Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Exame da Interferência Coulombiana-Nuclear no Espalhamento Inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$.

Xinxin Zhang

Orientadora: Prof^a. Dr^a. Márcia Regina Dias Rodrigues

*Dissertação de mestrado apresentada ao
Instituto de Física para a obtenção do título
de Mestre em Ciências*

Banca Examinadora:

Prof^a. Dr^a. Márcia Regina Dias Rodrigues (IFUSP)

Prof^a. Dr^a. Nora Lia Maidana (IFUSP)

Prof. Dr. Pedro Neto de Faria (UFF)

**São Paulo
2015**

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

Zhang, Xinxin

Exame da interferência coulombiana-nuclear no espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$. São Paulo, 2015.

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

Orientador: Profa. Dra. Márcia Regina Dias Rodrigues

Área de Concentração: Física Nuclear Experimental.

Unitermos: 1. Estrutura Nuclear; 2. Interferência Coulombiana-Nuclear; 3. Espalhamento Inelástico ${}^6\text{Li}$; 4. ${}^{76}\text{Ge}$; 5. Espectrógrafo Magnético.

USP/IF/SBI-066/2015

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Exame da Interferência Coulombiana-Nuclear no Espalhamento Inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$.

Xinxin Zhang

Orientadora:

Prof^a. Dr^a. Márcia Regina Dias Rodrigues (IFUSP)

**São Paulo, Brasil
2015**

*Para os meus pais,
e os tempos vividos no Brasil.*

致我深爱的父母，
以及生活奋斗过的巴西。

Agradecimentos

Agradeço sinceramente a todos que contribuíram neste projeto de pesquisa, de um modo ou de outro. Recebi muita ajuda e carinho durante os meus estudos na Universidade de São Paulo, tanto na graduação quanto no mestrado. Deste já, agradeço a todas as pessoas que passaram pela minha vida, e são elas que me fizeram apaixonar pelo Brasil, a minha segunda terra natal.

Em particular, muito obrigada às pessoas que foram essenciais durante o desenvolvimento do meu mestrado:

À minha orientadora, Prof^a. **Márcia**, agradeço por sua contribuição, principalmente pela orientação paciente e dedicação. Também acima de tudo, foi uma amiga próxima, que sempre me apoiou e cuidou nos momentos difíceis.

À Prof^a. **Thereza**, pela paciência, ajuda e orientação tanto na carreira acadêmica quanto na vida pessoal.

Ao **Cleber**, pela ajuda essencial nas construções do sistema de aquisição e análise de dados, e pela análise do alvo no LAMFI.

Ao **Kita**, pelas noites não dormidas nos períodos de máquina.

Aos professores **Lighia** e **Luciano**, pelas conversas e contribuições nos períodos de máquina.

Ao **José Carlos**, pelo esforço para garantir boas condições do feixe.

Ao **Jóse Antônio**, pela ajuda nos períodos de máquina na parte de criogenia.

Aos técnicos: **Rone**, **Celso**, **Silvinho**, **Serginho**, **Otávio**, **Márcio**, **Wanda**, **Messias**, **Jorge Henrique** e **Wellington**, que sempre ajudaram nos períodos de aquisição de dados.

Aos professores, **Rubens Lichtenthaler**, **Vito Vanin** e **Josif Frenkel**, pelos excelentes cursos na pós-graduação.

Ao Prof. **Chubaci**, pelas conversas, incentivos e conselhos, e por sempre estar disponível a ajudar quando eu precisei.

Aos meus amigos, **Diógenes**, **Everton**, **Yocef**, **Matheus**, **Jéssica**, **Lucas**, **Patrícia**, **Otávio** e **Pedro**, pelo crescimento junto nos estudos de física desde a graduação, além disso, pela companheirismo e apoio nos momentos de luta.

Aos meus pais e à tia, especialmente ao meu pai, **Zhang Qishan**, pelo carinho e amor, compreensão e apoio, ao longo de todos os anos da minha vida.

E, à **CNEN** e à **FAPESP**, pelo apoio financeiro.

Por fim, ao **Brasil**, como a minha segunda terra natal, que me acolheu e me deu oportunidade de crescer e de amadurecer.

Muito Obrigada!

Resumo

A análise da Interferência Coulombiana-Nuclear (ICN) foi aplicada à distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ de 28,0 MeV em ${}^{76}\text{Ge}$, na excitação do estado 2_1^+ . Os dados foram adquiridos no sistema Pelletron-Espectrógrafo Magnético Enge do LAFN do IFUSP. Na detecção dos íons emergentes, no plano focal do imã, foi utilizado um detector sensível à posição (PSD) de barreira de superfície (área de detecção de $47 \times 8 \text{ mm}^2$ e espessura útil de 500 μm). No presente trabalho foi introduzida a técnica de processamento digital de pulsos (PDP) no sistema de aquisição. Foram medidos espectros associados a vinte e seis ângulos de espalhamento na região angular de interesse: $10^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 55^\circ$. A análise foi realizada na aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA) utilizando o potencial nuclear de transição descrito pelo modelo do potencial óptico deformado (DOMP) e parâmetros ópticos globais. O ajuste das previsões sobre a distribuição angular experimental foi realizado pela minimização do χ^2 através do método iterativo de Gauss. O ajuste permitiu a extração dos parâmetros correlacionados: δ_2^N , comprimento de deformação nuclear e $C_2 = \delta_2^C / \delta_2^N$, razão entre os comprimentos de deformação de carga e nuclear. Os valores dos parâmetros correlacionados obtidos neste trabalho foram $C_2 = 1,101(20)$ e $\delta_2^N = 1,08(21) \text{ fm}$. Testes estatísticos através da simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados comprovaram a qualidade do método empregado no ajuste dos parâmetros correlacionados. A metodologia aplicada na análise da ICN, permitiu a extração da razão $B(E2)/B(1S2)$, que é proporcional ao quadrado de C_2 , com boa precisão devido ao cancelamento da incerteza no fator de escala, das seções de choque absolutas. Os resultados obtidos no presente trabalho são inéditos e permitiram análise da evolução da coletividade ao longo da cadeia de isótopos pares de germânio, em conjunto com os valores obtidos nos isótopos ${}^{70,72,74}\text{Ge}$ estudados previamente. Os resultados ao longo da cadeia indicaram que, apesar de uma leve predominância da contribuição dos prótons em relação aos nêutrons na excitação dos primeiros estados quadrupolares dos ${}^{70,72,76}\text{Ge}$, a contribuição dos nêutrons é consideravelmente maior para o ${}^{74}\text{Ge}$. Este aumento sugere forte mistura de configurações na descrição do estado fundamental deste isótopo.

Abstract

The inelastic scattering of 28,0 MeV ${}^6\text{Li}$ on ${}^{76}\text{Ge}$ in the excitation of the 2_1^+ state, has been studied with the Coulomb-Nuclear Interference (CNI) analysis. The data were measured at the Pelletron-Enge-Spectrograph facility at LAFN-IFUSP. A solid-state position sensitive silicon detector (PSD) (500 μm thickness and $47 \times 8 \text{ mm}^2$ area) was used to measure the data at the spectrometer focal plane. Digital pulse processing (DPP) was implemented in the acquisition system. Twenty-six spectra were measured at carefully chosen scattering angles in the range of $10^\circ \leq \theta_{\text{Lab}} \leq 55^\circ$ to obtain an angular distribution. The analysis was performed with the Distorted Wave Born Approximation (DWBA) and applied for the nuclear transition potential, the Deformed Optical Potential Model (DOMP), under well-established global optical parameters. The fit of the predicted cross sections to the experimental data through χ^2 minimization, using the iterative method of Gauss, allowed for the extraction of the correlated parameters, δ_2^N , the mass deformation length, and $C_2 = \delta_2^C / \delta_2^N$, the ratio between charge and mass deformation lengths. The correlated parameters obtained in the present work were $C_2 = 1,101(20)$ and $\delta_2^N = 1,08(21) \text{ fm}$. Statistical tests, through a Monte Carlo simulation of 5000 new data sets, validated the method employed in the correlated parameters fit. The methodology applied for the CNI analysis allowed the extraction of $\text{ratio} B(EL)/B(ISL)$, which is proportional to the square of C_2 , with a good precision due to the scale uncertainties cancellation of the absolute cross sections. The values of $B(IS2)$ and of the ratios $B(E2)/B(IS2)$ obtained in the present work have not been reported before and allow the study of the evolution of the collectivity throughout the even-A germanium chain together with former results obtained for the ${}^{70,72,74}\text{Ge}$ isotopes. The results along the chain indicate that although the protons relative to the neutrons reveal a small predominant contribution in ${}^{70,72,76}\text{Ge}$ to the first quadrupole excitation, the neutron role is strongly enhanced in ${}^{74}\text{Ge}$. This behaviour suggests a strong mixing configuration in the ${}^{74}\text{Ge}$ ground state description.

Sumário

Introdução	1
Capítulo 1 – Modelo teórico	5
1.1 – Aproximação de Born com Ondas Distorcidas.....	5
1.2 – Modelo Coletivo	10
1.3 – Excitação Coulombiana.....	12
1.4 – Interferência Coulombiana-Nuclear.....	14
1.5 – Previsões de DWBA-DOMP	16
1.6 – Cálculos de Canais Acoplados.....	20
Capítulo 2 – Metodologia Experimental	23
2.1 – Acelerador Pelletron.....	24
2.2 – Câmara de Espalhamento.....	26
2.3 – Espectrógrafo Magnético Enge	27
2.4 – Detector Sensível à Posição	29
2.5 – Sistema de Aquisição.....	30
2.6 – Discussão de Contaminantes do Alvo.....	33
2.7 – Aquisição de Dados	35
Capítulo 3 – Análise de dados e Resultados	36
3.1 – Espectros de Posição Experimentais	36
3.2 – Seções de Choque Experimentais	42
3.3 – Análise Estatística do Método Aplicado no Ajuste	45
Capítulo 4 – Discussão e Conclusão	52
Bibliografia	54

Lista de Figuras

Figura 1.1: Valores de $B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$, em unidades de e^2b^2 , em função do número de nêutrons para núcleos par-par na região de $A \approx 70$	3
Figura 1.1: Seções de choque previstas calculadas com a utilização da média da abertura angular e sem a sua utilização.....	17
Figura 1.2: Previsões DWBA-DOMP da reação $^{76}\text{Ge}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}')^{76}\text{Ge}[2_1^+]$, considerando $C_2 = 1,0$, para diferentes valores de energia incidente. As contribuições das excitações coulombiana e nuclear puras são apresentadas.....	19
Figura 1.3: Previsões DWBA-DOMP para o espalhamento $^{76}\text{Ge}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}')^{76}\text{Ge}[2_1^+]$, considerando diversos valores de C_2	19
Figura 1.4: Comparação das previsões das distribuições angulares de espalhamento elástico, calculadas pelo método de DWBA-DOMP e de canais acoplados (CA)	22
Figura 2.1: Vista do Acelerador Pelletron com eletroímãs e fonte de íons, com destaque para a canalização do espectrógrafo magnético	23
Figura 2.2: Esquema dos principais componentes do acelerador Pelletron, desde a fonte de íons até a câmara experimental	25
Figura 2.3: Foto da câmara de espalhamento com indicação das fendas de definição, do alvo e do copo de Faraday	27
Figura 2.4: Representação esquemática do espectrógrafo magnético tipo Enge, com exemplos de raios de curvatura das partículas	28
Figura 2.5: Foto de um PSD montado em um suporte móvel no plano focal do espectrógrafo magnético	30
Figura 2.6: Ampliação dos pulsos correspondentes E (vermelho) e EX/L (verde) obtidos na detecção de um evento físico de interesse	32
Figura 2.7: O primeiro bloco ilustra o princípio do filtro RCF e o segundo apresenta o filtro SCARF. O bloco verde mostra o resultado obtido para o fundo de ruídos. O esquema foi extraído da Ref. [Ja13].	33
Figura 2.8: Posições calculadas ao longo do plano focal referentes ao espalhamento inelástico ^6Li no $^{76}\text{Ge}[2_1^+]$ e dos espalhamentos elásticos associados aos contaminantes	34
Figura 3.1: O gráfico apresentado na parte superior representa o histograma bidimensional E-X associado ao ângulo de espalhamento $\theta_{Lab} = 31^\circ$. O gráfico na parte inferior mostra o respectivo espectro de posição resultante do corte indicado no histograma E-X pela região com dados em rosa delimitada pela linha contínua	38

Figura 3.2: Espectros de posição finais considerando apenas a região do pico associado ao espalhamento inelástico ${}^{76}\text{Ge}({}^6\text{Li}, {}^6\text{Li}'){}^{76}\text{Ge}$ na excitação do $[2_1^+]$. As resoluções em energia também são indicadas	39
Figura 3.3: Ajuste do pico do espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$ $[2_1^+]$ referente ao ângulo de espalhamento $\theta_{Lab} = 33^\circ$	41
Figura 3.4: Ajuste simultâneo do pico do espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$ $[2_1^+]$ com o pico do espalhamento elástico no contaminante ${}^{28}\text{Si}$ referente ao ângulo de espalhamento $\theta_{Lab} = 21^\circ$	42
Figura 3.5: Distribuição angular experimental em comparação com as previsões de DWBA-DOMP. A curva vermelha apresenta o ajuste dos dados experimentais. As curvas azuis e a verde mostram as previsões com valores de C_2 diferentes	45
Figura 3.6: Curvas de nível e elipses de Gauss obtidas a partir do melhor ajuste, delimitando as regiões em que os pontos se distribuem com probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%	48
Figura 3.7: Parâmetros ajustados (C_2, δ_2^N) e obtidos pela simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados, juntamente com as elipses de Gauss	48
Figura 3.8: Duas vistas diferentes da distribuição da superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros (C_2, δ_2^N) , através de 5000 dados experimentais sorteados pela simulação de Monte Carlo. A escala de cores mostrada nesta figura corresponde aos valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 2,3;6,17 e 11,8.	50-51

Lista de Tabelas

Tabela 1.1: Conjunto de parâmetros de potencial óptico determinado por Cook [Co82]	16
Tabela 3.1. Comparação dos resultados dos parâmetros obtidos no melhor ajuste na minimização do χ^2 e através da média dos 5000 valores obtidos pela simulação de Monte Carlo. O valor de σ apresentado corresponde ao desvio padrão das respectivas distribuições	49
Tabela 3.2. Comparação das somas relativas dos 5000 dados experimentais sorteados pela simulação de Monte Carlo, delimitando as regiões das probabilidades esperadas de 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7%	49
Tabela 4.1: Valores experimentais de (C_2, δ_2^N) (fm) e $B(E2)/B(IS2)$ na excitação do primeiro estado quadrupolar dos isótopos pares estáveis de germânio. As incertezas de δ_2^N incluem as incertezas de escala estimadas. Foram empregados os valores de $r_c = 1,22$ fm [Go96] e $r_M = 1,16$ fm [Ch90] nos cálculos	52

Introdução

As reações diretas são de valor especial na investigação de diferentes aspectos da estrutura nuclear. O projétil não penetra consideravelmente no núcleo e a interação ocorre na região da superfície, somente com poucos dos graus de liberdade do núcleo e pode, em particular, excitar os importantes modos de movimento coletivo dos nucleons que o compõem, como, por exemplo, a oscilação de forma. Nesta região de superfície há ainda uma probabilidade apreciável de um projétil interagir com apenas um nucleon ou um aglomerado do alvo e, então, a partícula residual escapa. As reações diretas são importantes fontes de informação sobre a estrutura, pois vão diretamente do estado inicial para o final, sem a formação de um sistema composto intermediário. Isto é, a amplitude da reação depende da superposição dos estados inicial e final, sem a complicada configuração intermediária do núcleo composto. Consequentemente, a secção de choque desta reação nos informa diretamente acerca da relação entre dois estados nucleares. Uma reação direta irá alimentar um canal de um modo que depende sensivelmente de suas características, por exemplo: espalhamento inelástico excita fortemente estados coletivos, e transferência de um nucleon popula fortemente estados de partícula simples.

Uma questão de grande interesse nos estudos de estrutura nuclear consiste na compreensão das chamadas regiões de transição de forma, com número de massa intermediária. Nessa região, prótons e nêutrons não são suficientes em número para produzir efeitos coletivos de interpretação simples, nem tão poucos para permitir considerações individuais. A adição de um ou poucos pares de nucleons, em particular de nêutrons, é frequentemente responsável por uma apreciável mudança de comportamento do núcleo como um todo.

Deste modo, o estudo de regiões de transição por meio de reações diretas tem sido alvo de pesquisa do grupo de Espectroscopia Nuclear com Íons Leves do qual a autora faz parte. Em particular, o presente trabalho está associado à linha de pesquisa referente ao exame da interferência coulombiana-nuclear (ICN), em espalhamentos inelásticos com projéteis de interação isoescalar, focalizando

aspectos macroscópicos da estrutura nuclear. Esta metodologia vem sendo aplicada no estudo da evolução da coletividade nas regiões de massa $A \approx 100$ e $A \approx 70$ [Ba05, Ro04, Uk01, Go96].

Na excitação dos primeiros estados coletivos por espalhamento inelástico com projéteis que interagem isoescalarmente com o núcleo, a interferência coulombiana-nuclear permite a extração simultânea da probabilidade reduzida de transição isoescalar (ou de massa) $B(IS2)$ e da razão $B(E2)/B(IS2)$. Dentro desse estudo a metodologia da ICN [Du97] foi aplicada com sucesso nos núcleos $^{70,72,74}\text{Ge}$ [Ba05], $^{90,92}\text{Zr}$, $^{94,98}\text{Mo}$ [Uk01], $^{100,102,104}\text{Ru}$ [Go96] e $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ [Ro04]. O objetivo do presente trabalho consiste em dar continuidade ao estudo da ICN ao longo da cadeia de isótopos pares de germânio com o espalhamento inelástico de ^6Li em ^{76}Ge .

As características de excitação dos primeiros estados quadrupolares são utilizadas amplamente como indicadores de estrutura nuclear e em particular as probabilidades reduzidas de transição elétrica, $B(E2)$, empregadas como medidas da coletividade dessas transições. A medida de $B(E2)$ é, entretanto, em princípio sensível somente à contribuição das cargas. Os núcleos com $A \approx 70$ são influenciados pelos fechamentos das camadas de prótons em $Z = 28$ e de nêutrons em $N = 50$, caracterizando uma região de transição. Por exemplo, o núcleo ^{72}Ge é um dos únicos da tabela periódica em que o primeiro estado excitado é 0^+ , consequência de possível coexistência de forma [Se85] ou até mesmo do fechamento da subcamada $N = 40$. A Figura I.1 ilustra a evolução na região dos valores de $B(E2)$. Considerando os isótopos de Ge e Se, observa-se uma transição mais abrupta nos Se ($Z = 34$) e mais suave nos Ge ($Z = 32$) [Ra01]. Já nos isótopos de Zn ($Z = 30$) os $B(E2)$ são praticamente constantes [Ra01, Le98].

Embora a literatura registre informações, bastante completas, dos valores de $B(E2)$ na região, fica claro (Figura I.1), que para quantificar as contribuições dos nêutrons, de importância primordial no comportamento coletivo, medidas complementares devem ser obtidas. O objetivo é alcançado através da extração da probabilidade reduzida de transição isoescalar (ou de massa), $B(IS2)$, pelo espalhamento inelástico com projéteis que interagem isoescalarmente com o núcleo. Particularmente adequadas, são as medidas a energias que realcem a

interferência coulombiana-nuclear e que permitam a extração simultânea de $B(IS2)$ e da razão $B(E2)/B(IS2)$, esta não afetada pela incerteza no fator de escala das seções de choque absolutas e menos sensível a efeitos de modelo.

Figura 1.1: Valores de $B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ [Ra01], em unidades de e^2b^2 , em função do número de nêutrons para núcleos par-par na região de $A \approx 70$.

Os isótopos pares de germânio, $^{70,72,74}\text{Ge}$, estudados previamente [Ba05], revelaram uma contribuição similar para os prótons e os nêutrons na excitação do primeiro estado quadrupolar nos núcleos $^{70,72}\text{Ge}$, diferentemente para o ^{74}Ge , onde a parte nuclear prevaleceu face à parte coulombiana. Além disso, a comparação dos dados experimentais obtidos na excitação coulombiana [Lec80, Le82] e na transferência de dois nêutrons [Le79, Gui77, Re80], indicam claramente a existência de transição de forma e a coexistência de forma ao longo da cadeia. Através dos valores experimentais dos momentos de quadrupolo estático Q_{2+} e $B(E2)$, associados ao primeiro estado quadrupolar, configurações quase esféricas foram atribuídas aos estados fundamentais do $^{70,72}\text{Ge}$, e deformações moderadas foram atribuídas aos estados fundamentais do $^{74,76}\text{Ge}$ [Le80, Lec80]. Por outro lado, a análise da transferência de $L = 0$ nas reações,

(t,p) e (p,t), mostraram que a intensidade de transição entre os estados fundamentais semelhantes $^{70}\text{Ge} \rightleftharpoons ^{72}\text{Ge}$ e $^{74}\text{Ge} \rightleftharpoons ^{76}\text{Ge}$ são maiores do que as transições entre os estados fundamentais do ^{72}Ge e ^{74}Ge [Le79, Gui77, Re80]. Face a esse cenário complexo e aos resultados da ICN nos núcleos $^{70,72,74}\text{Ge}$ [Ba05] onde foi observado um comportamento diferenciado para o ^{74}Ge , o interesse de investigação naturalmente se volta para o isótopo ^{76}Ge , completando as informações na cadeia de germânio. Dentro desse contexto, o presente trabalho consiste no exame da ICN no espalhamento inelástico de ^6Li em ^{76}Ge na excitação do primeiro estado quadrupolar.

O desenvolvimento do trabalho será apresentado em quatro capítulos. No capítulo 1 serão discutidos brevemente: a teoria básica de reações diretas, a Aproximação de Born com Ondas Distorcidas, bem como o modelo coletivo e a ICN. Finalizando o capítulo serão apresentadas as seções de choque previstas na descrição DWBA-DOMP e pelo método de canais acoplados (CA). A metodologia experimental é descrita no capítulo 2, realçando o sistema Pelletron-Espectrógrafo-Magnético-Enge e o sistema de aquisição. No capítulo 3, estão expostos os resultados experimentais obtidos e a análise de dados, incluindo a discussão dos métodos utilizados e a análise estatística. Concluindo, no capítulo 4, tem-se a discussão final e a comparação dos resultados obtidos com os trabalhos na cadeia de germânio.

Capítulo 1. Modelo Teórico

No capítulo atual será apresentado um resumo da teoria básica de reações [Sa83], focalizando o modelo de aproximação de Born com ondas distorcidas com potencial ótico deformado (DWBA-DOMP) para a descrição do espalhamento inelástico. As seções de choque previstas DWBA-DOMP e cálculos de canais acoplados são discutidas em seguida.

1.1 Aproximação de Born com Ondas Distorcidas

A função de onda total para um sistema que sofre uma reação direta do tipo $A(a,b)B$ obedece a equação de Schrödinger completa:

$$(E - H)\Psi = 0 \quad (1.01)$$

E refere-se a energia total e H é a hamiltoniana total do sistema de uma das partições $\alpha = a + A$ ou $\beta = b + B$. Representando o sistema da partição $\alpha = a + A$ como o exemplo, a hamiltoniana total é descrita como a soma da hamiltoniana interna dos núcleos a e A , H_α , a energia cinética do movimento relativo das partições K_α e o potencial de interação entre os núcleos V_α . Todas definições descritas acima são equivalentes para o canal β .

Deste modo, a expressão da hamiltoniana total é dada por:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = H_\beta + K_\beta + V_\beta \quad (1.02)$$

Ao representar a situação física de interesse, são impostas algumas condições de contorno para a função de onda total $\Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)$. Uma das condições de contorno corresponde às ondas planas incidentes no estado fundamental da partição α , isto é, os dois núcleos a e A estão no estado fundamental e se movem em um estado de ondas planas com momento relativo $\vec{k}_\alpha$. Além das ondas planas incidentes, a função de onda $\Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)$ também contém ondas esféricas emergentes neste canal e em todos os outros canais

abertos. A expansão da $\Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)$ em termos dos estados internos da partição β é descrita como:

$$\Psi_\alpha^{(+)} = \sum_\beta \xi_\beta(\vec{r}_\beta) \varphi_\beta(x_\beta) \quad (1.03)$$

onde o coeficiente $\xi_\beta(\vec{r}_\beta)$ representa a projeção do $\Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)$ no canal β , descrevendo o movimento relativo no canal β e têm informações a respeito da transição $\alpha \rightarrow \beta$. O termo $\varphi_\beta(x_\beta)$ corresponde as funções dos estados internos da partição. Utilizando a propriedade de ortonormalidade de $\varphi_\beta(x_\beta)$, tem-se:

$$\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = \langle \varphi_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle \equiv \int \varphi_\beta^*(x_\beta) \Psi_\alpha^{(+)} dx_\beta \quad (1.04)$$

Substituindo a expressão da hamiltoniana $H = H_\beta + K_\beta + V_\beta$ na equação de Schrödinger (1.01) e aplicando a expressão obtida na (1.04), uma relação de $\xi_\beta(\vec{r}_\beta)$ é obtida como:

$$(E_\beta - K_\beta) \xi_\beta(\vec{r}_\beta) = \langle \varphi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle = \int \varphi_\beta^*(x_\beta) V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) \Psi_\alpha^{(+)} dx_\beta \quad (1.05)$$

Resolvendo a equação acima com o auxílio das funções de Green [Me62] e considerando as condições de contornos impostas, encontra-se a seguinte solução:

$$\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = e^{i\vec{k}_\alpha \cdot \vec{r}_\alpha} \delta_{\alpha\beta} - \left(\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \right) \int \frac{e^{ik_\beta |\vec{r}_\beta - \vec{r}'_\beta|}}{|\vec{r}_\beta - \vec{r}'_\beta|} \langle \varphi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle d\vec{r}'_\beta \quad (1.06)$$

Tomando o limite de distâncias longas $\vec{r}_\beta \gg \vec{r}'_\beta$, a amplitude de espalhamento $f_{\beta\alpha}$, dado como a amplitude da onda esférica saindo no canal β induzida por uma onda plana de amplitude unitária no canal α , pode ser escrita como a seguinte fórmula:

$$f_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = - \left(\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2} \right) \langle e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}'_\beta} \varphi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (1.07)$$

Deste modo, a amplitude de transição $T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)$ é definida em termos da amplitude de espalhamento:

$$T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = \langle e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}'_\beta} \varphi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle = - \frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} f_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) \quad (1.08)$$

Já a expressão da seção de choque diferencial para a transição $\alpha \rightarrow \beta$ obtida é como:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) |T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)|^2 \quad (1.09)$$

Esta expressão é apenas uma solução formal do problema de espalhamento envolvendo a função de onda total $\Psi_\alpha^{(+)}$ desconhecida. Entretanto, esta solução oferece um bom início da aproximação e também as propriedades da simetria, os quais serão apresentados a seguir.

Introduz-se um potencial auxiliar arbitrário $U_\beta(r_\beta)$ em ambos lados da equação (1.05), que somente depende da distância relativa r_β e ainda não pode alterar os estados internos da partição β . Em geral, $U_\beta(r_\beta)$ pode ser complexo. Com isto a equação (1.05) é rescrita como:

$$(E_\beta - H_\beta - U_\beta(r_\beta)) \xi_\beta(\vec{r}_\beta) = \langle \varphi_\beta | W_\beta | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle \quad (1.10)$$

Sendo $W_\beta = V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) - U_\beta(r_\beta)$ a interação residual. O motivo de introduzir o potencial U_β é minimizar os efeitos dos termos não homogêneo da interação do V_β no lado direito da equação (1.10). Deste modo, interação residual W_β pode ser tratada como uma perturbação. A solução formal da equação (1.10) pode ser expressa em termos da solução da equação homogênea:

$$(E_\beta - H_\beta - U_\beta(r_\beta)) \chi_\beta^{(+)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) = 0 \quad (1.11)$$

Onde $\chi_\beta^{(+)}$ representam as ondas distorcidas e descrevem o espalhamento elástico no canal β devido somente ao potencial U_β . O comportamento assintótico apresentado por essas funções tem a forma de uma onda plana incidente mais ondas esféricas saindo no canal β .

Novamente utilizando as funções de Green para resolver a equação (1.10), a sua solução de $\xi_\beta(\vec{r}_\beta)$ é encontrada como:

$$\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \delta_{\alpha\beta} + \int G_\beta^{(+)}(\vec{r}_\beta, \vec{r}_\beta') \langle \varphi_\beta | V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) - U_\beta(r_\beta) | \Psi_\alpha^{(+)} \rangle d\vec{r}_\beta' \quad (1.12)$$

Lembrando que a $G_\beta^{(+)}$ é a função de Green da onda emergente para a propagação no potencial U_β . Com a manipulação das técnicas matemáticas, a equação (1.12) é rescrita em:

$$\xi_\beta = \chi_\alpha^{(+)} \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{E - H_\beta - K_\beta - U_\beta + i\varepsilon} \left\langle \varphi_\beta \left| V_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) - U_\beta(r_\beta) \right| \Psi_\alpha^{(+)} \right\rangle \quad (1.13)$$

Substituindo a expressão acima na equação (1.03), obtém-se:

$$\Psi_\alpha^{(+)} = \chi_\alpha^{(+)} \varphi_\alpha \delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{E - H_\beta - K_\beta - U_\beta + i\varepsilon} W_\beta \Psi_\alpha^{(+)} \quad (1.14)$$

em seguida, utilizando a expansão binomial de $(1 + x)^{-1}$ na equação acima, chega-se uma série de ondas distorcidas de Born:

$$\Psi_\alpha^{(+)} = [1 + G_\alpha^{(+)} W_\alpha + G_\alpha^{(+)} W_\alpha G_\alpha^{(+)} W_\alpha + \dots] \chi_\alpha^{(+)} \varphi_\alpha \quad (1.15)$$

onde a função $G_\alpha^{(+)}$ é o propagador de onda distorcida para o potencial auxiliar U_α apresentado como:

$$G_\alpha^{(+)} = (E - H_\alpha - K_\alpha - U_\alpha + i\varepsilon)^{-1} \quad (1.16)$$

A amplitude de transição correspondente em série de onda distorcida de Born é obtida:

$$T_{\beta\alpha} = \left\langle \chi_\beta^{(-)} \varphi_\beta \left| W_\beta + W_\beta G_\alpha^{(+)} W_\alpha + W_\beta G_\alpha^{(+)} W_\alpha G_\alpha^{(+)} W_\alpha + \dots \right| \chi_\alpha^{(+)} \varphi_\alpha \right\rangle \quad (1.17)$$

somente o primeiro termo da expressão (1.17) é considerado no cálculo da amplitude de transição, chegando-se na conhecida aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA):

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \left\langle \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) \varphi_\beta(x_\beta) \left| W_\beta(x_\beta, \vec{r}_\beta) \right| \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) \varphi_\alpha(x_\alpha) \right\rangle \quad (1.18)$$

O método de DWBA aborda o espalhamento elástico como o processo mais importante e os demais canais abertos são tratados como uma perturbação. Assim os outros canais abertos não podem ser fortemente correlacionados entre si e nenhum pode apresentar probabilidade maior frente aos demais, o potencial óptico fenomenológico, U_β , deve reproduzir satisfatoriamente o espalhamento elástico. A parte imaginária desse potencial é a responsável pela absorção do fluxo do canal elástico para os diversos canais de reação possíveis. Os termos

que envolvem processos múltiplos de espalhamento, em que o potencial atua mais de uma vez e o núcleo alvo passa por processos intermediários, não são considerados nessa descrição.

A amplitude de transição escrita dessa forma separa a contribuição das ondas distorcidas, deixando evidente o elemento de matriz de interação, que determina todas as informações sobre estrutura nuclear, detalhes do mecanismo de reação, assim como as regras de seleção de momento angular e paridade. Na análise usual do espalhamento inelástico em baixas energias, não se considera a transferência de spin do projétil para o alvo ($\Delta S = 0$) e nem excitação do projétil. Como os projéteis utilizados são ${}^6\text{Li}$, não há transferência de isospin, sendo a transição isoescalar ($\Delta T = 0$). Assim nos cálculos não serão considerados spins e isospin. Deste modo, a expansão do potencial de interação pode ser realizada em uma série de multipolos, deixando em evidente as partes radial e angular no elemento de matriz:

$$\langle \varphi_\beta | W_\beta | \varphi_\alpha \rangle = f_L(r_\alpha) [i^L Y_{LM}(\hat{r}_\alpha)]^* \quad (1.19)$$

onde Y_{LM} é o harmônico esférico relativo ao momento angular transferido L com projeção M , e $f_L(r)$ é o fator de forma radial.

No caso que o espalhamento inelástico seja descrito por um potencial de interação local W_β , isto é, os vetores posição dos canais de entrada e saída, $\vec{r}_\alpha$ e $\vec{r}_\beta$, tornam-se paralelos no referencial do centro de massa, $\vec{r}_\alpha = \lambda \vec{r}_\beta$. Deste modo, uma grande simplificação ocorre na equação (1.18) e substituindo por (1.19), a amplitude de transição representa a excitação do núcleo residual para um estado com spin L e projeção M como:

$$T_{\beta\alpha} = i^{-L} \int \chi_\beta^{(-)*}(\vec{k}_\beta, \lambda \vec{r}_\alpha) f_L(r_\alpha) Y_{LM}^*(\vec{r}_\alpha) \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha, \vec{r}_\alpha) d\vec{r}_\alpha \quad (1.20)$$

Na escolha do eixo z paralelo ao vetor $\vec{k}_\alpha$, e do eixo y paralelo ao produto vetorial de $(\vec{k}_\alpha \times \vec{k}_\beta)$, realizando a expansão das ondas distorcidas em ondas parciais, e resolvendo as integrais envolvidas dos harmônicos esféricos, a equação (1.20) se transforma como:

$$T_{\beta\alpha} = \sqrt{2\ell + 1} \sum_{\ell_\alpha, \ell_\beta} \Gamma_{\ell, m}^{\ell_\beta, \ell_\alpha} X_{\ell}^{\ell_\beta, \ell_\alpha} P_{\ell, m}(\cos\theta) \quad (1.21)$$

onde os $P_{\ell\beta,m}(\cos\theta)$ são os polinômios associados de Legendre, com $\cos(\theta) = \hat{k}_\beta \cdot \hat{k}_\alpha$, e os coeficientes geométricos $\Gamma_{\ell,m}^{\ell_\beta,\ell_\alpha}$, definidos por Bassel et al. [Ba62], contêm os coeficientes de Clebesh-Gordan que levam em conta os acoplamentos adequados de ℓ_α , ℓ_β , e L para que sejam satisfeitas as regras de conservação do momento angular.

$$\Gamma_{\ell,m}^{\ell_\beta,\ell_\alpha} = (-1)^m i^{\ell_\alpha - \ell_\beta - \ell} \frac{(2\ell_\alpha + 1)(2\ell_\beta + 1)}{(2L + 1)} \left(\frac{\ell_\beta - m}{\ell_\beta + m} \right)^{\frac{1}{2}} \langle \ell_\beta \ell_\alpha 00 | \ell 0 \rangle \langle \ell_\beta \ell_\alpha m 0 | \ell m \rangle \quad (1.22)$$

As integrais radiais representadas na equação (1.22) por $X_L^{\ell_\beta,\ell_\alpha}$ são escritas como:

$$X_L^{\ell_\beta,\ell_\alpha} = \frac{\sqrt{4\pi}}{\lambda k_\beta k_\alpha} \int \chi_{\ell_\beta}(k_\beta, \lambda r) f_L(r) \chi_{\ell_\alpha}(k_\alpha, r) dr \quad (1.23)$$

A seção de choque diferencial de reação fica simplesmente:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) \sum_m |T_{\beta\alpha}|^2 \quad (1.24)$$

onde μ é a massa reduzida do sistema.

1.2 Modelo Coletivo

O espalhamento inelástico é especialmente sensível a movimentos coerentes e coletivos dos nucleons do alvo, conseqüentemente este aspecto domina mesmo quando outras propriedades dos estados nucleares podem ser descritas em termos de configurações simples do modelo de camadas [Sa83]. Os movimentos coletivos identificados facilmente em sistemas nucleares são as rotações de núcleos deformados estaticamente e as vibrações de forma de núcleos esféricos. A principal hipótese exposta do modelo coletivo [Bo75] é a associação do potencial efetivo de interação, W_β , responsável pela excitação nuclear, à não esfericidade do potencial óptico, chamado como potencial óptico deformado (DOMP) [Sa83, Sa87].

O potencial óptico que descreve o espalhamento elástico é esfericamente simétrico, sendo função da distância entre as superfícies dos

núcleos colidentes, isto é, $U(r - R)$, onde r é a distância entre os centros dos núcleos e R é a distância entre esses centros quando as superfícies dos núcleos estão em contato. O modelo óptico deformado considera-se que $R(\theta, \phi)$ não seja mais constante [Ei75]:

$$R(\theta, \phi) = R_0[1 + \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi)] = R_0 + \delta R(\theta, \phi) \quad (1.25)$$

Representando o potencial óptico com as novas variáveis definidas por (1.25), após a expansão em série de Taylor ao redor de $(r - R_0)$ até a primeira ordem, obtém-se o potencial óptico deformado:

$$U[r - R(\theta, \phi)] \cong U(r - R_0) - \frac{dU(r-R_0)}{dr} \delta R(\theta, \phi) \quad (1.26)$$

Dado que o potencial de interação W_β no modelo coletivo é associado à não esfericidade do potencial óptico deformado e pode ser expresso por:

$$W_\beta(x_\beta, \vec{r}) = U[r - R(\theta, \phi)] - U[r - R_0] \cong -\frac{dU(r-R_0)}{dr} R_0 \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi) \quad (1.27)$$

Levando a consideração as vibrações do núcleo alvo, o seu raio de superfície $R_A(\theta, \phi)$ pode ser escrito em função de (1.25) subtraindo o raio do projétil R_a :

$$R_A(\theta, \phi) = R(\theta, \phi) - R_a = R_A \left[1 + \frac{R_0}{R_A} \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi) \right] \quad (1.28)$$

onde foi utilizada a relação $R_A = R_0 - R_a$. As variáveis dinâmicas relacionadas com as vibrações são definidas por $(R_0/R_A)\alpha_{LM}$, e a seguinte expressão é válida [Ei75,Gr96]:

$$\alpha_{LM} = \frac{R_A}{R_0} \sqrt{\frac{\hbar \omega_L}{2C_L}} (b_{L,M}^\dagger + (-1)^M b_{L,-M}) = (-1)^M \alpha_{L,M}^* \quad (1.29)$$

onde C_L é parâmetro da força restauradora, $b_{L,M}$ e $b_{L,M}^\dagger$, são respectivamente os operadores de aniquilação e criação de fônons de momento angular L e projeção M , com energia $\hbar \omega_L$.

Utilizando a relação (1.29) na equação (1.27), e comparando com a expressão (1.19), o fator de forma radial $f_L(r)$, associado à excitação de um modo vibracional de um fônon de momento angular L , é escrito por:

$$f_L(r) = -\sqrt{\frac{(2L+1)\hbar w_L}{2C_L}} R_A \frac{dU(r-R_0)}{dr} \quad (1.30)$$

Aplicando um formato adequado para o potencial óptico na forma de Woods-Saxon, a equação (1.30) pode ser calculada, bem como as integrais radiais (1.23), determinando posteriormente a amplitude de transição para o L transferido, dada pela relação (1.22). Assim na expressão (1.24) da seção de choque diferencial do espalhamento inelástico, pode ser realizado a faturação da somatória das projeções do momento angular, o termo é escrito por:

$$(2L+1) \left(\frac{\hbar w_L}{2C_L} \right) R_A^2 = (\beta_L^{IS})^2 R_A^2 \quad (1.31)$$

com β_L^{IS} definindo o parâmetro de deformação de massa, ou isoescalar, representado formalmente por:

$$(\beta_L^{IS})^2 = \langle 0 | |\sum_M (R_0/R_A) \alpha_{LM}|^2 | 0 \rangle \quad (1.32)$$

onde o desvio quadrático médio da esfericidade do núcleo alvo, no seu estado fundamental é representado. A grandeza definida por $\beta_L^{IS} R_A$ é denominada de comprimento de deformação de massa, δ_L^{IS} , e na análise utilizando o potencial óptico deformado (DOMP) é comum supor que seja idêntico ao comprimento de deformação nuclear, $\delta_L^N = \beta_L^N R_0$.

Desta forma, o fator de forma radial assume a simples relação:

$$f_L^N(r) = -\delta_L^N \frac{dU(r-R_0)}{dr}. \quad (1.33)$$

1.3 Excitação Coulombiana

Até o momento a interação coulombiana não foi levada em conta na descrição do espalhamento inelástico, mas é de fundamental importância para reações com partículas carregadas de energia próxima à da barreira coulombiana, por causa dos efeitos da interferência entre as amplitudes de transição coulombiana e nuclear. Pela simplicidade da interação coulombiana, devido à descrição analítica do potencial elétrico entre duas partículas carregadas, uma descrição microscópica pode ser realizada. A energia potencial

do sistema, composto por um projétil de carga z_a e um núcleo de carga z_A , é dada por:

$$U_c(r) = \sum_{i=1}^{z_A} \sum_{j=1}^{z_a} (e^2/r_{ij}) = \sum_{LM} U_{c,LM}(r, \xi) [i^L Y_{LM}(\hat{r})]^* \quad (1.34)$$

Nas suposições em que o projétil tenha o formato esférico permanecendo no estado fundamental, e não ocorra interpenetração das distribuições de carga do alvo e do projétil. Os coeficientes da expansão $U_{c,LM}(r, \xi)$ podem ser descritos como:

$$U_{c,LM}(r, \xi) = i^L \left(\frac{4\pi z_a e}{2L+1} \right) Q_{A,LM}(\xi) [1/r^{L+1}] \quad (1.35)$$

com

$$Q_{A,LM}(\xi) = e \sum_{A=1}^{z_A} r_A^L Y_{LM}(\hat{r}_A) \quad (1.36)$$

$Q_{A,LM}$ é o operador de momento de multipolo elétrico de ordem L do núcleo residual, e $\vec{r}_A$ é a distância entre os prótons e o centro de massa do núcleo.

Com o objetivo de deixar comparáveis os termos coulombiano e nuclear, pode-se reescrever o operador de momento de multipolo elétrico citado na equação (1.36), em função da densidade de carga $\rho_A(\vec{r}_A)$:

$$Q_{A,LM}(\xi) = \int \rho_A(\vec{r}_A) r_A^L Y_{LM}(\hat{r}_A) d\vec{r}_A = i^{-L} \int \rho_{A,LM}(r_A) r_A^{L+2} dr_A \quad (1.37)$$

Novamente expandindo a densidade de cargas $\rho_A(\vec{r}_A)$ até a primeira ordem em torno do raio característico da distribuição esférica R_{A_0} como,

$$\rho_A[r_A - R_A(\theta, \phi)] \cong \rho_A(r_A - R_{A_0}) - R_{A_0} \frac{d\rho_A(r_A - R_{A_0})}{dr_A} [\sum_{LM} \alpha_{A,LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi)] \quad (1.38)$$

a nova expressão do momento de multipolo elétrico $Q_{A,LM}$ contém dois termos, um de simetria esférica e outro não, sendo o último responsável pela excitação coulombiana:

$$Q_{A,LM}^{(I)}(\xi) = -i^L \alpha_{A,LM} R_{A_0} \int \frac{d\rho_A(r_A - R_{A_0})}{dr_A} r_A^{L+2} dr_A \quad (1.39)$$

Além disso, os termos dos coeficientes $U_{c,LM}(r, \xi)$ associados à não esfericidade (1.35) também são calculados a partir da equação acima. Desse modo, na suposição da distribuição uniforme esférica de cargas com corte

abrupto em R_{A_0} , pode extrair o fator de forma radial para a excitação coulombiana por:

$$f_L^C(r) = \delta_L^C \left(\frac{3Z_A z_a e^2}{2L+1} \right) \frac{R_{A_0}^{L-1}}{r^{L+1}} \quad (1.40)$$

válido para $r \geq R_{A_0}$, sendo δ_L^C o comprimento de deformação de carga.

Este resultado pode ser representado juntamente com o obtido para a contribuição nuclear no modelo coletivo, onde o fator de forma radial expresso em (1.19), com o desenvolvimento subsequente até a equação (1.30), torna-se uma soma coerente entre os fatores nuclear (1.33) e coulombiano (1.40),

$$f_L(r) = f_L^N(r) + f_L^C(r) \quad (1.41)$$

assim as interações elétricas também interferem na excitação nuclear de estados coletivos.

A grandeza essencial na excitação coulombiana, $B(EL)$, a probabilidade reduzida de transição entre o estado fundamental e o estado conectado pelo operador de momento de multipolo elétrico de ordem L é representado por:

$$B(EL) = \sum_M |\langle LM | Q_{A,LM} | 00 \rangle|^2 \quad (1.42)$$

Considerando o modelo aplicado, para uma distribuição uniforme esférica de cargas com corte abrupto no raio R_C , a probabilidade reduzida de transição é exposta com uma representação dos prótons do núcleo alvo como:

$$B(EL) = \left(\frac{3Z_A R_C^{L-1} \delta_L^C}{4\pi} \right)^2 e^2 \quad (1.43)$$

1.4 Interferência Coulombiana-Nuclear

A seção de choque de espalhamento inelástico apresenta influência da interação elétrica, a partir da interferência causada entre as fases das amplitudes de transição das contribuições nuclear e coulombiana. Com a adoção de projéteis de interação isoescalar, e quando o espalhamento inelástico é realizado em condições energéticas favoráveis, a interferência coulombiana-

nuclear fica bem caracterizada. Essa circunstância permite a obtenção da razão entre as probabilidades reduzidas de transição elétrica, $B(E2)$, e isoescalar (ou de massa), $B(IS2)$, com maior precisão.

Na análise das transições coletivas pelo modelo ótico com potencial deformado (DOMP), o fator de forma para o termo nuclear da expressão (1.41) é dado por:

$$f_L^N(r) = -\delta_R^N(U) \frac{dV(r)}{dr} - i\delta_L^N(U) \frac{dW(r)}{dr} \quad (1.44)$$

onde o $\delta_R^N = \delta_L^N$ é o comprimento de deformação nuclear.

Com a utilização do fator de forma $f_L(r) = f_L^N(r) + f_L^C(r)$ para computar a seção de choque diferencial inelástica, pode-se fatorar o quadrado do comprimento de deformação nuclear $(\delta_L^N)^2$, se o comprimento de deformação de carga puder satisfazer a relação $\delta_L^C = C\delta_L^N$, definindo assim o parâmetro C . Realizando ajustes das seções de choque calculadas pelas previsões DWBA-DOMP às distribuições angulares experimentais, o parâmetro C é discriminado pelo formato da distribuição angular, enquanto δ_L^N é determinado a partir do fator de escala no ajuste da previsão aos dados.

As probabilidades de transição dependem explicitamente desses parâmetros, como pode ser visto na expressão (1.43) que define $B(EL)$. Já $B(ISL)$, definida por Bernstein [Be69], tem uma forma similar só que é relacionada com o comprimento de deformação de massa δ_L^{IS} , supostamente idêntico ao comprimento de deformação nuclear δ_L^N :

$$B(ISL) = \left(\frac{3Z_A R_M^{L-1} \delta_L^N}{4\pi} \right)^2 \quad (1.45)$$

onde $R_M = r_M A^{1/3}$ é o raio característico da massa nuclear. Utilizando então as expressões (1.43) e (1.45) a razão entre as probabilidades reduzidas de transição tem como resultado:

$$\frac{B(EL)}{B(ISL)} = \left(\frac{\delta_L^C R_C^{L-1} e}{\delta_L^N R_M^{L-1}} \right)^2 = e^2 C^2 \left(\frac{r_C}{r_M} \right)^{2L-2} \quad (1.46)$$

É essencial e interessante apontar que a partir da obtenção de um único parâmetro experimental, C , a razão entre as probabilidades de transição garante

a precisão na grandeza, comparando às medidas isoladas e independentes de $B(EL)$ e $B(ISL)$.

1.5 Previsões de DWBA-DOMP

Tendo como objetivo o acompanhamento evolutivo em cadeias de isótopos da razão $B(E2)/B(IS2)$, a análise dos dados deve ser realizada da forma mais consistente e uniforme possível. Assim, a metodologia empregada no presente trabalho foi semelhante ao de Barbosa et al. [Ba05] que aplicou o estudo da ICN para os isótopos de $^{70,72,74}\text{Ge}$. A análise foi realizada na aproximação de Born em ondas distorcidas (DWBA) e o potencial nuclear de transição descrito no modelo do potencial óptico deformado (DOMP), utilizando potenciais ópticos globais [Co82]. Serão apresentadas previsões teóricas para demonstrar que as condições adotadas pelo trabalho de Barbosa et al. [Ba05] são também adequadas para uma boa caracterização da ICN no caso do ^{76}Ge .

As previsões DWBA-DOMP foram realizadas utilizando o programa DWUCK4 [Ku74] aplicando o conjunto de parâmetros de potencial óptico globais obtido por Cook [Co82] (Tabela 1.1), e o valor do raio coloumbiano reduzido r_C foi fixado em 1,22 fm [Go96].

Tabela 1.1: Conjunto de parâmetros de potencial óptico determinado por Cook [Co82].

^{76}Ge	$V_0(\text{MeV})$	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$V_i(\text{MeV})$	$r_i(\text{fm})$	$a_i(\text{fm})$
	109,5	1,326	0,881	37,546	1,534	0,884

A relação entre a seção de choque reduzida para espalhamentos inelásticos e a seção de choque prevista calculada pelo DWUCK4, é dada por:

$$\frac{d\sigma^L(\theta)}{d\Omega} = (\beta_L)^2 \sigma_{DWUCK4}^L \quad (1.47)$$

onde $(\beta_L)^2$ corresponde o parâmetro de deformação do potencial.

Outro fator que deve ser considerado é o fato que o ângulo sólido formado pelas fendas de entrada do espectrógrafo tem uma abertura angular.

Assim, este fato deve ser levado em consideração nas previsões das seções de choque reduzidas, utilizando uma média dos cálculos produzidos pelo programa DWUCK4.

A expressão a seguir mostra a seção de choque reduzida com a média da abertura angular:

$$\sigma_{sigmed} = \frac{1}{2\theta_0} \int_{\theta-\theta_0}^{\theta+\theta_0} \sigma_{DWUCK4} d\theta \quad (1.48)$$

O parâmetro θ_0 correspondente à metade do ângulo de entrada do espectrógrafo. Para o ângulo sólido utilizado de 0,65 msr, a abertura angular horizontal corresponde a $\Delta\theta_{Lab} \sim 1,16^\circ$, e portanto $\theta_0 \sim 0,58^\circ$. A integral é resolvida numericamente através de interpolação. A Figura 1.1 apresenta as seções de choque previstas sem a utilização do sigmed e com sua utilização para o ângulo sólido utilizado. Pode-se observar a influência do σ_{sigmed} nos formatos dos vales e picos da distribuição angular prevista.

Figura 1.1: Seções de choque previstas calculadas com a utilização da média da abertura angular e sem a sua utilização.

Como discutido anteriormente, a escolha de uma energia incidente adequada é importante para uma melhor identificação da ICN. Na Figura 1.2 estão representadas as seções de choque previstas totais e as contribuições coulombiana e nuclear separadamente, em função da energia incidente, supondo $C_2 = 1,00$ (mesmo comprimento de deformação de carga e massa) e os respectivos valores de β_2 obtidos na literatura [Ra01]. Note que a soma das contribuições coulombiana e nuclear não corresponde ao valor da seção de choque total, isto ocorre devido à interferência das excitações coulombiana e nuclear. Pode-se observar que com o aumento da energia os mínimos de interferência se deslocam para ângulos cada vez mais dianteiros, difíceis de serem medidos. A seção de choque também é mais estruturada com o aumento da energia. Para ângulos maiores é clara a predominância da contribuição nuclear e também o crescimento de sua contribuição em ângulos menores conforme aumenta a energia. A contribuição coulombiana é mais significativa para ângulos menores sendo que para energias maiores a contribuição se concentra cada vez mais em ângulos dianteiros.

Observa-se na Figura 1.2, que em princípio medidas com energia incidente igual a 28,0 MeV são apropriadas para a caracterização da ICN. Contudo, para a escolha da energia também é fundamental considerar a determinação do parâmetro C_2 , realizada através do formato das distribuições angulares.

A Figura 1.3 apresenta as previsões correspondentes para vários valores de C_2 considerando energia incidente de 28,0 MeV. Pode-se observar claramente a sensibilidade na região do mínimo de interferência coulombiana-nuclear, que corresponde ao intervalo de ângulos de espalhamento no centro de massa de 20° a 30°. Assim, a energia incidente igual a 28,0 MeV, adotada pelo trabalho de Barbosa et al. [Ba05] também é adequada para uma boa caracterização da ICN no caso do ^{76}Ge .

Figura 1.2: Previsões DWBA-DOMP da reação $^{76}\text{Ge}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}') ^{76}\text{Ge} [2_1^+]$, considerando $C_2=1,0$, para diferentes valores de energia incidente. As contribuições das excitações coulombiana e nuclear puras são apresentadas.

Figura 1.3: Previsões DWBA-DOMP para o espalhamento $^{76}\text{Ge}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}') ^{76}\text{Ge} [2_1^+]$, considerando diversos valores de C_2 .

1.6 Cálculo de Canais Acoplados

A aproximação de Born com ondas distorcidas considera o espalhamento elástico dominante e o trata completamente, enquanto que os eventos não elásticos são tratados pela teoria de perturbação. Nos casos em que um canal não elástico é fortemente excitado, a teoria de perturbação pode não ser suficiente. Em processos onde a excitação não pode ser realizada através de um processo direto, é necessária a aplicação de aproximações de Born de ordens maiores ou a utilização do método de canais acoplados.

O método de canais acoplados inclui efeitos de ordem superior para descrever o espalhamento inelástico, no qual as equações acopladas associadas a um conjunto pequeno de estados são resolvidas explicitamente, isto é, para todas as ordens do potencial acoplado. Os efeitos do acoplamento para outros estados fora do conjunto escolhido ainda são representados em média, de um modo fenomenológico, através do uso de potenciais ópticos complexos.

Em particular no presente trabalho, com o interesse em estados fortemente coletivos onde predomina o processo de excitação em uma única etapa, o tratamento com aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA) é adequado. Para ilustrar a sua validade foram realizados cálculos com canais acoplados utilizando o programa CHUCK3 [Ku77].

Primeiramente foi considerado apenas um acoplamento do estado fundamental com o primeiro estado quadrupolar levando em conta os dois sentidos de acoplamento. Também foram considerados os estados quadrupolar e octupolar, com o acoplamento $\langle e.f. \leftrightarrow 2_1^+, e.f. \leftrightarrow 3_1^- \rangle$. O potencial óptico deformado foi o mesmo utilizado no presente trabalho, os parâmetros de deformação quadrupola β_2 e octupolar β_3 utilizados foram obtidos das referências [Ra01, Ki02], e as deformações do potencial nuclear e do coulombiano foram consideradas iguais.

Os resultados obtidos com cálculos de canais acoplados estão representados na Figura 1.4 em comparação com os previstos através da descrição DWBA, para o espalhamento elástico e para excitação do primeiro

estado quadrupolar. A curva azul solida ilustra as previsões das distribuições angulares dos espalhamentos elástico e inelástico, primeiro e segundo gráfico respectivamente, calculado pelo método de DWBA-DOMP. As outras duas curvas, preta e vermelha, representam respectivamente as distribuições angulares para os acoplamentos $\langle e.f. \leftrightarrow 2_1^+ \rangle$ e $\langle e.f. \leftrightarrow 2_1^+, e.f. \leftrightarrow 3_1^- \rangle$.

É importante ressaltar que o DWBA não é simplesmente uma teoria de primeira ordem. Em particular os potenciais utilizados são obtidos através de ajustes em dados experimentais de espalhamento elástico. Isto por si só inclui efeitos de ordem superior de uma maneira fenomenológica, como as originadas pelo “feeding back” no canal elástico devido aos canais não elásticos que estão sendo considerados. Então o método de ondas distorcidas não equivale simplesmente a resolver algumas equações acopladas para a primeira ordem de acoplamento. Por esta razão é necessário o uso de potenciais ópticos nos cálculos de canais acoplados diferentes daqueles utilizados no DWBA com o objetivo de reproduzir o mesmo espalhamento elástico.

Este fato justifica a pequena diferença observada nas previsões do espalhamento elástico. Além disso, a utilização de potenciais ópticos globais conhecidos na descrição DWBA permite uma análise consistente ao longo de cadeias de isótopos. Quanto aos resultados referentes à excitação do primeiro estado quadrupolar, observam-se pequenas diferenças entre a previsão DWBA e as distribuições obtidas com cálculos de canais acoplados, sem alterar os potenciais ópticos. Contudo essas variações frente às incertezas dos dados experimentais como as obtidas no presente trabalho não podem ser discriminadas.

Concluindo, os resultados com cálculos de canais acoplados não apresentaram diferenças significativas face às incertezas experimentais. Além disso, a descrição DWBA tem a vantagem de permitir uma análise global e consistente ao longo de cadeias de isótopos, fato importante para o estudo em questão.

Figura 1.4: Comparação das previsões das distribuições angulares de espalhamento elástico e inelástico, calculadas pelo método de DWBA-DOMP e de canais acoplados (CA).

Capítulo 2. Metodologia Experimental

A aquisição de dados para o espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$, com um feixe incidente de 28,0 MeV, foi realizada no sistema Pelletron-Espectrógrafo Magnético Enge, no Laboratório Aberto de Física Nuclear do IFUSP. Será apresentada neste capítulo, uma descrição sucinta do aparato experimental utilizado. Esta inicia-se com uma visão geral do acelerador Pelletron, do Espectrógrafo Magnético Enge e do detector sensível à posição e na sequência refere-se ao sistema de aquisição de dados adotado. Na finalização do capítulo também são discutidas a preparação, a tomada de dados e a análise do alvo ${}^{76}\text{Ge}$.

Figura 2.1: Vista do Acelerador Pelletron com eletroímãs e fonte de íons, com destaque para a canalização do espectrógrafo magnético.

2.1 Acelerador Pelletron

O acelerador de íons Pelletron do Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) é uma máquina eletrostática tipo Tandem. O terminal de alta tensão, localizado no centro do acelerador, trabalha com potencial positivo de até 9 MV e o seu sistema de carga é feito por indução. Uma visão geral do laboratório Pelletron é apresentada na Figura 2.1, onde são ilustrados os principais componentes do acelerador, a sala de controle, realçando o espectrógrafo magnético Enge na área experimental.

Pode-se observar na Figura 2.2 um esquema mais detalhado do acelerador. A fonte de íons é do tipo SINCS (“Source Negative Ions by Cesium Sputtering”), responsável pela produção do feixe de interesse a partir de um material sólido. O feixe de íon ${}^6\text{Li}$ é gerado pelo composto de fluoreto de lítio LiF , de forma sólida montado no cátodo. Em ambiente com vapor de cézio, uma quantidade dos átomos é ionizada pelos elétrons emitidos por um ionizador de tântalo. Esses íons positivos são acelerados em direção ao cátodo, por um potencial negativo de aproximadamente 2 kV. Já então, os átomos da amostra no cátodo são arrancados, alguns deles capturam os elétrons de cézio e formam-se os íons negativos de interesse. Consequentemente, esse feixe iônico é repellido e pré-acelerado por uma diferença de potencial de 18 kV.

O feixe produzido passa primeiramente por um quadrupolo eletrostático e por um defletor magnético “trimmer”, os quais são responsáveis respectivamente pela focalização e pelo ajuste da direção do feixe. Ao atravessar o eletroímã ME20, a direção do feixe é alterada em 90° indo em direção ao terminal de alta tensão. O campo magnético do eletroímã ME20, previamente calibrado, permite selecionar os íons de interesse para o feixe incidente. Considerando que as partículas pré-aceleradas de massas diferentes representam momentos diferentes, bem como uma dependência do raio de curvatura com a razão momento sobre carga de partícula.

Mantendo alto vácuo no interior do tubo acelerador e o gás isolante elétrico de hexafluoreto de enxofre SF_6 no tanque do acelerador, os íons do feixe são acelerados num campo elétrico uniforme ao longo do tubo. Conforme esquema mostrado, o feixe de íons negativos atravessa uma folha fina de carbono no terminal central. Assim, os elétrons dos íons são arrancados pela folha, trocando o estado de carga e tornando os íons positivos. Devido ao potencial positivo do terminal, o novo feixe de íons positivos formado é acelerado pela força repulsiva.

A direção do feixe é alterada novamente em 90° por um segundo eletroímã ME200 instalado no andar térreo. Esse eletroímã realiza a seleção em energia para um dado estado de carga. Por último, o feixe é defletido por outro imã o “Switching” para a canalização do espectrógrafo, umas das sete canalizações existentes, e finalmente chega à câmara de espalhamento.

2.2 Câmara de Espalhamento

A definição do objeto para o espectrógrafo, isto é a área do alvo em que ocorre a reação, é essencial para se obter um bom espectro. Principalmente em medidas de espalhamento inelástico onde a separação dos picos em relação ao fundo proveniente da cauda do pico associado ao espalhamento elástico é muito importante. Com a finalidade de definir o perfil do feixe incidente, foram utilizadas duas fendas de definição retangulares com largura de 1,2 mm e altura de 5,0 mm, e duas fendas circulares com diâmetros de 2,0 mm. Conforme observado na Figura 2.3, que apresenta a câmara de espalhamento, essas fendas são montadas alternadamente uma circular e uma retangular, com uma distância de 3,0 cm entre elas, posicionadas na entrada da câmara. No centro da câmara são montados os alvos posicionados à 45° em relação ao feixe incidente e no final da câmara encontra-se o copo de Faraday com supressão elétrica e geométrica.

O monitor, um detector de barreira de superfície, com 10 mm de diâmetro e 1000 μm de espessura, foi posicionado no interior da câmara de

espalhamento, em um ângulo de 28° em relação ao feixe. A normalização relativa dos dados adquiridos para os vários ângulos de espalhamento é realizada a partir da respectiva carga coletada pelo copo de Faraday (corrente integrada) e também pela medida de espalhamento elástico obtidas com o monitor.

Figura 2.3: Foto da câmara de espalhamento com indicação das fendas de definição, do alvo e do copo de Faraday.

O ângulo sólido formado pela abertura das fendas de entrada do espectrógrafo (posicionadas logo após a válvula indicada na Figura 2.3) utilizado na tomada de dados foi de 0,65 msr, correspondendo a uma abertura angular horizontal $\Delta\theta_{Lab}$ de $1,16^\circ$.

2.3 Espectrógrafo Magnético Enge

O espectrógrafo magnético é do tipo polo partido, com dois ímãs dipolares trabalhando conjuntamente [Sp67, Cr78], possibilitando uma ótima focalização das partículas no plano focal. A Figura 2.4 apresenta uma representação esquemática do espectrógrafo Enge. O campo do espectrógrafo

tem efeitos de borda que faz com que partículas de mesma razão momento sobre carga convirjam para uma mesma região, mesmo que emitidas em direções diferentes. Além de possuir uma focalização bidirecional, possibilitando focar a imagem tanto horizontalmente como verticalmente, apresenta a possibilidade de correção do plano focal devido ao alargamento cinemático.

O feixe de íons incide sobre o alvo provocando reações nucleares, em seguida, os íons espalhados contidos dentro do ângulo sólido penetram no espectrógrafo. Estes íons têm a razão momento linear sobre carga analisada pelo campo magnético, e são detectados na superfície focal. As trajetórias não relativísticas das partículas carregadas que atravessam o campo magnético uniforme descrevem raios de curvatura dados por:

$$\rho = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{2ME}}{qB} \quad (2.01)$$

onde p , q , M e E correspondem o momento, a carga carregada, a massa e a energia cinética da partícula, e B a magnitude do campo magnético. Pode-se observar na Figura 2.4 exemplos de trajetórias de partículas e a focalização na superfície focal.

Figura 2.4: Representação esquemática do espectrógrafo magnético tipo Enge, com exemplos de raios de curvatura das partículas.

A limitação geométrica devido aos raios de curvatura efetivos máximos e mínimos das trajetórias corresponde à $E_{max}/E_{min} \sim 7,3$. O valor máximo do campo é de 17 kG e o maior ângulo sólido de admitância é de 2,68 msr. A dispersão, devido à variação do momento, é cerca de 1,9. Os valores para as magnificações vertical e horizontal são 2,7 e 0,34, respectivamente. O poder de resolução permite distinguir para a mesma carga, diferentes momentos correspondentes ao valor $E/\Delta E \sim 2750$.

2.4 Detector Sensível à Posição

O detector de estado sólido utilizado é um detector semicondutor sensível à posição (PSD). De maneira geral, em sólidos cristalinos, valência e condução, as duas bandas de energia para os elétrons são estabelecidas pelas ligações periódicas entre os elementos da rede [Ka67]. Ambas estão separadas por uma faixa de energia, gap, onde não há estados permitidos. No semicondutor, esta faixa é relativamente menor do que nos isolantes, facilitando aos elétrons da banda de valência ganharem energia, promovendo-se para a banda de condução e gerando buracos na banda de valência. O material base é o silício do tipo n no qual são implantados íons de boro. A camada implantada com boro funciona como uma resistência divisora e cria uma junção p-n responsável pela eficiência do aparelho. Contatos com ouro evaporado são usados nas extremidades da camada resistiva e do outro lado do detector, o contato é obtido com alumínio evaporado.

Conforme a Figura 2.5, o PSD utilizado é montado em um suporte móvel no plano focal do espectrógrafo magnético, sendo possível posicionar o conjunto ao longo do plano focal apropriado para a reação em estudo. Esse detector sensível à posição possui uma área de detecção de 47 mm de comprimento por 8 mm de altura, e espessura útil de 500 μm .

Os sinais detectados, a energia de uma partícula carregada (E) e a energia em relação à sua posição depositada no detector (EX/L), passam primeiramente por pré-amplificadores e são salientados em relação ao ruído.

Através dos amplificadores, os formatos gaussianos dos sinais E e EX/L são modificados para pulsos unipolares e as suas primeiras derivadas, pulsos bipolares, e depois serão tratados pelo sistema do processamento de sinais.

Figura 2.5: Foto de um PSD montado em um suporte móvel no plano focal do espectrógrafo magnético.

2.5 Sistema de Aquisição

As energias nos primeiros estados excitados quadrupolar do ^{70}Ge ao ^{74}Ge decrescem de 1039 keV a 596 keV [Tu04, Si06], dificultando na aquisição de dados a separação da contribuição do pico inelástico sobre a cauda do elástico, principalmente em ângulos de espalhamento dianteiros. No caso do ^{76}Ge , que possui energia de excitação do estado 2_1^+ de 563 keV [Si95], a aplicação de uma nova técnica de aquisição de dados permitindo uma resolução melhor é primordial. Portanto, no presente trabalho foi implementada a técnica de processamento digital de pulsos (PDP).

O PDP é uma técnica de processamento de sinal em que os sinais de saída dos amplificadores são diretamente digitalizados e processados para

extrair quantidades de interesse. Comparando com o sistema tradicional de tratamento de sinais analógicos CAMAC (“Computer Automated Measurement and Control”) [IE73], esta abordagem tem várias vantagens significativas [Wa00], principalmente a possibilidade de uma aquisição mais limpa. A técnica de PDP, por eliminar a utilização da maioria dos módulos de eletrônica do sistema de aquisição CAMAC, elimina portanto a contribuição dos respectivos ruídos que seriam gerados com esta montagem. Além disso, o PDP possibilita a diminuição de ruídos eletrônicos proveniente do próprio detector, do pré-amplificador e do amplificador com a análise dos formatos dos sinais digitalizados.

O sistema de aquisição de dados é composto pela placa PCI-6133 da National Instruments [Ni13] e programas desenvolvidos na plataforma LabVIEW (Laboratory Virtual Instrument Engineering Workbench). Uma das características do LabVIEW é a separação real entre a interface do usuário e o código do programa. Ao abrir, o LabVIEW oferece duas janelas distintas: painel frontal - para desenvolvimento da interface gráfica de operação do programa (pelo usuário) e o diagrama de blocos – onde é feito o desenvolvimento do algoritmo, programado em linguagem visual. Uma vantagem da utilização do LabVIEW é o oferecimento das ferramentas de depuração avançadas, permitindo acompanhar a execução passo-a-passo, bem como, monitorar as variáveis e produzir visualizações de valores instantâneos em qualquer ponto do programa, no formato específico de cada variável.

O programa de aquisição para o PDP foi elaborado pelo colaborador do grupo Cleber L. Rodrigues com a minha participação na realização de testes e sugestão de melhorias durante todo o processo de desenvolvimento. O programa construído permite a aquisição de dados multicanal (até 8 canais), armazenados em formato TDMS (Technical Data Management Streaming), com taxa de amostragem de até 2,5 MSamples/s para cada canal. Posteriormente o programa realiza o processamento dos sinais, possibilitando a visualização de pulsos adquiridos e consequentemente a determinação dos parâmetros adequados para a identificação dos pulsos de interesse. A Figura 2.6 ilustra pulsos digitalizados dos sinais de E e EX/L coincidentes e associados a um mesmo evento. Os pulsos são analisados, os fundos

associados a ruídos são tratados e eliminados com a utilização de filtros.

Figura 2.6: Ampliação dos pulsos correspondentes E (vermelho) e EX/L (verde) obtidos na detecção de um evento físico de interesse.

No processamento dos sinais, os filtros de SCARF (The Savitzky-Golay Coupled Advanced Rolling Circle Filter) foram implementados no programa LabVIEW para eliminar o ruído de fundo. A seguir será apresentada uma descrição sucinta deste filtro, discussões mais detalhadas podem ser encontradas no artigo “Documentation of SpecTools” [Ja13]. O filtro RCF (Rolling Circle Filter) é um modelo de remoção de fundo que consiste em rolar um círculo de raio r abaixo de uma série de dados medidos e tratar o formato desses dados como uma superfície rígida. Assim, a trajetória do ponto de referência vertical, na parte superior do círculo, é tomada como uma estimativa da variação do fundo. Porém este filtro apresenta algumas deficiências, como por exemplo superestimar o nível do fundo quando a largura de um pico for maior do que o dobro do raio do círculo. O filtro SCARF é um filtro mais avançado e ameniza este problema aplicando uma etapa do filtro Savitzky-Golay nos pontos de referências gerados em cada etapa do filtro RCF.

Conforme ilustrado na Figura 2.7, o número de pontos considerando a distância total dos pontos $s \geq r$ (“sidepoints”) a ser considerado na descrição do fundo e o grau de polinômio empregado no processo de nivelamento, são os parâmetros mais importantes na aplicação do filtro SCARF e devem ser determinados adequadamente. No presente trabalho foi utilizado um polinômio de terceiro grau no processamento de dados.

Figura 2.7: O primeiro bloco ilustra o princípio do filtro RCF e o segundo apresenta o filtro SCARF. O bloco verde mostra o resultado obtido para o fundo de ruídos. O esquema foi extraído da Ref. [Ja13].

Após a aplicação dos filtros considerando os parâmetros dos picos associados ao evento de interesse, foram construídos os histogramas de E e EX/L , e da sua divisão X/L correspondente ao espectro de posição ao longo do plano focal.

2.6 Discussão de Contaminantes do Alvo

O alvo utilizado é isotopicamente enriquecido de ^{76}Ge (92,82%) autossustentado, produzido no laboratório de alvos do Pelletron. O alvo foi

analisado no Laboratório de Materiais e Feixes Iônicos do Instituto de Física (LAMFI) pela técnica de RBS (Rutherford Back scattering Spectrometry). A espessura do alvo é de $510,5 \times 10^{15}$ átomos/cm² com a sua incerteza de cerca 3%. Considerando todos os contaminantes do alvo medidos pela técnica de RBS, foram identificados aqueles que poderiam interferir nas medidas de interesse e apresentavam contribuições relativas em relação ao ⁷⁶Ge maiores do que 1%. Os contaminantes identificados foram: ²³Na, ²⁸Si, ³¹P e ³²S, com contribuições relativas de 8% , 9% , 1,3% e 0,9% , respectivamente.

O processo de identificação dos contaminantes, cujas contribuições associadas ao espalhamento elástico podem interferir com o espalhamento inelástico de interesse, foi realizado através dos cálculos das posições das partículas ao longo do plano focal. Para tanto foi empregado um programa de cinemática relativística em conjunto com a calibração do espectrógrafo, considerando o feixe incidente de ⁶Li com 28,0 MeV e o campo magnético utilizado na aquisição de dados. A Figura 2.8 apresenta as posições associadas ao espalhamento inelástico no estado 2_1^+ do ⁷⁶Ge em comparação com as posições associadas com o espalhamento elástico nos ²³Na, ²⁸Si, ³¹P e ³²S, para ângulos entre $\theta_{Lab} = 15^\circ$ e 50° .

Figura 2.8: Posições calculadas ao longo do plano focal referentes ao espalhamento inelástico ⁶Li no ⁷⁶Ge [2_1^+] e dos espalhamentos elásticos associados aos contaminantes.

Nota-se que a região angular de $18^\circ < \theta_{Lab} < 25^\circ$, onde se tem a sobreposição do espalhamento inelástico com o espalhamento elástico de diversos contaminantes, corresponde à região onde a ICN é mais importante. Outro fator a ser considerado consiste em que os picos associados aos contaminantes estão fora de foco. Nesse contexto foram cuidadosamente escolhidos, vinte e seis ângulos entre 10° a 55° no referencial de laboratório de modo a caracterizar adequadamente a região da ICN e evitar a sobreposição com picos associados aos contaminantes do alvo.

2.7 Aquisição de Dados

A aquisição de dados para o espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$ foi realizada no sistema Pelletron-Espectrógrafo Magnético tipo Enge do LAFN da USP, com um feixe incidente de 28,0 MeV. Foram realizados dois períodos de medidas com duração de cinco dias cada um. No primeiro período, realizado em junho de 2013, não foram obtidos dados de qualidade e com estatística suficiente para análise, devido a problemas técnicos no sistema. No segundo período, realizado em abril de 2014, foram medidos espectros de espalhamento inelástico em vinte e seis ângulos entre 10° e 55° no referencial do laboratório. Antes de cada aquisição foram efetuadas todas as preparações necessárias, incluindo a montagem experimental e testes dos detectores e sistema de aquisição com fonte alfa. Durante as medidas, tomou-se muito cuidado com a passagem do feixe, de modo a diminuir ao máximo a contribuição da cauda do pico associado ao espalhamento elástico. Além disso, foram realizados testes para otimizar a focalização e posição vertical do detector PSD.

Capítulo 3. Análise de dados e Resultados

Neste capítulo serão apresentados a redução e análise dos dados experimentais para o espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$ na excitação do estado 2_1^+ . Testes estatísticos com o objetivo de comprovar a potencialidade do método aplicado no ajuste dos parâmetros correlacionados C_2 e δ_2^N também são discutidos.

3.1 Espectros de Posição Experimentais

Os sinais adquiridos de cada ângulo de espalhamento durante a experiência foram tratados pelo sistema de processamento digital de pulsos, conforme a descrição detalhada no capítulo 2. Foram construídos os histogramas de E , EX/L , e da sua divisão X/L correspondente ao espectro de posição ao longo do plano focal.

Primeiramente foi feita uma análise detalhada do histograma bidimensional E por X/L para cada ângulo de espalhamento medido. A Figura 3.1 apresenta um exemplo de histograma $E - X/L$. Essa parte da análise foi realizada utilizando a plataforma Root [Ro14].

Os valores de X/L referem-se a aproximadamente ao intervalo de 47 mm (comprimento do PSD) ao longo do plano focal, correspondendo assim a uma faixa estreita de $B\rho$. Com a limitação da região de $B\rho$ medida, isto é, do momento sobre carga dos íons detectados, tem-se consequentemente uma limitação, que será específica para cada tipo de íon, no intervalo dos valores de energia medidos. Assim o histograma $E - X/L$ apresenta a seguinte relação:

$$E \propto \frac{\sqrt{2M}}{Z_e B} \sqrt{E} \quad (3.01)$$

Deste modo, espera-se observar no histograma $E - X/L$ faixas bem definidas associadas à detecção de ${}^6\text{Li}$ e de partículas alfa. Este fato pode ser

observado na Figura 3.1 onde são indicadas as regiões referentes à detecção de ${}^6\text{Li}$ e a de partículas alfa.

As partículas alfas detectadas possuem energia em torno de 18 MeV e apresentam um espectro contínuo. Essas partículas são provenientes do processo de quebra (“breakup”) do ${}^6\text{Li}$ em uma partícula alfa mais um dêuteron e da reação de transferência ${}^{76}\text{Ge}({}^6\text{Li},\alpha){}^{78}\text{As}$ para energias de excitações ao redor de 20 MeV.

O outro grupo observado na parte inferior do histograma $E - X/L$ está associado aos ruídos remanescentes. Este tipo de ruído em particular, por apresentar um formato semelhante ao pulso de interesse, não foi eliminado com a utilização dos filtros aplicados na redução dos dados (Capítulo 2). Outro fato que dificultou o seu tratamento foi que este não apresenta frequência e amplitude constantes. Nos casos em que o ruído remanescente não se sobrepôs à região de interesse do ${}^6\text{Li}$ a sua contribuição foi facilmente eliminada com um corte no espectro $E - X/L$. Em alguns poucos ângulos onde ocorreu a sobreposição, foi realizado um estudo detalhado sobre as suas características, como formato e intensidade, e estas informações foram utilizadas no processo de separação do pico de interesse.

Os espectros de posições a serem analisados foram gerados a partir de um corte na região de interesse correspondente ao ${}^6\text{Li}$. Um exemplo de corte pode ser observado na Figura 3.1, região com dados em rosa delimitada pela linha contínua. A segunda parte da figura apresenta o espectro de posição resultante.

A identificação de cada pico nos espectros de posição finais foi realizada através da análise das distâncias relativas entre as posições ao longo do plano focal dos picos associados aos espalhamentos elásticos e inelásticos do ${}^{76}\text{Ge}$ e dos possíveis contaminantes do alvo, considerando todos os ângulos de espalhamentos medidos. O espectro de posição apresentado na Figura 3.1, corresponde ao ângulo de espalhamento $\theta_{Lab} = 31^\circ$. O primeiro pico à esquerda está associado ao espalhamento elástico do ${}^{76}\text{Ge}$ enquanto o pico à direita corresponde ao espalhamento inelástico no estado 2_1^+ com uma resolução em energia de 37 keV.

Figura 3.1: O gráfico apresentado na parte superior representa o histograma bidimensional E-X associado ao ângulo de espalhamento $\theta_{\text{Lab}} = 31^\circ$. O gráfico na parte inferior mostra o respectivo espectro de posição resultante do corte indicado no histograma E-X pela região com dados em rosa delimitada pela linha contínua.

Para ilustrar a qualidade dos espectros obtidos, na Figura 3.2 são apresentados quatro exemplos de espectros de posição finais considerando apenas o pico correspondente ao espalhamento inelástico na excitação do estado 2_1^+ . Os espectros estão associados aos ângulos de espalhamento $\theta_{Lab} = 25^\circ, 33^\circ, 44^\circ$ e 52° e as respectivas resoluções em energia obtidas também são indicadas na figura.

Figura 3.2: Espectros de posição finais considerando apenas a região do pico associado ao espalhamento inelástico $^{76}\text{Ge}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}')^{76}\text{Ge}$ na excitação do 2_1^+ . As resoluções em energia também são indicadas.

O pico associado ao espalhamento inelástico $^{76}\text{Ge}(^6\text{Li}, ^6\text{Li}')^{76}\text{Ge}$ na excitação do 2_1^+ foi ajustado, utiliza uma função que considera a soma de duas funções gaussianas de modo a representar bem o formato do pico da reação, e uma função linear para a contribuição do fundo. A função de ajuste resultante é dada por:

$$P(x) = a_0 + a_1x + \left(\frac{A}{w\sqrt{\pi/2}}\right) \left(\frac{e^{-2\left(\frac{x-(x_c-dx)}{w_0}\right)^2}}{r_A} + e^{-2\left(\frac{x-x_c}{w}\right)^2} \right) \quad (3.02)$$

onde os parâmetros a_0 e a_1 estão relacionados com o ajuste linear do fundo. Os parâmetros A , w , x_c estão associados à amplitude, largura e centro da primeira gaussiana. O parâmetro r_A está relacionado à razão das amplitudes, o dx ao deslocamento da segunda gaussiana em relação à primeira e w_0 à largura da segunda gaussiana.

Deste modo são ajustados oito parâmetros simultaneamente através do método da minimização do χ^2 . Primeiramente foi realizado um estudo das posições e dos formatos dos picos associados ao espalhamento inelástico para o estado 2_1^+ , aos espalhamentos elásticos dos contaminantes e ao ruído remanescente, caracterizando assim respectivamente os valores dos parâmetros w , w_0 , x_c , dx e r_A . Desta forma, os ajustes foram realizados de modo consistente e uniforme, com a delimitação do intervalo de variação desses parâmetros. Enquanto que os parâmetros A , a_0 e a_1 foram ajustados livremente. A Figura 3.3 apresenta um exemplo de ajuste do espectro medido nos ângulos espalhamento $\theta_{Lab} = 33^\circ$. O ajuste está representado pela linha vermelha e para ilustrar as respectivas contribuições do fundo (linha ciano) e das duas gaussianas (linhas verde e preta) as funções são apresentadas para comparação.

Figura 3.3: Ajuste do pico do espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge} [2_1^+]$ referente ao ângulo de espalhamento $\theta_{\text{Lab}} = 33^\circ$. A linha vermelha representa o ajuste e para comparação as respectivas contribuições do fundo (linha ciano) e das duas gaussianas (linha verde e preta) são indicadas.

No caso em que a posição do pico associado a um contaminante esteja muito próximo à posição do pico referente ao espalhamento inelástico em estudo, os dois picos foram ajustados simultaneamente. Este tipo de ajuste pode ser observado na Figura 3.4, onde tem-se uma sobreposição entre o pico associado ao espalhamento inelástico estudado, e o do espalhamento elástico no contaminante ${}^{28}\text{Si}$ para $\theta_{\text{Lab}} = 21^\circ$. Como os formatos e a posição relativa entre eles são conhecidas, os ajustes foram realizados impondo limites nos parâmetros associados às essas características. Neste caso como são ajustados quatorze parâmetros simultaneamente a delimitação da variação dos parâmetros característicos bem como a determinação dos valores iniciais dos parâmetros livres é determinante para a convergência do ajuste. A Figura 3.4 apresenta o ajuste simultâneo do pico do espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge} [2_1^+]$ com o pico do espalhamento elástico no contaminante ${}^{28}\text{Si}$ referente

ao ângulo de espalhamento $\theta_{Lab} = 21^\circ$. A linha vermelha representa o ajuste e para comparação as respectivas contribuições do fundo (linha ciano) e das quatro gaussianas, linhas rosa e azul para o pico de interesse e linhas verde e amarela para o pico associado ao contaminante.

Figura 3.4: Ajuste simultâneo do pico do espalhamento inelástico de ${}^6\text{Li}$ em ${}^{76}\text{Ge}$ [2_1^+] com o pico do espalhamento elástico no contaminante ${}^{28}\text{Si}$ referente ao ângulo de espalhamento $\theta_{Lab} = 21^\circ$. A linha vermelha representa o ajuste e para comparação as respectivas contribuições do fundo (linha ciano) e das quatro gaussianas, linhas rosa e azul do pico de interesse e linhas verde e amarela para o pico associado ao contaminante.

3.2 Seções de Choque Experimentais

Com a determinação das áreas dos picos do espalhamento inelástico do ${}^6\text{Li}$ no ${}^{76}\text{Ge}$ para o estado 2_1^+ , as respectivas seções de choque podem ser determinadas.

A seção de choque diferencial associada ao ângulo de espalhamento θ é definida por:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{1}{I} \frac{dN(\theta)}{d\Omega} \quad (3.01)$$

onde o I é a intensidade do feixe correspondente ao número de partículas que atravessa a área unitária do alvo perpendicular à direção do feixe, na unidade de tempo. $dN(\theta)/d\Omega$ é o número de partículas da reação emergente no ângulo de espalhamento θ , por unidade de ângulo sólido, por centro espalhador na unidade de tempo.

Na prática, com a utilização de alvo fino, a maioria das partículas atravessa o alvo atingindo um dispositivo coletor de carga (copo de Faraday), e a corrente elétrica respectiva é medida. Portanto, a determinação da seção de choque experimental absoluta pode ser calculada com os valores definidos da espessura do alvo e o ângulo sólido de espalhamento.

A expressão da seção de choque experimental é apresentada como:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{exp} = \frac{q_0}{Q(t)} \frac{1}{N_t} \frac{\Delta N(t, \theta)}{\Delta \Omega} \quad (3.02)$$

Sendo q_0 a carga conhecida de cada íon do feixe, $Q(t)$ carga total integrada depositado no copo de Faraday no intervalo de tempo t , N_t o número de partículas do alvo por unidade de área, $\Delta N(t, \theta)$ o número de partículas detectadas e $\Delta \Omega$ o ângulo sólido.

Primeiramente foi determinada a seção de choque relativa através da razão da área do pico obtida pelos ajustes pela carga coletada no copo de Faraday. A seção de choque absoluta foi obtida utilizando a espessura do alvo e o ângulo sólido de entrada do espectrógrafo. As medidas de espalhamento elástico obtidas com o monitor montado na câmara de espalhamento (Capítulo 2) não foram utilizadas para a determinação da seção de choque absoluta devido à interferência dos ruídos remanescentes nesses dados.

A incerteza da seção de choque relativa foi estimada levando em consideração as incertezas estatísticas e as incertezas associadas ao ajuste e à separação do pico de interesse com picos associados aos contaminantes do alvo e ao fundo. Para os ângulos de espalhamento não influenciados por contaminantes, principalmente os ângulos traseiros, as incertezas relativas

representam em média cerca de 3% do valor ajustado. Entretanto, nos casos de sobreposição com contaminantes o valor da incerteza relativa atingiu um valor máximo de 17%. No caso da seção de choque absoluta estima-se uma incerteza da ordem de 20%.

A distribuição angular experimental resultante no referencial do centro de massa é apresentada na Figura 3.5. As barras de incerteza indicadas estão associadas somente às incertezas relativas.

Para a caracterização da ICN, conforme apresentado no capítulo 1, é necessário o ajuste das previsões teóricas à distribuição angular experimental. As previsões foram calculadas na aproximação DWBA-DOMP utilizando parâmetros ópticos globais. O parâmetro $C_2 = \delta_2^C / \delta_2^N$ é obtido através do formato das distribuições angulares experimentais e o quadrado do comprimento de deformação nuclear $(\delta_2^N)^2$ através do fator de escala. De fato a seção de choque experimental pode ser expressada na descrição DWBA-DOMP como:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{exp} = \alpha \sigma_{DWBA-DOMP}(\theta) \quad (3.03)$$

onde a seção de choque reduzida depende de C_2 e através do fator α é obtido o comprimento de deformação nuclear δ_2^N com:

$$(\delta_2^N)^2 = r_0^2 A^{2/3} \alpha \quad (3.04)$$

Como os parâmetros C_2 e δ_2^N são correlacionados o procedimento escolhido para a minimização de χ^2 foi o método iterativo de Gauss-Marquardt [Bev69]. O conceito principal desse método é aproximar a função por sua expansão em primeira ordem e minimizar o χ^2 , em função das diferenças dos parâmetros. O método converge quando as diferenças dos parâmetros se anulam. A última iteração fornece a matriz de covariâncias dos parâmetros ajustados, sendo os elementos da diagonal principal suas variâncias.

A variância da grandeza δ_2^C é expressada por :

$$\sigma_{\delta_2^C}^2 = (\delta_2^N)^2 \sigma_C^2 + C^2 \sigma_{\delta_2^N}^2 + 2\delta_2^C \text{cov}(C, \delta_2^N) \quad (3.05)$$

Os valores dos parâmetros correlacionados ajustados são $C_2 = 1,101(20)$ e $\delta_2^N = 1,079(17)$ fm com χ_{red}^2 de 3,51. A incerteza indicada nos parâmetros são apenas estatísticas (provenientes do ajuste). O ajuste é

apresentado na Figura 3.5 pela linha vermelha. Para ilustrar a sensibilidade do parâmetro C_2 , também são apresentadas três previsões calculadas para valores diferentes de C_2 . As curvas azuis pontilhada e tracejada correspondem respectivamente aos valores de $C_2 = 1,20$ e $C_2 = 1,00$. A curva verde tracejada-pontilhada refere-se ao $C_2 = 0,78$, valor obtido pelo isótopo ^{74}Ge [Ba05], utilizados o mesmo feixe de íon e a energia incidente. Nota-se que os dados experimentais são discriminativos quanto aos valores de C_2 .

Figura 3.5: Distribuição angular experimental em comparação com as previsões de DWBA-DOMP. A curva vermelha apresenta o ajuste dos dados experimentais. As curvas azuis e a verde mostram as previsões com valores de C_2 diferentes.

3.3 Análise Estatística do Método Aplicado no Ajuste

Com o objetivo de comprovar a potencialidade do método aplicado no ajuste dos parâmetros correlacionados C_2 e δ_2^N e das respectivas incertezas, foi realizado um estudo das curvas de nível e da superfície de χ^2 . Para tanto, foram gerados através de simulação de Monte Carlo, 5000 novos conjuntos de dados supondo distribuições Gaussianas.

Através do mapeamento das curvas de nível de χ^2 [Pr89] são obtidos os intervalos de confiança no espaço dos parâmetros C_2 e δ_2^N , que delimitam a região do número de eventos esperados para uma dada probabilidade. Este mapeamento foi realizado variando o valor C_2 obtido no melhor ajuste, e determinando o parâmetro δ_2^N resolvendo uma equação simples de 2º grau em $(\delta_2^N)^2$. As curvas de nível são construídas somando-se ao χ_{min}^2 valores de $\Delta\chi^2$ respectivamente 2,3, 6,17 e 11,8 que contém 68,3%, 95,4% e 99,7% dos eventos estatisticamente esperados [Pr89].

A validação do método de ajuste empregado pode ser obtida através da comparação das curvas de nível com as elipses de Gauss. Como o método de Gauss para a minimização do χ^2 utiliza uma expansão até primeira ordem da função não linear nos parâmetros, podem ocorrer situações em que esta aproximação não seja adequada.

A elipse de Gauss é definida pela expressão:

$$R^2 = \left(\frac{\delta_2^N - \langle \delta_2^N \rangle}{\sigma_{\delta_2^N}} \right)^2 - 2\rho \left(\frac{\delta_2^N - \langle \delta_2^N \rangle}{\sigma_{\delta_2^N}} \right) \left(\frac{C_2 - \langle C_2 \rangle}{\sigma_C} \right) + \left(\frac{C_2 - \langle C_2 \rangle}{\sigma_C} \right)^2 \quad (3.03)$$

onde $\langle \delta_2^N \rangle$ e $\langle C_2 \rangle$ são os valores obtidos do melhor ajuste, $\sigma_{\delta_2^N}$ e σ_C são as incertezas nos parâmetros e ρ é o coeficiente de correlação de Pearson, definido como:

$$\rho = \frac{cov(C_2, \delta_2^N)}{\sigma_{C_2} \sigma_{\delta_2^N}} \quad (3.04)$$

Com as seguintes mudanças de variáveis:

$$d = \left(\frac{\delta_2^N - \langle \delta_2^N \rangle}{\sigma_{\delta_2^N}} \right) \text{ e } c = \left(\frac{C_2 - \langle C_2 \rangle}{\sigma_C} \right) \quad (3.05)$$

a expressão para R^2 pode ser reescrita como: $R^2 = d^2 - 2\rho dc + c^2$.

Resolvendo em função de c , chega-se a:

$$c = \rho d \pm \sqrt{(1 - \rho^2)(2X^2 - d^2)}, \text{ com } X = \frac{R}{\sqrt{2(1 - \rho^2)}}. \quad (3.06)$$

Os valores permitidos para δ_2^N são determinados resolvendo a inequação $(1 - \rho^2)(2X^2 - d^2) \geq 0$. Os valores de X relacionados com a

probabilidade dos pontos (C_2, δ_2^N) estarem no interior da elipse são obtidos pela integração da função densidade de probabilidade:

$$f(R) = \left[\frac{R}{(1-\rho^2)} \right] e^{\frac{-R^2}{2(1-\rho^2)}} \quad (3.07)$$

A probabilidade fica escrita como:

$$P(R) = 1 - e^{\frac{-R^2}{2(1-\rho^2)}} = 1 - e^{-X^2} \quad (3.08)$$

Portanto, para cada probabilidade escolhida, o valor de X é dado por

$$X = \sqrt{-\ln(1-P)} \quad (3.09)$$

Com isso, os valores de C_2 ficam determinados variando o parâmetro δ_2^N nos limites pré-estabelecidos pela inequação acima. A Figura 3.6 apresenta as curvas de nível e as elipses de Gauss que delimitam as regiões onde os pontos (C_2, δ_2^N) se distribuem com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

Conforme observado na Figura 3.6, as curvas de nível estão em boa concordância com as elipses de Gauss, ou seja, a linearização efetuada no processo de ajuste através da minimização do χ^2 não afeta de maneira significativa os parâmetros correlacionados resultantes.

Foi realizada uma simulação de Monte Carlo [Pr89] para testar se os pares (C_2, δ_2^N) se distribuem como esperado nas regiões delimitadas pelas curvas de nível e pelas elipses de Gauss. Através da simulação também foi feito um mapeamento da superfície de χ^2 . Foram gerados 5000 novos conjuntos de dados a partir de variações aleatórias nos pontos experimentais obedecendo a uma distribuição gaussiana com largura dada pela incerteza experimental do ponto considerado. Cada um dos conjuntos de dados gerados foi ajustado, obtendo-se os novos valores de (C_2, δ_2^N) e os respectivos valores de χ^2 . A Figura 3.7 mostra os parâmetros ajustados, C_2 e δ_2^N , adquiridos a partir da simulação Monte Carlo, juntamente com as elipses de Gauss.

Figura 3.6: Curvas de nível e elipses de Gauss obtidas a partir do melhor ajuste, delimitando as regiões em que os pontos se distribuem com probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

Figura 3.7: Parâmetros ajustados (C_2, δ_2^N) e obtidos através da simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados, juntamente com as elipses de Gauss.

Na Tabela 3.1 são apresentados, os valores dos parâmetros C_2 e δ_2^N obtidos pela minimização χ^2 e a média dos valores obtidos pela simulação de Monte Carlo dos 5000 novos conjuntos de dados. A concordância entre os valores obtidos é muito boa.

Tabela 3.1. Comparação dos resultados dos parâmetros obtidos no melhor ajuste na minimização do χ^2 e através da média dos 5000 valores obtidos pela simulação de Monte Carlo. O valor de σ apresentado corresponde ao desvio padrão das respectivas distribuições.

Isótopo	Melhor Ajuste		Simulação de Monte Carlo			
	C_2	$\delta_2^N(\text{fm})$	$\langle C_2 \rangle$	σ_{C_2}	$\langle \delta_2^N \rangle(\text{fm})$	$\sigma_\delta(\text{fm})$
^{76}Ge	1,101(20)	1,079(17)	1,101	0,021	1,079	0,017

Com o objetivo de se verificar se a distribuição dos parâmetros C_2 e δ_2^N , sorteados pela simulação de Monte Carlo [Du97], realmente se distribuem nas regiões das curvas de nível e elipses de Gauss com as probabilidades de 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7%, foi realizada uma contagem dos pontos localizados dentro dessas curvas. Os valores da soma relativa até as respectivas curvas de nível e elipses de Gauss obtidos em comparação com os valores esperados são apresentados na Tabela 3.2.

Tabela 3.2. Comparação das somas relativas dos 5000 dados experimentais sorteados pela simulação de Monte Carlo, delimitando as regiões das probabilidades esperadas de 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7%.

^{76}Ge	Soma relativa até a curva de nível (%)	Soma relativa até a elipse de Gauss (%)	Valor esperado (%)
	38,2	37,9	39,3
	67,9	67,6	68,3
	95,5	95,3	95,4
	99,6	99,5	99,7

Os valores da soma relativa dos pontos localizados dentro das regiões de distribuição de probabilidade das curvas de nível e das elipses de Gauss estão de acordo com os valores esperados, considerando uma incerteza estatística de 1,4% (5000 pontos). Demonstrando que as incertezas estatísticas obtidas dos parâmetros ajustados estão bem estabelecidas.

A Figura 3.8 apresenta duas vistas diferentes da distribuição de χ^2 para o ^{76}Ge no espaço dos parâmetros ajustados C_2 e δ_2^N . A utilização do método de Gauss para o ajuste de funções não lineares nos parâmetros, é equivalente a aproximar a superfície que descreve o χ^2 em um paraboloide para achar o mínimo absoluto da função. Pode-se observar que a distribuição de χ^2 obtida no presente trabalho apresenta o formato de um paraboloide.

Figura3.8: Duas vistas diferentes da distribuição da superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros C_2 e δ_2^N , através de 5000 dados experimentais sorteados pela simulação de Monte Carlo. A escala de cores mostrada nesta figura corresponde aos valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 2,3; 6,17 e 11,8.

Capítulo 4. Discussões e Conclusões

Neste último capítulo, primeiramente, é discutida a inclusão dos resultados do presente trabalho na análise sistemática da ICN ao longo da cadeia de isótopos pares de germânio. Para finalizar são feitas considerações sobre estrutura nuclear ao longo dessa cadeia.

Os resultados obtidos do presente estudo de ICN completam a sistemática ao longo da cadeia de isótopos pares de germânio iniciada com o trabalho de Barbosa et al. [Ba05]. É importante ressaltar, que em ambos os trabalhos foram utilizadas condições experimentais semelhantes e foi aplicada a mesma metodologia de análise, permitido assim um estudo consistente e uniforme ao longo da cadeia. A Tabela 4.1 apresenta os resultados de C_2 , δ_2^N e da razão $B(E2)/B(IS2)$ obtidos no presente trabalho em comparação com os de Barbosa et al. [Ba05]. Como o parâmetro δ_2^N está diretamente associado à escala, as respectivas incertezas apresentadas na tabela, incluem as incertezas de escala estimadas. Os resultados ao longo da cadeia indicam que apesar de uma leve predominância da contribuição dos prótons em relação aos nêutrons na excitação dos primeiros estados quadrupolares dos $^{70,72,76}\text{Ge}$, a contribuição dos nêutrons aumenta consideravelmente para o ^{74}Ge . De fato, pode-se observar uma mudança abrupta nos valores de C_2 e conseqüentemente nos valores das razões $B(E2)/B(IS2)$ em relação aos isótopos vizinhos, $^{72,76}\text{Ge}$.

Tabela 4.1: Valores experimentais de C_2 , δ_2^N (fm) e $B(E2)/B(IS2)$ na excitação do primeiro estado quadrupolar dos isótopos pares estáveis de germânio. As incertezas de δ_2^N incluem as incertezas de escala estimadas. Foram empregados os valores de $r_c = 1,22$ fm [Go96] e $r_M = 1,16$ fm [Ch90] nos cálculos.

	$^{70}\text{Ge}^{(a)}$	$^{72}\text{Ge}^{(a)}$	$^{74}\text{Ge}^{(a)}$	$^{76}\text{Ge}^{(b)}$
C_2	1,015(16)	1,054(15)	0,775(8)	1,101(20)
δ_2^N (fm)	1,02(4)	1,09(4)	1,62(8)	1,08(21)
$B(E2)/B(IS2) \text{ e}^2$	1,140(35)	1,228(35)	0,664(14)	1,340(49)

^(a) [Ba05], ^(b) presente trabalho.

O valor de $B(E2)$ obtido no presente trabalho para o ^{76}Ge foi de $0,220(44) \text{ e}^2\text{b}^2$. O valor adotado na literatura na compilação de Raman et al. [Ra01] é de $0,268(8) \text{ e}^2\text{b}^2$. Nota-se que o valor determinado no presente trabalho é aproximadamente 18% menor, contudo, considerando que a incerteza da seção de choque absoluta foi estimada em torno de 20%, o valor de $B(E2)$ obtido está compatível com o valor adotado na literatura.

A descontinuidade de alguns indicadores experimentais ao longo da cadeia de isótopos pares de germânio, do ^{70}Ge ao ^{76}Ge , está associada à transição de forma e à coexistência de forma, sempre descritas na literatura pela coexistência de dois estados [Ca84, Fo87]. Cálculos de modelo de camadas indicam que o crescimento rápido no número de prótons e de nêutrons na camada $g_{9/2}$ poderia explicar a mudança de estrutura ao redor da região $N = 40$ [Ha07], devido à forte interação entre estas partículas. A ideia básica do modelo de dois estados é a existência de diferentes configurações, que podem coexistir e se misturar em várias proporções formando os estados físicos observados. Os dados experimentais obtidos na excitação coulombiana e na transferência de dois nêutrons [Gu77, Lec80, Le82, Re80], sugerem que uma transição na natureza do estado fundamental ocorra entre o ^{72}Ge e o ^{74}Ge . A análise da transferência de $L = 0$ em ambas as reações (t,p) e (p,t), revelaram intensidades de transições que sugerem semelhanças entre os estados fundamentais $^{74}\text{Ge} \rightleftharpoons ^{76}\text{Ge}$. Por outro lado, os resultados da ICN revelaram um valor de C_2 muito menor para o ^{74}Ge em comparação com a excitação quase homogênea do ^{76}Ge . É importante notar que no espalhamento inelástico, mesmo que exista mistura na configuração do estado fundamental, será excitada somente a configuração que conecta o estado fundamental ao primeiro estado excitado 2_1^+ [Fo87, Su03]. Neste contexto, o valor C_2 obtido para o ^{74}Ge indica uma configuração do estado fundamental fortemente misturada, envolvendo não apenas o grau de liberdade dos nêutrons, mas também outras configurações possíveis. Uma possibilidade pode ser uma alfa (α) mais ^{70}Zn ($Z = 30$, $N = 40$) numa configuração de estado isomérico envolvendo o fechamento de sub-camada.

Bibliografia

- [Ba62] R. H. Bassel, G. R. Satchler, R. M. Drisko, E. Ross, **Phys. Rev.** 128, 2693, 1962.
- [Ba05] M. D. L. Barbosa, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, J. L. M. Duarte, C. L. Rodrigues, M. R. D. Rodrigues, G. M. Ukita, **Phys. Rev. C.** 71, 024303, 2005.
- [Be69] A. M. Bernstein, **Adv. Nucl. Phys.** 3, 325, 1969.
- [Bev69] P. R. Bevington, **Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences**, McGraw Hill, New York, 1969.
- [Bo75] A. Bohr, B. R. Mottelson, **Nuclear Structure**, Benjamin, New York, 1975.
- [Ca84] M. Carchidi, H. T. Fortune, G. S. F. Stephans, L. C. Bland, **Phys. Rev. C.** 30, 1293, 1984.
- [Ch90] H. S. Chung, W. D. Myers, **Nucl. Phys. A.** 513, 283, 1990.
- [Co82] J. Cook, **Nucl. Phys. A.** 388, 153, 1982.
- [Cr78] E. R. Cruz, **Dissertação de Mestrado**, IFUSP, 1978.
- [Du97] J. L. M. Duarte, G. M. Ukita, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, L. C. Gomes, **Phys. Rev. C.** 56, 1855, 1997.
- [Ei75] J. M. Eisenberg, W. Greiner, **Nuclear Models**, 2nd ed., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1975.
- [Fo87] H. T. Fortune, M. Carchidi, **Phys. Rev. C.** 36, 2584, 1987.
- [Go96] L. C. Gomes, L. B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin, J. L. M. Duarte, J. H. Hirata, S. Salém-Vasconcelos, O. Dietzsch, **Phys. Rev. C.** 54, 2296, 1996.

- [Gr96] W. Greiner, J. A. Maruhn, **Nuclear Models**, Springer, Berlin, 1996.
- [Gu77] F. Guilbault, D. Ardouin, R. Tamisier, P. Avignon, M. Vergnes, G. Rotbard, G. Berrier, R. Seltz, **Phys. Rev. C.** 15, 894, 1977.
- [Gui77] F Guilbault, D Ardouin, J Uzureau, P Avignon, R Tamisier, G. Rotbard, M. Vergnes, Y. Deschamps, G Berrier, R Seltz, **Phys. Rev. C.** 16 1840, 1977.
- [Ha07] M. Hasegawa, T. Mizusaki, K. Kaneko, Y. Sun, **Nucl. Phys. A.** 789, 46, 2007.
- [IE73] IEEE Trans, **Nucl. Sci.** NS-20, N.2, 1973.
- [Ja13] T. M. James, M. Schlösser, R.J. Lewis, S.Fischer, B. Bornschein, H. H. Telle, **Applied Spectroscopy.** 67, 8, 2013.
- [Ka67] S. Kalbitzer, W. Melzer, **Nucl. Instr. Methods.** 56, 301, 1967.
- [Ki02] T. Kibedi, R. H. Spear, **Atomic Data and Nuclear Data Tables.** 80, 58, 2002.
- [Ku74] P. D. Kunz, **DWUCK4**, Colorado University, 1974.
- [Ku77] P. D. Kunz, **CHUCK3**, Colorado University, 1977.
- [La76] M. Lampton, B. Margon, S. Bowyer, **Astrophys. J.** 208, 177, 1976.
- [Le79] C. Lebrun, F. Guilbault, D. Ardouin, E. R. Flynn, D. L. Hanson, S. Orbesen, R. Rotbard, M. N. Vergnes, **Phys. Rev. C.** 19, 1224, 1979.
- [Le80] R. Lecomte, M. Irshad, S. Landsberger, P. Paradis, S. Monaro, **Phys. Rev. C.** 22, 1530, 1980.
- [Lec80] R. Lecomte, M. Irshad, S. Landsberger, G. Kajrys, P. Paradis, S. Monaro, **Phys. Rev. C.** 22, 2420, 1980.
- [Le82] R. Lecomte, G. Kajrys, S. Landsberger, P. Paradis, S. Monaro, **Phys. Rev. C.** 25, 2812, 1982.

- [Le98] S. Leenhardt, F. Azaiez, O. Sorlin, M. Belleguic, J. C. Angelique, C. Borcea, C. Bourgeois, et al, **Nuovo Cimento A** 111, 733, 1998.
- [Me62] A. M. Messiah, **Quantum Mechanics**, North Holland, Amsterdam, 1962.
- [Ni13] National Instruments, **Labview**, <http://www.ni.com/labview>, 2013.
- [Pr89] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, **Numerical Recipes: the Art of Scientific Computing**, Cambridge University Press, New York, 1989.
- [Ra01] S. Raman, C. W. Nestor JR, P. Tikkanen, **Atomic Data and Nuclear Data Tables**. 78, 39, 2001.
- [Re80] A. C. Rester, J. B. Ball, R. L. Auble, **Nucl. Phys. A**. 346, 371, 1980.
- [Ro04] M. R. D. Rodrigues, C. L. Rodrigues, T. Borello-Lewin, L. B. Horodynski-Matsushigue, J. L. M. Duarte, G. M. Ukita, **Brazilian Journal of Physics**, Vol. 34, N° 3A, 777, 2004.
- [Ro14] Root, **Data Analysis Framework**, User's Guide, <https://root.cern.ch>, 2014.
- [Sa83] G. R. Satchler, **Direct Nuclear Reactions**, Oxford University Press, 1983.
- [Sa87] G. R. Satchler, **Nucl. Phys. A**. 472, 325, 1987.
- [Se85] S. Sen, S. E. Darden, R. C. Luhn, N. O. Gaiser, G. Murillo, J. Ramirez, **Phys. Rev. C**. 31, 787, 1985.
- [Si95] B. Singh, **Nuclear Data Sheets**. 74, 63, 1995.
- [Si06] B. Singh, A. R. Farhan, **Nuclear Data Sheets**. 107, 1923, 2006.
- [Sp67] J. E. Spencer, H. A. Enge, **Nucl. Instr. Methods**. 49, 181, 1967.
- [Su03] M. Sugarawa, Y. Toh, T. Czosnyka, M. Oshima, T. Hayakawa, H. Kusakari, Y. Hatsukawa, et al, **Eur. Phys. J. A** 16, 409, 2003.
- [Tu04] J. K. Tuli, **Nuclear Data Sheets**. 103, 389, 2004.

[Uk01] G. M. Ukita, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, J. L. M. Duarte, and L. C. Gomes, ***Phys. Rev. C*** 64, 014316, 2001.

[Wa00] W. K. Warburton, M. Momayezi, B. Hubbard-Nelson, W. Skulski, ***Applied Radiation and Isotopes***. V 53, Issues 4-5, 2000.