâmetros S_{exp} que são tabelados em 2.22.

Figura 2.29: Espectros de raios γ condicionados pelo telescópio 1, para alguns detetores NaI nesta reação, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

NaI	S_{exp} (tel. 1) (mb)	S_{exp} (tel. 2) (mb)
1	171,3	70,8
3	358,1	132,5
4	206,0	97,7
6	219,8	125,9
7	269,1	125,3
8	317,2	97,6
9	293,8	116,3
11	261,4	125,7
14	311,3	159,2

Tabela 2.22: Parâmetro S_{exp} para cada um dos telescópios analisados, para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Propagação das incertezas.

Todas as grandezas que são utilizadas no cálculo do parâmetro S_{exp} tem suas incertezas calculadas estatisticamente. Faltam somente calcular as incertezas de S_{exp} .

Figura 2.30: Outros espectros em energia de raios γ , para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Seguindo nessa direção e com a ajuda da equação 2.47, calculou-se os valores de S_{exp} mostrados na tabela 2.23. No entanto, se usarmos uma estimativa de 10% em N_{alvo} , 10% em ϵ_{NaI} , 15%, em média, para N_{coinc} (que corresponde a ordem de grandeza observada em 2.21) e 6% em N_{inc} , observaríamos para a incerteza de S_{exp} valores da ordem de 20%.

Para os valores médios, que são calculados para se levar em consideração a dispersão vistas nos valores individuais e não subestimar a incerteza, seguiu-se os cálculos de acordo com as equações 2.48 e 2.53 e obtivemos para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$:

$$\overline{S_{2+}} \pm \sigma_{\overline{S_{2+}}} (tel.1) = (251,2 \pm 20,8) mb \quad (2.84)$$

$$\overline{S_{2+}} \pm \sigma_{\overline{S_{2+}}} (tel.2) = (109,1 \pm 8,9) mb \quad (2.85)$$

NaI	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}} (tel. 1) (mb)$	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}} (tel. 2) (mb)$
1	$171,3 \pm 21,3$	$70,8 \pm 13,3$
3	$358,1 \pm 38,0$	$132,5 \pm 22,0$
4	$206,0 \pm 26,5$	$97,7 \pm 17,8$
6	$219,8 \pm 25,5$	$125,9 \pm 18,9$
7	$269,1 \pm 28,8$	$125,3 \pm 19,0$
8	$317,2 \pm 28,7$	$97,6 \pm 15,0$
9	$293,8 \pm 30,6$	$116,3 \pm 18,6$
11	$261,4 \pm 28,8$	$125,7 \pm 19,3$
14	$311,3 \pm 32,9$	$159,2 \pm 22,7$

Tabela 2.23: Parâmetros S_{exp} e suas incertezas, para o sistema $^{30}Mg + ^{208}Pb$.

2.2.3 ^{32}Mg

Foi o isótopo mais difícil a ser produzido e conseqüentemente o feixe secundário menos intenso (aproximadamente, 300 partículas/s).

Uma conseqüência direta deste fato é a baixa estatística acumulada nos eventos coincidências. Devido a este fato, na reação com o alvo de ^{12}C , só os eventos condicionados pelo telescópio 3 serão analisados e na outra reação, os eventos condicionados pelo telescópio 2 são extremamente difíceis a analisar, já que houve, como será mostrado a seguir, uma dificuldade muito grande de estipular qual a região do pico, uma vez que o pico é quase inexistente.

Seguindo o procedimento para os outros isótopos, vão ser mostradas, em primeiro, a análise da reação $^{32}Mg + ^{12}C$ e, em segundo, $^{32}Mg + ^{208}Pb$.

2.2.3.a $^{32}Mg + ^{12}C$

a) Cálculo do número de partículas incidentes, N_{inc}

Na figura 2.31, é mostrada a matriz tempo de voo - ΔE , de onde foi tirado o intervalo de tempo de voo correspondente ao Mg , que é:

$$1350. < T_{voo}(canal) < 1830. \quad (2.86)$$

Figura 2.31: Matriz tempo de voo - ΔE necessária para a identificação do isótopo ^{32}Mg .

Os limites da câmara de arrasto antes do alvo, onde é possível ter uma imagem do feixe (seu tamanho e sua forma) são:

$$1855. < x(\text{canal}) < 3000. \quad (2.87)$$

$$2000. < y(\text{canal}) < 2591. \quad (2.88)$$

A análise dos telescópios de silício fornece 2 conjuntos de parâmetros: contornos das matrizes ΔE - E e os tempos. O primeiro a ser obtido foram os intervalos de tempo para cada telescópio e que são mostrados a seguir,

1) Tempo do telescópio 1:

$$998. < t\Delta E_{\text{Si1}}(\text{canal}) < 1004. \quad (2.89)$$

$$973. < tE_{\text{Si1}}(\text{canal}) < 984. \quad (2.90)$$

2) Tempo do telescópio 2:

$$630. < t\Delta E_{S12}(\text{canal}) < 643. \quad (2.91)$$

$$654. < tE_{S12}(\text{canal}) < 665. \quad (2.92)$$

3) Tempo do telescópio 3:

$$808. < t\Delta E_{S13}(\text{canal}) < 820. \quad (2.93)$$

$$717. < tE_{S13}(\text{canal}) < 728. \quad (2.94)$$

Na figura 2.32, serão mostrados as matrizes $\Delta E - E$, construídas com os eventos singles, de onde vão ser tirados os contornos necessários para calcular N_{inc} e, mais tarde, N_{coinc} .

Devido à pouca estatística acumulada no telescópio 1, só se considerou o número de eventos contido no contorno de ^{32}Mg . Depois de projetado em E e integrado, tem-se para o telescópio 1:

$$* N_{Mg}(1) = 2.882 \text{ partículas.}$$

Na figura 2.32, mostram-se os contornos para a matriz referente ao telescópio 2. Projetando o contorno referente ao ^{32}Mg , obtém-se para $N_{Mg}(2)$:

$$* N_{Mg}(2) = 19.774 \text{ partículas.}$$

Passou-se, então, ao telescópio 3, mostrado na figura 2.32, embaixo. Pode-se notar o "punch through", devido ao fato que os ^{32}Mg atravessavam o telescópio 3 quando usamos o alvo de ^{12}C . Os eventos do "punch through" eram incluídos no contorno. Da projeção e, posterior, integração do contorno de ^{32}Mg , obteve-se o seguinte valor:

$$* N_{Mg}(3) = 191.784 \text{ partículas.}$$

Com isso, calculou-se o valor de N_{inc} com a ajuda da equação 2.14 e dos valores de α encontrados na tabela 2.6, e obteve-se:

$$N_{inc} = 2,2135 \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.95)$$

A incerteza neste valor é calculada, através da propagação da equação 2.14, levando em consideração somente os erros estatísticos em $N_{Mg}(i)$ e α_i , e é dado por:

$$\sigma_{N_{inc}} = 0,005 \cdot 10^7 \rightarrow N_{inc} \pm \sigma_{N_{inc}} = (2,2135 \pm 0,005) \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.96)$$

Se estimássemos o erro máximo através da utilização de contornos diversos, a incerteza em N_{inc} seria da ordem de 6%.

Figura 2.32: Matrizes $\Delta E - E$ para $^{32}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

b) Cálculo do número de átomos no alvo por cm^2 , N_{alvo}

O ângulo de rotação para esta reação é 51 graus e a espessura experimental é $82,83 \text{ mg/cm}^2$. Fazendo uso das equações 2.71 e 2.72, calculou-se a espessura total e o N_{alvo} , como é mostrado a seguir:

$$e_{\text{total}} = 131,62 \text{ mg/cm}^2 \quad (2.97)$$

e,

$$N_{alvo} = 6,5809 \cdot 10^{21} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.98)$$

Seguindo o que foi explicado anteriormente, o valor da incerteza deste N_{alvo} é dado por:

$$\sigma_{N_{alvo}} = 0,1124 \cdot 10^{21} \rightarrow N_{alvo} \pm \sigma_{N_{alvo}} = (6,6 \pm 0,1) \cdot 10^{21} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.99)$$

Se, além de considerar esta incerteza vindo da diferença entre o medido pelo fabricante e por nós, levássemos em consideração a incerteza na perda de energia $\frac{dE}{dx}$ da ordem de 10%, a incerteza para N_{alvo} seria da mesma ordem de grandeza da calculada anteriormente.

2.2.3.b $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

a) Cálculo do número de partículas incidentes, N_{inc}

Os limites do tempo de voo são os mesmos que foram determinados para a reação com ^{12}C , uma vez que este intervalo é determinado independente do alvo, usando uma tomada de dados sem alvo.

Os limites da câmara de arrasto são dados a seguir:

$$1778. < x(\text{canal}) < 2969. \quad (2.100)$$

$$1926. < y(\text{canal}) < 2543. \quad (2.101)$$

Os tempos dos telescópios são determinados com estas duas primeiras condições e são:

1) Tempo do telescópio 1:

$$998. < t\Delta E_{Si1}(\text{canal}) < 1004. \quad (2.102)$$

$$973. < tE_{Si1}(\text{canal}) < 984. \quad (2.103)$$

2) Tempo do telescópio 2:

$$630. < t\Delta E_{Si2}(\text{canal}) < 643. \quad (2.104)$$

$$654. < tE_{Si2}(\text{canal}) < 665. \quad (2.105)$$

3) Tempo do telescópio 3:

$$808. < t\Delta E_{Si3}(\text{canal}) < 820. \quad (2.106)$$

$$717. < tE_{Si3}(\text{canal}) < 728. \quad (2.107)$$

Na figura 2.33, referente ao telescópio 1, observam-se alguns contornos e projetando o contorno referente ao ^{32}Mg , obtém-se que:

$$* N_{Mg}(1) = 65.251 \text{ partículas.}$$

Para o telescópio 2, representado pela figura 2.34.a, obtém-se o seguinte valor para o número de eventos no contorno correspondente ao ^{32}Mg :

$$* N_{Mg}(2) = 52.946 \text{ partículas.}$$

Figura 2.33: Matriz $\Delta E - E$ para $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

O telescópio 3 é mostrado na figura 2.34 e o contorno de ^{32}Mg , quando projetado, fornece o seguinte valor:

$$* N_{Mg}(3) = 101.975 \text{ partículas.}$$

Figura 2.34: Matrizes $\Delta E - E$ para $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$. Telescópios 2 e 3

O valor de N_{inc} é, então, calculado, de acordo com a equação 2.14, ou seja,

$$N_{inc} = N_{Mg}(1) \cdot 1,17 \cdot 3 + N_{Mg}(2) \cdot 1,137 \cdot 30 + N_{Mg}(3) \cdot 1,179 \cdot 100 \quad (2.108)$$

$$N_{inc} = 1,406 \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.109)$$

Falta só apresentar a incerteza deste valor, que leva em consideração só os erros estatísticos de $N_{Mg}(i)$ e α_i e esta é dada por:

$$\sigma_{N_{inc}} = 0,004 \cdot 10^7 \rightarrow N_{inc} \pm \sigma_{N_{inc}} = (1,406 \pm 0,004) \cdot 10^7 \text{ partículas} \quad (2.110)$$

b) Cálculo do número de átomos no alvo por cm^2 , N_{alvo}

O alvo para esta reação foi rodado de 42,8 graus e a espessura experimental já foi dado nas 3 outras sessões onde foram tratadas estas reações. A espessura total, dada pela equação 2.71, é calculada e vale:

$$e_{total} = 280,7573 \text{ mg/cm}^2 \quad (2.111)$$

O valor de N_{alvo} , dado por esta espessura total, de acordo com a equação 2.72, vale:

$$N_{alvo} = 8,0988 \cdot 10^{20} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.112)$$

A incerteza deste valor é dada pela diferença entre o valor de N_{alvo} calculado com a espessura total da espessura nominal e o valor dado 2.112, ou seja,

$$N_{alvo} \pm \sigma_{N_{inc}} = (8,1 \pm 0,3) \cdot 10^{20} \text{ átomos/cm}^2 \quad (2.113)$$

c) Cálculo do número de fótons detectados pelos detetores NaI's em coincidência com as partículas detectadas nos detetores de silício, N_{coinc} .

I. $^{32}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Este número de partículas é calculado, através da análise dos espectros de raios γ condicionados por: identificação no tempo de voo (eq. 2.86), limitação do perfil do feixe na câmara de arrasto (eq. 2.87 e 2.88), tempo do telescópio 3 (eq. 2.93 e 2.94), contorno da matriz $\Delta E_3 - E_3$ referente ao ^{32}Mg , tempo NaI de coincidências reais, como é mostrado na figura 2.35.

Figura 2.35: Espectros de raios γ para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

Antes de passarmos para a determinação do intervalo do tempo NaI para cada detetor, um detalhe deve ser esclarecido. Como foi dito no começo desta sessão, para determinar N_{coinc} só será utilizado o telescópio 3, pois os espectros de raios γ condicionados pelo telescópio 2 não tem estatística suficiente e a determinação da região do pico fica comprometida.

Os intervalos de tempo dos detetores NaI são mostrados na tabela 2.24 e são obtidos com o condicionamento dos espectros tempo com as 4 primeiras condições descritas no primeiro parágrafo desta sessão.

Determinando estes valores, é possível partir para a determinação dos termos da equação 2.41, ou seja, N_{boa} (pico), N_{boa} (fundo), $N_{má}$ (pico) e $N_{má}$ (fundo), e, conseqüentemente, determinar N_{coinc} . Na tabela 2.25, são mostrados os valores de N_{coinc} determinados de acordo com a equação 2.41.

NaI	Tempo NaI - Tel. 3	
	T_{min} (canal)	T_{max} (canal)
1	1175.	1224.
3	1191.	1235.
4	1160.	1215.
6	1175.	1220.
7	1153.	1189.
8	982.	1026.
9	1071.	1108.
11	991.	1036.
14	993.	1036.

Tabela 2.24: Intervalos em tempo de coincidências reais dos espectros de tempo NaI, para o sistema $^{32}Mg + ^{12}C$.

Os parâmetros S_{exp} foram calculadas, com valores de N_{inc} e N_{ulva} calculados anteriormente e com os valores de N_{coinc} e ϵ_{NaI} (tabela 2.25), e são mostrados na tabela 2.26.

Propagação das incertezas.

Trata-se, nesta sessão, da propagação das incertezas de S_{exp} tabelados em 2.26 e do valor médio mostrado na equação 2.47.

Para os valores mostrados na tabela 2.26, foi usado a equação 2.47 e os resultados são mostrados na tabela 2.27

NaI	$N_{coinc} \pm \sigma_{N_{coinc}}$ (tel. 3)	$\epsilon_{NaI} \pm \sigma_{\epsilon_{NaI}}$ (10^{-3})
1	$53,6 \pm 7,3$	$6,70 \pm 0,14$
3	$38,7 \pm 6,2$	$4,52 \pm 0,11$
4	$44,5 \pm 6,7$	$5,04 \pm 0,13$
6	$52,4 \pm 7,2$	$5,78 \pm 0,10$
7	$47,9 \pm 6,9$	$5,70 \pm 0,12$
8	$86,6 \pm 9,3$	$7,13 \pm 0,13$
9	$64,9 \pm 8,1$	$5,34 \pm 0,09$
11	$44,5 \pm 6,7$	$5,54 \pm 0,14$
14	$77,5 \pm 8,8$	$5,21 \pm 0,13$

Tabela 2.25: Valores de N_{coinc} , suas incertezas e os valores das eficiências e incertezas, para o sistema $^{32}Mg + ^{12}C$.

NaI	S_{exp} (tel. 3) (mb)
1	54,7
3	58,7
4	60,4
6	62,1
7	57,5
8	83,2
9	83,3
11	54,9
14	101,8

Tabela 2.26: Parâmetros S_{exp} calculados através dos valores da tabela 2.25, para o sistema $^{32}Mg + ^{12}C$.

Os valores tabelados em 2.27 foram calculados, utilizando as incertezas estatísticas de N_{inc} e N_{coinc} e as incertezas propagadas de N_{alvo} e ϵ_{NaI} . Porém, se uma estimativa pessimista for feita para estes parâmetros, tais como: 6% em N_{inc} , 10% em N_{alvo} , 10% em ϵ_{NaI} e 15%, em média, em N_{coinc} , observaríamos uma incerteza da ordem de 20% em S_{exp} .

Pode-se calcular o valor médio ponderado, usando as equações 2.48 e 2.53, anteriormente utilizadas e obteve-se, para o sistema $^{32}Mg + ^{12}C$:

$$\bar{S}_{2+} \pm \sigma_{\bar{S}_{2+}} = (65,5 \pm 5,7) \text{ mb} \quad (2.114)$$

Utilizando o desvio padrão da média para calcular a incerteza da média S_{exp} , pode-se dizer que é levado em consideração a dispersão observado entre os detectores NaI, sendo uma forma realista de estimar a incerteza e não subestimá-la.

NaI	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 3) (mb)
1	$54,6 \pm 7,6$
3	$58,7 \pm 9,6$
4	$60,4 \pm 9,2$
6	$62,1 \pm 8,7$
7	$57,5 \pm 8,4$
8	$83,2 \pm 9,1$
9	$83,3 \pm 10,5$
11	$54,9 \pm 8,4$
14	$101,8 \pm 11,9$

Tabela 2.27: Parâmetros S_{exp} calculados através dos valores da tabela 2.26 e suas incertezas, para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

II. $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Nesta sessão, tudo ligado aos detectores NaI vai ser analisado: tempo e espectro raios γ , condicionados com as condições anteriormente mostradas ou calculadas.

O primeiro conjunto de parâmetros é aquele formado pelo tempo dos detectores NaI correspondente ao momento que o fóton tocou o detector NaI em coincidência com o Mg que foi espalhado e detectado em um dos telescópio montados para isso.

Com este último condicionamento determinado, foi possível construir os 2 espectros necessários para a obtenção de N_{coinc} individual. Estes dois espectros, um considerando os eventos de coincidência real e o outro considerando os eventos acidentais, são necessários para a determinação dos termos da equação 2.41: N_{baa} e $N_{má}$ da região do pico e a do fundo. Os valores de N_{coinc} individuais obtidos desta maneira são mostrados na tabela 2.28. Na figura 2.36 são mostrados alguns espectros de raios γ para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Figura 2.36: Espectros de raios γ para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

NaI	$N_{\text{coinc}} \pm \sigma_{N_{\text{coinc}}} \text{ (tel. 1)}$	$N_{\text{coinc}} \pm \sigma_{N_{\text{coinc}}} \text{ (tel. 2)}$	$\epsilon_{\text{NaI}} \pm \sigma_{\epsilon_{\text{NaI}}} (10^{-3})$
1	$16,4 \pm 4,0$	$17,1 \pm 4,1$	$6,70 \pm 0,14$
3	$17,6 \pm 4,2$	$7,9 \pm 2,8$	$4,52 \pm 0,11$
4	$14,0 \pm 3,7$	$14,8 \pm 3,8$	$5,04 \pm 0,13$
6	$17,6 \pm 4,2$	$6,8 \pm 2,6$	$5,78 \pm 0,10$
7	$26,9 \pm 5,2$	$13,6 \pm 3,7$	$5,70 \pm 0,12$
8	$16,4 \pm 4,0$	$11,4 \pm 3,4$	$7,13 \pm 0,13$
9	$22,2 \pm 4,7$	$7,9 \pm 2,8$	$5,34 \pm 0,09$
11	$17,5 \pm 4,2$	$10,2 \pm 3,2$	$5,54 \pm 0,14$
14	$22,2 \pm 4,7$	$13,6 \pm 3,7$	$5,21 \pm 0,13$

Tabela 2.28: Valores, individuais, de N_{coinc} , suas incertezas e os valores das eficiências e incertezas, para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

De posse destes valores de N_{coinc} , dos valores de N_{inc} e N_{alvo} e respeitando a equação 2.2, tem-se que os valores individuais do parâmetro S_{exp} são apresentados na tabela 2.29.

Propagação das incertezas.

Para os valores calculados na sessão anterior, que são tabelados em 2.29, foram calculadas as incertezas e estas foram calculadas de acordo com a equação 2.47 para os valores individuais. Vale lembrar que estas incertezas individuais foram calculadas com as incertezas estatística de N_{inc} e N_{coinc} apresentadas anteriormente e as calculadas para N_{alvo} e ϵ_{NaI} . Os resultados obtidos são mostrados na tabela 2.30.

A partir destes valores calculou-se as médias ponderadas e o desvio padrão da média para cada telescópio utilizado na análise e obteve-se, para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$:

NaI	S_{exp} (tel. 1) (mb)	S_{exp} (tel. 2) (mb)
1	214,7	223,5
3	340,9	154,6
4	244,6	257,5
6	266,6	103,6
7	414,6	210,2
8	201,7	140,0
9	365,6	130,9
11	278,2	162,2
14	374,7	230,0

Tabela 2.29: Parâmetros S_{exp} calculados através dos valores da tabela 2.28, para o sistema $^{32}Mg + ^{208}Pb$.

NaI	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 1) (mb)	$S_{exp} \pm \sigma_{S_{exp}}$ (tel. 2) (mb)
1	$214,7 \pm 53,8$	$223,5 \pm 54,9$
3	$340,9 \pm 82,8$	$154,6 \pm 55,2$
4	$244,6 \pm 66,2$	$257,5 \pm 68,0$
6	$266,6 \pm 64,6$	$103,6 \pm 39,9$
7	$414,6 \pm 81,9$	$210,2 \pm 57,6$
8	$201,7 \pm 50,5$	$140,0 \pm 41,9$
9	$365,6 \pm 78,9$	$130,9 \pm 46,7$
11	$278,2 \pm 67,6$	$162,2 \pm 51,2$
14	$374,7 \pm 81,2$	$230,0 \pm 63,1$

Tabela 2.30: Parâmetros S_{exp} calculados através dos valores da tabela 2.29 e suas incertezas, para o sistema $^{32}Mg + ^{208}Pb$.

$$\bar{S}_{2+} \pm \sigma_{\bar{S}_{2+}}(tel.1) = (276,2 \pm 26,7) mb \quad (2.115)$$

$$\bar{S}_{2+} \pm \sigma_{\bar{S}_{2+}}(tel.2) = (164,0 \pm 18,3) mb \quad (2.116)$$

O desvio padrão da média é uma forma realista de estimar o erro, levando em conta a dispersão observada entre os detetores NaI.

Deste modo, terminou-se a análise dos isótopos ^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg . Na

próxima sessão, um resumo dos parâmetros S_{exp} obtidos para cada uma das reações será apresentado.

2.2.4 Resumo dos resultados obtidos para os parâmetros S_{2+} .

	$S_{2+} \pm \sigma_{S_{2+}}$ (mb)	$S_{2+} \pm \sigma_{S_{2+}}$ (mb)	$S_{2+} \pm \sigma_{S_{2+}}$ (mb)
Reação	Tel. 3 (0 à 2,16 graus)	Tel. 2 (2,16 à 4,5 graus)	Tel. 1 (4,5 à 10 graus)
$^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	$52,8 \pm 4,1$	$20,8 \pm 2,8$	-
$^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	-	$63,8 \pm 9,6$	$267,6 \pm 26,1$
$^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	$52,8 \pm 5,0$	$8,2 \pm 1,8$	-
$^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	-	$109,1 \pm 8,9$	$251,2 \pm 20,8$
$^{32}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	$65,5 \pm 5,7$	-	-
$^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	-	$164,0 \pm 18,3$	$276,2 \pm 26,7$

Tabela 2.31: Resumo dos parâmetros S_{2+} médios para cada reação analisada e suas incertezas.

O próximo passo é extrair destes resultados os parâmetros de deformações coulombiana e nuclear para cada um dos isótopos aqui analisados e esta análise será mostrada no próximo capítulo.

Capítulo 3

Análise de dados

É preciso agora obter os parâmetros de deformação coulombiana e nuclear a partir de uma comparação entre as seções de choque inelásticas experimentais e os cálculos de canais acoplados com o programa ECIS [27].

Nesta capítulo será mostrado, em um primeiro momento, o formalismo de canais acoplados de uma maneira geral e depois aplicado aos núcleos vibracionais e rotacionais [66, 43]. Em seguida, será mostrado o formalismo utilizado no tratamento de núcleos rotacionais assimétricos, como o ^{24}Mg [50, 67, 23]. E por último será feita a apresentação dos resultados para cada um dos isótopos, mostrando, em detalhes, passo a passo destes cálculos de canais acoplados, desde a escolha do potencial óptico utilizado até os resultados obtidos para a seção de choque e sua comparação com os valores experimentais e a consequência direta desta comparação, a determinação dos parâmetros de deformação coulombiano e nuclear.

3.1 Espalhamento Inelástico - Formalismo de canais acoplados

Nos anos 60 e 70, uma grande quantidade de dados referentes a diversas reações nucleares, tais como espalhamentos elástico e inelástico, reações de transferência, principalmente com partículas a média e baixa energia (deuterons, partículas α , entre outras) foram acumulados. Uma boa parte destes dados foram analisadas, com sucesso, usando-se a aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA) ([6], [53]). A razão do sucesso deste

método (DWBA) deve-se ao fato da interação nestas reações ser relativamente fraca, e poder ser tratada por uma teoria de perturbação de primeira ordem como a DWBA.

No tratamento do espalhamento inelástico com este formalismo de DWBA deve-se tomar um cuidado especial, se comparado com as reações de transferência, pois, em alguns casos, as seções de choque inelásticas tem valores altos, evidenciando que a interação no espalhamento inelástico é mais forte que o imaginado pelo método de DWBA, tornando-o menos realísticos para este tipo de reação. Tal situação é freqüente para núcleos que apresentam fortes características coletivas.

Quando o método DWBA não é mais uma boa aproximação, algumas soluções se apresentam. Uma delas é a inclusão de ordens mais altas na aproximação de Born, mas este tipo de cálculo não é trivial. Uma segunda solução é o cálculo através do formalismo de canais acoplados, onde as interações são consideradas em infinitas ordens, apesar do número de canais ser considerado finito e a interação ser tratada exatamente dentro dos canais considerados.

Por outro lado, existem estados de baixa energia, de forte natureza coletiva, para os quais as seções de choque são baixas, cujo o processo de excitação não é feito numa só etapa como implícito nos cálculos DWBA. Exemplos disto são os altos estados de mais de um fônon em núcleos vibracionais ou os membros mais altos de uma banda rotacional de núcleos deformados. A excitação destes estados é devida à excitação dos estados de mais baixa energia, sendo considerado um processo de múltiplas etapas. Se fossem tratados através de cálculos DWBA de mais altas ordens, a formulação e a programação tornariam muito complicados.

Por este motivo, os cálculos de canais acoplados levam vantagem em relação a DWBA, uma vez que tais processos podem ser tratados de uma maneira simples, pelo aumento do número de canais a serem acoplados e tratando a interação de forma correta e exata, dentro das características do núcleo analisado. Desta forma, este tipo de cálculo tornou-se a melhor solução para a análise de espalhamento inelástico.

A importância dos cálculos de canais acoplados na descrição de processos envolvendo núcleos de natureza coletiva foi originalmente mostrada por Bohr e Mottelson [11]. A aplicação deste formalismo à descrição do espalhamento elástico e inelástico para partículas de alta energia foi feita por Yoshida [76],

embora nos seus cálculos houvessem fortes restrições numéricas.

Graças ao sucesso obtido da análise de modelo óptico para espalhamento elástico de várias partículas por vários núcleos [75] e as facilidades computacionais, foi possível realizar análises mais completas e realistas dos processos de espalhamentos via cálculo de canais acoplados.

Um dos primeiros a utilizar estas facilidades para cálculos de canais acoplados foi Tamura [66], que fez um trabalho completo e sistemático, analisando o espalhamento inelástico para núcleos par e ímpar, dentro dos modelos rotacional e vibracional. Nós vamos usar o formalismo de Tamura nas páginas seguintes.

A formulação deste tipo de cálculo é feita de uma maneira bem geral, partindo de potenciais ópticos, geralmente não esféricos, reescritos de maneira a representar a física do alvo. Deste modo os termos que determinam o acoplamento entre diferentes canais são derivados explicitamente, fazendo com que a equação de Schrödinger, que descreve o espalhamento, torne-se um sistema de equações diferenciais acopladas a ser resolvido, que fornece a matriz-S e a seção de choque.

3.1.1 Formalismo de Canais Acoplados

3.1.1.1 Potencial de interação nuclear

Cálculos de canais acoplados são utilizados quando, direta ou indiretamente, o acoplamento entre os canais de estado fundamental e excitados é forte, ou seja, quando estados de baixa energia do núcleo tem um forte comportamento coletivo. Comportamento este que pode ser exemplificado em termos de deformações, permanentes ou vibracionais, da forma nuclear.

Usando uma descrição fenomenológica dos potenciais de acoplamento e assumindo que a interação global é descrita por um potencial óptico, em geral, não esférico, complexo, além da interação spin-órbita e da coulombiana, se esta partícula for carregada. Assumiu-se uma forma do tipo Woods-Saxon, deformado para o potencial óptico:

$$V(r, \theta, \phi) = V_{opt}(r, \theta, \phi) + iW_{opt}(r, \theta, \phi) + V_C(r, \theta, \phi) + V_{SO} \quad (3.1)$$

onde: a) as partes real e imaginária do potencial óptico deformado são dadas por:

$$V_{opt}(r, \theta, \phi) = \frac{-V_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_r}{a_r}\right)} \quad (3.2)$$

$$W_{opt}(r, \theta, \phi) = \frac{-W_0}{1 + \exp\left(\frac{r-R_i}{a_i}\right)} \quad (3.3)$$

com V_0 e W_0 profundidades real e imaginária, a_r e a_i difusividades real e imaginária e R_r e R_i os raios real e imaginário, que dependem dos ângulos polares θ , ϕ , de acordo com a descrição fenomenológica a ser vista em seguida.

b) V_C é o potencial coulombiano que pode ser descrito como proposto por Satchler [60]:

$$V_C = Z_1 Z_2 e^2 \cdot \int \rho(r', \theta', \phi') \cdot (|r - r'|)^{-1} \cdot dr' \quad (3.4)$$

onde $Z_1 e$ e $Z_2 e$ são as cargas do projétil e do alvo; r' e r são, respectivamente, as coordenadas dos núcleons no núcleo alvo e do centro de massa do projétil em relação ao centro de massa do alvo; e $\rho(r', \theta', \phi')$ é a distribuição de carga do alvo que é suposta constante dentro do raio coulombiano $R_C(\theta', \phi')$ e nula fora do mesmo.

c) V_{SO} é o potencial spin-órbita e que não vai ser considerado, uma vez que no caso de espalhamento de íons pesados este termo não é levado em conta por ter um efeito muito pequeno no cálculo da seção de choque. Nos cálculos feitos, só serão considerados os 3 primeiros termos da equação 3.1.

Ainda referente a equação 3.1, os raios real e imaginário, R_r e R_i , dependem das coordenadas polares θ e ϕ , de acordo com a deformação núcleo-alvo considerada. Se o núcleo-alvo, por exemplo, é esfericamente simétrico, mas sujeito a vibrações em torno da forma esférica, o raio R pode ser escrito da seguinte maneira,

$$R = R_0 \cdot \left(1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \right) \quad (3.5)$$

Agora, se o núcleo é deformado axialmente simétrico, a equação 3.5 pode ser rescrita como:

$$R = R_0 \cdot \left(1 + \sum_{\lambda} \beta_{\lambda} \cdot Y_{\lambda 0}(\theta') \right) \quad (3.6)$$

No caso da equação 3.6, o termo β_{λ} descreve a deformação estática do núcleo de multipolaridade λ e o ângulo θ' refere-se ao sistema de referência fixo no corpo. Referente às 2 equações mostradas, vale dizer ainda que

$$R_0 = r_0 \cdot (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (3.7)$$

onde A_1 e A_2 são, respectivamente, os números de massa do projétil e do alvo.

Para solucionar o problema de espalhamento com o potencial dado pela equação 3.1 com 3.5 ou 3.6, algumas aproximações são necessárias, entre elas:

1) No caso de um núcleo vibracional, insere-se a equação 3.5 em 3.1 e o resultado é expandido em potências de $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$. Lembrando que pode-se definir e como sendo:

$$e = \exp \left[\frac{r - R}{a} \right] \quad (3.8)$$

e levando em conta a série até segunda ordem de $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$, tem-se que:

$$\begin{aligned} V(r, \theta, \phi) = & -(V + iW) \cdot (1 + e)^{-1} - (V + iW) \cdot \frac{R_0}{a} \cdot e \cdot (1 + e)^{-2} \cdot \\ & \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} + (V + iW) \cdot \frac{R_0^2}{2a^2} \cdot e \cdot (1 - e) \cdot (1 + e)^{-3} \cdot \\ & \left(\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu} \right)^2 + V_C \end{aligned} \quad (3.9)$$

Pode-se ainda escrever o termo em segundo grau $\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu}$ como sendo,

$$\left(\sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu} \right)^2 = \sum_{\lambda\lambda' \lambda''} \left[\frac{\hat{\lambda}' \cdot \hat{\lambda}''}{\sqrt{(4\pi) \cdot \hat{\lambda}}} \right] \cdot (\lambda' \lambda'' 00 | \lambda 0) \cdot \sum_{\mu} Y_{\lambda\mu} \cdot (\alpha_{\lambda'} \otimes \alpha_{\lambda'})_{\lambda\mu} \quad (3.10)$$

onde:

$$\hat{\lambda} = \sqrt{(2\lambda + 1)} \quad (3.11)$$

e,

$$(\alpha_{\lambda'} \otimes \alpha_{\lambda''}) = \sum_{\mu\mu'} (\lambda' \lambda'' \mu' \mu'' | \lambda\mu) \alpha_{\lambda'\mu'} \alpha_{\lambda''\mu''} \quad (3.12)$$

A contribuição Coulombiana, dada por V_C na equação 3.9, que tem a forma dada por 3.4, pode ser rescrita como:

$$\begin{aligned} V_C &= Z_1 Z_2 \epsilon^2 \int \rho(r', \theta', \phi') \cdot (|r - r'|)^{-1} \cdot dr' \\ &= 4\pi Z_1 Z_2 \epsilon^2 \sum_{\lambda\mu} \int \rho(r', \theta', \phi') \cdot (2\lambda + 1)^{-1} \cdot r <^\lambda r >^{-(\lambda+1)} \\ &\quad \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \cdot Y_{\lambda\mu}^*(\theta', \phi') \cdot r'^2 \cdot dr' \cdot d\Omega' \end{aligned} \quad (3.13)$$

Graças à hipótese feita sobre o raio coulombiano R_C , pode-se escrever a distribuição $\rho(r', \theta', \phi')$ como sendo:

$$\rho(r', \theta', \phi') = \left(\frac{3}{4\pi R_C^3} \right) \cdot \theta(R_C(\theta', \phi') - r') \quad (3.14)$$

onde $\theta(r) = 1$ se $r > 0$ e $\theta(r) = 0$ se $r < 0$. Assumiu-se que:

$$R_C(\theta', \phi') = R_C \cdot [1 + \sum_{\lambda\mu} \alpha_{\lambda\mu} \cdot Y_{\lambda\mu}(\theta', \phi')], \quad (3.15)$$

Pode-se rescrever a equação 3.13, com o auxílio das equações 3.10, 3.14 e 3.15, tem-se que:

$$\begin{aligned}
V_C = & \left(\frac{Z_1 Z_2 \epsilon^2}{2R_C} \right) \left[3 - \left(\frac{r^2}{R_C^2} \right) \right] \theta(R_C - r) + \left(\frac{Z_1 Z_2 \epsilon^2}{r} \right) \theta(r - R_C) \\
& + \sum_{\lambda\mu} \left(\frac{3Z_1 Z_2 \epsilon^2}{(2\lambda+1)} \right) \cdot [r^\lambda R_C^{-(\lambda+1)} \theta(R_C - r) + R_C^\lambda r^{-(\lambda+1)} \cdot \\
& \cdot \theta(r - R_C)] \cdot (\alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}) + \sum_{\lambda\mu} \left(\frac{3Z_1 Z_2 \epsilon^2}{(2\lambda+1)} \right) [(1+\lambda) r^\lambda R_C^{-(\lambda+1)} \cdot \\
& \cdot \theta(R_C - r) + (\lambda+2) R_C^\lambda r^{-(\lambda+1)} \theta(r - R_C)] \cdot \sum_{\lambda'\lambda''} \left(\frac{\hat{\lambda}' \hat{\lambda}''}{\sqrt{(4\pi)} \hat{\lambda}} \right) \cdot \\
& \cdot (\lambda' \lambda'' 00 | \lambda 0) \sum_{\mu} (\alpha_{\lambda'} \otimes \alpha_{\lambda''})_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \quad (3.16)
\end{aligned}$$

Das equações 3.9, 3.10 e 3.16, tem-se para o potencial $V(r, \theta, \phi)$ que:

$$V(r, \theta, \phi) = V_{diag} + V_{acop}^{(\nu)} \quad (3.17)$$

onde:

$$\begin{aligned}
V_{diag} = & -(V + iW) (1 + e)^{-1} + \frac{Z_1 Z_2 \epsilon^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \theta(R_C - r) + \\
& + \frac{Z_1 Z_2 \epsilon^2}{r} \theta(r - R_C), \quad (3.18)
\end{aligned}$$

e,

$$\begin{aligned}
V_{acop}^{(\nu)} = & \sum_{\lambda\mu} \nu_{cp;\lambda(1)(\nu)}(r) \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} + \sum_{\lambda\lambda_1\lambda_2} V_{cp;\lambda(2)(\nu)}(r) \cdot \\
& \cdot \left(\frac{\hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2}{\sqrt{(4\pi)} \hat{\lambda}} \right) (\lambda_1 \lambda_2 00 | \lambda 0) \sum_{\mu} (\alpha_{\lambda_1} \otimes \alpha_{\lambda_2})_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \quad (3.19)
\end{aligned}$$

com $\nu_{cp;\lambda(1)(\nu)}$ e $\nu_{cp;\lambda(2)(\nu)}$ expressos por:

$$\begin{aligned}
\nu_{cp;\lambda(1)(\nu)}(r) = & - \left\{ (V + iW) \left(\frac{R_0}{a} \right) e (1 + e)^{-2} \right\} + \left(\frac{3 Z_1 Z_2 \epsilon^2}{(2\lambda+1)} \right) \cdot \\
& \cdot \left\{ r^\lambda R_C^{-(\lambda+1)} \theta(R_C - r) + R_C^\lambda r^{-(\lambda+1)} \theta(r - R_C) \right\} \quad (3.20)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \nu_{cp;\lambda(2)(\nu)}(r) = & \left\{ (V + iW) \left(\frac{R_0^2}{2a^2} \right) e (1 - e) (1 + e)^3 \right\} + \\ & + \left(\frac{3 Z_1 Z_2 \epsilon^2}{(2\lambda + 1)} \right) \{ (1 - \lambda) r^\lambda R_C^{-(\lambda+1)} \theta(R_C - r) + \\ & + (\lambda + 2) R_C^\lambda r^{-(\lambda+1)} \theta(r - R_C) \} \end{aligned} \quad (3.21)$$

O potencial V_{diag} , dado pelo equação 3.18, é diagonal sobre o spin j do projétil e do spin I do alvo. Este potencial se reduz ao potencial de modelo óptico usual. Já o potencial V_{acop}^ν , equação 3.19, descreve o potencial de acoplamento entre canais que tenham diferentes j e I . O índice ν que pode ser observado neste termo significa que o núcleo alvo é considerado um núcleo vibracional.

II) Para o caso de um núcleo rotacional, utiliza-se a equação 3.6 na equação 3.1. Para este potencial resultante, é feita uma expansão em polinômios de Legendre, já que o termo $Y_{\lambda 0}(\theta')$ contido na equação 3.6 pode ser escrito como:

$$Y_{\lambda 0}(\theta') = \left[\frac{(2\lambda + 1)}{4\pi} \right]^{1/2} P_\lambda(\cos(\theta')) \quad (3.22)$$

Sabe-se, porém, que:

$$Y_{\lambda 0}(\theta') = \sum_{\mu} D_{\mu 0}^\lambda(\theta_i) Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \quad (3.23)$$

Então, depois de feita esta expansão em polinômios de Legendre, substitui-se $Y_{\lambda 0}$ pela expressão 3.23, onde $D_{\mu 0}^\lambda(\theta_i)$ são as matrizes de rotação e θ_i os ângulos de Euler entre o sistema de coordenadas fixo no corpo e o sistema de coordenadas fixo no espaço.

O potencial de interação $V(r, \theta, \phi)$, é escrito de maneira semelhante à equação 3.17, onde V_{acop} e V_{diag} são escritos como

$$V_{acop}^{(r)} = \sum_{\lambda, \mu, (\lambda \neq 0)} \nu_{cp}^{(\lambda)(r)}(r) D_{\mu 0}^\lambda Y_{\lambda \mu}(\theta, \phi) \quad (3.24)$$

com:

$$\nu_{cp}^{(\lambda)(r)}(r) = 4\pi \int_0^1 \frac{-(V + iW)}{1 + \exp \left[\frac{r - R_0 (1 + \sum_a \beta_a Y_{a0}(\theta'))}{a} \right]} \cdot Y_{\lambda 0}(\theta') d(\cos \theta') \quad (3.25)$$

$$\begin{aligned} V_{diag} = & \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \nu_{cp}^{(0)(r)}(r) + \left(\frac{Z_1 Z_2 \epsilon^2}{2R_C} \right) \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \theta(R_C - r) \\ & + \left(\frac{Z_1 Z_2 \epsilon^2}{r} \right) \theta(r - R_C) \end{aligned} \quad (3.26)$$

A interação Coulombiana, que é adicionada na equação 3.24, pode ser escrita de maneira semelhante a equação 3.19 fazendo algumas modificações. A expressão para este interação é escrito como:

$$\begin{aligned} V_C(r) = & \sum_{\lambda\mu} A_\lambda (C_\lambda(r) + E_\lambda(r)) \beta_\lambda D_{\mu 0}^\lambda Y_{\lambda\mu} + \sum_{\lambda\lambda_1\lambda_2} A_\lambda [(1 - \lambda)C_\lambda(r) + \\ & + (\lambda + 2)E_\lambda(r)] \left(\frac{\hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2}{\sqrt{(4\pi)\hat{\lambda}}} \right) (\lambda_1 \lambda_2 00 | \lambda 0) \cdot \\ & \cdot \sum_{\mu} (\beta_\lambda D_{10}^\lambda \otimes \beta_\lambda D_{20}^\lambda)_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu} \end{aligned} \quad (3.27)$$

onde os coeficientes A_λ , $C_\lambda(r)$ e $E_\lambda(r)$ são dados por:

$$A_\lambda = \frac{3 Z_1 Z_2 \epsilon^2}{2\lambda + 1} \quad (3.28)$$

$$C_\lambda(r) = \frac{r^\lambda \theta(R_C - r)}{R_C^{(\lambda+1)}} \quad (3.29)$$

$$E_\lambda(r) = \frac{R_C^\lambda \theta(r - R_C)}{r^{(\lambda+1)}} \quad (3.30)$$

III) Para os núcleos rotacionais assimétricos, considerados como um rotor triaxial, o potencial $V(r, \theta', \phi')$ é escrito como é mostrada na equação 3.31, ou seja,

$$V(r, \theta', \phi') = -(V + iW)(1 + e)^{-1} \quad (3.31)$$

onde e é definido na equação 3.8. Pode-se, ainda, reescrever a equação 3.6, truncando em $\lambda \leq 2$ e $\mu \leq 2$ como sendo:

$$R(\theta', \phi') = R_0[1 + \beta Y'_{20} + \alpha_2 (Y'_{22} + Y'_{2-2})] \quad (3.32)$$

O termo α_2 descreve a deformação adicional de esferoide para elipsoide e de acordo com Bohr [10], tem-se que:

$$\alpha_2 = \frac{1}{2} \sqrt{2} \beta \sin(\gamma) \approx \frac{1}{2} \sqrt{2} \beta \gamma \quad (3.33)$$

Lembrando da definição de $Y'_{\lambda 0}$ dada na equação 3.22 e expandido-a em Polinômios de Legendre, tem-se, para o potencial de interação $V(r, \theta', \phi')$:

$$V(r, \theta', \phi') = \sum_{\lambda} \nu_{\lambda}^{(1)}(r) Y'_{\lambda 0} + \frac{1}{2} \sqrt{2} \sum_{\lambda} \nu_{\lambda}^{(2)}(r) Y'_{\lambda 0} \beta \gamma (Y'_{22} + Y'_{2-2}) \quad (3.34)$$

onde λ é automaticamente restrito a valores pares. Além disso,

$$\nu_{\lambda}^i(r) = [4\pi(2\lambda + 1)]^{1/2} \int V_{\lambda}^i(r, \theta') P_{\lambda}(\theta') d(\cos \theta') \quad (i = 1, 2). \quad (3.35)$$

Usando que, de maneira geral:

$$Y_{\ell_1 m_1} Y_{\ell_2 m_2} = \sum_{\ell m} \left[\frac{(2\ell_1 + 1)(2\ell_2 + 1)}{4\pi(2\ell + 1)} \right]^{1/2} (\ell_1 \ell_2 00 | \ell 0) (\ell_1 \ell_2 m_1 m_2 | \ell m) Y_{\ell m}, \quad (3.36)$$

a equação 3.34 é reescrita como sendo:

$$V(r, \theta', \phi') = \sum_{\lambda} \nu_{\lambda}^{(1)}(r) Y'_{\lambda 0} + \frac{1}{2} \sqrt{2} \sum_{\lambda} \tilde{\nu}_{\lambda}^{(2)}(r) \beta \gamma (Y'_{\lambda 2} + Y'_{\lambda -2}) \quad (3.37)$$

sabendo que $\tilde{\nu}_{\lambda}^{(2)}(r)$ é expressa como:

$$\tilde{\nu}_{\lambda}^{(2)}(r) = \sum_{\lambda'} \nu_{\lambda'}^{(2)}(r) \left[\frac{5(2\lambda' + 1)}{4\pi(2\lambda + 1)} \right]^{1/2} (2\lambda' 00 | \lambda 0) (2\lambda' 20 | \lambda 2). \quad (3.38)$$

A forma final de $V(r, \theta', \phi')$ é dada pela equação a seguir, substituindo $Y'_{\lambda\mu}$ pela definição dada na equação 3.23.

$$V(r, \theta', \phi') = \sum_{\lambda\mu} \nu_{\lambda}^{(1)}(r) D_{\mu 0}^{\lambda} Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) + \beta \gamma \sum_{\lambda\mu} \tilde{\nu}_{\lambda}^{(2)}(r) \frac{1}{2} \sqrt{2} (D_{\mu 2}^{\lambda} + D_{\mu -2}^{\lambda}) Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi) \quad (3.39)$$

Além disso, o potencial de interação mostrado acima pode tomar a forma semelhante da equação 3.26.

As funções de onda dos auto estados do núcleo-alvo podem ser escritos para a banda fundamental $K=0$ como:

$$\Phi_{IM, K=0} = \psi_0(\gamma) \left[\frac{(2I+1)}{8\pi^2} \right]^{1/2} D_{M0}^I \quad (3.40)$$

Para a banda vibracional γ , $K=2$, tem-se que:

$$\Phi_{IM, K=2} = \psi_2(\gamma) \left[\frac{(2I+1)}{16\pi^2} \right]^{1/2} (D_{M2}^I + (-)^I D_{M-2}^I) \quad (3.41)$$

As funções $\psi_0(\gamma)$ e $\psi_2(\gamma)$ são definidas como sendo:

$$\psi_0(\gamma) = \gamma_0^{-1} \exp \left[\frac{-\gamma^2}{2\gamma_0^2} \right] \quad (3.42)$$

$$\psi_2(\gamma) = \gamma \gamma_0^{-2} \exp \left[\frac{-\gamma^2}{2\gamma_0^2} \right] \quad (3.43)$$

A constante γ_0 é a amplitude de ponto zero da vibração - γ , desde que:

$$\left[\int_{-\infty}^{\infty} \psi_0(\gamma) \gamma^2 \psi_0(\gamma) |\gamma| d\gamma \right]^{1/2} = \gamma_0 \quad (3.44)$$

Nota-se, também que:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi_2(\gamma) \gamma \psi_0(\gamma) |\gamma| d\gamma = \gamma_0 \quad (3.45)$$

3.1.1.2 Equações acopladas.

Assume-se que existem N_s estados no núcleo-alvo que são acoplados fortemente (direta ou indiretamente) ao estado fundamental através de V_{acop} , dado nas equações 3.19, 3.20 e 3.21, no caso de um núcleo vibracional; e pelas equações 3.24 e 3.25 para um núcleo rotacional. Assume-se ainda que cada estado do alvo é dado por $n=1$ até N_s , onde $n=1$ representa o estado fundamental.

Para denotar spin, paridade e energia do n -ésimo estado do alvo, utiliza-se, respectivamente, I_n , π_n e ω_n . Desta maneira, a energia do projétil incidente (no referencial do centro de massa) é E_1 e, então, a energia do projétil que deixa o alvo em seu n -ésimo estado será $E_n = E_1 - \omega_n$.

Para um canal correspondente ao n -ésimo estado do alvo, deve-se considerar uma onda parcial do projétil de spin S com momento angular ℓ_n e com momento angular total $j_n = \ell_n + S$. Fazendo o acoplamento vetorial deste j_n a I_n , e definindo o momento angular total J e o operador paridade Π do sistema como sendo:

$$J = j_n + I_n \quad (3.46)$$

$$\Pi = \pi_n (-)^{\ell_n} \quad (3.47)$$

Com interação dada pela equação 3.19 (vibracional) ou 3.24 (rotacional), é possível ver que nenhum dos números quânticos ℓ_n , j_n , I_n , π_n ou $(-)^{\ell_n}$ são bons. Os bons números quânticos, neste caso, são J e Π , ou seja, para um dado conjunto (J, Π) , existem ondas parciais cujos ℓ_n e j_n satisfazem 3.46 e 3.47 e graças a isso, são acopladas juntas, independente da sua natureza física (vibracional ou rotacional), formando um conjunto de equações acopladas.

Pode-se, então introduzir Hamiltoniana do sistema, que é escrita como:

$$H = T + H_t + V(r, \theta, \phi) = T + H_t + V_{diag} + V_{acop} \quad (3.48)$$

onde T é a energia cinética da partícula incidente e H_t é a Hamiltoniana dos graus internos de liberdade do núcleo do alvo e V é a interação entre projétil e alvo.

A equação de Schrödinger é escrita, então, como :

$$H \Psi = E_1 \Psi \quad (3.49)$$

onde Ψ é a função de onda total, que pode ser escrita como:

$$\Psi = r^{-1} \sum_{Jn\ell_n j_n} R_{Jn\ell_n j_n}(r) \sum_{m_j M_n} (j_n I_n m_j M_n | JM) y_{\ell_n j_n m_j} \Phi_{I_n M_n} \quad (3.50)$$

onde:

$$y_{\ell_n j_n m_j} = \sum_{m_\ell m_s} (\ell s m_\ell m_s | j m_j) i^\ell Y_{\ell_n m_\ell} \chi_{s m_s} \quad (3.51)$$

e $\chi_{s m_s}$ é a função de onda do spin do projétil e sendo $\Phi_{I_n M_n}$ a função de onda do núcleo-alvo no n -ésimo estado e sabe-se que, por definição:

$$H_1 \Phi_{I_n M_n} = \omega_n \Phi_{I_n M_n} \quad (3.52)$$

Substituindo as equações 3.48 e 3.50 na equação 3.49, e em seguida, fazendo a multiplicação desta por $(y_{\ell_n j_n} \otimes \Phi_{I_n})_{JM}^*$ e integrando-a sobre todas as coordenadas, exceto a coordenada radial r , e, por final, dividindo por E_n , tem-se, como equação final:

$$\left(\frac{d^2}{d\rho_n^2} - \frac{\ell_n(\ell_n + 1)}{\rho_n^2} - \frac{1}{E_n} V_{diag} + 1 \right) R_{Jn\ell_n j_n}(r) = E_n^{-1} \cdot \sum_{n' \ell_n' j_n'} < (y_{\ell_n j_n} \otimes \Phi_{I_n})_{JM} | V_{acop} | (y_{\ell_n' j_n'} \otimes \Phi_{I_n'})_{JM} > \cdot R_{Jn'\ell_n' j_n'}(r) \quad (3.53)$$

Lembrando que:

$$\rho_n = k_n \cdot r \quad (3.54)$$

onde k_n é o número de onda.

A equação 3.53 representa um conjunto de n_n equações acopladas, independente da natureza do projétil e do alvo, sendo que o potencial V_{acop} , que é visto nesta equação, pode ser do tipo apresentado na equação 3.19 para um núcleo vibracional ou do tipo dado pela equação 3.24 para um núcleo rotacional.

De acordo com as hipóteses feitas sobre a estrutura nuclear, os elementos de matriz que aparecem na equação 3.53 serão afetados, pois estes elementos conectam o mecanismo de espalhamento com a estrutura nuclear dos núcleos envolvidos neste espalhamento.

O termo V_{acop} , que dará os elementos de matriz, pode ser, ainda, rescrito da seguinte maneira,

$$\begin{aligned} V_{acop} &= \sum_{t,\lambda} \nu_{\lambda}^{(t)}(Q_{\lambda}^{(t)} \cdot Y_{\lambda}) \implies \langle (y_{\ell j} \otimes \Phi_I)_{JM} | V_{acop} | (y_{\ell' j'} \otimes \Phi_I)_{JM} \rangle = \\ &= \sum_{t,\lambda} \nu_{\lambda}^{(t)}(r) \langle I \parallel Q_{\lambda}^{(t)} \parallel I' \rangle A(\ell j I, \ell' j' I'; \lambda J s) \end{aligned} \quad (3.55)$$

onde t deve discriminar os termos da equação com diferentes características, da mesma ordem de λ e $Q_{\lambda}^{(t)}$ é um operador que atua só nas coordenadas do alvo e o elemento de matriz, onde está presente, pode ser escrito como:

$$\langle IM_I | Q_{\lambda\mu}^{(t)} | I' M_I' \rangle = \langle I \parallel Q_{\lambda}^{(t)} \parallel I' \rangle I'^{-1} (I' \lambda M_I' \mu | IM_I) \quad (3.56)$$

Pode-se, neste momento, dar a forma explícita dos elementos de matriz dados pela equação 3.56 para alguns casos interessantes, como :

a) Núcleos Rotacionais

Considera-se, neste caso, somente excitações de estados da banda rotacional fundamental. Tem-se, então,

$$\langle (y_{\ell j} \otimes \Phi_I)_{JM} | V_{acop} | (y_{\ell' j'} \otimes \Phi_I)_{JM} \rangle = \sum_{\lambda} \nu_{cp}^{(\lambda)(r)}(r) B_{\lambda}(I, I') A(\ell j I, \ell' j' I'; \lambda J s) \quad (3.57)$$

sendo que:

$$B_{\lambda}(I, I') = \hat{I}' (I' \lambda K 0 | I K). \quad (3.58)$$

onde K é a componente do momento angular I ao longo do eixo de simetria 3, como mostra a figura 3.1.

b) Núcleos Rotacionais Assimétricos.

Adotando que a função de onda total do sistema é dada pela equação 3.50, a equação diferencial acoplada é a mesma que à apresentada na equação 3.53, sendo que os elementos de matriz conectados a V_{acop} que aparecem do lado direito da equação 3.53, podem ser escritos, se levando em conta as equações 3.39 e 3.45:

Figura 3.1: Diagrama esquemático dos momentos angulares de um núcleo deformado.

$$\begin{aligned}
 & \langle (y_\ell \otimes \Phi_{I,K})_{JM} | V_{acop} | (y_{\ell'} \otimes \Phi_{I',K'})_{JM} \rangle = \\
 & = \sum_{\lambda} [\nu_{\lambda}^{(1)}(\tau) \langle I, K || D_{\lambda}^{\lambda} || I', K' \rangle + \\
 & + \beta \gamma_0 \tilde{\nu}_{\lambda}^{(2)} \langle I, K || \frac{1}{2} \sqrt{2} (D_{\lambda}^{\lambda} + D_{\lambda}^{\lambda-2}) || I', K' \rangle] \times A(\ell I, \ell' I'; \lambda J) \quad (3.59)
 \end{aligned}$$

onde o termo $A(\ell I, \ell' I'; \lambda J)$, que também está presente nas equações 3.55 e 3.57, é escrito como:

$$A(\ell I, \ell' I'; \lambda J) = (4\pi)^{-1/2} (-)^{J-I'+\ell+\ell'+1/2(\ell'-\ell)} \hat{\ell} \hat{\ell}' (\ell \ell' 00 | \lambda 0) W(\ell I \ell' I'; J \lambda), \quad (3.60)$$

com $\hat{\ell} = (2\ell + 1)^{1/2}$. Com isso os elementos de matriz nucleares reduzidos são dados por:

$$\langle I, K || D_{i0}^{\lambda} || I', K' \rangle = \delta_{KK'} (2I' + 1)^{1/2} (I' \lambda K 0 | I K) \quad (K = 0, 2), \quad (3.61)$$

$$\begin{aligned} \langle I, 0 || \frac{1}{2} \sqrt{2} (D_{i2}^{\lambda} + D_{i-2}^{\lambda}) || I', 2 \rangle &= (-)^{I'} \langle I', 2 || \frac{1}{2} \sqrt{2} (D_{i2}^{\lambda} + D_{i-2}^{\lambda}) || I, 0 \rangle \\ &= (2I' + 1)^{1/2} (I 2 \lambda - 2 | 10) \end{aligned} \quad (3.62)$$

c) Núcleos Vibracionais.

Lembrando da equação 3.19, que descreve o termo V_{acop} para um núcleo vibracional, e comparando esta equação com equação 3.55, onde V_{acop} é escrito em termos do operador $Q_{\lambda}^{(t)}$, tem-se que:

$$Q_{\lambda\mu}^{(1)} = \alpha_{\lambda\mu} \quad (3.63)$$

$$Q_{\lambda\mu}^{(2)} = \sum_{\lambda_1 \lambda_2} \left(\frac{\hat{\lambda}_1 \hat{\lambda}_2}{\sqrt{(4\pi) \hat{\lambda}}} \right) (\lambda_1 \lambda_2 0 0 | \lambda 0) (\alpha_{\lambda_1} \otimes \alpha_{\lambda_2})_{\lambda\mu} \quad (3.64)$$

Através da introdução dos operadores de criação e aniquilação [10], $b_{\lambda\mu}$ e $b_{\lambda\mu}^*$, pode-se escrever o $\alpha_{\lambda\mu}$ como sendo:

$$\alpha_{\lambda\mu} = \beta_{\lambda} \hat{\lambda}^{-1} [b_{\lambda\mu} + (-) b_{\lambda-\mu}^*] \quad (3.65)$$

Sabendo que o estado fundamental pode ser denotado como sendo $|0\rangle$, podem-se ser escritas as funções de ondas dos estados vibracionais como, a saber:

a) Estado de um fônon:

$$|1; IM\rangle = b_{IM}^* |0\rangle. \quad (3.66)$$

b) Estados de 2 fônons:

$$|2; IM\rangle = (1 + \delta_{\lambda_1 \lambda_2})^{1/2} (b_{\lambda_1}^* \otimes b_{\lambda_2}^*)_{IM} |0\rangle \quad (3.67)$$

com multipolaridades λ_1 e λ_2 , respectivamente.

c) Estados de 3 fônons quadrupolares:

$$|3; IM\rangle = \sum_I N_I^{(I')} ((b_2^* \otimes b_2^*)_I \otimes b_2^*)_{IM} |0\rangle \quad (3.68)$$

Com as equações mostradas acima, é possível obter os seguintes resultados:

i) Operadores lineares em α_λ

a') Estado fundamental para estados de 1 fônon e vice-versa, para um dado λ :

$$\langle 0; 0 || Q_\lambda^{(1)} || 1; I \rangle = \delta_{\lambda I} (-)^I \beta_\lambda \quad (3.69)$$

b') Do estado de um fônon quadrupolar para estado de 2 fônons quadrupolares e vice-versa:

$$\langle 1; 2 || Q_2^{(1)} || 2; I \rangle = \beta_2 [2(2I+1)/5]^{1/2} \quad (3.70)$$

c') Dos estados de 2 fônons para estados de 3 fônons quadrupolares e vice-versa:

$$\begin{aligned} \langle 2; I || Q_2^{(1)} || 3; I' \rangle &= \left(\frac{\beta_2}{10^{1/2}} \right) \sum_I N_I^{(I'')} [2\delta_{II'} (-)^{(I+I')} \tilde{I}' + \\ &\quad + 4\tilde{I}\tilde{I}'\tilde{I}'' W(222I'; I'' I)] \\ &\equiv \left(\frac{\beta_2}{10^{1/2}} \right) B_{II'} \end{aligned} \quad (3.71)$$

d') Estado de 1 fônon octupolar para estado de 2 fônons quadrupolar - octupolar:

$$\langle 1; 3 || Q_2^{(1)} || (2 \otimes 3); I \rangle = \beta_2 \left[\frac{(2I+1)}{5} \right]^{1/2} \quad (3.72)$$

e') Estado de 1 fônon quadrupolar para estado de 2 fônons quadrupolares:

$$\langle 1; 2 || Q_3^{(1)} || (2 \otimes 3); I \rangle = \beta_3 (-)^I \left[\frac{(2I+1)}{7} \right]^{1/2} \quad (3.73)$$

ii) Operadores quadráticos em α_λ :

a'') Estado fundamental $\leftrightarrow$ estado de 2 fônons quadrupolares.

$$\langle 0; 0 || Q_{\lambda}^{(2)}(\lambda_1 = \lambda_2 = 2) || 2; I \rangle = \beta_2^2 \delta_{I\lambda} \left[\frac{(2200 | I0)}{\sqrt{2\pi}} \right] \quad (3.74)$$

b'') Estado de 1 fônon quadrupolar $\leftrightarrow$ estado de 3 fônons quadrupolares.

$$\begin{aligned} \langle 1; 2 || Q_{\lambda}^{(2)}(\lambda_1 = \lambda_2 = 2) || 3; I \rangle &= \beta_2^2 (2200 | \lambda 0) \sum_I N_I^{(r)} \\ &\cdot \left[\frac{2\delta_{I\lambda} \hat{I} \hat{\lambda}^{-1} + 4\hat{I}\hat{I}^* W(222I; I^* \lambda)}{\sqrt{4\pi}} \right] \\ &\equiv \beta_2^2 \frac{C_{I\lambda}}{\sqrt{2\pi}} \end{aligned} \quad (3.75)$$

onde $C_{I\lambda}$ pode ser calculado, dependendo de I e de λ .

c'') Estado fundamental $\leftrightarrow$ estado de 2 fônons quadrupolar-octopolar:

$$\langle 0; 0 || Q_{\lambda}^{(2)}(\lambda_1 = 2, \lambda_2 = 3) || (2 \otimes 3); I \rangle = \frac{\beta_2 \beta_3 \delta_{\lambda I} (2300 | I0) (-)^{I+1}}{\sqrt{4\pi}} \quad (3.76)$$

d'') Estado de 1 fônon quadrupolar $\leftrightarrow$ estado de 1 fônon octopolar

$$\langle 1; 2 || Q^0(\lambda_1 = 2, \lambda_2 = 3) || 1; 3 \rangle = \frac{\beta_2 \beta_3 (2300 | \lambda 0)}{\sqrt{4\pi}} \quad (3.77)$$

Uma ressalva a ser feita aqui é que todos os elementos mostrados até agora, seja com operadores lineares seja com operadores quadráticos em α_{λ} , são não diagonais.

3.1.1.3 Seções de choque inelásticas.

Uma das importantes informações que devem ser obtidas da equação 3.53 é a seção de choque. Independente do processo, seção de choque diferencial é definida como [61]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = |f(\theta)|^2 \quad (3.78)$$

onde $f(\theta)$ é a amplitude de espalhamento, que inclui uma parte nuclear e uma parte coulombiana. No espalhamento inelástico, esta amplitude é obtida através da integração da equação 3.53, na qual determina-se uma solução assintótica para as funções de onda radiais $R_{nlj}(r)$, no raio de "matching" R_m , da forma [61, 4, 14]:

$$f_i^j = F_{lj} \delta_{ji} + C_j^i (G_{lj} + iF_{lj}) \quad (3.79)$$

onde F_{lj} e G_{lj} são as funções regular e irregular de Coulomb e C_j^i são os coeficientes de espalhamento. A partir da determinação destes coeficientes [27], é possível obter a amplitude de espalhamento inelástica e, desta maneira, a seção de choque, que pode ser escrita como sendo:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{1}{(2S+1)(2I+1)} \frac{k_f}{k_i} \sum |f_{m_i, M_i, m_f, M_f}(\theta)|^2 \quad (3.80)$$

3.2 Cálculos de canais acoplados - ECIS.

Depois de apresentado todo o formalismo de canais acoplados, que é utilizado no programa ECIS, pode-se mostrar os cálculos desenvolvidos para os isótopos estudados aqui.

Nesta seção será apresentado o procedimento detalhado utilizado na determinação dos parâmetros necessários para efetuar os cálculos com o programa ECIS.

O objetivo é a determinação da deformação, seja ela coulombiana ou nuclear, comparando a seção de choque de espalhamento inelástico calculada por ECIS com a seção de choque experimental. A deformação coulombiana será determinada principalmente dos dados de $Mg + {}^{208}Pb$ e a deformação nuclear, dos dados de $Mg + {}^{12}C$. Deve-se notar que a medida experimental da seção de choque da desexcitação γ do primeiro estado 2^+ dos isótopos ${}^{24,30,32}Mg$, além da seção de choque de excitação e desexcitação direta do estado 2^+ , inclui a seção de choque de excitação de estados de energia mais alta, que em sua desexcitação γ decaem através do estado 2^+ para o estado fundamental.

Por esta razão, para comparar a experiência com os cálculos, os cálculos teóricos efetuados devem ter somado as contribuições dos estados excitados mais altos, levando em conta suas razões de ramificações ("branching ratio") no decaimento γ para o estado 2^+ .

A excitação de estados mais altos foi incluída no cálculo de canais acoplados, efetuado com o programa ECIS.

Os ingredientes destes cálculos são:

I) Potencial óptico. Foram utilizados 3 potenciais diferentes e seus resultados comparados com os experimentais.

II) Parâmetros de deformação, que são determinados da comparação entre S_{exp}^{2+} e S_{teo}^{2+} .

III) Contribuição de estados excitados de mais alta energia, levando em conta suas razões de ramificações.

Cada um destes itens será mostrado a seguir e assim, ficará determinado todo o procedimento dos cálculos feitos.

3.2.1 Potencial óptico.

Um primeiro passo nesta análise é escolher um potencial óptico para os sistemas nucleares estudados. Em geral, os potenciais ópticos são determinados ajustando distribuições angulares detalhadas de espalhamento elástico e inelástico. No caso dos nossos dados, foram medidas secções de choque integradas em 3 regiões angulares, não permitindo uma determinação precisa do potencial óptico. Por esta razão, utilizou-se potenciais que já foram usados para descrever processos quasi-elástico com íons pesados nesta faixa de energias intermediárias.

Estes potenciais são

I) potencial de proximidade [16] para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

II) potencial de proximidade para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

III) potencial óptico do tipo Woods-Saxon ajustado para descrever espalhamento elástico e inelástico de ^{17}O sobre ^{208}Pb , ^{120}Sn e ^{90}Zr à 84 MeV/núcleon [5]. Este potencial também foi utilizado por Motobayashi et al. [49] para descrever $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

I) Potencial de proximidade [16]

Uma maneira de obtenção do potencial íon-íon que é conveniente para sistemas de formas arbitrárias utiliza o fato que a difusividade a é muito menor que o raio dos 2 núcleos. Pode-se calcular o potencial íon-íon em termos da energia de interação por unidade de área, $e(s')$, entre 2 núcleos semi-infinitos com superfícies planas paralelas. Para 2 superfícies nucleares curvadas, expande-se a distância s' entre as superfícies (a posição da qual pode-se definir pontos de meias densidades.) em torno do ponto de máxima aproximação.

Tem-se, então,

$$s' = s + \frac{1}{2}\kappa^{\parallel}x^2 + \frac{1}{2}\kappa^{\perp}y^2 \quad (3.81)$$

onde s é a distância de máxima aproximação e x e y são as coordenadas no plano perpendicular à s . Os coeficientes $\kappa^{\parallel}$ e $\kappa^{\perp}$ são relacionados aos raios de curvaturas das 2 superfícies. A energia total de interação é então:

$$\begin{aligned} U_{aA}^N &= \int \int dx dy e(s') \\ &= \frac{2}{\sqrt{\kappa^{\perp}\kappa^{\parallel}}} \int \int e(s + x^2 + y^2) dx' dy' \\ &= \frac{2}{\sqrt{\kappa^{\perp}\kappa^{\parallel}}} \int_s^{\infty} e(s') ds' \end{aligned} \quad (3.82)$$

Se assumirmos que a densidade de matéria nuclear semi-infinita pode ser dada por:

$$\begin{aligned} \rho(z) &= \frac{\rho_0 \kappa_d^2}{4\pi} \int V(Z_d - z') \frac{e^{-|r-r'|\kappa_d}}{|r-r'|} d^3r \\ &= \rho_0 \times \begin{cases} \frac{1}{2} e^{-(z-Z_d)\kappa_d}, & z > Z_d \\ 1 - \frac{1}{2} e^{(z-Z_d)\kappa_d}, & z < Z_d \end{cases} \end{aligned} \quad (3.83)$$

e o potencial de partícula única ("single particle") é da mesma forma (eq. 3.83), podemos ainda calcular a energia de interação por unidade de área e achamos que:

$$e(s') = \frac{-\rho_0 V_p}{2(\kappa_p^{-1} - \kappa_d^{-2})} (\kappa_p^{-3} e^{-s' \kappa_p} - \kappa_d^{-3} e^{-s' \kappa_d}) \quad (3.84)$$

onde $s' = (Z_p - Z_d)$. O potencial de proximidade é, então, de acordo com 3.82,

$$U_{aA}^N(r) = \frac{\pi \rho_0 V_p}{\kappa_p^{-2} - \kappa_d^{-2}} \frac{1}{\sqrt{\kappa_{||} \kappa_{\perp}}} (\kappa_p^{-4} e^{-s \kappa_p} - \kappa_d^{-4} e^{-s \kappa_d}) \quad (3.85)$$

Para 2 núcleos esféricos, acha-se que:

$$\kappa_{||} = \kappa_{\perp} = R_a^{-1} + R_A^{-1} \quad (3.86)$$

$$s = r - R_a - R_A \quad (3.87)$$

A expressão 3.85 pode ser usada também para a interação entre núcleos não esféricos.

Para a energia de interação por unidade de área, $e(s)$, espera-se, em geral, que tenha-se um máximo quando as 2 densidades semi-infinitas (eq. 3.83) estão à uma distância $s = 0$, onde a densidade total é constante através da fronteira. Como nesta distância, duas unidades de área da superfície desaparecem, tem-se que:

$$e(0) = 2\gamma \quad (3.88)$$

onde γ é a tensão superficial. Para 2 esferas, acha-se que:

$$\left(\frac{\delta U_{aA}^N}{\delta r} \right)_{max} = 4\pi\gamma \frac{R_a R_A}{R_a + R_A} \quad (3.89)$$

na distância $r = R_a + R_A$, onde R_a e R_A são os raios de meia densidade dos 2 núcleos. Este resultado é geral e poderia incluir os efeitos de trocas e isospin. A expressão empírica da tensão superficial é:

$$\gamma_i = 0,95 \left[1 - 1,8 \left(\frac{N_i - Z_i}{A_i} \right)^2 \right] \text{ MeV fm}^{-2}. \quad (3.90)$$

Para a quantidade γ que aparece na equação 3.89, poderia-se usar a média de γ dos 2 núcleos. De fato, cálculos de "folding" indicam que a melhor expressão para γ pode ser:

$$\gamma = 0,95 \left\{ 1 - 1,8 \left[\left(\frac{N_a - N_A}{A_a} \right) \cdot \left(\frac{N_A - Z_A}{A_A} \right) \right] \right\} \text{ MeV fm}^{-2}. \quad (3.91)$$

Christensen e Winther [22] usam o potencial exponencial abaixo para ajustar dados de espalhamento elástico

$$U^N(r) = -S_0 \bar{R}_{aA} \exp\left(-\frac{r-R}{a}\right) \quad (3.92)$$

com $S_0 = 50 \text{ MeV/fm}$ e onde $\bar{R}_{aA}$ é dado por:

$$\bar{R}_{aA} = \frac{R_a \cdot R_A}{R_a + R_A} \quad (3.93)$$

e

$$a = 0,63 \text{ fm} \quad (3.94)$$

$$R_i = 1,233 A_i^{1/3} - 0,98 A_i^{-1/3}. \quad (3.95)$$

O potencial da equação 3.92 deveria ser usado somente para grandes distâncias r . A distância mínima r_{cr} , onde ele ainda é válido, é dado por

$$r_{cr} = R_a + R_A + 1,2 \text{ fm} \quad (3.96)$$

Para transpor a limitação $r > r_{cr}$ e também para poder utilizar o potencial abaixo da distância de $r \approx R_a + R_A$, pode-se usar a parametrização de Saxon-Woods do potencial íon-íon:

$$U_{aA}^N(r) = \frac{-V_0}{1 + e^{(r-R_0)/a}} \quad (3.97)$$

É possível ajustar os parâmetros V_0 , R_0 de maneira que a cauda esteja de acordo com a cauda padrão do potencial empírico representado na equação 3.92. Isto leva à:

$$V_0 = 16\pi\gamma\bar{R}_{aA}a, \quad (3.98)$$

com R_0 dado por:

$$R_0 = R_a + R_A + 0,29 \text{ fm} \quad (3.99)$$

Com isto, é possível, então, determinar os parâmetros do potencial de proximidade. Para a parte imaginária deste potencial, supõe-se que é descrito de maneira semelhante à parte real,

$$V_0 = W_0 \quad (3.100)$$

e

$$a_v = a_w \quad e \quad r_v = r_w, \quad (3.101)$$

ou seja, a profundidade, raio e difusividade reais são iguais à profundidade, raio e difusividade imaginária, respectivamente.

Com este formalismo é possível determinar os parâmetros do potencial de proximidade considerando os 2 alvos utilizados na experiência. Os parâmetros para cada um dos três potenciais é mostrado a seguir:

Potencial	V_0 (MeV)	W_0 (MeV)	$r_v = r_w$ (fm)	$a_v = a_w$ (fm)	r_{coul} (fm)
Potencial I	65,80	65,80	1,21	0,630	1,20
Potencial II	41,30	41,30	1,141	0,630	1,20
Potencial III	50,00	57,90	1,067	0,800	1,20

Tabela 3.1: Potenciais usados nos cálculos teóricos, onde o Potencial I é o de proximidade para o sistema $^{24}Mg + ^{208}Pb$; o Potencial II é o de proximidade para o sistema $^{24}Mg + ^{12}C$; e o Potencial III é da referência [5].

Na tabela 3.1, r_v e r_w são definidos como sendo:

$$r_v = \frac{R_v}{(A_a^{1/3} + A_p^{1/3})} \quad (3.102)$$

$$r_w = \frac{R_w}{(A_a^{1/3} + A_p^{1/3})} \quad (3.103)$$

onde R_v e R_w são calculados através da expressão 3.99; e A_a e A_p são, respectivamente, o número de massa do alvo e do projétil.

3.2.2 Parâmetros de deformação nuclear e coulombiano.

Para os cálculos teóricos, além de conhecer os potenciais a serem utilizados, é necessário determinar os parâmetros de deformação nuclear e coulombiano para cada um dos isótopos analisados.

O parâmetro de deformação coulombiano é calculado a partir da probabilidade de transição $B(E2)$ [12]:

$$B(E\lambda; n_\lambda = 0 \rightarrow n_\lambda = 1) = \left(\frac{3}{4\pi} Z e R_c^\lambda \right)^2 \beta_\lambda^2 \quad (3.104)$$

Então, para $\lambda = 2$, tem-se que:

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = \left[\frac{3}{4\pi} Z e R_c^2 \beta_2^c \right]^2 \quad (3.105)$$

com Z sendo a carga do núcleo, e e a carga elementar.

Para ^{24}Mg , $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = 432 e^2 \text{ fm}^4$ [3] e tem-se, então, para o valor de β_2^c ,

$$\beta_2^c = 0,601 \quad \text{com} \quad R_c = 1,20 A^{1/3} = 3,46 \text{ fm} \quad (3.106)$$

e o comprimento de deformação coulombiano, δ_c pode ser expresso como:

$$\delta_c = \beta_2^c \cdot R_c = 2,079 \text{ fm} \quad (3.107)$$

Supondo ainda que os comprimentos de deformação nuclear e coulombiano sejam iguais, pode-se, então, calcular o parâmetro de deformação nuclear, já que o comprimento de deformação é dado por:

$$\delta_c = \beta_2^c \cdot R_c = \delta_N = \beta_2^N \cdot R_N \quad (3.108)$$

A deformação usada no cálculo ECIS com um potencial óptico cujo raio é R_{opt} será:

$$\beta_2^{opt} = \frac{\delta_N}{R_{opt}} \quad (3.109)$$

A deformação nuclear β_2^N que independe do potencial óptico será definida por:

$$\beta_2^N = \frac{\delta_N}{1,20 A^{1/3}} = \frac{\beta_2^{opt} R_{opt}}{1,20 A^{1/3}}, \quad (3.110)$$

adotando como raio nuclear $R_N = R_c = 1,20 A^{1/3}$. Portanto no caso de ^{24}Mg , tem-se que:

$$\delta_N = \delta_c \rightarrow \beta_2^N = \beta_2^c. \quad (3.111)$$

Para os outros isótopos, ^{30}Mg e ^{32}Mg , os valores das deformações nuclear e coulombiana vão ser ajustados de tal forma que a seção de choque teórica dada por ECIS seja igual à calculada a partir dos dados experimentais, já que a seção de choque inelástica é, aproximadamente, proporcional a β^2 .

3.2.3 Contribuição de estados excitados de energia mais alta .

Na experiência, mediu-se o número de fótons que desexcitam do primeiro estado excitado 2_1^+ para o estado fundamental e a seção de choque correspondente ao primeiro estado excitado 2_1^+ pode ter outras contribuições, pois, na energia utilizada, o primeiro estado excitado 2_1^+ pode ser excitado diretamente do estado fundamental bem como populado no decaimento de estados excitados superiores, alimentados na experiência. Como na experiência devem ocorrer ambos os processos, conseqüentemente, nos cálculos teóricos também deve-se levar em conta ambos.

No cálculo da seção de choque teórica deve-se levar em conta a contribuição dos estados excitados de mais alta energia. Estes estados, quando decaem, alimentam o primeiro estado 2^+ , de acordo com as suas razões de ramificações.

A razão de ramificação de dado estado é a fração de quanto do total deste estado decae para um dado estado de mais baixa energia. Por exemplo, para calcular a razão de ramificação do estado 2_2^+ da banda γ ($K=2^+$) para o primeiro estado excitado 2_1^+ da banda fundamental deve-se observar o quanto deste estado alimenta, quando decae, o estado 2_1^+ com relação ao total do seu decaimento, que inclui uma desexcitação direta até o estado fundamental 0^+ , como mostra a figura 3.2.

Foram calculados todas as razões de ramificações para todos os estados excitados mais altos considerados nos cálculos teóricos.

No caso do ^{24}Mg , os níveis de mais alta energia são bem conhecidos [62, 50] (figura 3.3). Então, a contribuição destes estados é calculada somando as suas seções de choque de excitação que serão devidamente normalizadas pelas suas razões de ramificação no decaimento γ para o estado 2_1^+ .

Figura 3.2: Cálculo da razão de ramificação do decaimento do estado 2^+ , a 4,24 MeV, para o primeiro estado excitado 2^+ , a 1,37 MeV.

Figura 3.3: As energias de excitação dos níveis de energia do ^{24}Mg [62], em função de $I(I+1)\hbar^2$, mostrando a existência de várias bandas rotacionais.

Para os isótopos de ^{30}Mg e ^{32}Mg , esta contribuição é avaliada de uma outra forma, uma vez que os estados excitados mais altos não são completamente bem conhecidos. No caso do ^{30}Mg (figura 3.4) são conhecidos onze estados excitados com $E^* \leq 5,4 \text{ MeV}$, mas apenas o estado excitado a 1,482 MeV tem spin e paridade determinados como sendo 2^+ . No caso do ^{32}Mg (figura 3.5) só quatro estados excitados são conhecidos sendo que só o primeiro estado excitado 2^+ , a 885 keV, tem o spin e paridade determinados. Sem conhecer spins e paridades e razões de ramificações de decaimento γ fica impossível estimar a contribuição de estados excitados de energia mais alta.

Para calcular a contribuição dos estados excitados de energia mais alta no caso de ^{30}Mg e ^{32}Mg , supõe-se que a soma das contribuições ponderadas pela razão de ramificação de decaimento γ é proporcional à energia de separação

de um nêutron, S_{1n} (energia de excitação na qual o núcleo pode decair por emissão de um nêutron). Os valores de S_{1n} para o ^{24}Mg , ^{30}Mg e ^{32}Mg são, respectivamente, 16,48, 6,38 e 5,68 MeV, indicando que, como ^{30}Mg e ^{32}Mg tem S_{1n} bem mais baixo, terão menos contribuição dos estados excitados mais altos. Dentro desta hipótese, tem-se que:

$$\sum_i \sigma_i(I^\pi \rightarrow 2_1^+) = \frac{\sum \sigma(I^\pi \rightarrow 2_1^+)_{^{24}\text{Mg}}}{S_{1n}(^{24}\text{Mg})} \cdot S_{1n}(^i\text{Mg}) \quad (3.112)$$

Figura 3.5: Esquema de níveis do ^{24}Mg .

teste da análise apresentada neste trabalho, os resultados experimentais obtidos não devem mostrar diferenças entre deformações de prótons (carga) e de nêutrons (matéria).

Nos cálculos de ECIS, de seção de choque de excitação inelástica do ^{24}Mg , foram utilizados os três potenciais mostrados na tabela 3.1. Para cada um destes potenciais foram calculados os parâmetros de deformação quadrupolar coulombiano β_2^C (equação 3.106) e nuclear, β_2^N (equações 3.108 e 3.109), sempre lembrando que os comprimentos de deformação coulombiano e nuclear devem ser iguais. Na tabela 3.2 são mostrados estes parâmetros.:

Potencial/Deformação	β_2^C	δ_c	β_2^N	β_2^{opt}	δ_N
Potencial I	0,601	2,079	0,601	0,5960	2,079
Potencial II	0,601	2,079	0,601	0,6374	2,079
Potencial III	0,601	2,079	0,601	0,6815	2,079

Tabela 3.2: Os valores dos parâmetros, β_2 , e comprimentos de deformações, δ , para os três potenciais utilizados nos cálculos de canais acoplados do ^{24}Mg .

O núcleo ^{24}Mg é um núcleo triaxial [62, 50], como mostra a figura 3.3. Análises [50] de canais acoplados de medidas de espalhamento inelástico de

partículas α , realizadas a energias de 20 a 120 MeV mostram que o núcleo ^{24}Mg além de uma deformação quadrupolar β_2 e hexadecapolar β_4 , também apresenta uma triaxialidade γ necessária para reproduzir a posição de seus estados excitados na banda fundamental $K=0$ e banda γ de $K=2$. Cálculos de canais acoplados usando o modelo de Davidov- Fillipov [23] com $\lambda=2$, obtiveram $\gamma_2 = 23^\circ$. Cálculos de modelo rotacional assimétrico ([70]) com $\lambda=2,4$ ($\beta_4 \neq 0$) ajustaram as distribuições angulares para estados excitados das bandas $K=0$ e $K=2$ com $\gamma_2 = 23^\circ$ e com $\gamma_4 = -53^\circ$. Nosso intuito era calcular a seção de choque de excitação do primeiro estado excitado 2^+ e de vários outros estados excitados que possam populá-lo em sua desexcitação γ , usando um modelo realista de acoplamento de canais no cálculo.

O segundo estado 2_2^+ , seguido de 3^+ , 4^+ e 5^+ constituem uma nova banda γ com o segundo 2^+ , 2_2^+ , como cabeça de banda ($K=2$) e sua excitação foi calculada supondo ele se misturando com a banda $K=0$ através do ângulo de mistura. Os estados cuja excitação é descrita incluindo a mistura das 2 bandas $K=0$ e $K=2$, no cálculo de canais acoplados, é mostrado na figura 3.6. Na figura 3.7, é mostrado como são considerados os estados 1^- e 3^- , que também contribuem para alimentar o primeiro estado excitado 2_1^+ , da banda $K=0$. Estados 2^+ superiores em geral fazem parte de outras bandas (figura 3.3) e supor sua excitação direta sem acoplar com outros estados, superestimaria a seção de choque de excitação calculada, como foi verificado para o estado 2_2^+ . Por esta razão, preferimos não incluir estes estados na soma das contribuições.

Como pode-se observar, a partir das figuras 3.6 e 3.7, foram utilizados 3 esquemas diferentes de acoplamentos para levar em conta todos os estados de alta energia que mais contribuem na alimentação do primeiro estado 2_1^+ :

a) Esquema A. Neste esquema são acoplados a banda de estado fundamental, $K = 0^+$, com a banda vibracional γ , $K = 2^+$. Utilizou-se, neste caso, o modelo de simetria triaxial de Davydov e Fillippov [23], restrito à deformação quadrupolar triaxial, $\lambda=2$. Este modelo é caracterizado pelos parâmetro de deformação β_2 e o ângulo de assimetria γ_2 , através dos coeficientes $a_{\lambda\mu}$, ou seja, rescrevendo a equação 3.6 como sendo,

$$R(\theta) = R_0[1 + \sum_{\lambda\mu} a_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta)], \quad (3.113)$$

sendo que estes coeficientes $a_{\lambda\mu}$ podem ser escritos como:

Figura 3.6: As duas bandas, $K=0$ e $K=2$, incluídas na descrição A dos cálculos ECIS, de excitação do ^{24}Mg .

$$a_{20} = \beta_2 \cos \gamma_2 \quad e \quad a_{22} = a_{2-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta_2 \sin \gamma_2 \quad (3.114)$$

O ângulo γ_2 , ângulo de assimetria, foi obtido no estudo de espalhamento $^{24}\text{Mg}(\alpha, \alpha')^{24}\text{Mg}$, feito por R. Neu et al. [50] e vale 23° .

b) Esquema B. Aqui estão representados todos os estados 1^- , que foram considerados, um a um, como estados vibracionais de um fônon, acoplados juntos, considerando que são excitados principalmente no campo coulombiano forte do alvo de ^{208}Pb . Os valores aqui usados são extraídos do estudo de espalhamento inelástico $^{24}\text{Mg}(p, p')$ a 40 MeV feito por B. Zwiaglinski et al. [78]. Os parâmetros por ele obtidos através de cálculos de DWBA são mostrados na tabela 3.3

Sua contribuição à excitação nuclear é pequena, como foi verificado no caso do $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ (potencial I), onde a contribuição total dos estados 1^- foi de 2 mb.

c) Esquema C. Neste esquema é mostrado como foram acoplados os dois estados 3^- , como sendo vibracionais, sendo que cada estado 3^- é considerado

J^π	$E(\text{MeV})$	β_1
1_1^-	7,5553	0,081
1_2^-	8,4384	0,081
1_3^-	9,1462	0,081
1_4^-	11,390	0,069

Tabela 3.3: Os parâmetros de deformação dos estados 1^- utilizados nos cálculos ECIS, de excitação inelástica de ^{24}Mg .

Figura 3.7: Esquemas B e C de acoplamentos utilizados nos cálculos feitos com o programa ECIS, de excitação de ^{24}Mg .

como um estado de um fônon octupolar. B. Zwiaglinski et al. [78] também mediu as distribuições angulares destes dois estados e obteve, através dos cálculos de DWBA, os valores de deformação β_3 apresentados na tabela 3.4.

J^π	$E(\text{MeV})$	β_3
3_1^-	7,616	0,25
3_2^-	8,356	0,22

Tabela 3.4: Os parâmetros de deformação dos estados 3^- utilizados nos cálculos ECIS, de excitação de ^{24}Mg .

Estes valores foram usados para o potencial I, já que os raios do potencial utilizado por B. Zwiaglinski et al. [78] ($r_v = 1,22$ fm e $r_w = 1,26$ fm) são compatíveis com os valores do potencial I ($r_v = r_w = 1,21$ fm). Para estes estados, foi considerado que os comprimentos de deformação nuclear e coulombiano são iguais e, com a ajuda das expressões 3.108 e 3.109, obteve-se os seguintes

valores para os parâmetros de deformação destes estados 3^- :

Potencial	$\beta_{3,1}^c$	$\beta_{3,1}^n$	$\beta_{3,2}^c$	$\beta_{3,2}^n$
Potencial I	0,25	0,25	0,22	0,22
Potencial II	0,25	0,2652	0,22	0,2334
Potencial III	0,25	0,2846	0,22	0,2504

Tabela 3.5: Os parâmetros de deformação dos estados 3^- utilizados nos cálculos ECIS, de excitação de ^{24}Mg .

A partir destes esquemas, foram obtidos os seguintes resultados para as seções de choque inelástica integradas em toda a região angular, através dos cálculos ECIS para os 3 potenciais.

Apresentam-se, nas tabelas a seguir, para cada estado excitado incluído na soma das seções de choque : as energias de excitação (2ª coluna), as deformações nucleares usadas no cálculo (3ª coluna), as suas razões de ramificações para o estado 2_1^+ (4ª coluna) e a sua seção de choque de excitação integrada em toda região angular, obtida multiplicando sua seção de choque de excitação ECIS pela razão de ramificações

I) $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$

Potencial I

J^π	E (MeV)	β_i^N	B. R.	$\sigma_{\text{Exc}}^{\text{BR}}$ (mb)
2_1^+	1,3687	0,6010	1,0000	368,02
2_2^+	4,2384	0,6010	0,2181	3,32
4_1^+	4,1229	0,1388	1,0000	20,93
4_2^+	6,0103	0,1388	0,9271	15,46
6_1^+	8,1130	0,6010	1,0000	30,33
6_2^+	9,5280	0,6010	0,9430	19,41
3_1^+	5,2352	0,6010	0,9788	0,43
1_1^-	7,5553	0,0810	0,3506	13,24
1_2^-	8,4384	0,0810	0,1803	4,21
1_3^-	9,1462	0,0810	0,3360	5,34
1_4^-	11,390	0,0690	0,7204	2,46
3_1^-	7,616	0,25	0,7146	12,85
3_2^-	8,356	0,22	0,8582	11,72
$\sum \sigma_{\text{Exc}}(2^+ \rightarrow 0^+)$				507,72

Tabela 3.6: Seções de choque de desexcitação obtidas com cálculo ECIS para o potencial I, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Potencial II.

J^π	E (MeV)	β_i^N	B. R.	σ_{Ecis}^{BR} (mb)
2_1^+	1,3687	0,6374	1,0000	396,37
2_2^+	4,2384	0,6374	0,2181	3,77
4_1^+	4,1229	0,1472	1,0000	16,78
4_2^+	6,0103	0,1472	0,9271	13,18
6_1^+	8,1130	0,6374	1,0000	15,31
6_2^+	9,5280	0,6374	0,9430	10,36
3_1^+	5,2352	0,6374	0,9788	0,37
1_1^-	7,5553	0,0810	0,3506	17,72
1_2^-	8,4384	0,0810	0,1803	5,22
1_3^-	9,1462	0,0810	0,3360	7,58
1_4^-	11,390	0,0690	0,7204	4,77
3_1^-	7,616	0,2652	0,7146	6,62
3_2^-	8,356	0,2334	0,8582	5,79
$\sum \sigma_{Ecis}(2^+ \rightarrow 0^+)$				503,84

Tabela 3.7: Seções de choque de desexcitação obtidas com cálculos ECIS para o potencial II, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Potencial III.

J^π	E (MeV)	β_i^N	B. R.	σ_{Ecis}^{BR} (mb)
2_1^+	1,3687	0,6815	1,0000	367,38
2_2^+	4,2384	0,6815	0,2181	3,37
4_1^+	4,1229	0,1580	1,0000	11,49
4_2^+	6,0103	0,1580	0,9271	9,46
6_1^+	8,1130	0,6815	1,0000	7,11
6_2^+	9,5280	0,6815	0,9430	5,01
3_1^+	5,2352	0,6815	0,9788	0,29
1_1^-	7,5553	0,0810	0,3506	16,71
1_2^-	8,4384	0,0810	0,1803	5,46
1_3^-	9,1462	0,0810	0,3360	7,09
1_4^-	11,390	0,0690	0,7204	3,53
3_1^-	7,616	0,2846	0,7146	7,71
3_2^-	8,356	0,2504	0,8582	7,08
$\sum \sigma_{Ecis}(2^+ \rightarrow 0^+)$				451,69

Tabela 3.8: Seções de choque de desexcitação obtidas com cálculos ECIS para o potencial III, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$.

Algumas observações podem ser feitas sobre os resultados obtidos para os cálculos ECIS mostrados nas tabelas 3.6-3.8. Verifica-se que os valores obtidos de σ_{ECIS}^{BR} para os potenciais I e II (potenciais de proximidade) são muito próximos e a grande diferença é vista no potencial III, cuja seção de choque é menor de 50 mb.

Observa-se também que as maiores contribuições no valor de σ_{ECIS}^{BR} , independente do potencial observado, vem do primeiro estado excitado 2_1^+ e de membros de sua banda, a banda fundamental.

As contribuições dos estados 1^- e 3^- calculadas de maneira independente do acoplamento das outras bandas tem valores altos. Para estados 1^- , com 3 potenciais utilizados, as contribuições são próximas e distribuídas de maneira igual, ou seja, o estado 1_1^- contribue mais e outros contribuem, aproximadamente, com metade do valor obtido 1_1^- . Para os estados 3^- , observa-se que os 2 estados contribuem de maneira igual, independente do potencial utilizado, mas observa-se que os valores calculados dependem do potencial.

Uma importante observação a ser feita é que se a excitação do estado 2_2^+ tivesse sido calculada como excitação direta $0^+ \rightarrow 2_2^+$, teria tido uma contribuição bem maior do que como sendo considerada cabeça de banda da banda γ .

Concluimos que tanto a contribuição dos estados mais altos, como a seção de choque de excitação do estado 2_1^+ , dependem do potencial usado.

II) $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$

O comportamento apresentado para os valores de seções de choque calculados com o alvo de ^{12}C é diferente ao que foi observado para o ^{208}Pb , ou seja, o potencial I (potencial de proximidade para $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$) difere muito dos outros potenciais, que são comparáveis entre si, com seção de choque mais baixa.

Novamente, observa-se que a maior contribuição vem do primeiro estado excitado 2_1^+ , numa maior porcentagem que para ^{208}Pb . Observa-se, porém que a diferença entre as contribuições de mesmo spin, mas de bandas diferentes, diminui muito, sendo que os valores são comparáveis entre si (estados 4_1^+ e 4_2^+ , por exemplo). Com relação ainda a contribuições dos estados mais altos, observa-se que os valores calculados com o potencial I são, aproximadamente, o dobro dos valores obtidos para estes estados com os outros 2 potenciais.

Potencial I.

J^π	E (MeV)	β_i^N	B. R.	σ_{Eclis}^{BR} (mb)
2_1^+	1,3687	0,6010	1,0000	78,09
2_2^+	4,2384	0,6010	0,2181	0,71
4_1^+	4,1229	0,1388	1,0000	10,70
4_2^+	6,0103	0,1388	0,9271	8,03
6_1^+	8,1130	0,6010	1,0000	15,18
6_2^+	9,5280	0,6010	0,9430	10,34
3_1^+	5,2352	0,6010	0,9788	0,39
1_1^-	7,5553	0,0810	0,3506	0,33
1_2^-	8,4384	0,0810	0,1803	0,12
1_3^-	9,1462	0,0810	0,3360	0,18
1_4^-	11,390	0,0690	0,7204	0,00
3_1^-	7,616	0,2500	0,7146	7,46
3_2^-	8,356	0,2200	0,8582	6,93
$\sum \sigma_{Eclis}(2^+ \rightarrow 0^+)$				138,46

Tabela 3.9: Seções de choque de desexcitação obtidas com cálculos ECIS para o potencial I, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Potencial II.

J^π	E (MeV)	β_i^N	B. R.	σ_{Eclis}^{BR} (mb)
2_1^+	1,3687	0,6815	1,0000	47,32
2_2^+	4,2384	0,6815	0,2181	0,75
4_1^+	4,1229	0,1580	1,0000	5,01
4_2^+	6,0103	0,1580	0,9271	4,83
6_1^+	8,1130	0,6815	1,0000	4,16
6_2^+	9,5280	0,6815	0,9430	3,98
3_1^+	5,2352	0,6815	0,9788	0,13
1_1^-	7,5553	0,0810	0,3506	0,41
1_2^-	8,4384	0,0810	0,1803	0,16
1_3^-	9,1462	0,0810	0,3360	0,24
1_4^-	11,390	0,0690	0,7204	0,00
3_1^-	7,616	0,2846	0,7146	6,62
3_2^-	8,356	0,2504	0,8582	5,79
$\sum \sigma_{Eclis}(2^+ \rightarrow 0^+)$				79,40

Tabela 3.10: Seções de choque de desexcitação obtidas com cálculos ECIS para o potencial II, para o sistema $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

($\sum \sigma_{ECIS} \cdot \epsilon_{Si}$) e obter os parâmetros de deformação nuclear e coulombiano.

A eficiência $\epsilon_{Si}(i)$ é calculada por um programa de simulação que utiliza o método de Monte de Carlo, que é mostrado com detalhes no apêndice E. Para este cálculo, é necessário conhecer as distribuições angulares vindas do programa ECIS, pois estas forneceram a probabilidade de espalhamento do Mg^* em função do ângulo θ_{lab} . A eficiência de detecção dos telescópios de silício dependerá, portanto, para qual estado o núcleo foi excitado antes de decair.

Uma providência tomada antes de começar os cálculos de eficiência foi a de verificar se as diversas distribuições angulares obtidas do cálculo ECIS eram semelhantes e observou-se que seria necessária calcular eficiências levando em consideração não somente a distribuição angular da excitação direta, $0^+ \rightarrow 2_1^+ 0^+$, mas também para as outras distribuições angulares, como pode ser visto nas figuras 3.8, 3.9 e 3.10.

Figura 3.8: As distribuições angulares 6^+ obtidas através dos cálculos ECIS, para $^{24}Mg + ^{12}C$. Também é apresentada a distribuição angular do primeiro 2^+ .

Em todas, é possível observar que a distribuição angular levando ao primeiro 2^+ é diferente de todas as outras distribuições apresentadas, mas que as distribuições de mesmo spin e energias diferentes são iguais, como nos estados 1^- ou 3^- , por exemplo. Por causa deste tipo de comportamento, que é apresentado pelos 3 potenciais utilizados, é que foram calculadas as eficiências utilizando as seguintes distribuições: a referente ao primeiro 2^+ (à 1,368 MeV); a do segundo 2^+ ; a do primeiro 4^+ ; primeiro 6^+ , primeiro 1^- e, finalmente, a do primeiro 3^- . Desta maneira, a normalização da seção de

Os resultados obtidos para $\epsilon_{Si}(i)$ e $S_{Eclis}(2^+)(i)$ são mostrados nas tabelas 3.12, 3.13, 3.14, 3.15, 3.16 e 3.17. Apresentam, nestas tabelas: os valores de seções de choque σ_{Eclis}^{BR} , que são as seções de choque levando em conta as razões de ramificações (2ª coluna), as eficiências dos telescópios de silício calculadas (3ª e 4ª colunas) e os respectivos valores de $S_{Eclis}(2^+)(i)$, onde i é o índice referente ao telescópio utilizado. Para a reação com o ^{208}Pb , são considerados somente os telescópios 1 e 2 e para a reação com o ^{12}C , os telescópios 2 e 3 são levados em conta.

Potencial I:

J^π	$\sigma_{Eclis}^{BR}(\text{mb})$	ϵ_{Si1}	ϵ_{Si2}	$S_{Eclis}(2^+)(1)(\text{mb})$	$S_{Eclis}(2^+)(2)(\text{mb})$
2_1^+	368,02	0,6254	0,1844	230,16	67,86
2_2^+	3,32	0,6877	0,1257	2,29	0,42
4_1^+	20,93	0,5225	0,2070	10,94	4,33
4_2^+	15,46	0,5225	0,2070	8,08	3,20
6_1^+	30,33	0,3669	0,2887	11,13	8,76
6_2^+	19,41	0,3669	0,2887	7,12	5,60
3_1^+	0,43	0,6254	0,1844	0,27	0,08
1_1^-	13,24	0,8479	0,0498	11,23	0,66
1_2^-	4,21	0,8479	0,0498	3,57	0,21
1_3^-	5,34	0,8479	0,0498	4,52	0,27
1_4^-	2,46	0,8479	0,0498	2,09	0,12
3_1^-	12,85	0,6947	0,0872	8,93	1,12
3_2^-	11,72	0,6947	0,0872	8,14	1,02
$S_{total}(2^+)$				306,2	93,2

Tabela 3.12: Resultados obtidos para o potencial I, referente à reação $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$. Para a definição de S_{Eclis} (equação 3.115) e S_{total} (ver texto)

$^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$
Potencial I:

J^π	$\sigma_{E_{\text{cis}}}^{BR}(\text{mb})$	ϵ_{Si2}	ϵ_{Si3}	$S_{E_{\text{cis}}}(2^+)(2)(\text{mb})$	$S_{E_{\text{cis}}}(2^+)(3)(\text{mb})$
2_1^+	78,09	0,2182	0,6880	17,04	53,73
2_2^+	0,71	0,3309	0,4006	0,23	0,28
4_1^+	10,70	0,3850	0,3382	4,12	3,62
4_2^+	8,03	0,3850	0,3382	3,09	2,72
6_1^+	15,18	0,3621	0,2000	5,50	3,04
6_2^+	10,34	0,3621	0,2000	3,75	2,07
3_1^+	0,39	0,2182	0,6880	0,09	0,27
1_1^-	0,33	0,0330	0,9500	0,011	0,31
1_2^-	0,12	0,0330	0,9500	0,004	0,12
1_3^-	0,18	0,0330	0,9500	0,006	0,17
1_4^-	0,00	0,0330	0,9500	0,000	0,00
3_1^-	7,46	0,2404	0,6313	1,79	4,71
3_2^-	6,93	0,2404	0,6313	1,67	4,37
$S_{\text{total}}(2^+)$				37,1	75,1

Tabela 3.15: Resultados obtidos para o potencial I, referente à reação $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Potencial II:

J^π	$\sigma_{E_{\text{cis}}}^{BR}(\text{mb})$	ϵ_{Si2}	ϵ_{Si3}	$S_{E_{\text{cis}}}(2^+)(2)(\text{mb})$	$S_{E_{\text{cis}}}(2^+)(3)(\text{mb})$
2_1^+	47,32	0,1501	0,7975	7,10	37,74
2_2^+	0,75	0,2838	0,5981	0,21	0,45
4_1^+	5,01	0,3174	0,5533	1,59	2,77
4_2^+	4,83	0,3174	0,5533	1,53	2,67
6_1^+	4,16	0,4116	0,3908	1,71	1,63
6_2^+	3,98	0,4116	0,3908	1,64	1,55
3_1^+	0,13	0,1501	0,7975	0,02	0,10
1_1^-	0,41	0,0327	0,9507	0,013	0,39
1_2^-	0,16	0,0327	0,9507	0,005	0,15
1_3^-	0,24	0,0327	0,9507	0,008	0,23
1_4^-	0,00	0,0327	0,9507	0,000	0,00
3_1^-	6,62	0,2335	0,6604	1,55	4,37
3_2^-	5,79	0,2335	0,6604	1,35	3,82
$S_{\text{total}}(2^+)$				16,7	55,9

Tabela 3.16: Resultados obtidos para o potencial II, referente à reação $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Observa-se, através da comparação dos valores absolutos, que os melhores acordos são dados pelo potencial III para a reação $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$ e pelo potencial II para a reação $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$.

Pode-se ainda comparar graficamente os valores de S_{exp} e S_{Eclis}^{tot} em função do ângulo mediano dos telescópios de silício e estas comparações são mostradas na figura 3.11 e 3.12. Para $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, observa-se que o melhor acordo entre valores experimentais (tabela 2.31) e teóricos é dado pelos valores que foram calculados com o potencial II. Este acordo entre os valores é tanto do ponto de vista da inclinação em função de ângulos como do ponto de vista de valores absolutos, como mostrado na tabela 3.18 (os parâmetros de deformação β usados no cálculo são os conhecidos para ^{24}Mg , $\beta_c = 0,606$ e $\beta_N \cdot R_N = 2,079$)

Figura 3.11: Gráfico de seção de choque integrada por região angular S , em função do ângulo central. O mesmo comprimento de deformação foi usado em todos os cálculos.

Na figura 3.12, é mostrado o resultado para $^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$. Observa-se que a inclinação com ângulo é melhor reproduzida pelo potencial I, mas

$$\sigma_{Eis}(0^+ \rightarrow 2^+) = 47,3 mb \quad (3.117)$$

Por outro lado, as seções de choque de desexcitação experimentais $\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+)$, integradas em ângulo, podem ser calculadas de S_{exp} , dividindo por ϵ_{Si} e são, respectivamente, para o telescópio 1 e 2 para $^{24}Mg + ^{208}Pb$:

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (428 \pm 42) mb \quad (3.118)$$

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (426 \pm 64) mb \quad (3.119)$$

O resultado calculado com $B(E2\uparrow) = 432 e^2 fm^4$ e o potencial III é 451 mb, mostrando o bom acordo. Nossa seção de choque experimental fornece, para ^{24}Mg , o valor de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (405 \pm 40) e^2 fm^4$ ($\beta_c = 0,586 \pm 0,030$), que concorda bem com o valor aceito de $432 e^2 fm^4$ [3].

Para o sistema $^{24}Mg + ^{12}C$, as seções de choque de desexcitação experimentais $\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+)$, integradas em ângulo, podem ser calculadas de S_{exp} e são, respectivamente, para os telescópios 3 e 2:

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (70 \pm 6) mb \quad (3.120)$$

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (100 \pm 20) mb \quad (3.121)$$

O resultado calculado com $\beta_2^N R_N = \beta_2^C R_c = 2,079$ é 79 mb, mostrando bom acordo.

O acordo excelente entre $B(E2)$ e β_c extraídos de nossos resultados experimentais referentes ao espalhamento de ^{24}Mg sobre ^{208}Pb e ^{12}C e as propriedades bem conhecidas do ^{24}Mg , indicam que nosso método experimental e nosso método de análise funcionam bem e de forma confiável.

3.2.5 ^{30}Mg

É um isótopo sobre o qual não se tem muita informação na literatura sobre suas propriedades físicas, tais como deformação, níveis energéticos. Um exemplo deste fato é seu esquema de níveis que é mostrado na figura 3.4, onde os spins dos níveis nucleares não são conhecidos, mesmo que as energias das transições já foram bem determinadas [51].

$^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	$S_{teo}(i)$ (mb)	$S_{exp}(i)$ (mb)
	251,3 (tel. 1)	$251,2 \pm 20,8$ (tel. 1)
	122,0 (tel. 2)	$109,1 \pm 8,9$ (tel. 2)
$^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	$S_{teo}(i)$ (mb)	$S_{exp}(i)$ (mb)
	5,2 (tel. 2)	$8,2 \pm 1,8$ (tel. 2)
	52,5 (tel. 3)	$52,8 \pm 5,0$ (tel. 3)

Tabela 3.21: Comparação de S_{exp} e o fator S calculado.

As seções de choque de excitação $\sigma_{E_{cis}}(0^+ \rightarrow 2^+)$ integradas em ângulos são:

$$\sigma_{E_{cis}}(0^+ \rightarrow 2^+) = 448,6 \text{ mb para } ^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb} \quad (3.122)$$

$$\sigma_{E_{cis}}(0^+ \rightarrow 2^+) = 56,8 \text{ mb para } ^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C} \quad (3.123)$$

Por outro lado, as seções de choque de desexcitação experimentais $\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+)$, integradas em ângulo, obtidas dividindo S_{exp} por ϵ_{Si} , são, respectivamente, para os telescópios 1 e 2 para $^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$:

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (448 \pm 38) \text{ mb} \quad (3.124)$$

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (401 \pm 50) \text{ mb} \quad (3.125)$$

Para o sistema $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, as seções de choque de desexcitação experimentais $\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+)$, para os telescópios 3 e 2, são, respectivamente,

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (60 \pm 6) \text{ mb} \quad (3.126)$$

$$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) = (94 \pm 20) \text{ mb} \quad (3.127)$$

Os valores do telescópio 2 são sempre afetados por erros bem maiores por ele ter contado menos partículas, seus valores servem como tendência para confirmar os valores dos telescópios 1 e 3, respectivamente.

Com o valor de $\beta_2^E = 0,551$, foi possível calcular a probabilidade de transição $B(E2)$ através da expressão 3.105, ou seja,

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = \beta_c^2 R_c^4 Z^2 e^2 \frac{9}{16\pi^2} = 482 e^2 \text{fm}^4 \quad (3.128)$$

$$B(E2) = (482 \pm 50) e^2 fm^4 \quad (3.130)$$

$$e \beta_2^c R_c = 2,05 \text{ e } \beta_2^N R_N = 1,91$$

Em trabalho recente, B. V. Pritychenko et al [56], usando a excitação coulombiana de ^{30}Mg sobre alvo de ^{197}Au , o valor de $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (295 \pm 26) e^2 fm^4$ foi determinado. O valor de Pritychenko é muito inferior ao nosso valor, e resulta num parâmetro de deformação coulombiano de $\beta_c = 0,431$.

Cálculos usando a teoria de campo médio relativístico não linear foram feitos por Zhongzhou Ren et al. [77], com 2 tipos de "gap" de emparelhamento, um usando a fórmula de Moller et Nix [48] e um outro usando a fórmula de Vogel et al. [72]. Estes 2 cálculos mostram um comportamento decrescente de β à medida que o número de nêutrons aumenta e se aproxima de $N=20$.

Figura 3.13: Variação do parâmetro de deformação em função do número de massa obtido com os cálculos de Zhongzhou Ren et al. [77]. Os círculos e quadrados representam os cálculos com os 2 tipo de "gap" de emparelhamento. Nossos resultados e de Pritychenko são representados por triângulos e cruz, respectivamente.

evidenciada, num primeiro tempo, através de medidas de massa feitas por Detraz et al [24], que notou um aumento anômalo na energia de ligação de isótopos de Mg, perto de $N=20$, e, depois, por D. Guillemaud et al [35] que, através do estudo do decaimento beta de isótopos pesados de Na, encontrou o primeiro estado excitado do ^{32}Mg a uma energia de excitação de 885 keV, que é bem inferior que seus vizinhos pares com $N = 20$.

A análise que foi feita para os outros isótopos vai ser repetida para o ^{32}Mg . Um primeiro passo para esta análise é mostrar que os potenciais escolhidos, potenciais II e III, através da análise do ^{24}Mg e utilizados para a do ^{30}Mg , continuam sendo satisfatórios para ^{32}Mg . Utilizando os parâmetros de deformação do ^{24}Mg , foram feitos cálculos de ECIS para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$ com os três potenciais candidatos (tabela 3.1) e a comparação com os dados experimentais é mostrada na figura 3.15. O que é comparado é o parâmetro S, obtido pela multiplicação da seção de choque total inelástica pela eficiência de detecção de um dado telescópio, em função do ângulo médio do telescópio. Como foi dito no capítulo 2, para a reação $^{32}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ só foi possível analisar o telescópio 3 e com isso, tem-se somente um ponto na distribuição angular. Por causa deste fato, utilizou-se o mesmo potencial que foi utilizado nas análises de $^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$ e $^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$, ou seja, o potencial II.

Figura 3.15: Gráfico da seção de choque integrada por região angular S em função do ângulo médio do telescópio, para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$. O mesmo comprimento de deformação foi usado em todos os cálculos.

Para o sistema $^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$, a comparação pode ser observada na figura 3.15.

	$S_{teo}(i)$ (mb)	$S_{exp}(i)$ (mb)
$^{32}Mg + ^{208}Pb$	276,2 (tel. 1)	$276,2 \pm 26,7$ (tel. 1)
	163,5 (tel. 2.)	$164,0 \pm 18,3$ (tel. 2.)
$^{32}Mg + ^{12}C$	65,4 (tel. 3)	$65,5 \pm 5,7$ (tel. 3)

Tabela 3.26: Comparação de S_{exp} e o parâmetro S calculado teoricamente.

As incertezas de β_2^E , β_2^N são calculadas de maneira análoga ao que foi feito para ^{30}Mg e são sintetizadas na tabela 3.26, mostrando que os valores de β_2^E e β_2^N são praticamente iguais.

Reação	$\beta_2^E \pm \sigma_{\beta_2^E}$
$^{32}Mg + ^{208}Pb$	$0,59 \pm 0,03$
Reação	$\beta_2^N \pm \sigma_{\beta_2^N}$
$^{32}Mg + ^{12}C$	$0,56 \pm 0,09$

Tabela 3.27: Parâmetros de deformação do ^{32}Mg e suas respectivas incertezas.

O valor mostrado para a incerteza de deformação nuclear leva, além da maneira como foi calculado, em consideração os fatos de que: a deformação nuclear depende do potencial usado (figura 3.11, no caso do ^{24}Mg e tabela 3.28 para o ^{32}Mg) e o não conhecimento do potencial que melhor ajusta os dados referentes ao ^{32}Mg , devido ao fato que até agora não foi possível medir distribuições angulares referente a este isótopo (feixe instáveis pouco intenso).

Potencial	β_2^E	β_2^N
I	0,575	0,541
II	0,572	0,560
III	0,590	0,650

Tabela 3.28: Os parâmetros de deformação nuclear, ajustados, para os três potenciais utilizados nos cálculos ECIS.

A probabilidade de transição reduzida $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ foi obtida a partir de β_2^E e sua incerteza é calculada através da propagação de erro, dando:

$$B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+) = (603 \pm 61) e^2 fm^4 \quad (3.131)$$

	$\sigma_{exp}(2^+ \rightarrow 0^+) \text{ (mb)}$	$\sigma_{teo}(2^+ \rightarrow 0^+) \text{ (mb)}$	β
$^{24}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	$(428 \pm 42) \text{ (tel. 1)}$ $(426 \pm 64) \text{ (tel. 2)}$	451,7	$\beta_2^e = (0,601 \pm 0,08)$
$^{24}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	$(70 \pm 6) \text{ (tel.3)}$ $(100 \pm 20) \text{ (tel. 2)}$	79,6	$\beta_2^n = (0,601 \pm 0,08)$
$^{30}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	$(448 \pm 38) \text{ (tel. 1)}$ $(401 \pm 50) \text{ (tel. 2)}$	449	$\beta_2^e = (0,55 \pm 0,03)$
$^{30}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	$(60 \pm 6) \text{ (tel.3)}$ $(94 \pm 21) \text{ (tel. 2)}$	60	$\beta_2^n = (0,51 \pm 0,08)$
$^{32}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	$(557 \pm 54) \text{ (tel. 1)}$ $(559 \pm 62) \text{ (tel. 2)}$	557	$\beta_2^e = (0,59 \pm 0,03)$
$^{32}\text{Mg} + ^{12}\text{C}$	$(78,6 \pm 6,8) \text{ (tel.3)}$	78,7	$\beta_2^n = (0,56 \pm 0,09)$

Tabela 3.29: Valores de seção de choque experimental (equação 2.1, capítulo 2) e os respectivos parâmetros de deformação obtidos da análise de canais acoplados com o programa ECIS.

3.3 Modelos Teóricos

Vários modelos teóricos foram utilizados para explicar as anomalias observadas experimentalmente nos núcleos ricos em nêutrons, com $8 \leq Z \leq 14$, na região de $N=20$, também chamada de "ilha de inversão". Entre esses modelos, pode-se destacar o modelo de camada (SM), cálculos de campo médio relativístico (RMF), Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) com forças diferentes para descrever o campo médio, entre outros.

X. Campi et al [19] para explicar as anomalias observadas nas energias de ligação dos núcleos $^{30,31}\text{Na}$, observadas por C. Thibault et al [69], fez cálculos de Hartree-Fock, que sugerem que nos núcleos de Ne, Na e Mg perto da região de $N=20$, há uma transição de forma, com o preenchimento da camada $1f_{7/2}$ pelos nêutrons, em vez da camada normal $1d_{3/2}$, ou seja, um abaixamento anômalo da camada $1f_{7/2}$, também chamado, por este motivo, de estado intruso.

Ainda investigando o comportamento anômalo encontrado por C. Thibault et al [69], B. H. Wildenthal e W. Chung [74] fizeram cálculos de modelo de camadas para explicar o aumento de massa observado para os isótopos de $^{30,31}\text{Na}$ e obtiveram que se considerados somente as camadas s-d nestes cálculos não é possível explicar o fenômeno e isto só é possível quando são

consideração de mistura de camadas, onde excitações 2 nêutron da camada sd vão para a camada pf, diz que somente Ne, Na e Mg, com $N=20-21$, fazem parte da ilha de inversão, com a configuração 2p2h vindo antes de 0p0h e obtém para ^{32}Mg , os seguintes resultados:

$$E^{2+} = 1,03 \text{ MeV}, \quad (3.138)$$

enquanto a medida experimentalmente é 0,885 MeV, e,

$$B(E2 \uparrow) = 490 \text{ e}^2 \text{ fm}^4 \quad (3.139)$$

$$B(E2 \uparrow) = 650 \text{ e}^2 \text{ fm}^4 \quad (3.140)$$

considerando, respectivamente, 2 partículas - 2 buracos (2p2h) e 4 partículas - 4 buracos (4p4h)

Observa-se que todos os cálculos de modelo de camadas conseguem explicar satisfatoriamente a "ilha de inversão" vista experimentalmente.

Utilizando um outro enfoque que não o de modelos de camadas, tem-se feitos cálculos através do formalismo de Hartree-Fock, mas todos os cálculos utilizando este enfoque não conseguiram explicar a grande deformação do ^{32}Mg . Terasaki et al [68] fazendo cálculos de Hartree-Fock-Bogoliubov com forças de Skyrme [63, 64] para descrever o campo médio, obteve como resultado que o ^{32}Mg é esférico, como mostra a figura 3.16, onde o mínimo em energia corresponde a, aproximadamente, um momento de quadrupolo zero.

Observa-se, ainda nesta figura, que há um possível ponto de inflexão, muito fraco, em $Q=1,5 \text{ b}$ (que corresponde a um parâmetro de deformação $\beta=0,346$), que indicaria uma deformação do tipo prolata. Contudo, ele prevê uma forte deformação em $N=28$, com o desaparecimento do "gap" em energia (perda de magicidade), para $^{36,38,40}\text{Mg}$, sendo o ^{40}Mg o limite da drip-line.

T. Otsuka [58], comparando cálculo com modelo de camadas feito por ele e cálculos de Hartree-Fock com diferentes interações de Skyrme, obteve os mesmos resultados de Terasaki, com o ^{32}Mg sendo um núcleo esférico, exceção feita a interação de Skyrme, SkM*, com qual foi obtido que o ^{32}Mg é núcleo deformado com um parâmetro de deformação $\beta=0,33$, muito pequeno se comparado pelo obtido através de nossos dados.

e, em particular, o ^{32}Mg , o que consegue melhores resultado é o modelo de camadas com a mistura de configurações sd+pf, que consegue explicar as deformações, massas e energias de ligações, enquanto que os outros formalismos, Hartree-Fock e campos médio relativísticos, tem dificuldades para explicar a deformação a N=20, como no caso do ^{32}Mg , que é obtido como um núcleo esférico nestes modelos.

deformação nuclear, a nossa medida é pioneira e obtivemos $(0,56 \pm 0,09)$, valor muito semelhante ao coulombiano. Este resultado indica que, embora a excitação de nêutrons para a camada $1f_{7/2}$ seja responsável pela deformação, esta deformação também se estende aos prótons.

Comparando estes valores experimentais obtidos por nós com alguns cálculos teóricos de campos médios relativísticos, modelo de camadas e Hartree-Fock, observa-se que o nosso valor é maior do que os valores calculados teoricamente, mas vem na direção certa de que o ^{32}Mg é fortemente deformado, uma evidência clara, juntamente com baixa energia de excitação do primeiro estado 2^+ e as anomalias apresentadas na energia de separação de 2 nêutrons, da perda de magicidade na região de $N=20$.

Apêndice A

Acelerador Ganil

A.1 Características Gerais

Os circuitos magnéticos dos CSS (ciclotron de setor separado) pesam 430 toneladas e medem 4,82 metros de altura por 5,11 metros de diâmetro. A potência elétrica é de 1MW. A indução máxima dos ímãs é de 1,6 Tesla.

Dentre as características gerais deste acelerador para a produção de feixes primários, pode-se destacar os mais relevantes. Os feixes acelerados podem variar entre Hélio (com energia de 95 MeV/núcleon) até Urânio (com, aproximadamente, 25 MeV/núcleon), com intensidades entre 10^{12} por segundo e 10^9 por segundo, respectivamente. A resolução em energia é de tipicamente $\pm 0,05\%$. Já a resolução em tempo (largura à meia altura) é de 0,5 nanosegundos.

Uma característica ótica importante do feixe é a sua emitância, definida como o seu volume no espaço de fase. No plano horizontal isto se traduz em $\epsilon_h = \pi \Delta x \Delta\theta$, onde Δx é seu tamanho (largura) inicial no ponto objeto e $\Delta\theta$ é a sua divergência angular no plano horizontal. A emitância vertical, ϵ_v , é definida analogamente. Estas emitâncias são conservadas ao longo da linha e no caso da experiência, foram de 5π mrad, no plano horizontal e vertical.

o modo de desexcitação do núcleo composto não depende da maneira como ele é formado. Dentro deste modelo, fez-se as seguintes hipóteses:

- * os fragmentos são provenientes essencialmente do projétil.
- * não há correlação entre os diferentes momentos dos núcleos dentro do projétil.

Goldhaber [34], com ajuda deste modelo, obtém a relação entre o desvio padrão $\sigma_{p//}$ da gaussiana, que descreve a distribuição da componente paralela do momento, a massa do projétil A_p e do fragmento M_f da seguinte maneira:

$$\sigma_{p//}^2 = \frac{\sigma_0^2 * M_f * (A_p - M_f)}{(A_p - 1)} \quad (A.1)$$

onde σ_0 é uma constante.

Deduz-se desta relação que a largura da distribuição da componente paralela do momento para um fragmento cresce com a diferença entre a massa do projétil e do fragmento.

Ainda Goldhaber supôs que o projétil espera o equilíbrio térmico e com isso conseguiu ligar a constante σ_0 à temperatura T do projétil, através da expressão:

$$kT = \frac{4 * \sigma_0^2}{m_n * A_p} \quad (A.2)$$

onde

- * k é a constante de Boltzman,
- * A_p e m_n são as massas do projétil e do núcleon, respectivamente.

Um pouco depois, Hüfner [41] estabelece a analogia entre o processo de fragmentação e as seções de choque de reação total núcleo-núcleo. Sabe-se que estas tendem rapidamente ao valor geométrico $\pi * R^2$ ($R = r_0 * (A_a^{1/3} + A_p^{1/3})$) e tornam-se independentes da energia. A independência com energia de projétil, da distribuição em momento dos fragmentos deixam supor que a fragmentação tem uma origem geométrica. Hüfner et al [40] propuseram descrever a fragmentação dentro do modelo de "abrasion-ablation". Neste modelo, considera-se que um projétil relativístico incide sobre um alvo com um parâmetro de impacto b , tal que 2 núcleos possuem uma zona de superposição. Depois da colisão, os 2 núcleos serão privados desta zona que possui

Apêndice B

Eficiência dos detetores NaI.

B.1 Alguns aspectos teóricos

Neste apêndice, trataremos de um parâmetro muito importante e que está presente na análise feita neste trabalho: a eficiência dos detetores NaI ¹, que é utilizado no cálculo de seção de choque, como mostra a equação a seguir:

$$\sigma = \frac{N_{coin}}{N_{inc} \cdot N_{alva} \cdot \epsilon_{NaI} \cdot \epsilon_{Si}} \quad (B.1)$$

É sabido ([44],[45]) que os detetores tem uma capacidade limitada, seja por características intrínsecas do material seja por características do experimento (geometria), de detectar as partículas. No caso de detetores de fótons, uma outra dependência aparece, que é a dependência em energia dos fótons. É necessário, então, conhecer, para uma dada energia e para uma dada situação experimental, a capacidade do detetor de medir um fóton.

Essa capacidade é denominada eficiência do detetor. No geral, eficiência é definida como a razão entre o número de eventos de interesse efetivamente medida pelo detetor e o número de eventos de interesse emitidos, por exemplo, por uma fonte radioativa. Pode-se ainda, classificá-las em definições mais restritas.

A primeira que pode-se citar é a eficiência absoluta que é definida como:

¹NaI, detetor de iodeto de sódio

$$\epsilon_{total} = \frac{N_{dep}}{N_{emt}} \quad (B.5)$$

onde:

N_{dep} é o número de partículas que deposita uma fração da sua energia no detetor,

N_{emt} é o número de partículas emitidas nessa energia.

Pode-se ainda definir uma razão entre estas 2 últimas definições de eficiências, ou seja,

$$R = \frac{\epsilon_{foto}}{\epsilon_{total}} \quad (B.6)$$

No nosso caso, tendo os fótons diversas energias quando incidem sobre os detetores NaI e sendo impossível saber o número de fótons incidentes sobre os mesmos, utilizou-se, nos cálculos, a eficiência de fotopico e com ela, é possível determinar a dependência da eficiência em função da energia do fóton emitido.

B.2 Experiência

Durante a experiência, foi feita uma medida de eficiência dos detetores NaIs, colocando no interior da câmara de reação uma fonte de ^{60}Co presa numa posição do porta-alvo ². Esta tomada de dados foi feita com a fonte em 2 posições: uma a 0° em relação à normal ao eixo Z ³ e outra com a fonte a 30° em relação ao mesmo eixo. Este procedimento foi adotado pois, durante a experiência, como foi visto no capítulo 2, os alvos tiveram inclinações diferentes, em relação ao feixe, para aumentar a espessura do alvo e, também, para ter o feixe com uma energia média de 32 MeV/núcleon, no centro do alvo. Na tabela B.1, mostra-se, para cada ângulo, o tempo da medida.

²Assim sendo, todos os efeitos devido a geometria do dispositivo experimental são os mesmo que para as medidas com o feixe e são levados em conta durante a medida.

³direção do feixe

Para a determinação da eficiência do fotopico, precisa-se conhecer:

- a) número de partículas emitidas em cada energia e
- b) número de partículas em cada um dos fotopicos do espectro.

a) Número de partículas emitidas em cada energia.

Para a determinação do número de partículas, utilizou-se a informação da atividade inicial da fonte de ^{60}Co , fornecida pelo laboratório Ganil. Com esta informação e sabendo o tempo de medida (tabela B.1), a data de fabricação da fonte e a sua meia-vida, é possível determinar o número de desintegração para um dado tempo t

$$N(t) = N_0 * e^{-\lambda * t} \quad (\text{B.7})$$

onde:

N_0 é uma constante e pode ser calculada a partir dos dados iniciais ,

λ é dado por $\frac{\ln 2}{T_{1/2}}$, onde $T_{1/2}$ é a meia vida do isótopo. Para ^{60}Co , o valor da meia-vida é 1925,1 dias [65].

Na tabela B.2, mostra-se o número de partículas emitidas em cada energia, durante o intervalo de tempo da medida.

	$N_{1,17\text{MeV}}$	$N_{1,33\text{MeV}}$
N_{total} a 0 graus	$7,9563 \cdot 10^{07}$	$7,9643 \cdot 10^{07}$
N_{total} a 30 graus	$7,0276 \cdot 10^{07}$	$7,0346 \cdot 10^{07}$

Tabela B.2: Número de partículas total e o correspondente em cada energia.

b) Número de partículas em cada um dos picos do espectro.

Para a determinação destes valores, é necessário observar os espectros em energia de cada cintilador NaI. Na figura B.2, é possível observar 2 destes espectros e observar-se ainda vários aspectos, entre eles:

- 1) um fundo supostamente linear,
- 2) os 2 picos de interesse,
- 3) os respectivos fundos Compton e

$$F_{ajuste}(x) = F_1(x) + F_2(x) + F_3(x) \quad (B.8)$$

onde:

* $F_1(x)$ representa o pico a 1,17 MeV e é dada por:

$$F_1(x) = \frac{A}{2} * \left[1 + \operatorname{erf} \left(\frac{(B - x)}{\sqrt{2} * C} \right) \right] + D_1 * \exp \left[\frac{-(x - x_m)^2}{2 * \sigma^2} \right] \quad (B.9)$$

onde:

A é o valor do fundo Compton,

B é a energia E_c , energia máxima do elétron que escapa (efeito Compton),

C e σ ambos representam a largura a meia altura do pico de 1,173 MeV,

D_1 é a amplitude normalizada do fotopico de 1,173 MeV,

x_m é o valor médio e corresponde à posição do pico no eixo em energia.

* $F_2(x)$ representa o pico de 1,333 MeV e apresenta a mesma forma de $F_1(x)$ dada pela equação B.9.

* $F_3(x)$ representa a parte linear e é dada por:

$$F_3(x) = A_1 + B_1 * x \quad (B.10)$$

onde :

A_1 e B_1 são os coeficientes constante e linear que vão ser determinados através do ajuste.

O número de partículas é dado pelas amplitudes D_1 (no caso de 1,173 MeV) e D_2 (no caso de 1,333 MeV), uma vez que as gaussianas já são normalizadas.

Com esses valores e ajustando-se os picos para cada NaI, obtém-se a eficiência a 0 graus e a 30 graus, experimentalmente, como são mostrados nas tabelas B.3 e B.4.

onde a incerteza de N_{emit} , $\sigma_{N_{emit}}$, é puramente estatístico, através da propagação da incerteza da equação B.7. Este erro estatístico é dado principalmente por N_0 , dado pelo fabricante e pelo método utilizado por este para a medição do valor da atividade inicial da fonte.

A partir dos valores da tabela B.2, obtém-se os seguintes valores para as incertezas de N_{emit}

Ângulo	$\sigma_{N_{emit}}$ (1,173 MeV)	$\sigma_{N_{emit}}$ (1,333 MeV)
0 graus	$8,9198 \cdot 10^3$	$8,9243 \cdot 10^3$
30 graus	$8,3831 \cdot 10^3$	$8,3873 \cdot 10^3$

Tabela B.5: Valores calculados para as incertezas N_{emit}

Com estes valores, foi possível então determinar os valores nas incertezas das eficiências, que são mostrados na tabela B.6.

NaI	$\epsilon_{NaI} \pm \sigma_{\epsilon_{NaI}}$ (0 graus)	$\epsilon_{NaI} \pm \sigma_{\epsilon_{NaI}}$ (30 graus)
1	$(5,54 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(5,65 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$
3	$(4,28 \pm 0,11) \cdot 10^{-3}$	$(3,84 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$
4	$(4,62 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(4,41 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$
6	$(5,07 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(4,85 \pm 0,12) \cdot 10^{-3}$
7	$(4,92 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(4,86 \pm 0,13) \cdot 10^{-3}$
8	$(6,04 \pm 0,16) \cdot 10^{-3}$	$(6,09 \pm 0,17) \cdot 10^{-3}$
9	$(4,52 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(4,67 \pm 0,10) \cdot 10^{-3}$
11	$(4,62 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(4,75 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$
14	$(4,95 \pm 0,15) \cdot 10^{-3}$	$(4,44 \pm 0,14) \cdot 10^{-3}$

Tabela B.6: As eficiências experimentais medidas e suas incertezas, para a energia de 1,33 MeV.

Devido aos diversos valores de energias dos fótons desta experiência, a saber:

* 0,886 MeV é a energia de excitação do primeiro estado 2^+ do ^{32}Mg ,

* em torno de 1,40 MeV é a energia de excitação do primeiro estado 2^+ dos $^{24,30}\text{Mg}$,

Figura B.3: Esquema da estrutura do programa GEANT.

No início do programa principal, vem a gestão de memória. Em seguida, pode-se lançar os comandos interativos necessários para uma janela gráfica e posterior visualização da geometria.

Na parte de inicialização do experimento virtual, é descrito a geometria e é inicializado toda a física, através da definição das partículas, suas massas, energias e processos de interação com a matéria que vai atravessar. A parte seguinte é a definição do número de eventos desejados na simulação e a cinemática inicial da partícula a transportar e a partir daí, o programa GEANT começa a trabalhar.

Num primeiro passo, GEANT lê e interpreta, dentro de uma linguagem própria, os dados referentes à cinemática (condições iniciais) e de posse de certas informações, algumas rotinas particulares calculam parâmetros que nos interessam. Entre essas rotinas, podem-se destacar algumas como:

- GCTRAK, que calcula a perda de energia em cada parte do dispositivo simulado até o último material e contém informações sobre o processo físico em questão em cada uma das etapas.
- GCKINE, onde são ditos os tipos de partículas e calculados suas posições dentro de cada parte de um dado volume.

Para obter a eficiência dos detectores, a única informação utilizada é a perda de energia. A cada passo, a energia depositada no cintilador vem incrementada de um ΔE e assim é possível a construção dos espectros em

sódio, entre outros, precisam ser definidos e então torna-se necessário caracterizá-los, colocando suas massas, números atômicos dos elementos que os constituem, as densidades dos materiais e os coeficientes estequiométricos, que dão a contribuição de cada material na mistura final. Por exemplo, na definição do iodeto de sódio, a presença de tálio não é colocada na definição do material, pois ele não interfere na eficiência do cristal de iodeto de sódio.

Para o transporte da partícula através do material, deve-se inicializar alguns parâmetros, tais como a presença de campos magnéticos, a fração máxima de energia que pode ser perdida por difusão durante um único passo, a precisão com a qual são avaliados os comprimentos percorridos. Um material no qual são associados estes parâmetros é chamado "tracking medium" e a partícula que o atravessa pode interagir com o mesmo.

Para terminar a descrição da geometria, deve-se definir as formas geométricas dos volumes, dentro das formas básicas definidas nas bibliotecas, e as posições dos mesmos em relação ao sistema de coordenadas de referência. Os volumes utilizados no nosso dispositivo são padrões das bibliotecas e é, então, suficiente precisar as suas dimensões. Para cada um dos volumes utilizados, mostra-se os parâmetros que os caracterizam ⁹:

- Paralelepípedo. Os parâmetros a serem definidos são as dimensões nas 3 direções, x, y e z. Na geometria do nosso dispositivo virtual, este volume é utilizado para o volume mãe, as folhas de ferro que representam a câmara de reação e as folhas de chumbo que são colocadas sobre os detectores NaI para evitar os raios-X de baixa energia.
- Prisma hexagonal. São caracterizados pelos parâmetros: 2 limites em ângulo para a rotação em torno do eixo; o número de faces laterais; o número de faces perpendiculares (bases) ao eixo de rotação; posição sobre o eixo de rotação; raio máximo e mínimo do círculo inscrito pela base. A posição é referente à origem do sistema de referência do próprio volume. Este tipo de volume é utilizado para o cristal de iodeto de sódio e seu envoltório de Al. Este último é um volume oco, onde é possível colocar o volume que representa o cristal de iodeto de sódio.

A nenhum destes elementos que constituem este volume mãe foi aplicado um campo magnético e a precisão estimada para todos os comprimentos das partículas é de 0,01 cm. Esta precisão é necessária quando, ao fim de cada

⁹No GEANT, a unidade adotada é cm

Figura B.4: Gráfico de seção de choque dado por GEANT. Neste caso, é a seção de choque de fótons num cristal de NaI

são possíveis para um fóton quando num meio cintilador: efeito fotoelétrico, efeito Compton, a criação de pares e^-e^+ .

É necessário ainda impor os limites em energia nos quais é possível considerar que a partícula depositou toda sua energia no meio. No nosso caso, seja para o fóton, para o elétron e pósitron, o limite em energia é de 10 keV, valor mínimo aceito pelo GEANT.

O último parâmetro a fixar é o número de eventos da simulação.

A simulação do transporte da partícula através do dispositivo experimental é composta da avaliação do processo físico dominante na energia da partícula, a cada evento. Nesses programas de simulação, é possível simular interações eletromagnéticas para uma energia de 10 keV a 10 TeV.

Para uma dada energia, a seção de choque diferencial é dada e através dela, é possível saber qual processo pode acontecer e, baseada ainda nesta seção de choque, é que o estado final é gerado (cinemática, partícula se-

Figura B.6: Exemplo do espectro gerado pelo GEANT, para todos os detectores, para a energia de 1,40 MeV

B.3.3 Resultado da Simulação

Foram feitas simulações, com GEANT, colocando a fonte a 0, 30, 40 e 50 graus. As simulações a 0 graus e 30 graus foram feitas para ter-se uma comparação com os dados experimentais nesses mesmos ângulos. Um exemplo de cada uma delas, para um dado detetor, é mostrado a seguir, na figura B.7.

Observa-se que, a 0 graus e 30 graus, as eficiências calculadas através da simulação com GEANT são superiores aos valores medidos experimentalmente em, aproximadamente, 10 - 20%. Elas apresentam aparentemente o mesmo comportamento com energia, apesar desta diferença entre os valores medidos e calculados. Esta diferença pode ser devido a uma melhor

$$\epsilon_{GEANT} = a + b \cdot E + c \cdot E^2 \quad (B.12)$$

onde a , b e c são coeficientes determinados através das eficiências da simulação. Neste ajuste ¹⁰, o parâmetro a fornece a escala da eficiência, enquanto os parâmetros b e c são responsáveis pela forma da curva, ou seja, pela dependência da eficiência com a energia. Na figura B.7, observam-se também as curvas correspondentes aos ajustes quadráticos obtidos para o detector 8.

Os dois pontos experimentais medidos com a fonte de ^{60}Co não permitem determinar a forma da curva, porém eles definem a escala da eficiência absoluta dos detectores. Para a obtenção da calibração final, fixaram-se os parâmetros b e c obtidos do ajuste dos pontos da simulação e realizou-se um novo ajuste utilizando os pontos experimentais do ^{60}Co para se obter o parâmetro a que define a escala absoluta. Portanto, a escala absoluta da eficiência foi determinada por pontos experimentais, enquanto a dependência da eficiência em função da energia foi obtida através da simulação.

Desta maneira, foi possível determinar as eficiências para as outras energias de fóton que não a 1,37 MeV (^{24}Mg) e para outros ângulos de rotação de alvo que não seja 0 graus e 30 graus.

Na tabela B.7, mostram-se, para cada detector, nas energias e ângulos de interesses, cada uma das eficiências obtidas ¹¹. Para ^{24}Mg , os valores tabelados são os valores obtidos através das medidas experimentais obtidas com fonte de ^{60}Co . Para os demais isótopos, foi feita uma interpolação levando-se em conta a simulação GEANT.

¹⁰Os ajustes obtidos para as eficiências da simulação e as eficiências experimentais são mostrados no apêndice C

¹¹São mostrados apenas os detectores que funcionaram durante a experiência. Os detectores 10 e 12 não funcionaram mesmo na época da experiência; o detector 2 não tinha uma resolução razoável, pois não era possível distinguir os 2 picos, quando foi feita uma tomada com a fonte de ^{60}Co , e o detector 13 tinha um ganho muito instável, variando de run para run e então não foi considerado

$$\epsilon_{ff} = a + b \cdot E + c \cdot E^2, \quad (\text{B.13})$$

uma função de segundo grau da energia e os parâmetros a , b e c que relacionam a eficiência e a energia. Como a incerteza na energia dos fótons pode ser desprezado, tem-se um conjunto de dados, que correspondem a valores de eficiências (ϵ_{ff_i}), energias (E_i) e incertezas das eficiências ($\sigma_{\epsilon_{ff_i}}$).

Pode-se escrever esta função numa forma matricial ([47], [57] e [71])

$$\vec{\epsilon}_{ff} = E_c \cdot \vec{A} \quad (\text{B.14})$$

onde o vetor $\vec{\epsilon}_{ff}$ pode ser representado por:

$$\vec{\epsilon}_{ff} = \begin{bmatrix} \epsilon_{ff_1} \\ \epsilon_{ff_2} \\ \vdots \\ \epsilon_{ff_n} \end{bmatrix} \quad (\text{B.15})$$

e $\vec{A}$ é o vetor de parâmetros da função a ser ajustada que está relacionado aos valores de energias e eficiências e pode ser escrito como:

$$\vec{A} = \begin{bmatrix} a \\ b \\ c \end{bmatrix} \quad (\text{B.16})$$

e E_c pode ser escrito como:

$$E_c = \begin{bmatrix} 1 & E_1 & E_1^2 \\ 1 & E_2 & E_2^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & E_n & E_n^2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.17})$$

Aplicando-se o método dos mínimos quadrados, chega-se à seguinte expressão para os valores dos parâmetros ajustados:

$$\vec{A} = (E_c^t \cdot V_c^{-1} \cdot E_c)^{-1} \cdot E_c^t \cdot V_c^{-1} \cdot \vec{\epsilon}_{ff} \quad (\text{B.18})$$

Utilizando os pontos experimentais obtidos com a fonte de ^{60}Co e os parâmetros b e c fixos (iguais a b_G e c_G), obteve-se um novo parâmetro a_E que determinou a escala. Portanto, o vetor final dos parâmetros, com o qual vai ser possível determinar os valores de eficiências desejados, é dado por:

$$\vec{A} = \begin{bmatrix} a_E \\ b_G \\ c_G \end{bmatrix} \quad (\text{B.22})$$

e como as eficiências obtidas experimentalmente são independentes da simulação e possuem incertezas muito maiores que os dos pontos vindos da simulação, é uma boa aproximação considerar a covariância do parâmetro a_E com b_G e c_G nula. Assim, a matriz de covariância entre os parâmetros é:

$$V_{\vec{A}} = \begin{bmatrix} \sigma_{a_E}^2 & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{b_G}^2 & \text{cov}(b_G, c_G) \\ 0 & \text{cov}(b_G, c_G) & \sigma_{c_G}^2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.23})$$

Agora, pode-se calcular os valores das eficiências nas energias de 0,886 MeV e 1,482 MeV, através da interpolação utilizando as expressões definidas anteriormente.

B.3.4.3 Interpolação das eficiências de interesse.

As eficiências interpoladas (ϵ_{ffI}) para as energias de interesse, 0,886 MeV e 1,482 MeV, são obtidas através da expressão:

$$\tilde{\epsilon}_{ffI} = E_I \cdot \vec{A} \quad (\text{B.24})$$

onde:

$$E_I = \begin{bmatrix} 1 & 0,886 & (0,886)^2 \\ 1 & 1,482 & (1,482)^2 \end{bmatrix} \quad (\text{B.25})$$

Suas variâncias e covariâncias são obtidas da matriz,

$$V_{\epsilon_{ffI}} = E_I \cdot V_{\vec{A}} \cdot E_I^t \quad (\text{B.26})$$

Apêndice C

Coeficientes dos ajustes para os dados simulados e experimentais das eficiências dos detetores NaI

Como foi dito no apêndice anterior, foram feitos ajustes nos dados simulados. Nos dados experimentais de 0 graus e 30 graus, foi fixado os coeficientes de 1° e 2° graus e deixou-se livre o coeficiente constante. Nas tabelas a seguir, mostram-se os ajustes obtidos para cada ângulo dos dados simulados e dados experimentais ¹.

NaI	a_{GEANT}	b_{GEANT}	c_{GEANT}	a_{Exp}
1	0,1073E-1	-0,2837E-2	0,2976E-3	0,88806E-2
3	0,6929E-2	-0,1556E-2	0,1437E-3	0,61609E-2
4	0,7404E-2	-0,1728E-2	0,1688E-3	0,66635E-2
6	0,8591E-2	-0,2184E-2	0,2266E-3	0,75830E-2
7	0,8080E-2	-0,2006E-2	0,2022E-3	0,72934E-2
8	0,1011E-1	-0,2677E-2	0,2835E-3	0,90994E-2
9	0,6881E-2	-0,1624E-2	0,1578E-3	0,64913E-2
11	0,7439E-2	-0,1843E-2	0,1878E-3	0,68229E-2
14	0,7292E-2	-0,1911E-2	0,1983E-3	0,71533E-2

Tabela C.1: Valores para os dados a 0 graus

¹Os coeficientes são mostrados conforme foram definidos na equação B.11

NaI	a_{GEANT}	b_{GEANT}	c_{GEANT}
1	0,1078E-1	-0,2833E-2	0,3008E-3
3	0,6952E-2	-0,1557E-2	0,1425E-3
4	0,7477E-2	-0,1774E-2	0,1755E-3
6	0,8619E-2	-0,2181E-2	0,2240E-3
7	0,8029E-2	-0,1987E-2	0,2003E-3
8	0,1024E-1	-0,2714E-2	0,2863E-3
9	0,7023E-2	-0,1738E-2	0,1784E-3
11	0,7486E-2	-0,1883E-2	0,1948E-3
14	0,7507E-2	-0,1837E-2	0,1828E-3

Tabela C.4: Valores para os dados a 50 graus

Apêndice E

Eficiência dos detetores de silício.

Neste apêndice, vamos discutir a maneira pela qual foi calculada a eficiência global dos detetores de silício usado na experiência.

O cálculo desta eficiência é importante pois ela é parte essencial na determinação da seção de choque inelástica experimental.

Para o cálculo desta eficiência, o fator geométrico é o mais importante, pois a eficiência intrínseca deste tipo de detetor é $\sim 100\%$. Na discussão, consideraremos 3 situações geométricas distintas. A primeira é a descrição das coordenadas finais de uma partícula se o feixe fosse centralizado no alvo. A segunda delas é a mudança que ocorre nestas coordenadas quando consideramos que o feixe não é centralizado no alvo. E a última é considerando o processo de straggling angular sofrido pela partícula, devido à espessura do alvo, que altera a trajetória da partícula e, conseqüentemente, altera as suas coordenadas finais. Tudo isso deve ser considerado pois a detecção ou não de uma partícula pelo detetor vai depender das suas coordenadas finais estarem ou não dentro da superfície dada pelas dimensões do detetor.

Na experiência, temos, na verdade, 2 tipos de detetores de silício que formam os telescópios. Os 2 primeiros telescópios são formados de detetores anulares, onde a sua superfície de detecção é delimitada pelos raios mínimo e máximo. O terceiro telescópio é constituído de 2 detetores quadrados, que são limitados pela abertura do segundo telescópio.

Descreveremos a seguir as 3 situações geométricas já citadas. Depois,

$$y = r * \sin(\theta) * \sin(\varphi) = \frac{Z_{det}}{\cos(\theta)} * \sin(\theta) * \cos(\varphi) = Z_{det} * \tan(\theta) * \sin(\varphi) \quad (E.8)$$

Desta maneira, dados os ângulos θ e ϕ , determina-se a posição da partícula final no detetor. Para saber se a partícula foi detetada ou não, ou seja, se a sua posição final está dentro da superfície do mesmo, tem-se que levar em conta a dimensão do detetor que determina a superfície útil do mesmo. Isso é feito, definindo-se que, para um dado Z_{det} ,

$$r_{min} \leq \rho = \sqrt{x^2 + y^2} \leq r_{max} \quad (E.9)$$

e se para um dada partícula esta condição for obedecida, ela foi detectada pelo detetor.

E.2 Feixe não centralizado sobre o alvo.

É a situação da experiência. Novamente, deve-se considerar um sistema de coordenadas esféricas centrado no alvo. As equações para x e y (2.37 e 2.38) vão ser alterados, pelo acréscimo das quantidades x_{des} e y_{des} que são os valores de quanto o feixe está longe do centro do alvo, ou seja,

$$x = Z_{det} * \tan(\theta) * \cos(\varphi) + x_{des} \quad (E.10)$$

$$y = Z_{det} * \tan(\theta) * \sin(\varphi) + y_{des} \quad (E.11)$$

As coordenadas x_{des} e y_{des} , descrevem de quanto o projétil está deslocado em relação ao centro do alvo, são dadas pelo perfil do feixe incidente no alvo, medido na câmara de arrasto CD2. Havendo mudança de feixe secundário e de perfil, a eficiência dos telescópios tem que ser recalculada.

É importante ressaltar que a coordenada z não é alterada, uma vez que o deslocamento do feixe em relação ao centro é dado somente nas direções x e y .

O stragglng angular depende do projétil e do alvo e a distribuição dos ângulos θ' e ϕ' é aleatória sendo bem descrita por uma função gaussiana para θ' e uniforme em ϕ' , caracterizado por um valor médio (θ e ϕ da direção inicial) e uma largura (σ_θ) calculada pelo código DEDXSTRAG. A eficiência, portanto, depende do projétil e do alvo, através do stragglng.

Figura E.1: Representação gráfica dos ângulos θ' e ϕ' , em relação ao sistema de coordenadas adotado.

É assim, as equações das coordenadas x_{fin} e y_{fin} , considerando a não centralização do alvo e o stragglng angular ficam:

$$x_{fin} = Z_{det} * \tan(\theta) * \cos(\varphi) + x_{des} + \frac{Z_{det}}{\cos(\theta)} * \tan(\theta') * \cos(\varphi') \quad (E.16)$$

$$y_{fin} = Z_{det} * \tan(\theta) * \sin(\varphi) + y_{des} + \frac{Z_{det}}{\cos(\theta)} * \tan(\theta') * \sin(\varphi') \quad (E.17)$$

Ainda uma vez, faz-se uso da condição E.9 para saber se a partícula está ou não dentro do detetor.

A eficiência global é calculada com os 3 telescópios em seus lugares (para levar em conta possíveis sombras ou buracos) e contando quantos de N_{total} partículas espalhadas no alvo, seguindo uma distribuição de probabilidade dada por $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{lab}(\theta_{lab})$ desviados de sua direção inicial por θ' e ϕ' devido ao "straggling" (sorteado por meio de uma gaussiana), chegam nos telescópios 1 ou 2 ou 3, respectivamente, caracterizados por seus raios mínimos e máximos:

$$\epsilon_{Si}(i) = \frac{\text{Número de partículas detetadas no telescópio}(i)}{N_{total}} \quad (E.18)$$

Figura F.1: Esquema de eletrônica dos detetores NaI(Tl).

Figura F.2: Esquema de eletrônica das câmaras de arrasto.

Bibliografia

- [1] W. Mittig, A. Lépine-Szily and N. A. Orr -
Annu. Rev. Nucl. Sci, 47(1997)27.
- [2] R. Anne, D. Bazin, A. C. Mueller, J. C. Jacmart and M. Langevin -
Nucl. Instr. Meth. A257(1987)215-285.
- [3] S. Raman, C. H. Malarkey, W. T. Milner, C. W. Nestor and
P. H. Stelson - Atomic Data and Nuclear Data Tables 36, (1987),1-96.
- [4] R. C. Barrett -
Nucl. Phys. 51(1964)27.
- [5] J. Barrette et al. -
Phys. Lett. B209(1988)182
- [6] R. H. Rassel, G. R. Satchler, R. M. Drisco and E. Rost -
Phys. Rev. 110(1958)1080.
- [7] H. A. Bethe -
Phys. Rev. 70(1946)821-831.
- [8] M. Bernas et al. -
Extreme of Nuclear Structure - Proceedings of the International Work-
shops XXIV on gross properties of nuclei and nuclear excitations. Hi-
erschegg, Austria, Janeiro, 1996, 15-20.
- [9] G. S. Blanpied, B. G. Ritchie, M. L. Barlett, G. W. Hoffmann, J. A.
McGill, E. C. Milner, K. W. Jones, S. K. Nanda and R. de Swiniarski
- Phys. Rev. C37(1988)1987.
- [10] A. Bohr -
Mat. Fys. Medd. 26, n° 14 (1952).

- [24] C. Détraz et al -
Phys. Rev. C19(1978)171.
- [25] C. Détraz et al -
Nucl. Phys. A394(1983)378.
- [26] J. P. Dufour et al. -
Nucl. Instr. Meth. A248(1986)267.
- [27] J. Raynal -
Optical Model and Coupled Channel Calculations in Nuclear Physics
- Computing on a Language of Physics -
Vienna - IAEA - SMR 9/8 - 1972. - Versão 1994.
- [28] P. M. Endt et al. -
Nucl. Phys. A310(1978)1.
- [29] P. M. Endt -
At. Data Nucl. Data Tables 55(1993)171.
- [30] L. K Fifield et al. -
Nucl. Phys. A309(1978)77.
- [31] H. Feshbach et al. -
Phys. Lett. B47(1973)300.
- [32] N. Fusunishi, T. Otsuka and T. Sebe -
Phys. Lett. B296(1992)279.
- [33] A. Gillibert et al. -
Phys. Lett. B192(1987)39.
- [34] A. G. Goldhaber -
Phys. Lett. B53(1974)306
- [35] D. Guillemaud et al -
Nucl. Phys. A426(1984)37.
- [36] D. E. Greiner et al -
Phys. Rev. Lett 35(1975)152.

- [49] T. Motobayashi et al. -
Phys. Lett. B346(1995)9.
- [50] R. Neu, S. Welte, H. Clement, H. J. Hauser, G. Staudt and H. Müther
- Phys. Rev. C39(1989)39.
- [51] P. M. Endt et al. -
Nucl. Phys. A521(1990)1; A529(1991)763 (errata I);
Nucl. Phys. A564(1993)609 (errata II).
- [52] N. Orr et al. -
Phys. Lett. B258(1991)29.
- [53] F. G. Perey and G. R. Satchler -
Phys. Lett. 5(1963)212.
- [54] A. Poves and J. Retamosa -
Phys. Lett. B184(1987)311.
- [55] A. Poves and J. Retamosa -
Nucl. Phys. A571(1994)221.
- [56] B. V. Pritychenko et al -
MSUCL 1128 - Julho de 1999. Submetido à Phys. Lett. B.
- [57] Otaviano A. M. Helene e Vito R. Vanin -
Tratamento estatístico de dados em Física Experimental -
Editora Edgard Blücher Ltda. - 1981.
- [58] T. Otsuka -
Nucl. Phys. A616(1997)406.
- [59] L. Ray, G. S. Blanpied and W. R. Coker -
Phys. Rev. C20(1979)1236.
- [60] R. H. Bassel, R. M. Drisko and G. R. Satchler -
Oak Ridge National Laboratory Report - ORNL -3240, 1962.
- [61] G. R. Satchler -
Direct Nuclear Reactions - Oxford University Press - New York - 1983.

- [74] B. H. Wildenthal and W. Chung -
Phys. Rev. C22(1980)2260.
- [75] R. D. Woods and D. S. Saxon -
Phys. Rev. 95(1954)577.
- [76] S. Yoshida -
Proc. Phys. Soc. (Londres) A69(1956)668.
- [77] Zhongzhou Ren, Z. Y. Zhu, Y. H. Cai and Gongou Xu -
Phys. Lett. B380(1996)241.
- [78] B. Zwiaglinski, G. M. Cramwley, H. Nann and J. A. Nolen -
Phys. Rev. C17(1978)872.