Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Estudo da Interferência Nuclear Coulombiana nos Isótopos de Germânio

Marcel Dupret Lopes Barbosa

Tese de Doutorado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Ciências

SBI-IFUSP

305M810T3583

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Thereza Borello-Lewin (orientadora)

Profa. Dra. Alinka Lépine

Prof. Dr. Émerson José Veloso de Passos

Prof. Dr. Frederico Firmo de Souza Cruz

Prof. Dr. Roberto Meigikos dos Anjos

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3583

ex. 1

Trabalho parcialmente financiado por: CNPQ e FAPESP

São Paulo

2001

539.74
B238e
D
ex. 1

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

Barbosa, Marcel Dupret Lopes

Estudo da Interferência Nuclear Coulombiana nos Isótopos de Germânio. São Paulo, 2001.

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

Orientador: Profa. Dra. Thereza Borello-Lewin
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Estrutura e Espectroscopia Nuclear;
2. Espalhamento Elástico e Inelástico de Lítio;
3. Parâmetros de Deformação;
4. Isótopos 70, 72, 74 de germânio;
5. Tratamento Estatístico das Incertezas dos Parâmetros obtidos.

USP/IF/SBI-063/2001

Agradecimentos

Gostaria de prestar meus agradecimentos a todas as pessoas que, direta ou indiretamente, contribuíram para a efetivação desse árduo e recompensador trabalho. Em especial...

à *Márcia*, pela sua doce demonstração de companheirismo, apoio, compreensão, carinho em todos os momentos;

à *Thereza*, pela presteza, cuidado, dedicação na orientação, e pelo seu valioso esforço para proporcionar condições favoráveis ao desenvolvimento do projeto;

à *Lighia*, pelas frutíferas discussões sobre física;

ao *Luciano* e *Luizão*, pelo interesse e incentivo demonstrados;

ao *Kita*, pela sua inesgotável disposição em ajudar no que for preciso e pela "poderosa máquina fotográfica";

ao *Cleber*, pela amizade, noites não dormidas, e o suporte precioso em programação;

aos bolsistas que passaram pelo grupo e deixaram saudades, *George*, *Masayuki*, *Fabrício*, pela ajuda essencial nos períodos de máquina, e aos novos, *Gabriel* e *Guilherme*, pelo interesse mostrado;

ao *Nemi*, pelo seu apoio na instalação emergencial de uma fonte de corrente para o espectrógrafo, pelas proveitosas discussões sobre a Fonte de Íons e também pelas valiosas dicas do sistema de aquisição CAMAC;

ao *Dirceu* e seus colaboradores, pelo empréstimo oportuno de detectores em alguns períodos de máquina;

aos técnicos *Zé Carlos*, pela persistência e empenho mostrados na extração do feixe de Li; *Udo*, *Messias* e *Silvinho*, pela grande ajuda na solução de problemas com o espectrógrafo; *Ditinho*, *Marcelo*, *Celso*, *Serginho*, *Márcio*, *Ricardo*, *Gianfranco*, *Adriano*, *Pedro*, *Otávio*, *Edmilson* pelo suporte prestado nas mais diversas situações;

à *Nobuko*, *Wanda* e *Jorge*, pela assistência na confecção de alvos;

aos meus professores que efetivamente contribuíram para a minha formação acadêmica, em especial ao que sempre será um exemplo para mim, Prof. *Rocha Barros*;

aos meus amigos *Ettore*, *Vânia*, *Daisy*, e o *pessoal do Cepeusp*, que com as mais diversas maneiras, sempre me apoiaram;

e finalmente, mas não menos importante, *meus pais* e *meus familiares*, que nunca se cansam de torcer e incentivar.

Muito obrigado.

Resumo

O estudo de características de isospin na excitação do estado 2_1^+ foi implementado nos núcleos ^{70,72,74}Ge com a realização de medidas de espalhamento inelástico na região de interferência nuclear coulombiana (INC) com ^{6}Li de 28 MeV. A análise da INC, utilizando projéteis leves de interação isoescalar, na excitação de estados coletivos é uma ferramenta poderosa para evidenciar mudanças de estrutura em cadeias de núcleos, e fornecer resultados robustos para testes de modelos. A principal vantagem do método é a extração simultânea dos parâmetros de deformação de carga e massa das transições, minimizando as incertezas na razão entre as probabilidades reduzidas de transição elétrica e de massa, B(Eℓ) e B(ISℓ), indicadores importantes da coletividade dos estados nucleares. A análise foi realizada na aproximação de Born com ondas distorcidas e potencial óptico deformado (DWBA-DOMP), usando um conjunto de parâmetros de potencial óptico global. Os ajustes das previsões às distribuições angulares, empregando o método iterativo de Gauss, exibiram excelente qualidade. Os parâmetros correlacionados extraídos na minimização do chi-quadrado, δ_N (comprimento de deformação nuclear) e $C = \delta_C / \delta_N$ (razão entre os comprimentos de deformação de carga e nuclear), e suas incertezas, foram submetidos a testes estatísticos que os validaram. Dentre as grandezas determinadas a partir desses parâmetros, os valores de B(IS2), inéditos nos isótopos de Ge, mostraram uma mudança de estrutura não evidenciada pelos valores de B(E2). A probabilidade reduzida de transição isoescalar cresceu com o incremento do número de nêutrons, com um aumento abrupto no ^{74}Ge. Já a probabilidade reduzida de transição elétrica aumentou de maneira mais suave. Essa diferença de comportamento foi um reflexo da variação do parâmetro extraído C, que no ^{74}Ge indicou uma contribuição maior dos nêutrons frente aos prótons na excitação do primeiro estado quadrupolar. Os isótopos ^{70,72}Ge, por outro lado, revelaram contribuições equivalentes e homogêneas para essas transições. Com a determinação precisa das contribuições de massa e de carga para a excitação do primeiro estado quadrupolar, novos subsídios estão disponíveis para futuros cálculos.

Abstract

The analysis of the isospin character of the 2_1^+ excitation in the ^{70,72,74}Ge nuclei, with 28 MeV ^{6}Li, was applied to the inelastic scattering in the coulomb nuclear interference (CNI) region. The CNI measurements in the excitation of collective states with light isoscalar projectiles are powerful tools to evidence structure changes in nuclei chains, allowing tests of nuclear models. In this method the simultaneous extraction of the charge and mass deformation parameters, minimizes the uncertainties in the ratio of charge B(Eℓ) to mass B(ISℓ) transition reduced probabilities, which are important indicators of the nuclear collectivity. The present analysis was developed in the framework of the distorted wave Born approximation within a deformed optical potential approach (DWBA-DOMP), using a set of the global optical model parameters. Excellent quality fits of the predictions to the experimental angular distributions, employing the Gauss iterative method, were obtained. The correlated parameters δ_N (nuclear deformation length) and $C = \delta_C / \delta_N$ (ratio of charge to nuclear deformation lengths), and their uncertainties extracted in the least squares method, were validated by statistical tests. The B(IS2) values for germanium isotopes, not previously reported, were determined in the analysis and revealed a structure change not evidenced by the B(E2) values. The isoscalar transition reduced probability raises when the neutron number increases, showing in the ^{74}Ge an abrupt enhancement. Nevertheless, the electric transition reduced probability grows smoothly. This behavior was detected following the experimental extracted C parameters, indicating in the heavier isotope a predominance of neutrons in the first quadrupolar excitation. The ^{70,72}Ge isotopes, on the other hand, displayed equivalent and homogeneous contributions of protons and neutrons. New information on mass and charge contributions for the $0_1^+ \rightarrow 2_1^+$ transition, in the germanium isotopes, is now available for future theoretical interpretation.

Índice

Introdução *i*

Capítulo 1 – Modelagem teórica 1
- 1.1 – Reações Nucleares 1
- 1.2 – Aproximação de Born com Ondas Distorcidas 3
- 1.3 – Modelo Coletivo 6
- 1.4 – Excitação Coulombiana 8
- 1.5 – Interferência Nuclear Coulombiana 10

Capítulo 2 – Aparato Experimental 13
- 2.1 – Feixe de Íons de ^{6}Li 14
- 2.2 – Acelerador Pelletron 15
- 2.3 – Alvos de Germânio 17
- 2.4 – Espectrógrafo Magnético 18
- 2.5 – Sistema de Aquisição 21

Capítulo 3 – Resultados Experimentais 24
- 3.1 – Seções de Choque Experimentais 24
- 3.2 – Parâmetros dos Potenciais Ópticos 29
- 3.3 – Distribuições Angulares Inelásticas 36
- 3.4 – Potencialidade do Método 42
- 3.5 – Excitações Quadrupolares 51
- 3.6 – Cálculos com Canais Acoplados 54

Capítulo 4 – Discussão 58
- 4.1 – Informações Experimentais da Região 58
  - 4.1.1 – Probabilidade de Transição Elétrica 58
  - 4.1.2 – Espalhamento Inelástico 62
  - 4.1.3 – Reações de Transferência 71
  - 4.1.4 – Excitação Coulombiana 78
- 4.2 – Informações Teóricas 82
- 4.3 – Distribuição de Carga e Massa 86
- 4.4 – Comentários Finais 91

Referências 94

Introdução

Em várias regiões de massa, os núcleos apresentam mudanças rápidas de comportamento com uma pequena variação no número de núcleons, ocasionando mudanças em suas descrições. Com a adição de poucos núcleons passa-se rapidamente de uma situação em que prevalece o modelo de partículas independentes, que descreve bem núcleos muito próximos das camadas fechadas, para uma que comporta modelos vibracionais, até chegar nos núcleos deformados, em que os modelos rotacionais são adequados, passando, também por núcleos que apresentam misturas de configurações.

Os isótopos de germânio pertencem à região de transição de massa A~70, e exibem as características acima mencionadas. O núcleo ^{72}Ge é um dos únicos em toda a tabela periódica que apresenta um nível 0^+ como primeiro estado excitado, conseqüência de uma possível variação na deformação, ou até mesmo devido a um suposto fechamento de subcamada em $N = 40$. Os outros núcleos que também apresentam um nível 0^+ como primeiro estado excitado são ^{16}O, ^{40}Ca, ^{90}Zr, ^{96}Zr e ^{98}Mo.

Os orbitais de valência de prótons e nêutrons ($2p$ e $1f$), nos núcleos de germânio, estão parcialmente preenchidos, conforme revelam as intensidades espectroscópicas extraídas das reações de transferência de um núcleon, o que favorece uma instabilidade de forma. Há evidências, ainda, que os orbitais de prótons são influenciados pelo número de nêutrons, resultando em mudanças de estrutura nuclear ao redor de $Z = 32$ [Le79].

Geralmente, são utilizados como indicadores de mudança de estrutura os valores da energia de excitação do primeiro estado quadrupolar, da probabilidade reduzida de transição entre os estados 0_1^+ e 2_1^+, do momento de quadrupolo estático, entre outros. Na verdade os valores em si não permitem inferir variações de estrutura nuclear, mas sim o acompanhamento sistemático de uma dada cadeia de núcleos.

Uma linha de pesquisa que o grupo de Espectroscopia Nuclear com Íons Leves, ao qual pertence o autor, desenvolve é o estudo da

interferência nuclear coulombiana (INC) através de espalhamento inelástico de dêuterons em núcleos na região de massa A~100 [Go93,Du97,Uk01]. A principal motivação é a extração simultânea dos parâmetros de deformação de carga e massa das transições, tendo o dêuteron um papel fundamental, já que os parâmetros de potencial óptico são bem estabelecidos, e ainda apresenta interação isoescalar com o alvo (T = 0). Os quadrados dos comprimentos de deformação de carga (próton) e massa (próton + nêutron), δ_ℓ^C e δ_ℓ^N, são proporcionais, respectivamente, às probabilidades reduzidas de transição elétrica e de massa, B(Eℓ) e B(ISℓ), indicadores importantes da coletividade de estados excitados. No estudo da interferência nuclear coulombiana por intermédio do espalhamento inelástico, δ_ℓ^N é determinado a partir do fator de escala no ajuste das seções de choque teóricas às distribuições angulares experimentais. Já o formato das distribuições angulares varia com a razão $C = \delta_\ell^C / \delta_\ell^N$, que por sua vez é proporcional a $\sqrt{B(E\ell)/B(IS\ell)}$, cancelando as incertezas no fator de escala, levando a resultados muito confiáveis.

A metodologia de extração dos comprimentos de deformação mostrou-se adequada para os núcleos ^{100,102,104}Ru e ^{94,98}Mo utilizando a interferência nuclear coulombiana com dêuterons, e o grupo começou investir na potencialidade do método com a utilização do ^{6}Li como projétil. As primeiras medidas de INC com ^{6}Li foram feitas no ^{100}Ru [Si00] e a análise revelou resultados consistentes com os obtidos utilizando os projéteis alfa e dêuteron [Go93,Go96], consolidando a metodologia de análise com outra partícula de isospin nulo.

A região de massa em que o emprego do ^{6}Li é essencial é a que engloba os isótopos de germânio, pois o primeiro mínimo de interferência da seção de choque inelástica do estado 2_1^+, essencial no estudo da interferência nuclear coulombiana, localiza-se em ângulos muito dianteiros de difícil acesso experimental, quando dêuterons são usados como projéteis, além da baixa energia incidente requerida, inviável com o acelerador Pelletron.

O interesse na obtenção dos valores de B(ISℓ), praticamente inexistentes na literatura, que fornecem informações sobre a contribuição da massa nas excitações coletivas, é salientado em regiões de transição, pois a adição de um ou alguns pares de núcleons é freqüentemente responsável por uma apreciável mudança de

estrutura nuclear. Não é razoável, então, considerar como é usual, que os valores de B(E2) reflitam toda a informação sobre a coletividade da transição, uma vez que se relacionam, em princípio, somente à contribuição dos prótons.

Medidas de B(E2) já foram compiladas na literatura [Ra89], viabilizando a comparação de como essa grandeza varia em várias famílias de isótopos. O comportamento dos valores de B(E2) para os isótopos de Ge ($Z = 32$) é muito parecido com os isótonos de Se ($Z = 34$). Nota-se um crescimento com o incremento da massa até atingir um valor máximo em $N = 42$, e um subseqüente decréscimo. Essa variação de tendência é um forte indício de mudança de configuração. Por outro lado os isótopos de Zn ($Z = 30$) apresentam valores muito próximos e baixos, lembrando o comportamento dos núcleos $^{90\text{-}96}$Zr, onde a adição de nêutrons, aparentemente, não interfere na probabilidade reduzida de transição elétrica.

Em estudos de espalhamento inelástico com dêuterons em isótopos pares de germânio [Sz78,Se85], que não mediram a INC, foi verificado que os ajustes das previsões às seções de choque foram sensíveis ao modelo empregado. Os isótopos ^{70,72}Ge foram melhores descritos com o emprego do modelo vibracional, enquanto ^{74,76}Ge mostraram compatibilidade com modelo rotacional. Em outros trabalhos [Ro86,Ba88], além de apontarem a mudança de forma entre os isótopos ^{72}Ge e ^{74}Ge, ainda sugerem que existe coexistência de forma num mesmo núcleo.

Vários modelos teóricos já foram empregados como por exemplo, cálculos microscópicos [De76,Di76,We81] e "Interacting Boson Model" (IBM) [Du83,Hs92], mas nenhum conseguiu descrever completamente as características apresentadas pelos isótopos de germânio. Interpretações dos estados 0^+ com baixa energia de excitação em núcleos par-par na região de $N = 40$ já foram sugeridas em termos da mistura de configurações dos orbitais de nêutrons $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$, ou dos orbitais de prótons $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$, e até mesmo em termos de coexistência de forma, com mistura de configurações esféricas e deformadas num mesmo núcleo [Ro78].

Dentre os principais objetivos da tese, com o estudo da interferência nuclear coulombiana na excitação do primeiro estado quadrupolar nos isótopos ^{70,72,74}Ge, está a determinação precisa da

razão das probabilidades de transição B(E2)/B(IS2), dando indicação clara das contribuições de carga e de massa na excitação do estado 2_1^+, fornecendo mais ingredientes para o entendimento dessa região desafiadora. Outra meta, não menos importante, é a obtenção e verificação das incertezas nas grandezas extraídas na análise, por se tratar de ajustes não lineares de parâmetros correlacionados, houve a necessidade de implementar um método iterativo e a posterior confirmação dos resultados a partir de métodos estatísticos.

A apresentação do trabalho será desenvolvida em quatro capítulos, abordando em cada um, tópicos relacionados no desenvolvimento do trabalho. No Capítulo 1 estão expostas as ferramentas básicas para análise dos dados experimentais, com uma breve explicação sobre cálculos de seções de choque através da Aproximação de Born com Ondas Distorcidas, e também a descrição das particularidades do estudo da interferência nuclear coulombiana com a descrição DWBA-DOMP. Já no Capítulo 2 é descrito o arranjo experimental para a tomada de dados, realçando os principais equipamentos utilizados. O Capítulo 3 mostra os resultados experimentais obtidos, juntamente com toda a análise implementada e a verificação da validade do método. A discussão dos resultados e as comparações com trabalhos anteriores estão reunidas no Capítulo 4.

Capítulo 1 – Modelagem Teórica

No presente capítulo serão brevemente apresentadas as ferramentas para a análise dos dados experimentais, bem como os modelos, e seus limites de abrangência, empregados para a compreensão das características nucleares dos isótopos estudados.

1.1 – Reações Nucleares

As seções de choque que caracterizam as primeiras excitações quadrupolares dos isótopos ^{70,72,74}Ge, serão computadas no presente trabalho considerando que reações diretas descrevem o espalhamento inelástico. Nas reações nucleares diretas o núcleo alvo passa do estado inicial ao final em uma única etapa, sem a formação de um sistema composto, e o processo todo ocorre na superfície, onde o projétil interage com um núcleon do alvo, ou com um modo normal. Transição nuclear em uma etapa é uma fonte importante para informações sobre estrutura, pois a amplitude de reação depende da sobreposição das funções de onda dos estados inicial e final [Sa83].

As funções de onda para um sistema que sofre uma reação do tipo A(a,b)B são determinadas resolvendo-se a equação de Schrödinger:

$$(E - H)\Psi = 0, \tag{1.1}$$

onde E é a energia total e H é a hamiltoniana de uma das partições (α para os pares A e a, ou β para os pares B e b), que é escrita explicitamente como $H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = H_\beta + K_\beta + V_\beta$. As hamiltonianas H_α e H_β são operadores que atuam nos estados internos dos núcleos envolvidos, enquanto que K_α e K_β são os operadores para a descrição da energia cinética do movimento relativo das partições correspondentes, e V_α e V_β são os potenciais de interação entre os núcleos.

Algumas condições de contorno devem ser impostas para que Ψ corresponda à situação física de interesse, que nesse caso é o feixe incidente na partição α, com os dois núcleos a e A no estado fundamental, descritos por ondas planas com momento relativo $\mathbf{k}_\alpha$.

Então Ψ deverá conter ondas esféricas incidentes no canal α e ondas esféricas emergentes em todos os canais abertos, definindo assim a função de onda $\Psi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_\alpha)$. Expandindo essa função de onda em termos de estados internos da partição β, $\varphi_\beta(x_\beta)$, obtém-se:

$$\Psi_\alpha^{(+)} = \sum_\beta \xi_\beta(\mathbf{r}_\beta)\varphi_\beta(x_\beta). \tag{1.2}$$

Reescrevendo a equação (1.1) na representação da partição β, com a função de onda descrita por (1.2), chega-se à seguinte expressão:

$$(E - H_\beta - K_\beta)\Psi_\alpha^{(+)} = V_\beta \Psi_\alpha^{(+)}. \tag{1.3}$$

Multiplicando (1.3) por $\varphi_\beta^*(x_\beta)$ e integrando em x_β, uma relação para ξ_β é obtida:

$$\left(E_\beta - K_\beta\right)\xi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \left(\varphi_\beta \middle| V_\beta \middle| \Psi_\alpha^{(+)}\right) \equiv \int \varphi_\beta^*(x_\beta) V_\beta(x_\beta, \mathbf{r}_\beta) \Psi_\alpha^{(+)} \, \mathrm{d}x_\beta. \tag{1.4}$$

Com o auxílio das técnicas da função de Green [Me62], e respeitando as condições de contorno impostas, a solução para ξ_β é:

$$\xi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = e^{i\mathbf{k}_\alpha \cdot \mathbf{r}_\alpha}\delta_{\alpha\beta} - \left(\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2}\right)\int \frac{e^{ik_\beta|\mathbf{r}_\beta - \mathbf{r}_\beta'|}}{|\mathbf{r}_\beta - \mathbf{r}_\beta'|}\left(\varphi_\beta \middle| V_\beta \middle| \Psi_\alpha^{(+)}\right) \mathrm{d}\mathbf{r}_\beta'. \tag{1.5}$$

Para grandes distâncias, quando se verifica o comportamento assintótico de ξ_β, a amplitude de espalhamento, $f_{\alpha\beta}$, pode ser escrita na forma:

$$f_{\beta\alpha}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{k}_\alpha) = -\left(\frac{\mu_\beta}{2\pi\hbar^2}\right)\left\langle e^{i\mathbf{k}_\beta \cdot \mathbf{r}_\beta'}\varphi_\beta \middle| V_\beta \middle| \Psi_\alpha^{(+)}\right\rangle. \tag{1.6}$$

Já a amplitude de transição, $T_{\beta\alpha}$, é definida em termos da amplitude de espalhamento:

$$T_{\beta\alpha}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{k}_\alpha) = \left\langle e^{i\mathbf{k}_\beta \cdot \mathbf{r}_\beta'}\varphi_\beta \middle| V_\beta \middle| \Psi_\alpha^{(+)}\right\rangle = \iint e^{-i\mathbf{k}_\beta \cdot \mathbf{r}_\beta'}\varphi_\beta^*(x_\beta) V_\beta(x_\beta, \mathbf{r}_\beta')\Psi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_\alpha)\, \mathrm{d}x_\beta \mathrm{d}\mathbf{r}_\beta'. \tag{1.7}$$

E finalmente a seção de choque diferencial para a reação A(a,b)B é escrita em função da amplitude de transição:

$$\frac{\mathrm{d}\sigma_{\beta\alpha}}{\mathrm{d}\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2}\left(\frac{k_\beta}{k_\alpha}\right)\left|T_{\beta\alpha}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{k}_\alpha)\right|^2. \tag{1.8}$$

Esta é a solução formal do problema, mas ainda envolve a função de onda $\Psi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_\alpha)$, que continua indeterminada. Para resolver essa indefinição algumas aproximações são necessárias, as quais serão apresentadas a seguir.

1.2 – Aproximação de Born com Ondas Distorcidas

O primeiro passo para contornar a dificuldade apresentada é introduzir em ambos os lados das expressões (1.3) e (1.4) um potencial auxiliar $U_\beta(r_\beta)$ que não pode alterar os estados internos da partição β, podendo ser complexo. Com isso a equação (1.4) pode ser rescrita como:

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\xi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = (\varphi_\beta|V_\beta(x_\beta,\mathbf{r}_\beta) - U_\beta(r_\beta)|\Psi_\alpha^{(+)}) = (\varphi_\beta|W_\beta|\Psi_\alpha^{(+)}). \quad (1.9)$$

O potencial W_β é chamado de interação residual, e o grande ganho em trabalhar com ele é a minimização dos efeitos da interação de V_β no lado direito da equação (1.9), sendo portanto possível a utilização da teoria de perturbação. A solução formal de (1.9) pode ser expressa em termos da equação homogênea:

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\chi_\beta^{(+)}(\mathbf{k}_\beta,\mathbf{r}_\beta) = 0. \quad (1.10)$$

As funções $\chi_\beta^{(+)}$ representam 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 emergentes.

Novamente utilizando a aplicação das técnicas das funções de Green, agora na equação (1.9), temos uma solução similar à encontrada na expressão (1.5):

$$\xi_\beta(\mathbf{r}_\beta) = \chi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_\beta,\mathbf{r}_\beta)\delta_{\alpha\beta} + \int G_\beta^{(+)}(\mathbf{r}_\beta,\mathbf{r}_\beta')(\varphi_\beta|W_\beta|\Psi_\alpha^{(+)})\,\mathrm{d}\mathbf{r}_\beta'. \quad (1.11)$$

Uma observação a ser feita a respeito de (1.11) é que ondas distorcidas somente estão presentes quando o espalhamento elástico ocorre, pois por definição o potencial U_β não propicia transições entre canais diferentes. Com um pouco de manipulação matemática a equação (1.11) pode ser rescrita como:

$$\xi_\beta = \chi_\alpha^{(+)}\delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{E - H_\beta - K_\beta - U_\beta + i\varepsilon}(\varphi_\beta|W_\beta|\Psi_\alpha^{(+)}). \quad (1.12)$$

Substituindo a equação (1.12) na (1.2), chega-se a uma expressão para $\Psi_\alpha^{(+)}$:

$$\Psi_\alpha^{(+)} = \chi_\alpha^{(+)}\varphi_\alpha\,\delta_{\alpha\beta} + \frac{1}{E - H_\beta - K_\beta - U_\beta + i\varepsilon} W_\beta \Psi_\alpha^{(+)}. \tag{1.13}$$

Utilizando a expansão binomial de $(1+x)^{-1}$ na equação acima, obtém-se a série de ondas distorcidas de Born:

$$\Psi_\alpha^{(+)} = [1 + G_\alpha^{(+)}W_\alpha + G_\alpha^{(+)}W_\alpha G_\alpha^{(+)}W_\alpha + \ldots]\chi_\alpha^{(+)}\varphi_\alpha. \tag{1.14}$$

Lembrando que $G_\alpha^{(+)}$ é o propagador para o potencial auxiliar U_α, que é escrito explicitamente como:

$$G_\alpha^{(+)} = (E - H_\alpha - K_\alpha - U_\alpha + i\varepsilon)^{-1}. \tag{1.15}$$

A amplitude de transição também pode ser escrita em termos da série de ondas distorcidas:

$$T_{\beta\alpha} = \left\langle \chi_\beta^{(-)}\varphi_\beta \middle| W_\beta + W_\beta G_\alpha^{(+)}W_\alpha + W_\beta G_\alpha^{(+)}W_\alpha G_\alpha^{(+)}W_\alpha + \ldots \middle| \chi_\alpha^{(+)}\varphi_\alpha \right\rangle. \tag{1.16}$$

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

$$T_{\beta\alpha} = \left\langle \chi_\beta^{(-)}(\mathbf{k}_\beta, \mathbf{r}_\beta)\varphi_\beta(x_\beta) \middle| W_\beta(x_\beta, \mathbf{r}_\beta) \middle| \chi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha)\varphi_\alpha(x_\alpha) \right\rangle. \tag{1.17}$$

É interessante frisar que essa aproximação só tem significado físico quando o canal elástico for excitado com probabilidade pronunciada em relação aos outros canais, e o potencial óptico fenomenológico, U_β, 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.

Uma grande simplificação ocorre na equação (1.17) quando o potencial de interação W_β é local, pois os vetores posição dos canais de entrada e saída, $\mathbf{r}_\alpha$ e $\mathbf{r}_\beta$, tornam-se paralelos no referencial do centro de massa, e a integral sêxtupla nos espaço de coordenadas fica reduzida a uma integral tripla:

$$T_{\beta\alpha} = \int \chi_\beta^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathrm{A/B}\,\mathbf{r}_\alpha) \left\langle \varphi_\beta \middle| W_\beta \middle| \varphi_\alpha \right\rangle \chi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha)\,\mathrm{d}\mathbf{r}_\alpha. \tag{1.18}$$

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. Como serão estudados somente estados de baixa energia de excitação, o projétil sempre permanecerá no estado fundamental, e as transferências de spin ou de isospin do projétil para o alvo poderão ser desprezadas. Dessa forma pode-se realizar a expansão do potencial de interação em uma série de multipolos, deixando explícitas as partes radial e angular no elemento de matriz:

$$\left\langle \varphi_\beta \middle| W_\beta \middle| \varphi_\alpha \right\rangle = f_\ell(r_\alpha)[i^\ell Y_{\ell m}(\hat{r}_\alpha)]^*, \tag{1.19}$$

onde $Y_{\ell m}$ é o harmônico esférico relativo ao momento angular transferido ℓ, com projeção m, e $f_\ell(r)$ é o fator de forma radial. Substituindo (1.19) em (1.18) a amplitude de transição representa a excitação do núcleo residual para um estado com spin ℓ e projeção m:

$$T_{\beta\alpha} = i^{-\ell} \int \chi_\beta^{(-)*}(\mathbf{k}_\beta, \mathrm{A/B}\,\mathbf{r}_\alpha) f_\ell(r_\alpha) Y_{lm}^*(\hat{r}_\alpha) \chi_\alpha^{(+)}(\mathbf{k}_\alpha, \mathbf{r}_\alpha) \mathrm{d}\mathbf{r}_\alpha . \tag{1.20}$$

Efetuando-se a expansão das ondas distorcidas em ondas parciais, e resolvendo as integrais que envolvem os harmônicos esféricos, com a escolha do eixo z paralelo ao vetor $\mathbf{k}_\alpha$, e do eixo y paralelo ao produto vetorial de $(\mathbf{k}_\alpha \times \mathbf{k}_\beta)$, a equação (1.20) fica na forma:

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

onde os $P_{\ell,m}(\cos\theta)$ são os polinômios associados de Legendre, com $\cos\theta = \hat{\mathbf{k}}_\beta \cdot \hat{\mathbf{k}}_\alpha$, e os coeficientes geométricos $\Gamma_{\ell,m}^{\ell_\beta, \ell_\alpha}$, definidos por Bassel *et al.* [Ba62], estabelecem as regras de conservação do momento angular no acoplamento entre ℓ_α ,ℓ_β e ℓ, claramente contidas nos coeficientes de Clebesh-Gordan:

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

As integrais radiais representadas na equação (1.21) por $\mathrm{X}_\ell^{\ell_\beta, \ell_\alpha}$ são escritas como:

$$X_{\ell}^{\ell_\beta,\ell_\alpha} = \frac{B\sqrt{4\pi}}{Ak_\beta k_\alpha}\int \chi_{\ell_\beta}(k_\beta, A/Br) f_\ell(r)\chi_{\ell_\alpha}(k_\alpha, r)\,\mathrm{d}r\,. \qquad (1.23)$$

A seção de choque diferencial de reação fica simplesmente:

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

Para a concreta realização desse cálculo, no caso do espalhamento inelástico, há a necessidade de utilização de modelos para a descrição do elemento de matriz de transição descrito pela equação (1.19). Um dos mais conhecidos, e que será adotado, é o modelo coletivo, detalhado a seguir.

1.3 – Modelo Coletivo

O espalhamento inelástico é especialmente sensível a movimentos coerentes e coletivos dos núcleons do alvo, dominando qualquer contribuição de configurações simples de partícula independente [Sa83]. Os movimentos coletivos identificados facilmente em sistemas nucleares são as rotações de núcleos deformados estaticamente e as vibrações de forma de núcleos esféricos. No desenvolvimento do modelo coletivo apresentado por Bohr [Bo75], a principal hipótese assumida é a associação do potencial efetivo de interação, W_β, responsável pela excitação nuclear, à não esfericidade do potencial óptico, o que costuma levar o nome de 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. As deformações do potencial óptico são obtidas relaxando a condição de R ser constante [Ei75]:

$$R(\theta,\phi) = R_o\left[1+\sum_{LM}\alpha_{LM}Y_{LM}^*(\theta,\phi)\right] = R_o + \delta R(\theta,\phi)\,. \qquad (1.25)$$

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

$$U[r-R(\theta,\phi)] \cong U(r-R_o) - \frac{\mathrm{d}U(r-R_o)}{\mathrm{d}r}\delta R(\theta,\phi). \qquad (1.26)$$

Como o potencial de interação W_β no modelo coletivo é associado à não esfericidade do potencial óptico deformado, ele pode ser escrito como:

$$W_\beta(x_\beta,\mathbf{r}) = U[r-R(\theta,\phi)] - U(r-R_0) \cong -\frac{\mathrm{d}U(r-R_o)}{\mathrm{d}r}R_o\sum_{LM}\alpha_{LM}Y^*_{LM}(\theta,\phi). \qquad (1.27)$$

Quando são consideradas 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:

$$R_A(\theta,\phi) = R(\theta,\phi) - R_a = R_A\left[1+\frac{R_o}{R_A}\sum_{LM}\alpha_{LM}Y^*_{LM}(\theta,\phi)\right], \qquad (1.28)$$

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

$$\alpha_{LM} = \frac{R_A}{R_o}\sqrt{\frac{\hbar w_L}{2C_L}}(b^\dagger_{L,M} + (-1)^M b_{L,-M}) = (-1)^M\alpha^*_{L-M}, \qquad (1.29)$$

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

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

$$f_\ell(r) = -\sqrt{\frac{(2\ell+1)\hbar w_\ell}{2C_\ell}}R_A\frac{\mathrm{d}U(r-R_o)}{\mathrm{d}r}. \qquad (1.30)$$

Com a adoção judiciosa do formato do potencial óptico, na forma de Woods-Saxon, a equação (1.30) pode ser calculada, como também as integrais radiais (1.23), determinando posteriormente a amplitude de transição para o ℓ transferido, dada pela relação (1.22). Já na equação (1.24), que fornece a seção de choque diferencial do espalhamento inelástico, é possível realizar a fatoração, da somatória das projeções do momento angular, o termo:

$$(2\ell+1)\left(\frac{\hbar w_\ell}{2C_\ell}\right)R_A^2 = (\beta_\ell^{IS})^2R_A^2, \qquad (1.31)$$

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

$$(\beta_\ell^{IS})^2 = \left\langle 0 \left| \left| \sum_m (R_o/R_A)\alpha_{\ell m} \right|^2 \right| 0 \right\rangle, \tag{1.32}$$

cuja interpretação indica o desvio quadrático médio da esfericidade do núcleo alvo, no seu estado fundamental. A grandeza definida por $\beta_\ell^{IS} R_A$ 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, $\delta_\ell^N = \beta_\ell^N R_o$.

Com essa suposição, o fator de forma radial assume a simples relação:

$$f_\ell^N(r) = -\delta_\ell^N \frac{\mathrm{d}U(r-R_o)}{\mathrm{d}r}. \tag{1.33}$$

1.4 – 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, devido aos efeitos da interferência entre as amplitudes de transição nuclear e coulombiana. 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:

$$U_c(r) = \sum_{i=1}^{Z_A}\sum_{j=1}^{z_a}\left(e^2/r_{ij}\right) = \sum_{\ell m} U_{c,\ell m}(r,\xi)\left[i^\ell Y_{\ell m}(\hat{r})\right]^*, \tag{1.34}$$

após a expansão em série de multipolos. Os coeficientes da expansão $U_{c,\ell m}$ são descritos como:

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

com

$$Q_{A,\ell m}(\xi) = e\sum_{A=1}^{Z_A} r_A^{\ell} Y_{\ell m}(\hat{r}_A). \tag{1.36}$$

$Q_{A,\ell m}$ é o operador de momento de multipolo elétrico de ordem ℓ do núcleo residual, e $\mathbf{r}_A$ é a distância entre os prótons e o centro de massa do núcleo. Para a determinação dos coeficientes da equação (1.35) foram feitas suposições que o projétil tenha o formato esférico, esteja sempre no estado fundamental, e as distribuições de carga do alvo e do projétil não sofram interpenetração.

Com o intuito de deixar comparáveis os termos coulombiano e nuclear, a equação (1.36) pode ser reescrita em função da densidade de carga ρ_A:

$$Q_{A,\ell m}(\xi) = \int \rho_A(\mathbf{r}_A)\, r_A^{\ell} Y_{\ell m}(\hat{\mathbf{r}}_A)\, \mathrm{d}\mathbf{r}_A = i^{-\ell} \int \rho_{A,\ell m}(r_A)\, r_A^{\ell+2}\, \mathrm{d}r_A\,. \tag{1.37}$$

Novamente para representar uma distribuição não esférica, adota-se o procedimento de expandir a densidade de cargas em série de Taylor até a primeira ordem, em torno do raio característico da distribuição esférica R_{Ao}:

$$\rho_A[r_A - R_A(\theta,\phi)] \cong \rho_A(r_A - R_{Ao}) - R_{Ao}\frac{\mathrm{d}\rho_A(r_A - R_{Ao})}{\mathrm{d}r_A}\left[\sum_{\ell m} \alpha_{A,\ell m} Y_{\ell m}^{*}(\theta,\phi)\right]. \tag{1.38}$$

Com essa expansão, o momento de multipolo elétrico, dado pela equação (1.37), terá dois termos, um de simetria esférica e o outro não, sendo esse último o responsável pela excitação coulombiana, representado como:

$$Q_{A,\ell m}^{(I)}(\xi) = -i^{\ell}\alpha_{A,\ell m}\, R_{Ao} \int \frac{\mathrm{d}\rho_A(r_A - R_{Ao})}{\mathrm{d}r_A} r_A^{\ell+2}\, \mathrm{d}r_A\,. \tag{1.39}$$

Os coeficientes $U_{c,\ell m}(r,\xi)$ também relacionados à não esfericidade, dados pela expressão (1.35), são então calculados com a utilização da equação (1.39). Com isso, o fator de forma radial para a excitação coulombiana pode ser encontrado, e considerando a hipótese de uma distribuição uniforme esférica de cargas com corte abrupto em R_{Ao}, é representado por:

$$f_{\ell}^{C}(r) = \delta_{\ell}^{C}\left(\frac{3Z_A z_a e^2}{2\ell+1}\right)\frac{R_{Ao}^{\ell-1}}{r^{\ell+1}}, \tag{1.40}$$

válido para $r \geq R_{Ao}$, 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 subseqüente até a equação (1.30), torna-se uma soma coerente entre os fatores nuclear (1.33) e coulombiano (1.40), $f_\ell(r) = f_\ell^N(r) + f_\ell^C(r)$. Desse modo, interações elétricas também interferem na excitação nuclear de estados coletivos.

Uma grandeza importante na excitação coulombiana é a probabilidade reduzida de transição $B(E\ell)$ entre o estado fundamental e o estado conectado pelo operador de momento de multipolo elétrico de ordem ℓ:

$$B(E\ell) = \sum_m \left| \langle \ell m | Q_{A,\ell m} | 00 \rangle \right|^2 . \tag{1.41}$$

Com a hipótese feita acima, sobre a representação dos prótons do núcleo alvo por uma distribuição uniforme esférica de cargas com corte abrupto no raio R_c, a equação (1.41) pode ser escrita como:

$$B(E\ell) = \left(\frac{3 Z_A R_c^{\ell-1} \delta_\ell^C}{4\pi} \right)^2 e^2 . \tag{1.42}$$

1.5 – Interferência Nuclear Coulombiana

Como foi comentada na seção anterior, a seção de choque de espalhamento inelástico apresenta influência da interação elétrica, através da interferência causada entre as fases das amplitudes de transição das contribuições nuclear e coulombiana. Quando o espalhamento inelástico, com a utilização de projétil de interação isoescalar, é realizado em condições energéticas favoráveis, a interferência nuclear coulombiana fica bem caracterizada. Essa circunstância permite a obtenção da razão entre as probabilidades reduzidas de transição elétrica, $B(E\ell)$, e isoescalar (ou de massa), $B(IS\ell)$, com grande acurácia, como será mostrado a seguir.

Com a utilização do fator de forma $f_\ell(r) = f_\ell^N(r) + f_\ell^C(r)$ para computar a seção de choque diferencial inelástica, pode-se fatorar o quadrado do comprimento de deformação nuclear $(\delta_\ell^N)^2$, se o comprimento de deformação de carga puder satisfazer a relação $\delta_\ell^C = C\,\delta_\ell^N$, 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 (1.42) que define $B(E\ell)$. Já $B(IS\ell)$, 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:

$$B(IS\ell) = \left(\frac{3Z_A R_M^{\ell-1}\delta_\ell^N}{4\pi}\right)^2, \tag{1.43}$$

onde $R_M = r_M A^{1/3}$ é o raio característico da massa nuclear. Utilizando então as expressões (1.42) e (1.43) a razão entre as probabilidades reduzidas de transição tem como resultado:

$$\frac{B(E\ell)}{B(IS\ell)} = \left(\frac{\delta_\ell^C R_c^{\ell-1} e}{\delta_\ell^N R_M^{\ell-1}}\right)^2 = e^2 C^2 \left(\frac{r_c}{r_M}\right)^{2\ell-2}. \tag{1.44}$$

É interessante notar que da extração de um único parâmetro experimental, C, a razão entre as probabilidades de transição fica determinada, garantindo acurácia na grandeza se comparada a medidas isoladas e independentes de $B(E\ell)$ e $B(IS\ell)$.

Ainda com relação à razão das probabilidades há uma propriedade intrínseca do núcleo residual que pode ser obtida. Representando a probabilidade reduzida de transição elétrica dada pela equação (1.42) como:

$$B(E\ell) = e^2 \left|\mathbf{M_p}\right|^2, \tag{1.45}$$

onde $\mathbf{M_p}$ é o momento 2^ℓ polar da distribuição de cargas do núcleo.

Uma relação similar pode ser derivada para a probabilidade reduzida de transição isoescalar:

$$B(IS\ell) = \left|\frac{Z}{A}(\mathbf{M_n} + \mathbf{M_p})\right|^2, \tag{1.46}$$

com $\mathbf{M_n}$ representando o momento 2^ℓ polar da distribuição de nêutrons do núcleo.

Supondo, para facilitar a manipulação algébrica, como geralmente é feito, que a densidade de transição dos nêutrons seja proporcional à dos prótons, a razão M_n/M_p, que é uma indicação do caráter de isospin da transição nuclear, fica definida como:

$$\frac{M_n}{M_p} = \left|\frac{\mathbf{M_n}}{\mathbf{M_p}}\right| = \frac{A}{Z}\sqrt{\frac{e^2 B(IS\ell)}{B(E\ell)}} - 1. \qquad (1.47)$$

Utilizando a expressão (1.44) em (1.47), obtém-se um resultado para a razão dos momentos em função do parâmetro experimental C:

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{1}{C}\frac{A}{Z}\left(\frac{r_M}{r_c}\right)^{\ell-1} - 1. \qquad (1.48)$$

No próximo capítulo será descrito o aparato experimental utilizado para o estudo da interferência nuclear coulombiana nos isótopos de germânio. Ênfase maior será dada aos cuidados necessários para a aquisição de dados de boa qualidade, condição essencial na determinação precisa das grandezas de interesse.

Capítulo 2 – Aparato Experimental

A descrição da parte experimental, utilizada no estudo da interferência nuclear coulombiana dos isótopos de germânio, será desenvolvida neste capítulo, com especial atenção à extração do feixe de lítio, crucial para o êxito do projeto. A experiência consistiu basicamente em estudar os espalhamentos elástico e inelástico de íons de ^{6}Li de 28 MeV, sobre alvos de ^{70,72,74}Ge, através dos espectros das partículas emergentes detectadas em um detector sensível à posição, montado no plano focal do espectrógrafo magnético. Uma visão geral do Laboratório Pelletron (Figura 2.1) será também apresentada, além das explicações sucintas sobre o acelerador, as características do espectrógrafo magnético, e o sistema de aquisição de dados.

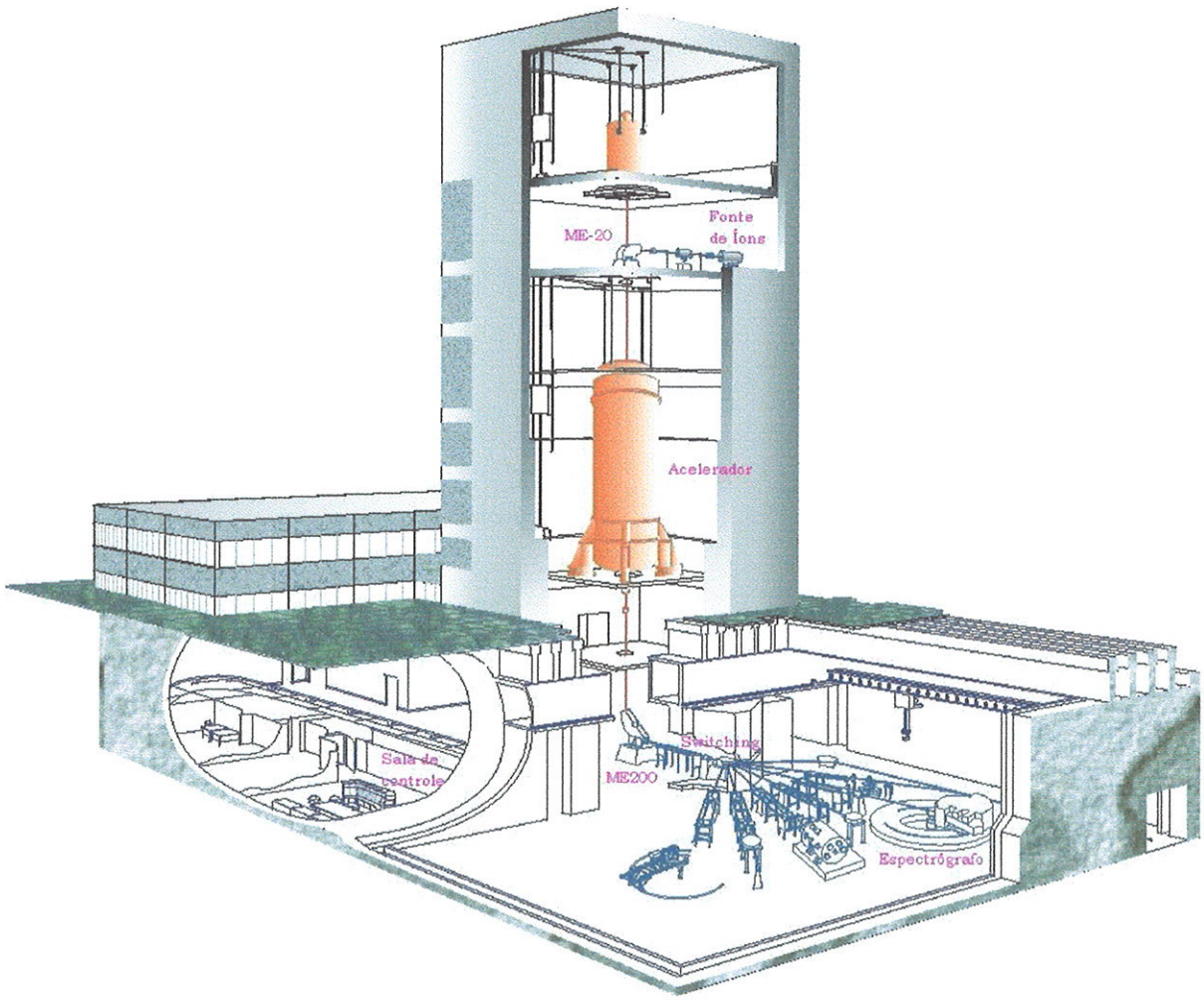

Figura 2.1 – Visão geral do Laboratório Pelletron, realçando os componentes essenciais para a concretização do estudo da interferência nuclear coulombiana nos isótopos de germânio.

2.1 – Feixe de Íons de ^{6}Li

A fonte de íons é o dispositivo responsável pela produção do feixe de partículas, de carga elétrica negativa, adequado para ser injetado no acelerador Pelletron. A fonte atualmente em uso no laboratório é do tipo "SNICS" (Source Negative Ions by Cesium Sputtering), onde o material de interesse na forma sólida, compactado num cadinho (pastilha), é montado no cátodo e então bombardeado por átomos de césio ionizados através de elétrons emitidos por um filamento. O diagrama da fonte pode ser visualizado na Figura 2.2, com destaque no sistema de ionização.

O césio, pertencente ao grupo dos metais alcalinos, é de fundamental importância para o funcionamento da fonte, pois como é o elemento químico mais electropositivo, pode desempenhar duas tarefas essenciais. A primeira é arrancar o material da pastilha, e a outra é doar elétrons para o material. O césio é aquecido e então injetado no interior da fonte na forma de vapor, sendo uma parte do gás ionizada pelos elétrons emitidos pelo filamento. Esses íons são acelerados em direção ao cátodo, mantido a –5kV em relação ao filamento, arrancando da pastilha átomos da amostra. Alguns desses átomos, ao atravessar o vapor de Cs, capturam elétrons, formando o feixe desejado, que é expelido da fonte pela diferença de potencial de 15kV entre o filamento e o extrator.

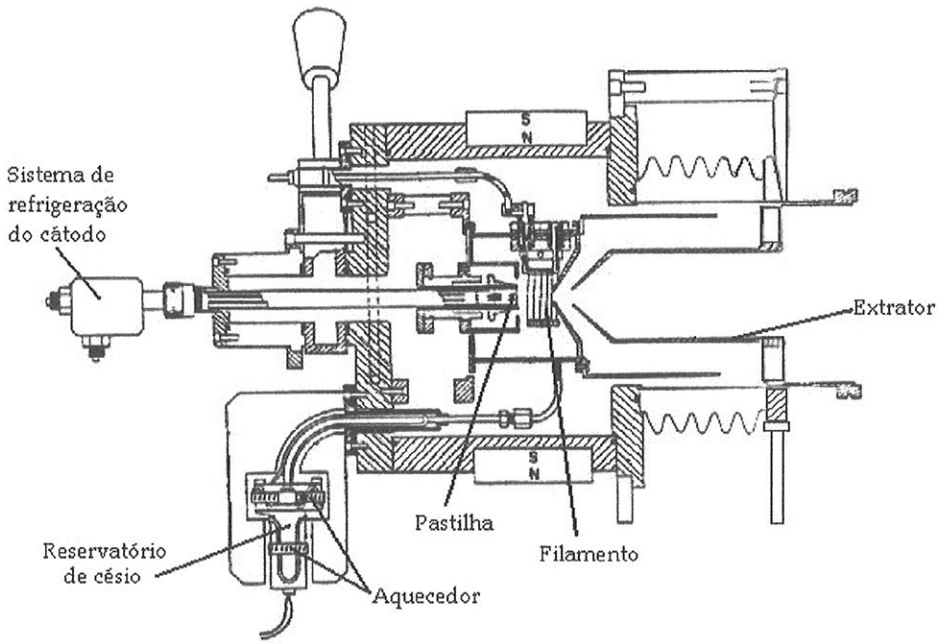

Figura 2.2 – Vista esquemática da fonte de íons tipo "SNICS", com os principais componentes, salvo o sistema de vácuo.

Os parâmetros críticos de controle da fonte são a potência de aquecimento de Cs e a potência fornecida ao filamento emissor de elétrons, variando substancialmente de acordo com o composto da pastilha. Para a extração do feixe de ^{6}Li intenso e estável, por volta de 400 nA, foram testadas várias composições de pastilha e diversas combinações dos parâmetros de trabalho da fonte. Os parâmetros adequados para o Li encontrados foram sensivelmente maiores que os usuais, utilizados para feixes de oxigênio, carbono, entre outros. As pastilhas testadas foram Li, Li_2O, LiOH, LiF, sendo que o composto de fluoreto de lítio apresentou os melhores resultados. Melhor estabilidade da corrente do feixe foi verificada com a adição de prata e alumínio na composição da pastilha.

2.2 – Acelerador Pelletron

Após a fonte de íons, o feixe é pré-acelerado por uma diferença de potencial de 80 kV, passa por um quadrupolo eletrostático, para focalização inicial, e pelo primeiro "*trimmer*", um desviador magnético, possibilitando assim o ajuste da direção do feixe. O componente posterior no caminho dos íons é o ímã ME-20, responsável pela definição do elemento principal do feixe. Os íons de mesma carga elétrica, acelerados pela diferença de potencial citada acima, possuem a mesma energia cinética, mas os de massas diferentes apresentam momentos diferentes. Como o raio de curvatura de um ímã depende da relação entre o momento e a carga da partícula, a intensidade do campo magnético do ME-20 foi calibrada para garantir, apenas aos íons de mesma massa prosseguir na trajetória que leva ao acelerador.

O acelerador de íons Pelletron é eletrostático, tipo Tandem, com tensão máxima de 9 MV no terminal. O tanque do acelerador trabalha com as suas extremidades de entrada e saída aterradas, e um terminal central com tensão positiva como ilustrado na Figura 2.3. Esta figura é uma representação esquemática de todo o sistema de aceleração, destacando os principais componentes nele instalados, salvo as bombas de vácuo.

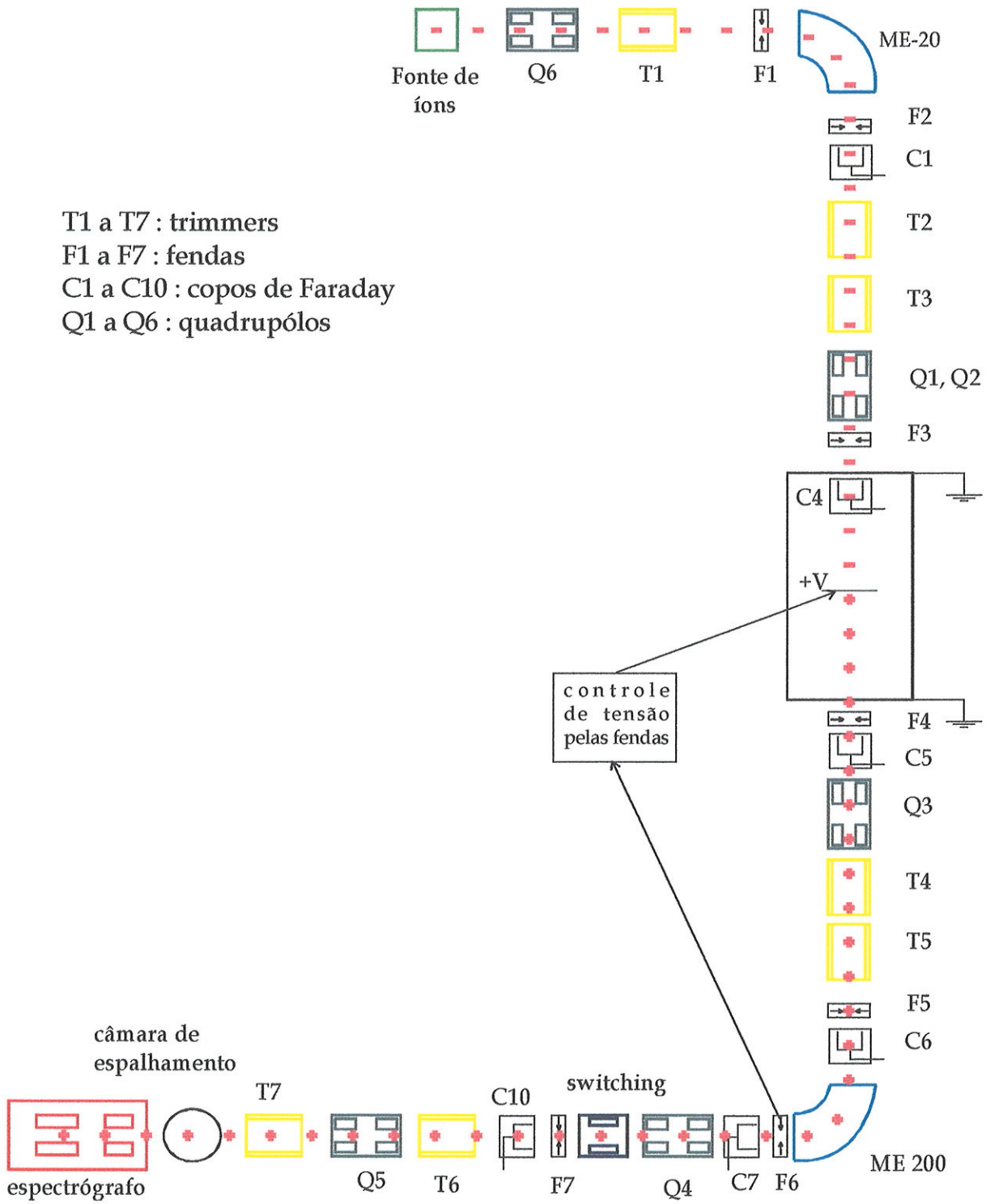

Figura 2.3 - Esquema do Acelerador Pelletron, com os principais componentes, desde a fonte de íons até a sala experimental. É ressaltado na figura o sistema de controle da tensão do acelerador, que através da inspeção da corrente que atinge a fenda F6 a tensão de terminal é acrescida ou reduzida sempre tentando minimizar esta corrente. Os sinais desenhados indicam a carga dos íons constituintes do feixe, sendo que a troca se dá no terminal do acelerador, onde há uma folha fina de carbono.

O feixe negativo quando alcança o tanque é atraído até o terminal, onde é posicionada uma fina folha de carbono, o "*stripper*", que arranca elétrons dos íons constituintes do feixe, tornando-o positivo, nos possíveis estados de carga, cuja distribuição é dependente da tensão do terminal. Assim o feixe é repelido pelo terminal até a saída.

Saindo do acelerador o feixe, passa por um novo conjunto de lentes e desviadores, e por fim é defletido pelo ímã ME200, responsável pela determinação da energia dos íons com um dado estado de carga. Na saída deste ímã encontram-se fendas ajustáveis, que possibilitam um controle apurado da dispersão em energia do feixe, através de uma realimentação da tensão do terminal. O último componente importante na canalização primária do acelerador é o ímã "*switching*", que deflete o feixe para uma das sete canalizações existentes na sala de experiências.

2.3 – Alvos de Germânio

Após o "*switching*" desviar o feixe para a canalização em que o espectrógrafo magnético se encontra, um outro conjunto de "*trimmers*" e quadrupolo estão disponíveis para a última definição da direção e do formato do feixe antes da colisão com o alvo, montado na câmara de espalhamento.

Os alvos de germânio foram confeccionados, no laboratório de alvos do Pelletron, a partir de material metálico, sem a utilização de um substrato de sustentação. O método utilizado foi o bombardeamento eletrônico em alto-vácuo, reduzindo sensivelmente a contaminação no filme evaporado por impurezas presentes no sistema, ilustrado na Figura 2.4. Esta técnica consiste basicamente em incidir elétrons, emitidos pela passagem de corrente por um filamento, no material a ser evaporado previamente acomodado num cadinho [Pu90]. A focalização dos elétrons no material se dá através da escolha apropriada da geometria do filamento e do colimador, juntamente com a diferença de potencial entre o cadinho e o colimador. Tanto o cadinho, como o filamento emissor utilizados tinham como principal constituinte o tungstênio, devido ao alto ponto de evaporação, pois esses são os componentes que mais aquecem no sistema de

evaporação, e por conseguinte, estão entre as maiores fontes de contaminação dos filmes. Com a utilização dessa técnica, os alvos evaporados apresentaram espessuras na faixa compreendida de 30 a 60 $\mu g/cm^2$, e a presença de pequena quantidade de elementos leves, como carbono, oxigênio e silício, foi verificada nos alvos analisados.

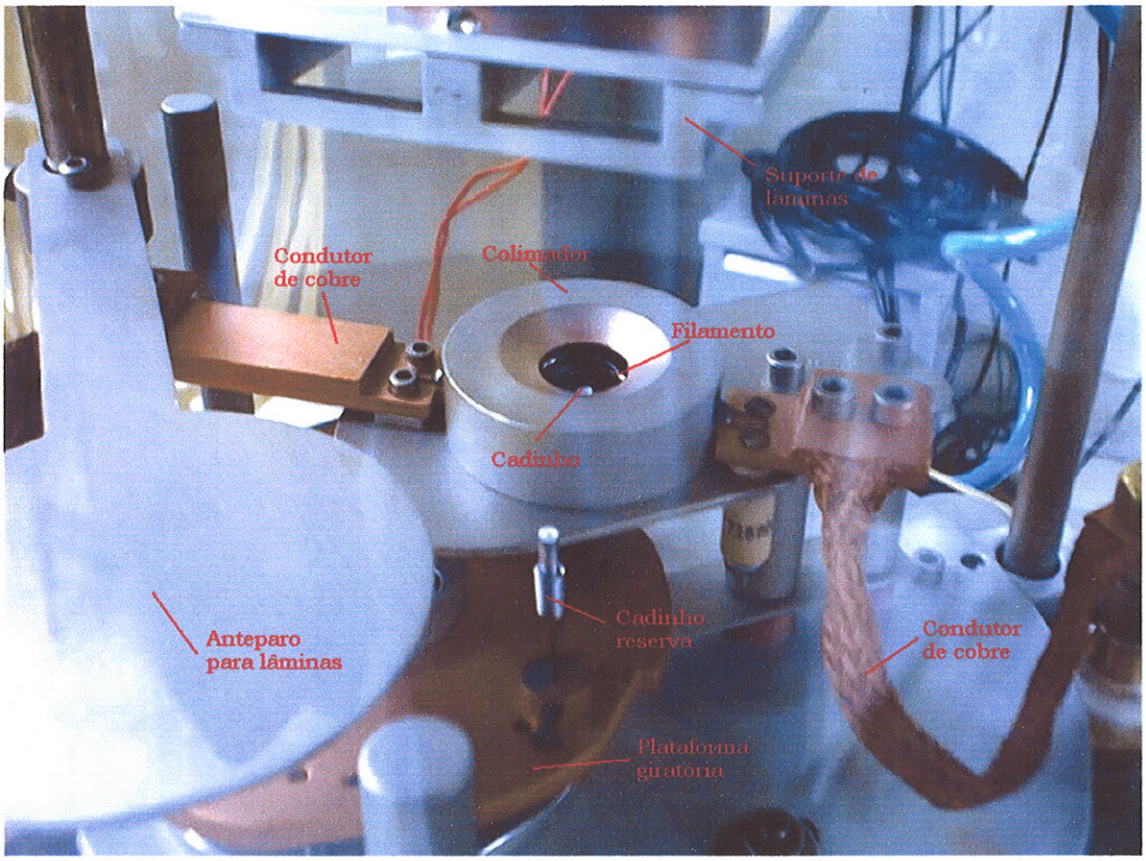

Figura 2.4 - Vista do sistema de evaporação utilizando o sistema de bombardeamento eletrônico em alto-vácuo.

2.4 – Espectrógrafo Magnético

Para a análise dos produtos de reação foi utilizado um espectrógrafo magnético, do tipo pólo partido, com dois ímãs dipolares trabalhando conjuntamente, que permite uma ótima focalização das partículas de interesse no plano focal, devido aos efeitos de borda dos ímãs, responsáveis também pela minimização de aberrações ópticas. As características desse espectrógrafo estão descritas em artigo de Spencer *et al.*[Sp67] e na dissertação de mestrado de Cruz [Cr78], e a seguir são discutidas as principais características.

Este espectrógrafo apresenta a disponibilidade de correção do plano focal devido ao alargamento cinemático; permite a detecção de um amplo espectro de energias simultaneamente; e ainda possibilita

que partículas de mesmo momento e carga se agrupem em uma mesma região da superfície focal, mesmo que emitidas em direções ligeiramente diferentes, como pode ser conferido na Figura 2.5. As trajetórias não relativísticas, num plano perpendicular às linhas de campo, das partículas carregadas que atravessam o campo magnético uniforme, descrevem raios de curvatura relacionados com a energia, dados por:

$$\rho = \frac{p}{ZeB} = \frac{\sqrt{2ME}}{ZeB},$$

onde p, Ze, M, E indicam respectivamente o momento, a carga elétrica, a massa e a energia cinética da partícula, e B é a magnitude do campo magnético.

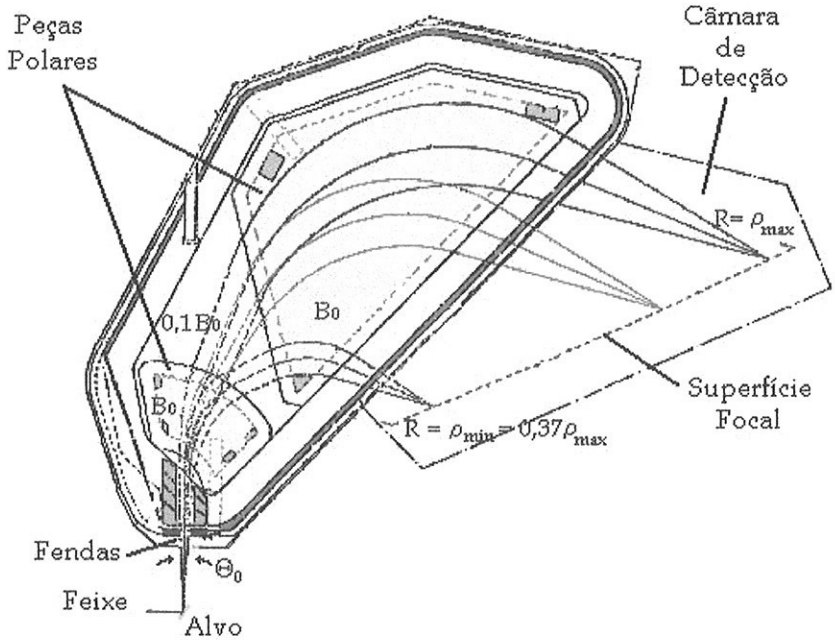

Figura 2.5 - Esquema do espectrógrafo magnético, com especial atenção às peças polares responsáveis pela focalização das partículas de interesse no plano focal. Os exemplos de raios de curvatura das partículas ilustram o poder de focalização do espectrógrafo, onde partículas com mesma energia, mas com diferentes direções de incidência são focadas idealmente num mesmo ponto.

As fendas de entrada do espectrógrafo definem o ângulo sólido de detecção, que deve ter o compromisso de ser o maior possível, diminuindo o tempo de exposição, sem comprometer a qualidade da imagem formada no plano focal. Admitindo grupos de partículas emergentes com direções muito divergentes, as aberrações aumentam, deixando a imagem larga e com formato assimétrico. O valor do ângulo sólido fixado na tomada de dados para os isótopos ^{70,72}Ge foi de 2,68

msr, com abertura angular horizontal $\Delta\theta$=3,78°; e para o ^{74}Ge foi de 1,24 msr, utilizando $\Delta\theta$=1,75° de abertura angular. A diferença de valores entre os isótopos é devido ao fato do ^{74}Ge apresentar energia do estado 2_1^+ mais próxima a do estado fundamental (0,60 MeV), em relação aos outros dois isótopos (0,83 e 1,04 MeV para ^{72}Ge e ^{70}Ge, respectivamente), que acarretou sensível incremento do "background".

Para a obtenção de um bom espectro não é suficiente apenas uma escolha adequada do ângulo sólido, a definição do objeto para o espectrógrafo também é essencial, principalmente em medidas de espalhamento inelástico. Para tal, é utilizado um conjunto de fendas com formatos diferentes, a primeira, denominada corta-halo, é de formato circular com uma abertura de 5 mm de diâmetro. É montada a aproximadamente 13 cm da câmara de espalhamento, e o seu papel principal é restringir que íons do feixe muito divergentes atinjam a câmara. Já as fendas de definição cumprem a função de definir o perfil do feixe incidente, são duas retangulares com largura de 1,0 mm e altura de 7 mm e duas circulares com diâmetro de 1,5 mm, sendo posicionadas na entrada da câmara, conforme ilustrado na Figura 2.6.

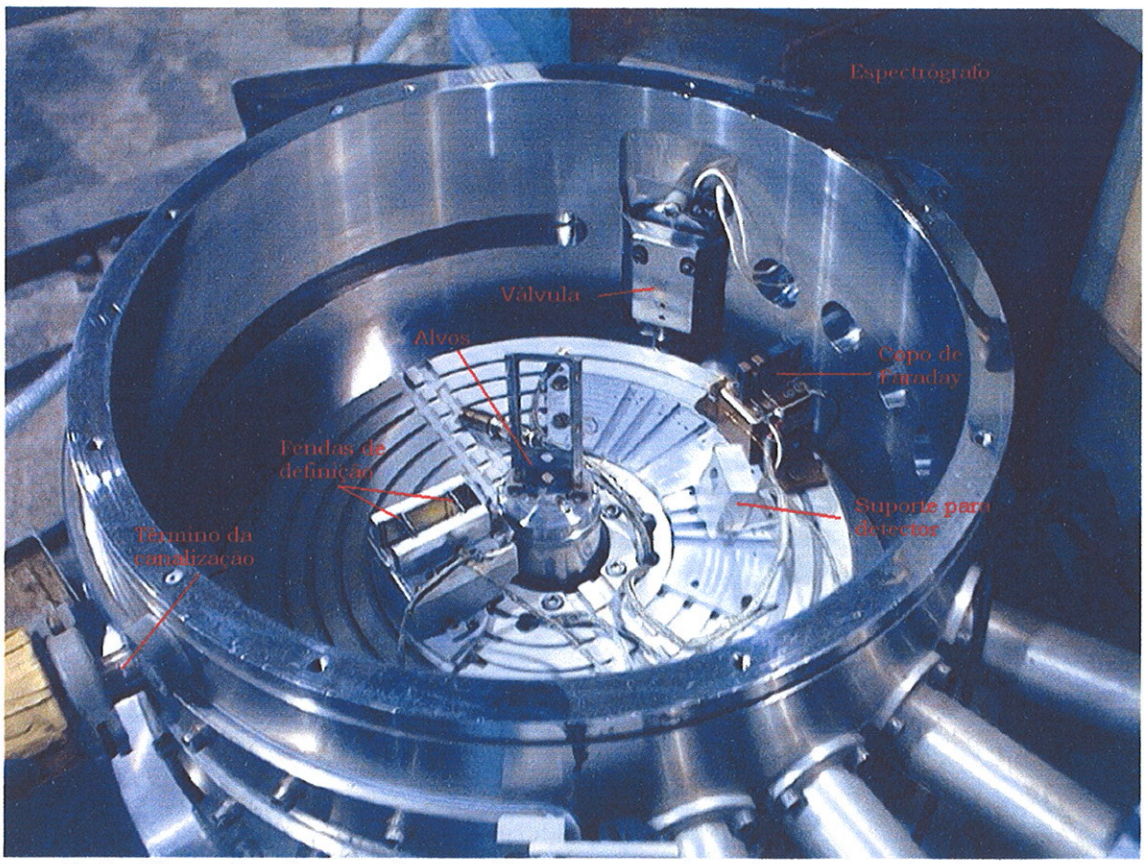

Figura 2.6 - Vista da câmara de espalhamento realçando a torre de alvos, as fendas de definição e entrada do espectrógrafo, o copo de Faraday, como também os vários acessórios nela contidos.

Essas fendas são montadas intercalando uma circular e uma retangular, com uma separação de 3 cm entre os pares, assegurando uma baixa dispersão de partículas na câmara de espalhamento. As fendas são isoladas da câmara, e a corrente do feixe que as atinge, é monitorada por intermédio de um amperímetro. Para evitar a leitura de um valor superestimado da corrente, é aplicada uma diferença de tensão, da ordem de 800 V, entre as fendas e o suporte, garantindo a coleta dos elétrons que, por ventura, sejam arrancados. Com a utilização dessa configuração de fendas, a imagem formada no plano focal é de aproximadamente 4 mm de altura por 0,3 mm de largura, já que a magnificação do espectrógrafo (escala que relaciona a razão entre a dimensão da imagem e a do objeto) é de 2,7 para a direção vertical e 0,34 para a horizontal.

As características do espectrógrafo expostas acima, como também, o poder de resolução, a dispersão, e as correções de aberrações, são ditadas pela geometria das peças polares, principalmente pelos efeitos de borda dos ímãs. Esses ímãs suportam um campo máximo de 16 kG, sendo que na realização da experiência com os isótopos de germânio o campo utilizado foi de 7,3 kG.

2.5 – Sistema de Aquisição

Para o estudo da Interferência Nuclear Coulombiana nos isótopos de germânio a escolha do detector, dentre os dois tipos disponíveis, foi pautada no compromisso entre o menor tempo para a obtenção dos dados experimentais e a resolução em energia adequada. O detector de barreira de superfície sensível à posição (PSD) foi preferido em relação à emulsão nuclear, embora a emulsão apresente melhor resolução em energia, ambos detectores separam satisfatoriamente os estados nucleares de interesse.

O PSD é um detector de estado sólido, de material semicondutor, basicamente silício dopado com impurezas do tipo n, com uma camada implantada do tipo p de boro. Essa camada forma uma superfície resistiva uniforme, que atua como um divisor de carga, e em conjunto com a capacitância distribuída da camada de depleção forma uma linha de transmissão [Ka67]. Esse tipo de detector fornece dois sinais, um deles é correspondente à energia depositada pela partícula

carregada, e o outro é proporcional à posição em que a partícula incidiu no detector.

O detector sensível à posição utilizado possuía uma área de detecção de 47 mm de comprimento por 8 mm de altura, e espessura útil de 500 μm, suficiente para distinguir íons de lítio com energia cinética máxima de 60 MeV. O PSD foi montado na câmara de detecção do espectrógrafo, num suporte móvel, sendo possível posicionar o conjunto ao longo do plano focal apropriado para a reação em estudo. Um detector de barreira de superfície, com 10 mm de diâmetro e 1000 μm de espessura, foi fixado na câmara de espalhamento, num ângulo de 27,5° em relação ao feixe, para a normalização relativa dos dados.

Para a adequação dos sinais gerados pelos detectores ao padrão adotado no sistema de aquisição do Pelletron foi necessária a utilização de um conjunto de módulos, que serão descritos a seguir. A eletrônica empregada no tratamento e no armazenamento dos sinais gerados pelos detectores está ilustrada na Figura 2.7, em forma de diagrama de blocos.

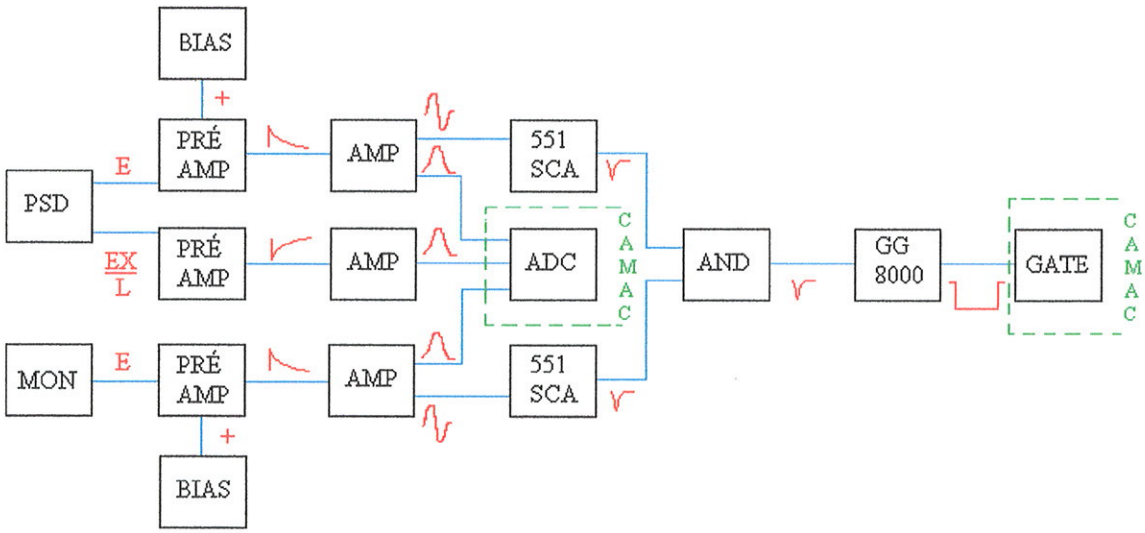

Figura 2.7 – Diagrama de blocos da eletrônica utilizada na aquisição de dados, juntamente com o formato típico dos sinais.

O padrão no laboratório segue duas normas complementares, a norma NIM ("Nuclear Instrumentation Modules") [Kn89], que define tipos de conectores, cabos, valores de tensão e tipos de pulsos de sinais, e a CAMAC ("Computer Automated Measurement and Control")

[IE73], para estabelecer a interligação dos módulos com sistemas de computação.

O primeiro dispositivo destacado na Figura 2.7, sendo um dos mais importantes, é o pré-amplificador (PRÉ-AMP), cuja função é realçar o sinal do detector em relação ao ruído, gerando um pulso de tensão proporcional à carga coletada pelo detector. Geralmente apresenta um circuito para polarizar os detectores (BIAS) através do acoplamento de uma fonte de alimentação. Deve ser montado o mais próximo possível dos detectores, salientando que para cada saída de sinal deve ser montada uma unidade. Já os amplificadores (AMP) modificam o sinal, além de amplificá-lo, deixando-o no formato próprio para o sistema de aquisição de dados, na forma gaussiana para pulsos unipolares e sua derivada para pulsos bipolares. O módulo Single Channel Analyzer (551 SCA) discrimina os sinais válidos para o sistema, através de uma comparação de alturas de pulsos, e o módulo Fan-In Fan-Out 429A (AND) é simplesmente um somador lógico, que possibilita a utilização dos dois detectores. Finalmente o Octal Gate Generetor (GG8000) é o responsável pela geração do sinal adequado de evento reconhecido pelo sistema de aquisição, apelidado de CAMAC. A coincidência temporal entre o sinal unipolar do amplificador e o sinal de evento do GG8000 é necessária para a informação ser processada.

O sistema de aquisição, é montado em "*slots*" (CRATE) num rack na Sala de Controle, e o módulo principal é o CC ("Crate Control") que controla os outros módulos. Entre eles o conversor analógico-digital (ADC); o "Event Handler", programável pelo usuário, utilizado para a leitura dos ADC's, agrupamento dos eventos, etc; o "Branch Driver", responsável pela ligação do CC com o computador. O programa de aquisição, executado no computador, que além da tarefa de controle do CAMAC, realiza a divisão entre os sinais gerados no PSD, E e EX/L, convertidos pelos ADC's, possibilitando a criação de um espectro de posição, sendo X a distância na qual a partícula carregada atinge o detector, em relação a uma das bordas do detector, e L a extensão da área sensível.

No capítulo a seguir serão mostrados alguns exemplos de espectros de posição, obtidos nas diversas tomadas de dados, e a conseqüente análise de dados para extrair as grandezas características da interferência nuclear coulombiana, descritas no Capítulo 1.

Capítulo 3 – Resultados Experimentais

Nesse capítulo serão expostos os resultados experimentais alcançados no presente estudo, partindo dos dados brutos, na forma de espectros de posição até a determinação confiável das incertezas das grandezas obtidas, através de testes estatísticos, passando pela descrição dos potenciais ópticos disponíveis para o ^{6}Li, como também pela discussão sobre a influência dos vários parâmetros nos cálculos da seção de choque diferencial do espalhamento inelástico. Como fechamento do capítulo serão apresentadas previsões de cálculos de canais acoplados, comparadas com as resultantes dos cálculos realizados com DWBA.

3.1 – Seções de Choque Experimentais

Após a detecção dos produtos de reação e o respectivo tratamento dos sinais gerados, descritos em detalhes anteriormente, histogramas do número de partículas em função da posição ao longo do plano focal, para os vários ângulos de espalhamento expostos, denominados usualmente como espectros de posição, foram armazenados em um micro-computador para a conseqüente manipulação e análise.

Para o reconhecimento dos estados associados aos isótopos de germânio nos espectros obtidos, além da utilização da calibração do espectrógrafo, que relaciona a posição de detecção com o momento linear e a energia dos íons, é feita uma comparação judiciosa entre os formatos dos picos, pois como a focalização do espectrógrafo varia com o alargamento cinemático, elementos de massa atômica muito diferente da massa dos isótopos de germânio apresentam larguras de picos diferentes.

É certo, que em certos ângulos, os picos relacionados à população de estados do germânio aparentam uma largura superior à esperada, pois ficam sobrepostos com picos gerados pela excitação de estados de outros elementos presentes no alvo. Como a seção de choque experimental depende da área do pico, essa contaminação deve ser corrigida, subtraindo o pico indesejado, com a correta aferição do

formato, avaliando o formato do pico em ângulos próximos. Vale lembrar que as condições cinemáticas variam sensivelmente em função do ângulo de espalhamento para núcleos alvos de massas diferentes, resultando em comportamentos distintos para a posição de detecção dos íons de ^{6}Li.

Para exemplificar a qualidade dos espectros obtidos nas várias tomadas de dados são mostrados, nas Figuras 3.1 a 3.6, alguns exemplos, relativos ao espalhamento elástico e também ao inelástico para os três isótopos de germânio. Nessas figuras, o número de contagens foi representado em escala logarítmica para possibilitar a visualização dos picos menos intensos. O espectrógrafo é essencial para a excelente separação espacial dos picos, característica importante para uma clara discriminação dos estados detectados.

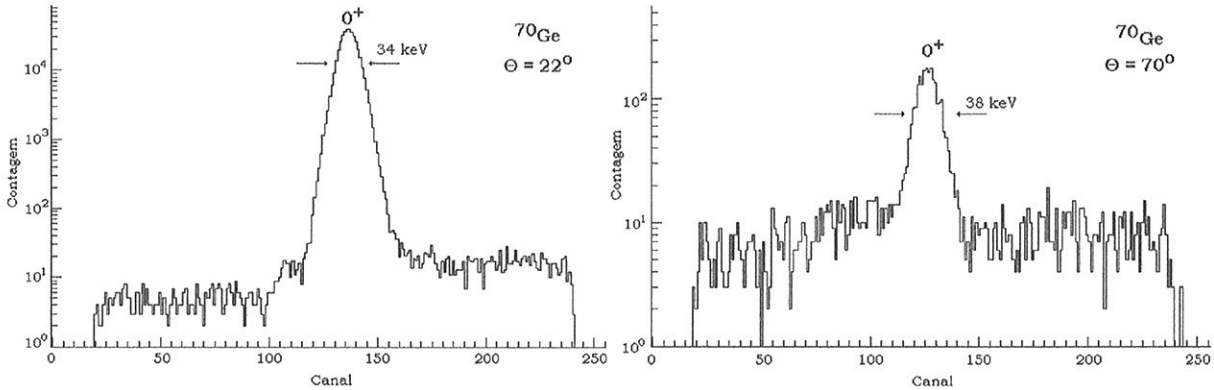

Figura 3.1 – Exemplos de espectros de posição do espalhamento elástico de íons de ^{6}Li com 28 MeV em alvo de ^{70}Ge, para dois ângulos de exposição.

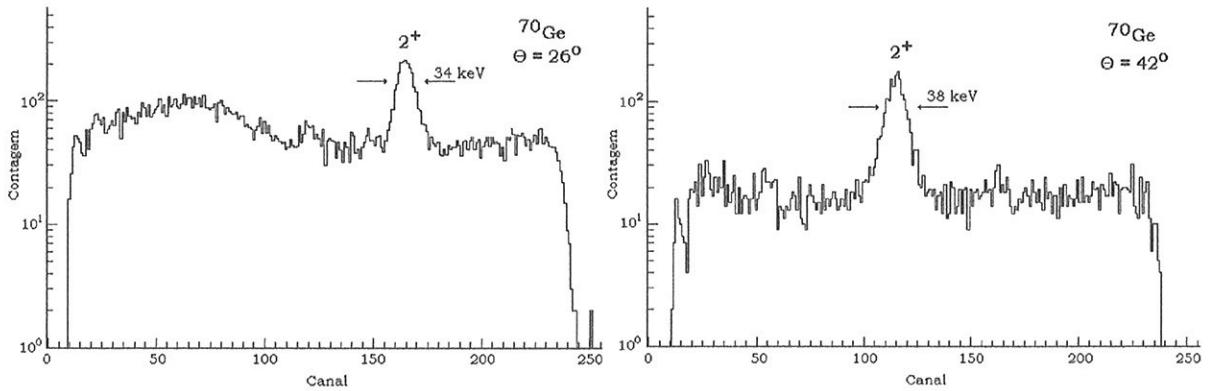

Figura 3.2 – Exemplos de espectros de posição do espalhamento inelástico de íons de ^{6}Li com 28 MeV em alvo de ^{70}Ge, para dois ângulos de exposição, realçando o primeiro estado quadrupolar.

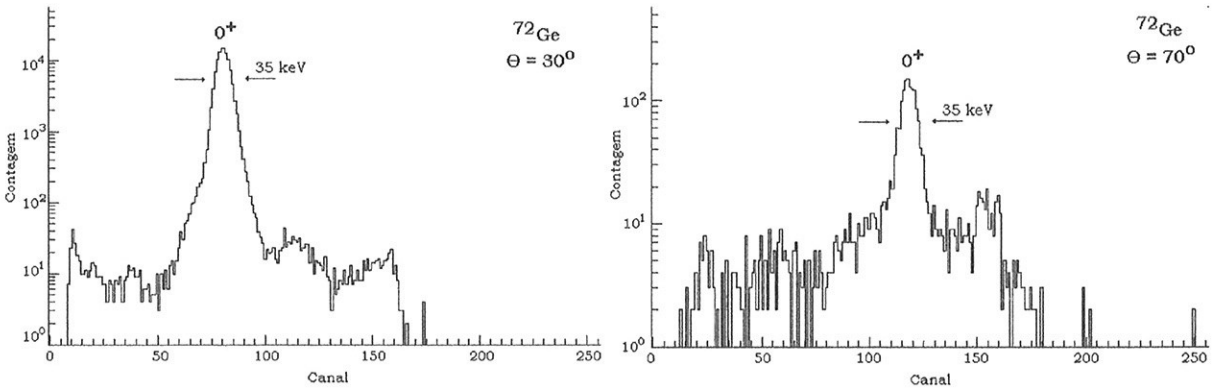

Figura 3.3 – Exemplos de espectros de posição do espalhamento elástico de íons de ^{6}Li com 28 MeV em alvo de ^{72}Ge, para dois ângulos de exposição. O corte no espectro perto do canal 170 é devido à utilização de um fator inadequado no programa para efetuar a divisão dos espectros de E e EX/L.

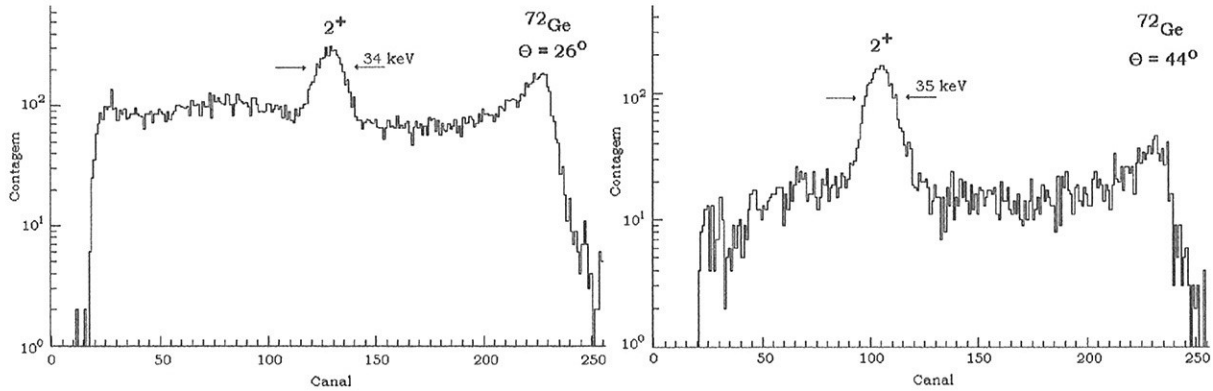

Figura 3.4 – Exemplos de espectros de posição do espalhamento inelástico de íons de ^{6}Li com 28 MeV em alvo de ^{72}Ge, para dois ângulos de exposição, realçando o primeiro estado quadrupolar. O aumento de contagem nos finais dos espectros é resultado de ruídos na eletrônica.

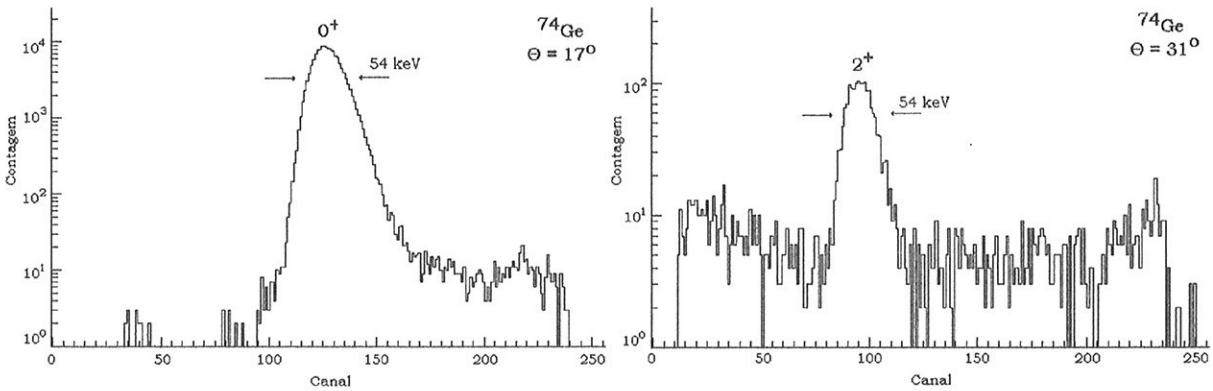

Figura 3.5 – Exemplos de espectros de posição para o núcleo ^{74}Ge. O espectro da esquerda retrata o espalhamento elástico de íons de ^{6}Li com 28 MeV no ângulo de exposição de 17°. O da direita representa a excitação do primeiro estado quadrupolar para o ângulo de espalhamento 31°.

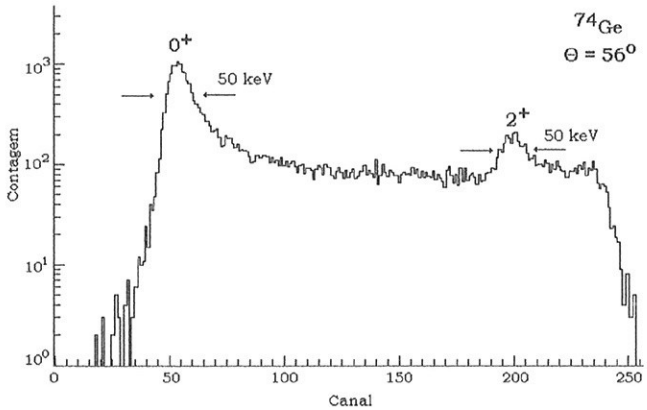

Figura 3.6 – Exemplo do espectro de posição para o núcleo ^{74}Ge, onde os picos associados ao estado fundamental e ao primeiro quadrupolar, excitados por íons de ^{6}Li com 28 MeV no ângulo de exposição de 56°, são mostrados simultaneamente.

A resolução em energia obtida nos espectros do isótopo ^{74}Ge, em torno de 50 keV, foi superior à resolução alcançada nos outros isótopos, ao redor de 35 keV, devido à maior espessura do alvo. Uma tomada de dados utilizando o alvo do ^{74}Ge, foi realizada com os ganhos dos amplificadores menores e também o fator multiplicativo da divisão dos espectros de E e EX/L ajustado para permitir a visualização simultânea do pico relacionado ao estado fundamental e do primeiro estado quadrupolar, como pode ser conferido na Figura 3.6 para o ângulo de exposição de 56°. A desvantagem dessa configuração de armazenamento é a dificuldade para analisar os formatos dos picos relacionados às contaminações presentes no alvo, nos ângulos em que se localizam nas proximidades do pico associado ao estado 2^+.

Com a clara identificação dos picos de interesse nos espectros, é possível determinar a seção de choque experimental, sendo definida pela razão entre as partículas espalhadas e o fluxo incidente, num dado ângulo sólido:

$$\frac{d\sigma_{exp}}{d\Omega} = \frac{N}{\Delta x \, \Delta\Omega \, Q/e},$$

onde N é o número de partículas que foram espalhadas, sendo obtido pela integração da área do pico no espectro de posição; Δx é o número de partículas no alvo por unidade de área; $\Delta\Omega$ é o ângulo sólido de detecção; Q é a carga total do feixe coletada durante a exposição; e é o valor da carga elétrica.

Primeiramente foram obtidas as seções de choque relativas, definidas pela razão entre a integral da área do pico e a carga coletada no copo de Faraday, ou o número de partículas espalhadas elasticamente detectadas em um monitor montado na câmara de detecção em ângulo dianteiro fixo $(\Theta_{lab} = 20°)$, portanto referentes a duas normalizações distintas. As seções de choque absolutas resultantes das análises independentes, utilizando ambas normalizações, foram concordantes.

No caso do espalhamento elástico optou-se por dividir a seção de choque relativa pela seção de choque Rutherford, sendo essa uma representação usual e adequada, pois além de comprimir a escala vertical, ainda realça nos ângulos dianteiros a contribuição puramente coulombiana, resultando numa região constante claramente definida na distribuição angular. Ajustando os pontos de valores constantes, pertencentes à parte plana da distribuição angular, ao valor unitário, o fator de normalização absoluto para a distribuição elástica é então encontrado. Esse procedimento apresenta uma grande vantagem por independer da escolha de um conjunto adequado de potencial óptico para descrever o espalhamento elástico. As seções de choque elásticas foram medidas entre $6 \leq \Theta_{lab} \leq 70°$, $8 \leq \Theta_{lab} \leq 70°$, e $14 \leq \Theta_{lab} \leq 56°$, para os isótopos $^{70,72,74}Ge$, respectivamente.

Tomando o cuidado, na realização da tomada de dados, para manter as condições experimentais, nas medidas do espalhamento inelástico, idênticas das utilizadas no espalhamento elástico, é possível efetuar a multiplicação da seção de choque relativa pelo fator de normalização já determinado para a distribuição elástica, que contém implicitamente a espessura do alvo e o ângulo sólido de detecção, gerando a seção de choque inelástica absoluta. As distribuições angulares inelásticas foram medidas entre $10 \leq \Theta_{lab} \leq 55°$, $10 \leq \Theta_{lab} \leq 56°$, e $15 \leq \Theta_{lab} \leq 54°$, para os isótopos $^{70,72,74}Ge$, respectivamente.

As incertezas das seções de choque absolutas provêm da contribuição de vários fatores, como a incerteza estatística, sempre inferior a 3%; subtração do fundo e eliminação de contaminação, nunca superior a 20%; e também uma parcela de 5% estimada pelas diversas repetições de medidas num mesmo ângulo, com pequenas variações das condições de focalização do feixe. Essa última contribuição foi preponderante nas incertezas das seções de choque

elásticas, enquanto que nas seções de choque inelásticas a subtração do fundo e as contaminações foram as responsáveis pela maior parcela na determinação das incertezas. As seções de choque experimentais serão representadas no referencial do centro de massa para permitir a comparação com previsões de distribuições angulares calculadas.

3.2 – Parâmetros dos Potenciais Ópticos

Para a obtenção das grandezas que caracterizam a interferência nuclear coulombiana, expostas no primeiro capítulo, é necessário o ajuste de previsões teóricas às seções de choque experimentais. Para o cálculo das distribuições teóricas, além da necessidade de adoção de um modelo, como por exemplo, o coletivo, também é essencial a definição de um conjunto de potencial óptico que ajuste o espalhamento elástico, e possibilite a geração das ondas distorcidas que descrevam o movimento relativo dos pares colidentes.

O modelo óptico substitui o problema de muitos corpos, resultante da descrição da interação entre dois núcleos, por um mais simples, de duas partículas interagindo através de um potencial de um corpo. O potencial óptico é geralmente local, considerado com um formato de Woods-Saxon, e apresenta uma parte nuclear e uma coulombiana. A parte nuclear consiste de contribuições real e imaginária, podendo ser de volume ou de superfície, ou até mesmo a soma de ambos:

$$U(r) = -V_o f(x_o) - i\left[V_i f(x_i) - 4W_D \frac{\mathrm{d}f(x_D)}{\mathrm{d}r}\right],$$

onde V_o representa a profundidade da parte real do potencial, V_i a profundidade da parte imaginária de volume e W_D a profundidade da parte imaginária de superfície do potencial. A contribuição coulombiana no potencial óptico é descrita pelo potencial de uma esfera uniformemente carregada:

$$U_c(r) = \begin{cases} \dfrac{z_a Z_A e^2}{r} & \text{para } r \geq R_c \\ \dfrac{z_a Z_A e^2}{2R_c}\left(3 - \dfrac{r^2}{R_c^2}\right) & \text{para } r \leq R_c \end{cases}$$

A função $f(x)$ é a expressão que define o formato de Woods-Saxon:

$$f(x_j) = \frac{1}{1+e^{x_j}}, \quad \text{com} \quad x_j = \frac{r-R_j}{a_j}, \quad \text{e} \quad R_j = r_j A^{1/3}.$$

Esse formato é praticamente constante no interior dos núcleos, decaindo exponencialmente na superfície, numa taxa dada por a_j, a difusividade. O valor de R_j equivale à distância r onde $f(x_j)$ assume a metade do seu valor na origem, e r_j é conhecido como raio reduzido. A existência de modos coletivos que excitam vibrações de superfície nos núcleos, e a possibilidade de quebra do projétil perto da superfície do alvo, sugerem uma absorção pronunciada na superfície em relação ao interior da distribuição nuclear. Essa absorção pode ainda ser representada pelo termo imaginário de volume desde que o raio r_i seja maior que o r_o, ou simplesmente pelo termo imaginário de superfície. Esse é um tipo de ambigüidade que pode aparecer na determinação do potencial óptico, devido ao fato da interação ser sensível à cauda do potencial. Outros tipos ocorrem também, o mais discutido é a equivalência de potenciais que obedecem a relação $V.R^n$ = constante, com $n \approx 2$. Geralmente as ambigüidades são minimizadas se uma ampla gama de núcleos for ajustada simultaneamente, ou realizar as medidas de espalhamento elástico com projéteis de energia incidente elevada. Se apenas os termos volumétricos são suficientes para a caracterização do potencial, uma grande simplificação ocorre com a descrição, pois a quantidade de parâmetros será menor.

Na literatura há uma compilação de parâmetros de potencial óptico para o ^{6}Li [Co82], elaborada por J. Cook. Essa compilação resultou de um ajuste simultâneo de 44 conjuntos de dados, abrangendo massas entre 24 e 208, e energia incidente entre 13 e 156 MeV. Foi conseguido um conjunto de parâmetros de potencial óptico global, com valores constantes e independentes da energia, salvo a profundidade do potencial imaginário, que decresce com o aumento do número de massa do núcleo alvo. O formato de Woods-Saxon foi assumido para o potencial, sendo que para essa ampla gama de massas e energias, somente a parte volumétrica do potencial foi suficiente para descrever de maneira satisfatória os dados disponíveis. Os valores dos parâmetros do conjunto de potencial óptico de Cook estão representados na Tabela 3.1.

Existem trabalhos, explorando as características de isospin de transições nucleares para estados quadrupolares e octupolares em isótopos de zircônio, executados por Horen, Satchler e colaboradores [Ho93, Lu95, Ho96], onde foi utilizado ^{6}Li como projétil. Os autores ajustaram um potencial óptico para descrever o espalhamento elástico e o inelástico de ^{6}Li, com energia incidente de 70 MeV, nos alvos de ^{90,92,94,96}Zr. Apesar de não ser um conjunto amplo, como o descrito por Cook [Co82], com uma faixa extensa de massa, os parâmetros definidos por Horen para o ^{90}Zr, também exibidos na Tabela 3.1, serão utilizados para avaliar a confiabilidade e a incerteza dos resultados obtidos com a análise DWBA-DOMP.

Conjunto	V_o (MeV)	r_o (fm)	a_o (fm)	V_i (MeV)	r_i (fm)	a_i (fm)
Cook	109,5	1,326	0,811	ver legenda	1,534	0,884
Horen	61,47	1,434	0,825	188,55	1,223	0,826

Tabela 3.1 – Conjuntos de potenciais ópticos utilizados nesse trabalho. Os parâmetros definidos por Cook [Co82] são globais sendo válida a seguinte expressão $V_i = 58{,}16 - 0{,}328A + 0{,}00075A^2$. O conjunto obtido por Horen *et al.* [Ho93] foi ajustado para ^{90}Zr e energia incidente de 70 MeV. Em ambos conjuntos o valor de r_c foi fixado em 1,22 fm.

Para a realização dos cálculos das seções de choque diferenciais, tanto elástica como inelástica, no formalismo DWBA, foi utilizado o código DWUCK4 [Ku74], que utiliza a aproximação de alcance nulo. Isso não afeta os resultados para o espalhamento inelástico, mas por outro lado, o programa permite incorporar correções para o alcance finito e não localidade do potencial, importantes nas reações de transferência.

Para conferir os efeitos provocados na seção de choque elástica calculada, quando pequenas modificações são realizadas no conjunto de parâmetros do potencial óptico determinado por Cook [Co82], foram computadas seções de choque a partir de variações de ±5% nos parâmetros do potencial que descreve o espalhamento ^{74}Ge(^{6}Li,^{6}Li) em 28 MeV, e os resultados estão ilustrados na Figura 3.7.

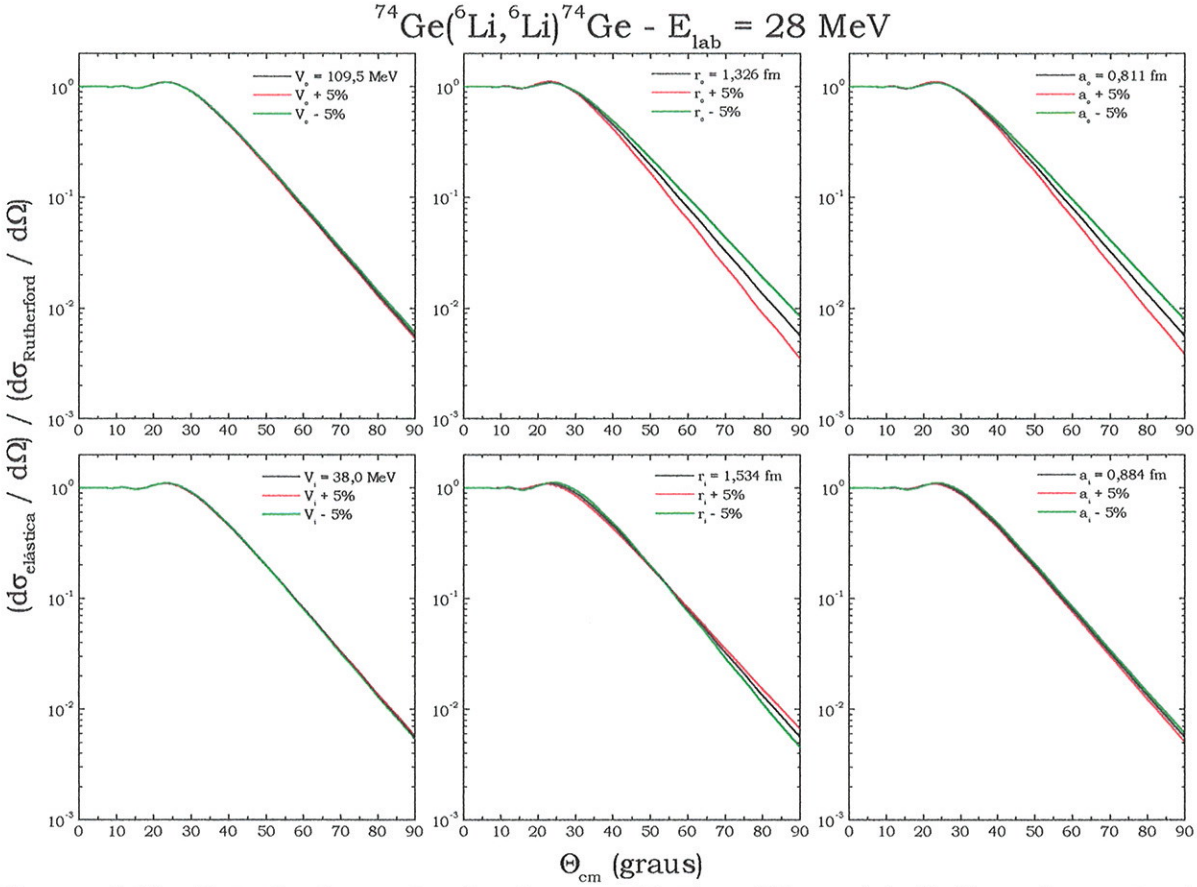

Figura 3.7 - Estudo da seção de choque elástica diferencial divida pela seção de choque Rutherford variando em 5% os parâmetros do potencial óptico proposto por Cook [Co82], para avaliar os efeitos provocados nas previsões do espalhamento elástico de íons de ^{6}Li de 28 MeV, no ^{74}Ge.

Analisando a Figura 3.7 pode-se verificar que as variações nas profundidades do potencial óptico não alteraram drasticamente as seções de choque, como também as mudanças na difusividade imaginária pouco influenciaram. As grandes alterações, na seção de choque, ocorreram com as variações do raio reduzido real e da difusividade real, pois mudaram significativamente as derivadas das curvas. As modificações no raio reduzido coulombiano não afetaram as seções de choque. Em nenhum caso a seção de choque apresentou oscilações típicas de difração, pois os comprimentos de onda não chegaram a ser comparáveis com o raio característico do núcleo.

Utilizando a mesma variação nos parâmetros, também foram calculadas as seções de choque diferenciais inelásticas para a excitação do primeiro estado quadrupolar, através da reação $^{74}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{74}Ge$, com energia incidente de 28 MeV, estando ilustrados na Figura 3.8 os resultados.

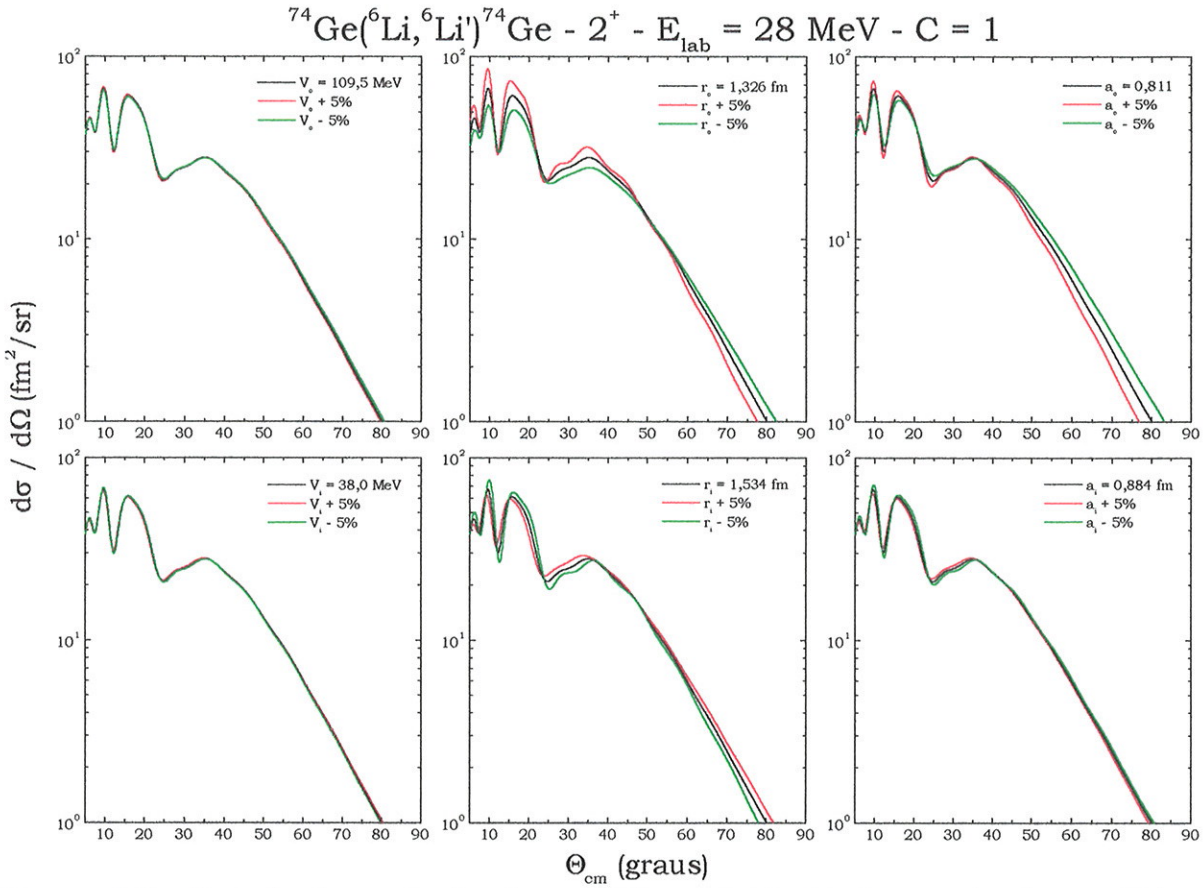

Figura 3.8 - Estudo da seção de choque diferencial inelástica, variando em 5% os parâmetros do potencial óptico proposto por Cook [Co82], para avaliar os efeitos provocados nas previsões do espalhamento inelástico de íons de ^{6}Li de 28 MeV, no ^{74}Ge, excitando o primeiro estado 2^{+}. Os comprimentos de deformação nuclear e coulombiano foram considerados idênticos nesses cálculos.

Novamente as variações nas profundidades dos potenciais e na difusividade imaginária não alteraram significativamente as seções de choque diferenciais, mas a modificação no raio reduzido imaginário causou maior influência na distribuição inelástica do que na elástica. O raio reduzido real continuou sendo o parâmetro que mais interfere no formato da seção de choque, mas não chega a descaracterizar o formato original. Com esse estudo mostra-se que o conjunto de parâmetros de potencial óptico obtido por Cook [Co82] é bem comportado para o germânio, pois a variação nos parâmetros não afetou de maneira drástica as seções de choque calculadas.

Para verificar a consistência entre as predições de seções de choque elásticas com o potencial de Cook [Co82] e com o de Horen [Ho93] a comparação entre ambas pode ser feita verificando a Figura 3.9, para o espalhamento elástico ^{70}Ge(^{6}Li,^{6}Li) em 28 MeV.

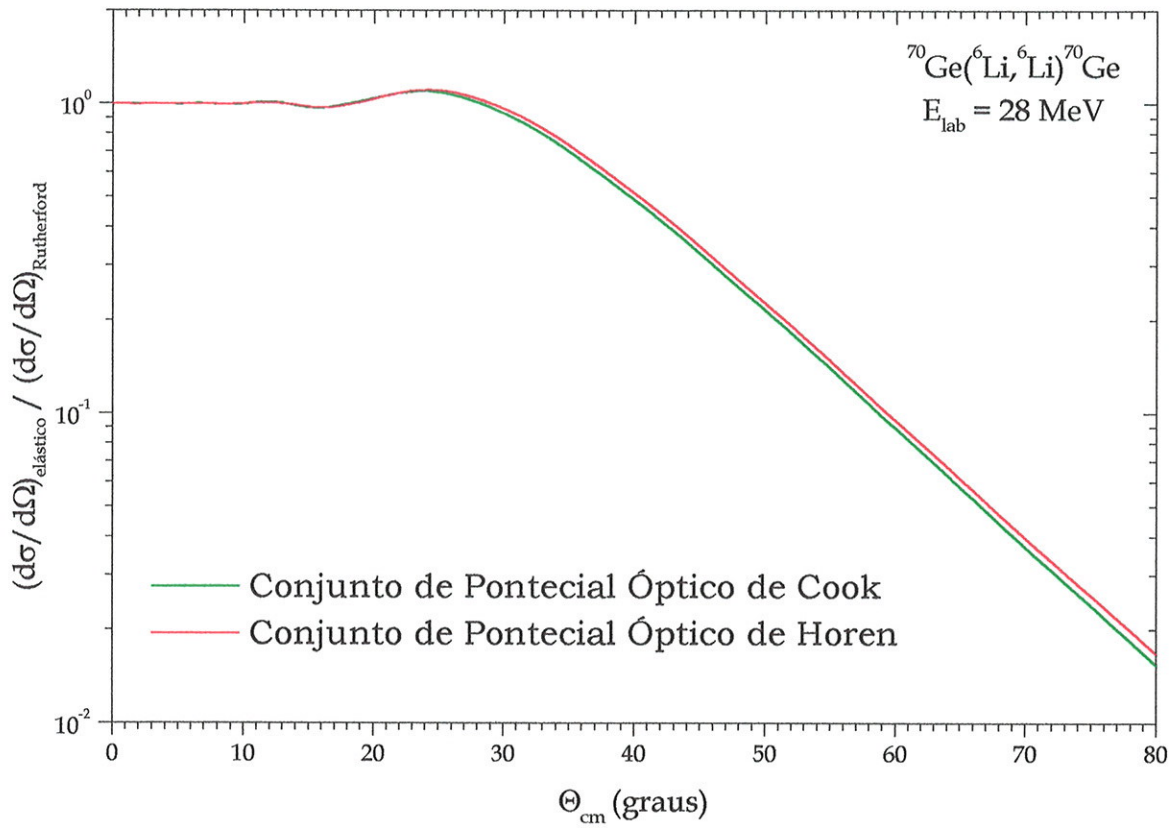

Figura 3.9 – Comparação entre as seções de choque elásticas, divididas pela seção de choque Rutherford, calculadas com os parâmetros de potencial óptico adotados por Cook [Co82] e Horen [Ho93], para o espalhamento elástico $^{70}Ge(^{6}Li,^{6}Li)$ em 28 MeV.

As duas previsões são compatíveis na região angular considerada, mas como o conjunto de potencial óptico de Cook é mais geral, será esse o utilizado para os cálculos das seções de choque. A seguir, nas Figuras 3.10 a 3.12, estão representadas as distribuições angulares elásticas para os três isótopos juntamente com as previsões teóricas.

As seções de choque diferenciais elásticas, calculadas com o potencial óptico de Cook [Co82], descreveram perfeitamente as distribuições angulares experimentais dos três isótopos, na energia incidente de 28 MeV. Não foi necessário nenhum ajuste dos parâmetros do potencial para alcançar a excelente concordância observada nas Figuras 3.10 a 3.12.

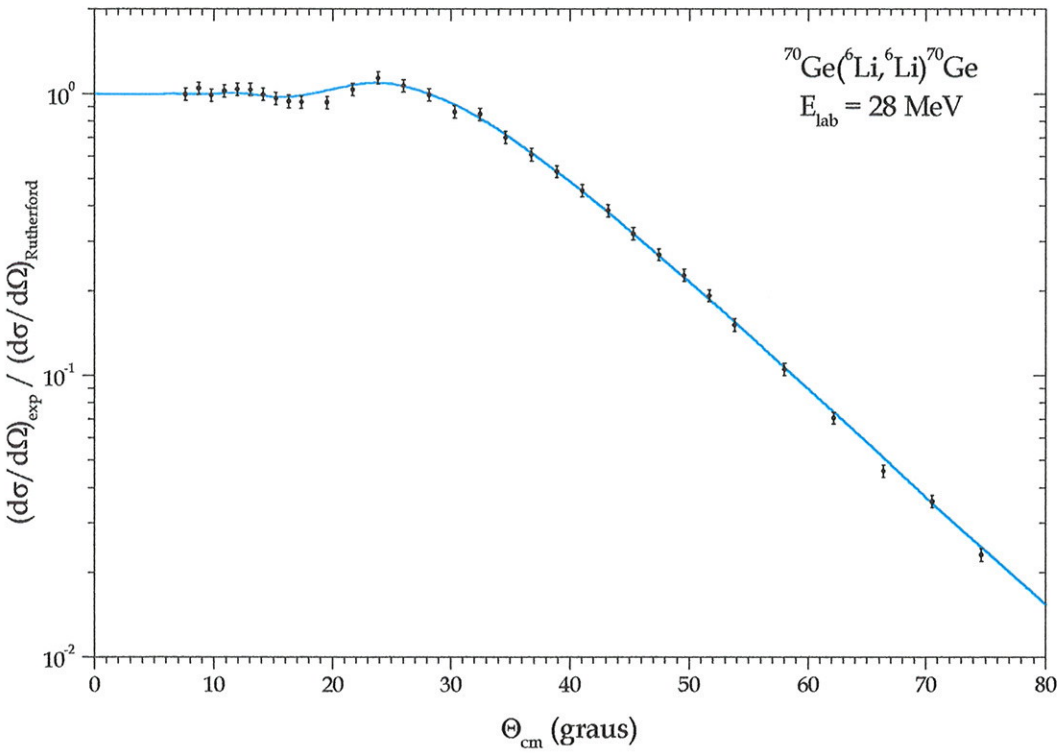

Figura 3.10 – Distribuição angular experimental do espalhamento elástico de ^{6}Li de 28 MeV em alvo de ^{70}Ge, em relação à seção de choque Rutherford. A curva representa a previsão calculada com o potencial óptico de Cook [Co82].

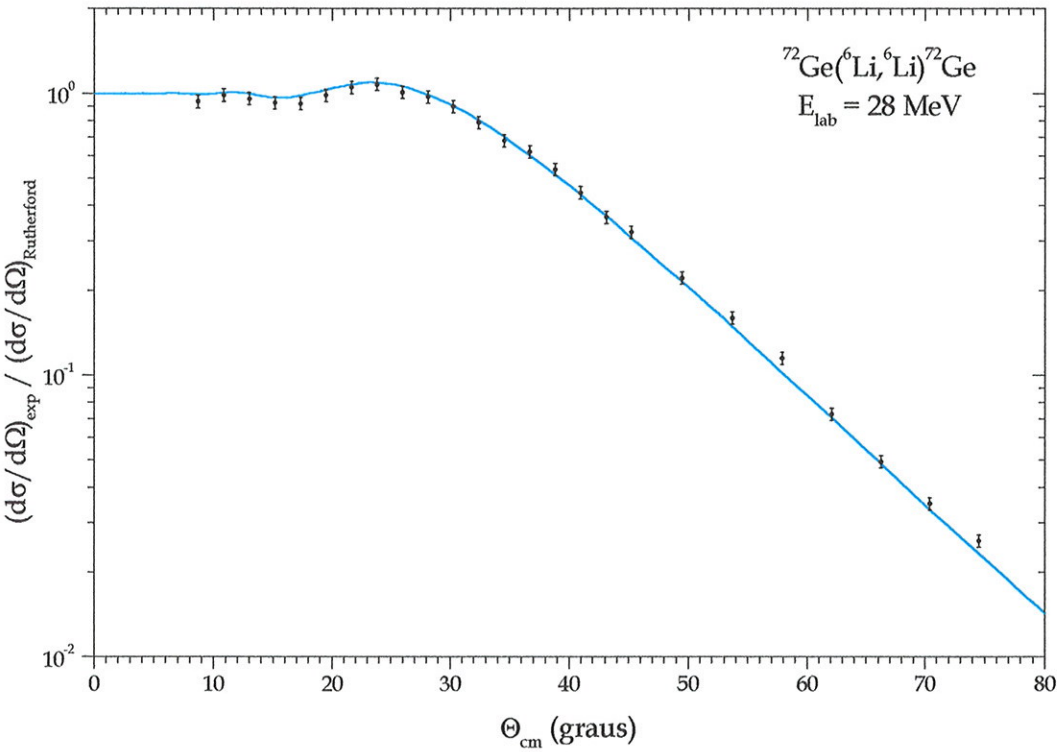

Figura 3.11 – Distribuição angular experimental do espalhamento elástico de ^{6}Li de 28 MeV em alvo de ^{72}Ge, em relação à seção de choque Rutherford. A curva representa a previsão calculada com o potencial óptico de Cook [Co82].

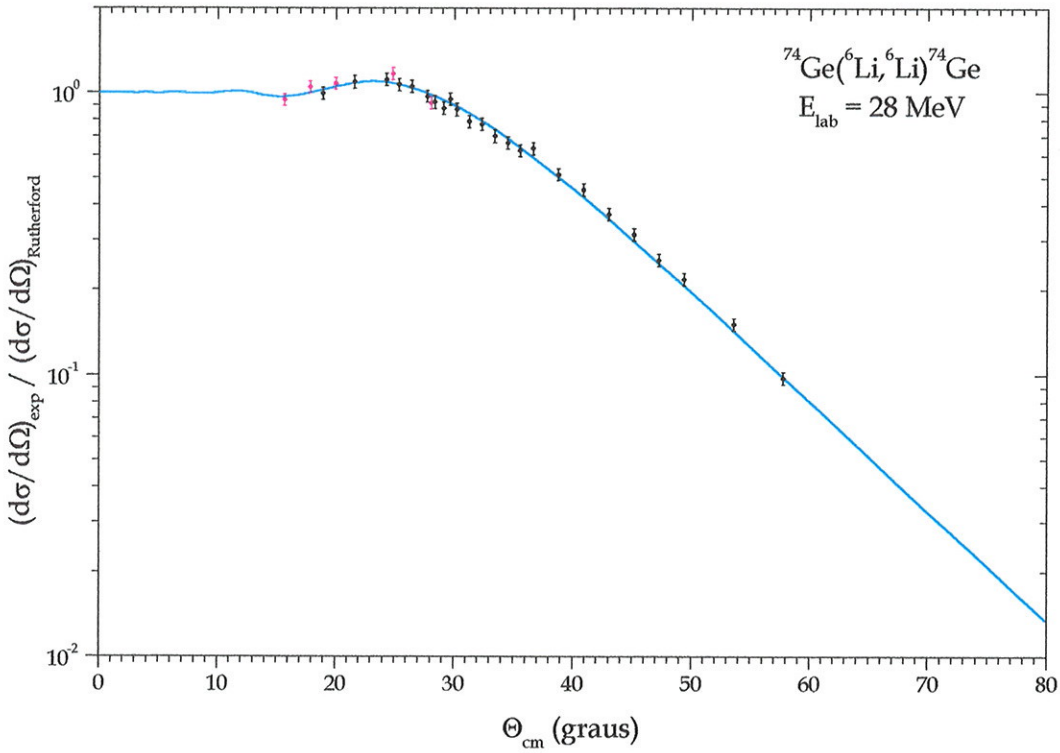

Figura 3.12 – Distribuição angular experimental do espalhamento elástico de ^{6}Li de 28 MeV em alvo de ^{74}Ge, em relação à seção de choque Rutherford. A curva representa a previsão calculada com o potencial óptico de Cook [Co82]. Os pontos de cores diferentes representam duas tomadas de dados distintas.

3.3 – Distribuições Angulares Inelásticas

Para uma clara caracterização da interferência nuclear coulombiana é fundamental a realização da medida do espalhamento inelástico utilizando projétil de interação isoescalar, com energia incidente adequada, pois se ambas contribuições apresentarem intensidades comparáveis, em uma faixa da distribuição angular, maior será o efeito observado.

Na Figura 3.13 estão representadas as seções de choque diferenciais inelásticas totais previstas e as contribuições nuclear e coulombiana separadas, em função da energia incidente, para o caso da excitação do estado 2^+ do isótopo ^{74}Ge com a utilização do ^{6}Li como projétil, supondo C = 1.

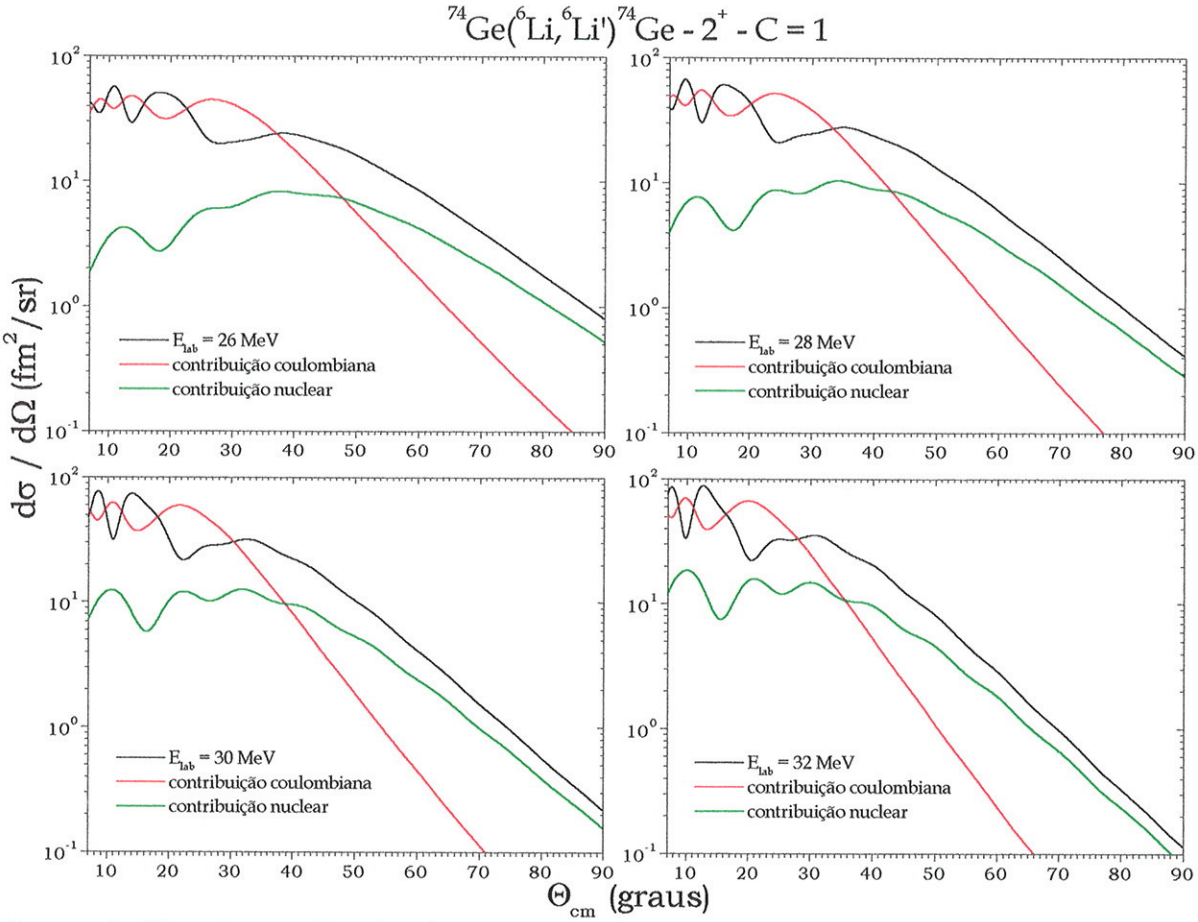

Figura 3.13 – Dependência da seção de choque diferencial inelástica do primeiro estado 2^+ do ^{74}Ge com a energia incidente do ^{6}Li, considerando C=1. As contribuições nuclear e coulombiana estão representadas explicitamente para facilitar a comparação entre elas.

Com o aumento da energia incidente a seção de choque apresenta um formato com maior estrutura, aumentando as amplitudes das oscilações, mas a posição do primeiro mínimo da interferência vai se concentrando em ângulos muito dianteiros, de difícil acesso experimental. É claro o domínio da contribuição nuclear na seção de choque para ângulos maiores que 50°, e também a sua crescente importância em ângulos dianteiros conforme a energia aumenta, conforme ilustrado na Figura 3.13. Mas não é apenas a localização da região de maior interferência que domina a escolha da energia adequada, pois o parâmetro C, que é a razão entre os comprimentos de deformação de carga e massa, também necessita ser bem caracterizado pelo formato da distribuição angular. Na Figura 3.14 são apresentadas as distribuições angulares inelásticas que representam a excitação do estado 2^+ através da reação ^{74}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{74}Ge, para várias energias incidentes, calculadas com diferentes valores de C.

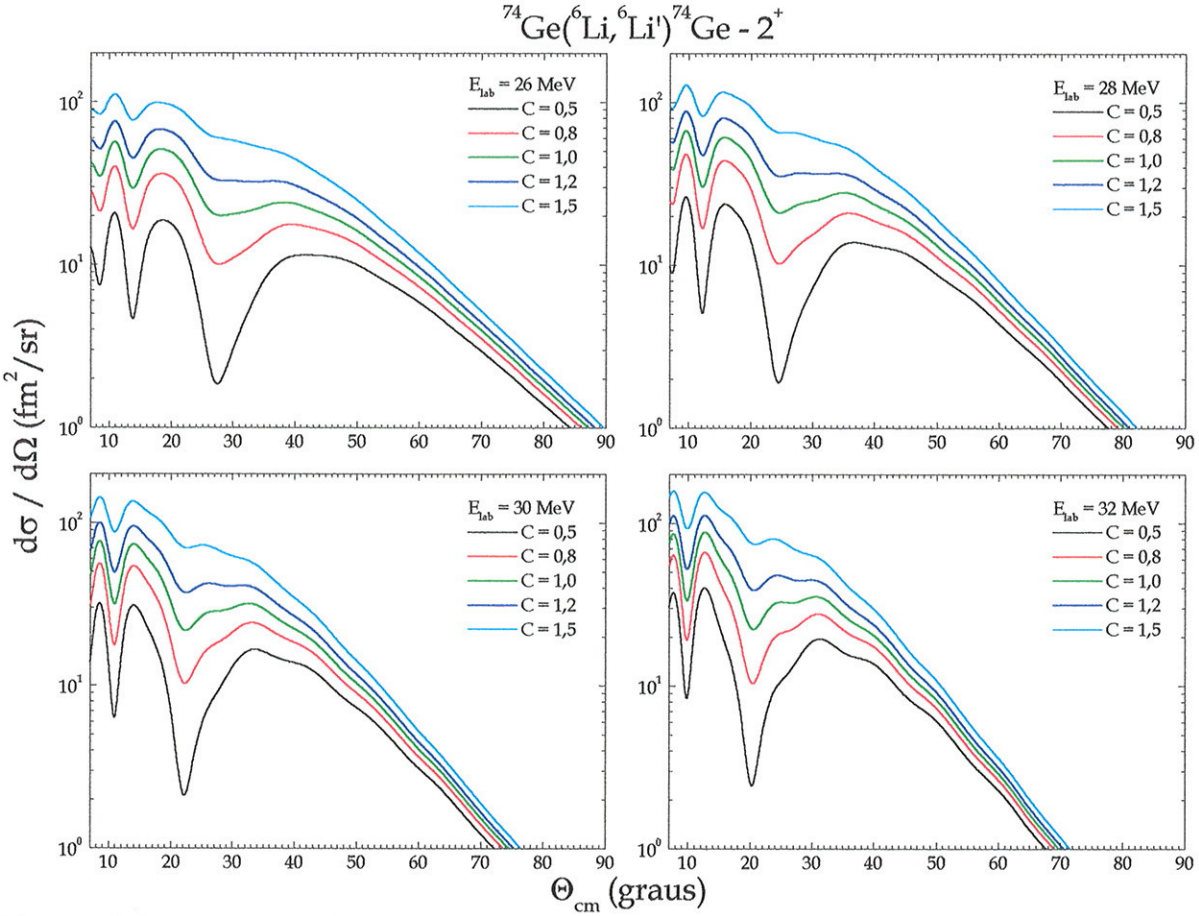

Figura 3.14 – Seções de choque diferenciais inelásticas previstas para a excitação do primeiro estado quadrupolar do ^{74}Ge, calculadas com diversos valores de C, para diferentes energias incidentes do ^{6}Li.

Utilizando nos cálculos um valor para C grande (comprimento de deformação de massa inferior ao de carga), as oscilações das distribuições angulares são atenuadas, enquanto no caso contrário, as oscilações são ampliadas, para as quatro energias analisadas. É óbvia a forte dependência do formato da distribuição angular com C; mesmo na menor energia, uma variação de 0,2 nesse parâmetro muda sensivelmente o padrão da interferência. As melhores condições experimentais para a aquisição dos dados do espalhamento inelástico são obtidas com a utilização de íons de ^{6}Li com energia de 28 MeV, pois o primeiro mínimo da interferência será acessível com o espectrógrafo, o acelerador não funcionará perto do limite de trabalho, e não haverá dificuldades para a determinação de C. Essa energia está acima da barreira coulombiana, que para os três sistemas é aproximadamente 19 MeV.

Um cuidado deve ser tomado para realizar a comparação direta

das distribuições angulares experimentais com as seções de choque calculadas, pois como o espectrógrafo permite uma grande aceitação de partículas espalhadas dentro de uma certa faixa angular, definida pela abertura das fendas de entrada, as seções de choque experimentais são na verdade uma composição média das contribuições devidas aos ângulos de espalhamentos possíveis.

Para corrigir as previsões é necessário levar em conta o ângulo sólido do espectrógrafo, devidamente transformado para o centro de massa, e realizar uma interpolação adequada, como por exemplo, uma média das seções de choque através da integração numérica pelo método de Gauss-Legendre [Pr89]. Na Figura 3.15 pode ser visualizado o efeito dessa média sobre a seção de choque, para alguns valores de abertura angular do espectrógrafo.

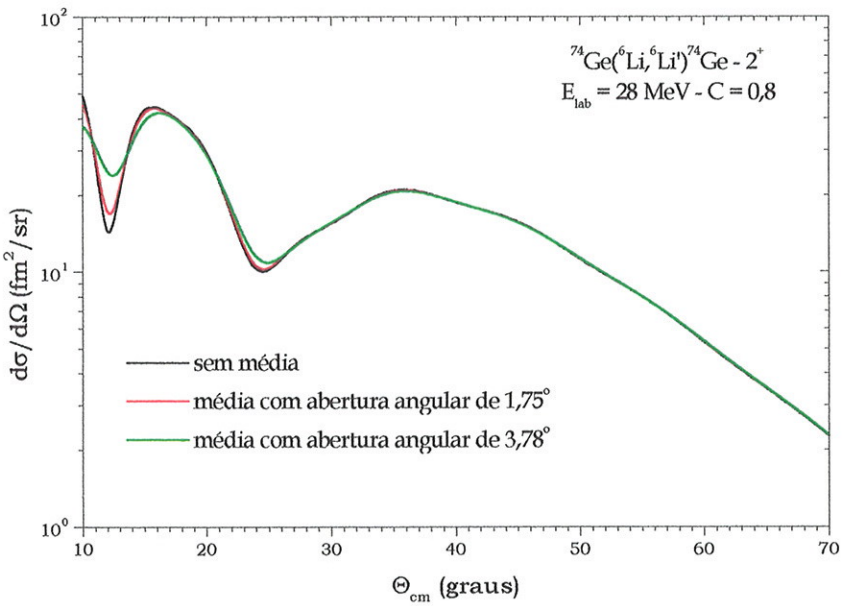

Figura 3.15 – Influência da abertura angular do espectrógrafo nas previsões das seções de choque inelásticas para a transição ao primeiro estado 2^+ do ^{74}Ge, utilizando ^{6}Li de 28 MeV como projétil.

Observando as seções de choque resultantes, após a realização da média sobre o intervalo angular compreendido pela abertura horizontal do espectrógrafo, pode-se notar a já esperada diminuição das alturas relativas dos máximos e mínimos das oscilações, pois a integração suaviza a curva. Sem essa correção os valores extraídos de C poderiam ficar subestimados, além da perda de qualidade do ajuste das previsões teóricas aos pontos experimentais. Essa correção não modifica as previsões das seções de choque elásticas apresentadas nas Figuras 3.10 a 3.12, pois as curvas não apresentam modificações bruscas em seu formato.

O ajuste das previsões aos dados experimentais também não é realizado da maneira usual, devido à seção de choque não ser uma função linear em C e δ_N. Além disso, o ajuste através da minimização de χ^2 precisa ser vinculado, pois os parâmetros C e δ_N são correlacionados. O procedimento escolhido para a minimização de χ^2 foi o método iterativo de Gauss [Bev69], que apresenta uma rápida convergência. A idéia básica 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 anulam-se. A última iteração fornece a matriz de covariâncias dos parâmetros ajustados, sendo os elementos da diagonal principal suas variâncias.

Com a implementação desse procedimento foram feitos os ajustes das previsões calculadas aos pontos experimentais do espalhamento inelástico de ^{6}Li nos isótopos ^{70,72,74}Ge, excitando o primeiro estado quadrupolar, e nas Figuras 3.16 a 3.18 são mostradas as distribuições angulares experimentais juntamente com as curvas que melhor ajustaram os dados, estando nas legendas os valores dos comprimentos de deformação nuclear quadrupolar, δ_N, e o χ^2_{red}. Para comparar a sensibilidade dos ajustes, são também representadas nas figuras as previsões teóricas resultantes da variação de 0,1 no valor do C ajustado.

A distribuição angular do ^{74}Ge foi obtida em duas tomadas de dados, pois na primeira tomada a presença de silício no alvo impossibilitou a determinação das seções de choque entre os ângulos 21 e 28°. Com a utilização de um alvo diferente, sem a contaminação do silício, foi possível completar a distribuição. Considerando apenas os dados da primeira tomada já era possível ter a indicação do menor valor de C para esse isótopo, comparado com os outros dois.

Um comentário geral que pode ser tecido ao analisar as Figuras 3.16 a 3.18 é que o valor máximo da seção de choque aumenta com o incremento da massa do isótopo, praticamente dobrando quando se compara o ^{70}Ge com o ^{74}Ge. Outra observação que pode ser feita é que a maior parte das seções de choque experimentais fica envolvida pelas previsões teóricas calculadas com a variação de 0,1 em C, dando um limite máximo para a incerteza desse parâmetro.

De maneira geral os ajustes das previsões teóricas aos pontos experimentais foram muito satisfatórios, podendo ser medidos pelos

valores obtidos do chi-quadrado reduzido. Na próxima seção, será explorado em detalhes, o nível de confiança das incertezas obtidas nessa análise vinculada dos parâmetros.

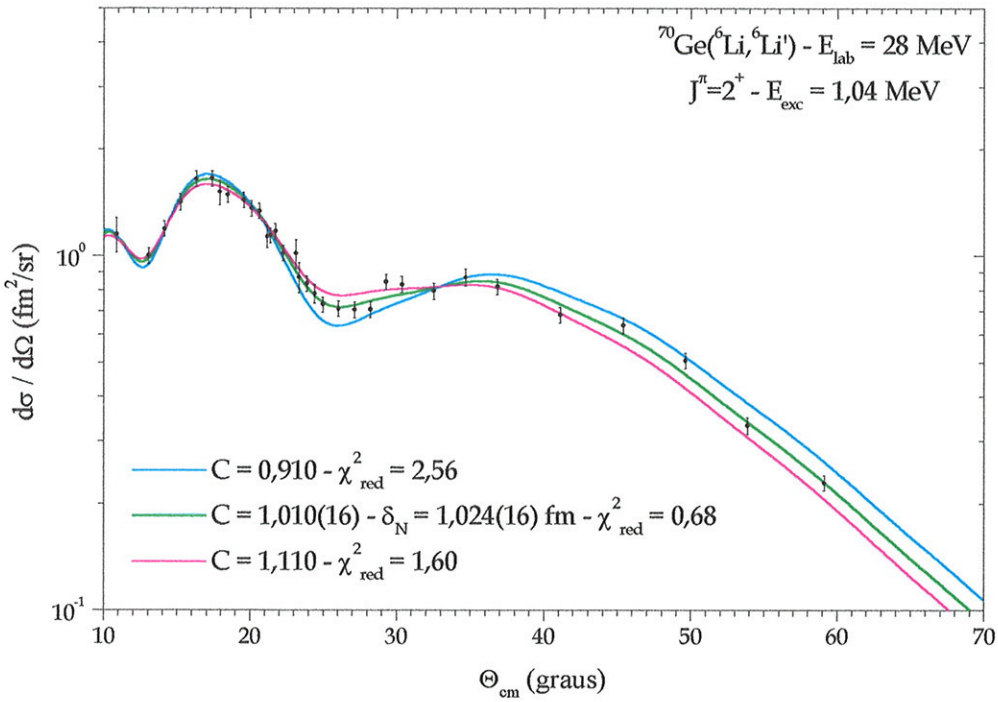

Figura 3.16 - Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de ^{6}Li de 28 MeV em alvo de ^{70}Ge. As curvas representam previsões calculadas com o potencial óptico de Cook [Co82]. A curva associada a C=1,010 é a resultante da minimização de chi-quadrado.

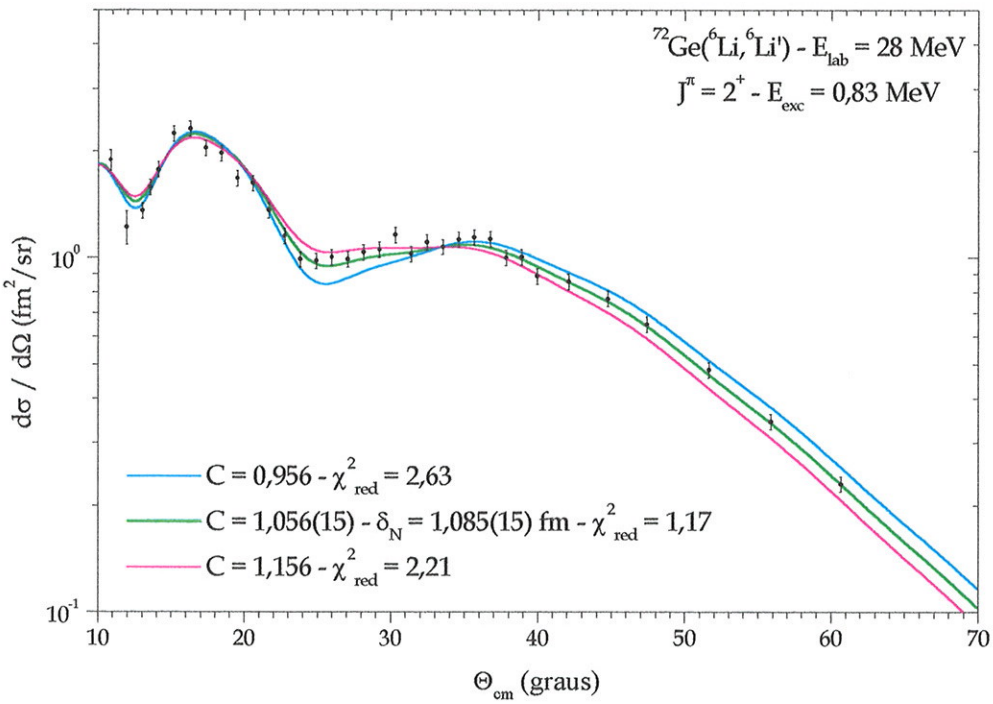

Figura 3.17 - Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de ^{6}Li de 28 MeV em alvo de ^{72}Ge. As curvas representam previsões calculadas com o potencial óptico de Cook [Co82]. A curva associada a C=1,056 é a resultante da minimização de chi-quadrado.

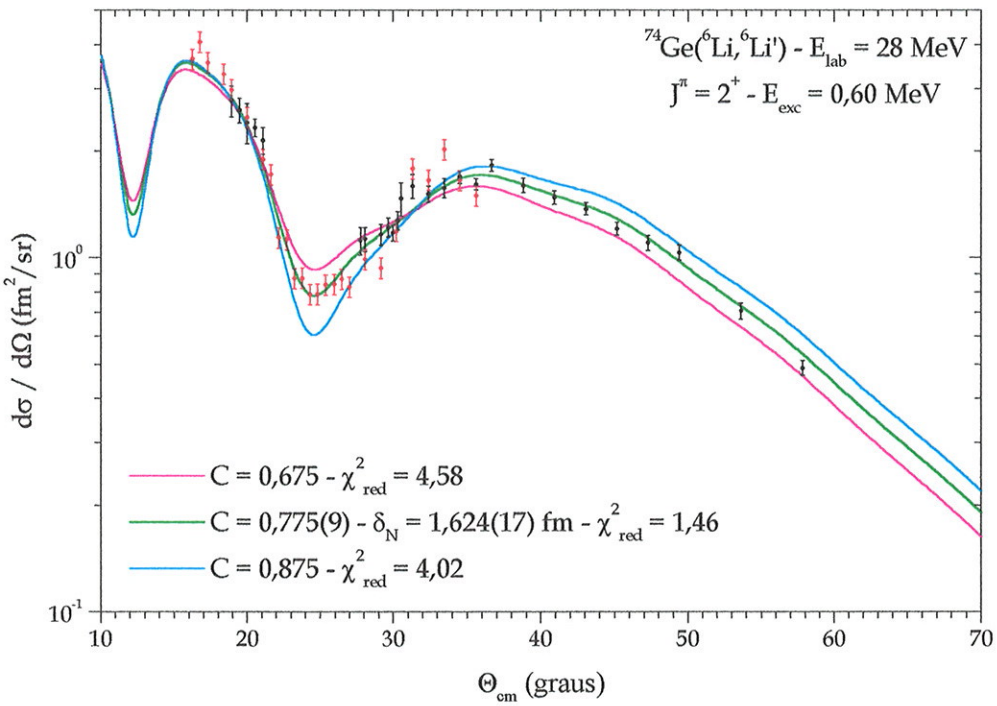

Figura 3.18 - Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de ^{6}Li de 28 MeV em alvo de ^{74}Ge. As curvas representam previsões calculadas com o potencial óptico de Cook [Co82]. A curva associada a C=0,775 é a resultante da minimização de χ^2. Os pontos pretos são relativos à primeira tomada de dados e os vermelhos à segunda tomada de dados.

3.4 – Potencialidade do Método

Um procedimento que pode ser adotado para avaliar as incertezas estatísticas em parâmetros correlacionados, determinados a partir da minimização de chi-quadrado, é o estudo das curvas de nível de χ^2 [Pr89]. O desenvolvimento desse método surgiu em trabalhos que envolvem cálculos de elementos de matrizes em excitação coulombiana [Cl70,Cl86,Cz86], e também em aplicações astrofísicas [La76].

A primeira etapa para a correta obtenção dos intervalos de confiança é o mapeamento das curvas de nível de χ^2, que circundam a região do número de eventos esperados para uma dada probabilidade, no espaço dos parâmetros C e δ_N. Esse mapeamento pode ser facilmente elaborado, representando a expressão de cálculo do χ^2 com o fator de normalização $(\delta_N)^2$ em evidência. Variando o valor C, a partir do obtido no melhor ajuste, o parâmetro δ_N é determinado resolvendo uma equação simples de 2° grau em $(\delta_N)^2$. Os valores absolutos de χ^2 que devem ser utilizados no mapeamento, são obtidos a partir da soma

ao $\chi^2_{\min}$ de valores fixos dependentes da distribuição de probabilidade de ocorrência de pares associados C e δ_N.

Como a presente análise está restrita a esses dois parâmetros correlacionados, as curvas de nível que contém 68,3%, 95,4% e 99,7% dos eventos estatisticamente esperados, são obtidas somando-se ao $\chi^2_{\min}$, obtido pela minimização de chi-quadrado pelo método de Gauss, valores de $\Delta\chi^2$ iguais a respectivamente 2,3; 6,17 e 11,8 [Pr89].

A projeção da curva associada a 68,3% dos eventos nos eixos que representam os parâmetros corresponde a 3σ do respectivo parâmetro ajustado [La76]. Vale lembrar que, se os parâmetros não fossem correlacionados, o valor esperado para a variância seria de 2σ.

Com a determinação das curvas de nível ainda é possível apreciar a qualidade do ajuste pelo método de Gauss. Como nesse método para a minimização do chi-quadrado é realizada uma expansão até primeira ordem da função não linear nos parâmetros, podem ocorrer situações em que essa aproximação não possa ser aplicada. A comparação das curvas de nível com as elipses de Gauss podem revelar a validação do método de ajuste.

A elipse de Gauss é definida pela expressão:

$$R^2 = \left(\frac{\delta_N - \langle\delta_N\rangle}{\sigma_{\delta_N}}\right)^2 - 2\rho\left(\frac{\delta_N - \langle\delta_N\rangle}{\sigma_{\delta_N}}\right)\left(\frac{\mathrm{C} - \langle\mathrm{C}\rangle}{\sigma_{\mathrm{C}}}\right) + \left(\frac{\mathrm{C} - \langle\mathrm{C}\rangle}{\sigma_{\mathrm{C}}}\right)^2,$$

onde $\langle\delta_N\rangle$ e $\langle\mathrm{C}\rangle$ são os valores obtidos do melhor ajuste, σ_{δ_N} e σ_{C} são as incertezas nos parâmetros e ρ é o coeficiente de correlação de Pearson, definido como:

$$\rho = \frac{\mathrm{cov}(\mathrm{C}, \delta_N)}{\sigma_{\mathrm{C}}\sigma_{\delta_N}}.$$

Com as seguintes mudanças de variáveis:

$$d = \left(\frac{\delta_N - \langle\delta_N\rangle}{\sigma_{\delta_N}}\right) \text{ e } c = \left(\frac{\mathrm{C} - \langle\mathrm{C}\rangle}{\sigma_{\mathrm{C}}}\right),$$

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:

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

Os valores permitidos para δ_N são determinados resolvendo a inequação $(1-\rho^2)(2X^2 - d^2) \geq 0$. Já os valores de X relacionados com a probabilidade dos pontos (C, δ_N) estarem no interior da elipse são obtidos pela integração da função densidade de probabilidade:

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

A probabilidade fica escrita como:

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

Portanto para cada probabilidade escolhida, o valor de X é dado por $X = \sqrt{-\ln(1-P)}$. Com isso os valores de C ficam determinados variando o parâmetro δ_N nos limites pré-estabelecidos pela inequação acima.

Nas Figuras 3.19 a 3.21 estão representadas as curvas de nível e as elipses de Gauss que delimitam regiões onde os pontos (C, δ_N) se distribuem com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%, para os três isótopos estudados.

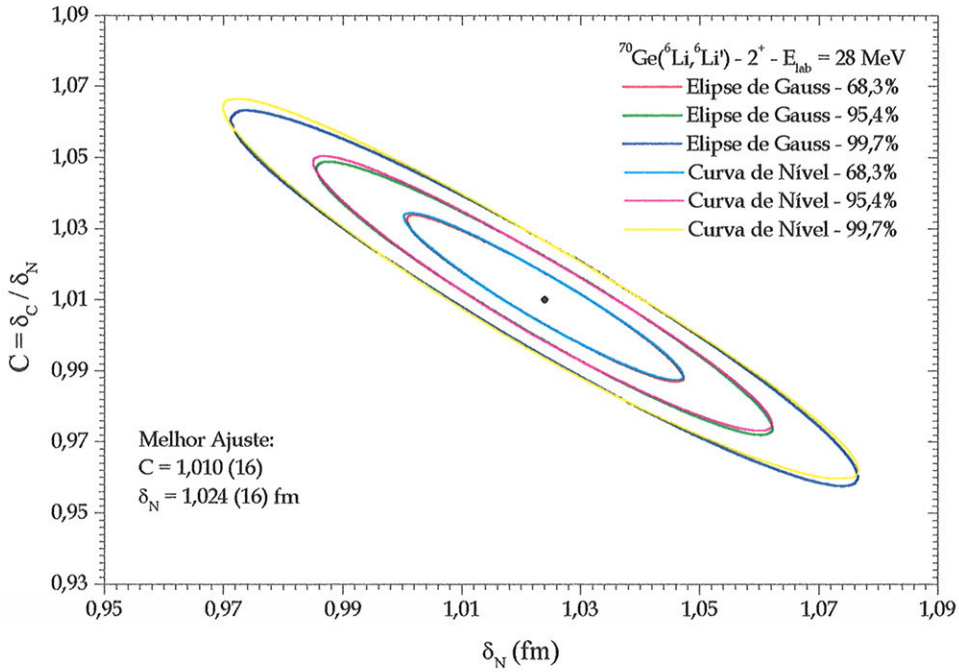

Figura 3.19 – Representação das curvas de nível e as elipses de Gauss, obtidas a partir do melhor ajuste de previsão de seção de choque, calculada utilizando DWBA-DOMP, aos dados da excitação do estado 2_1^+ pela reação ^{70}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{70}Ge. As curvas delimitam regiões onde os pontos se distribuem com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

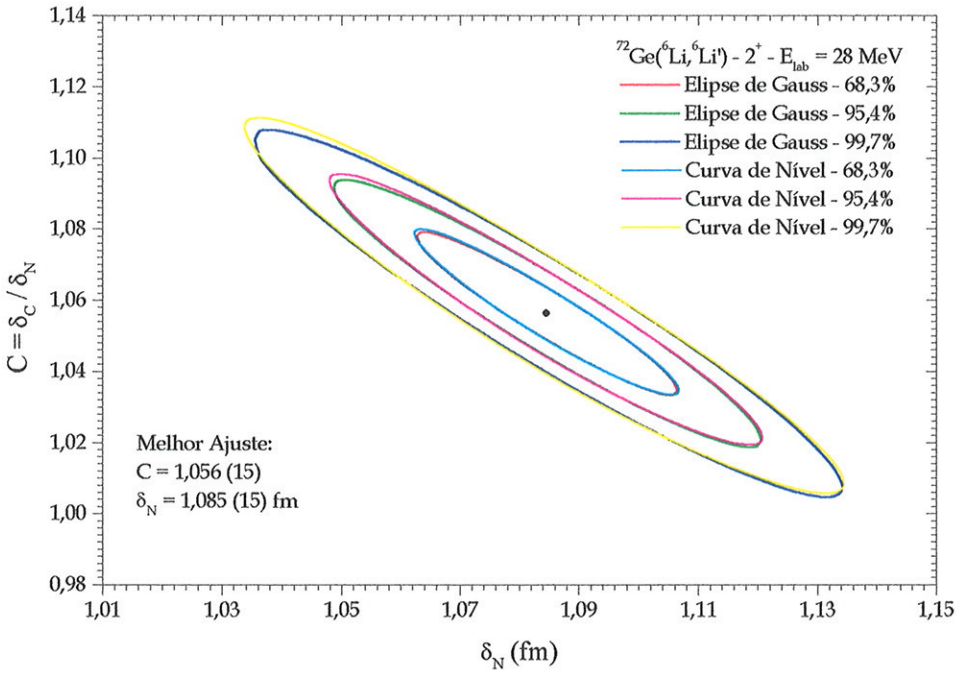

Figura 3.20 – Representação das curvas de nível e as elipses de Gauss, obtidas a partir do melhor ajuste de previsão de seção de choque, calculada utilizando DWBA-DOMP, aos dados da excitação do estado 2_1^+ pela reação ^{72}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{72}Ge. As curvas delimitam regiões onde os pontos se distribuem com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

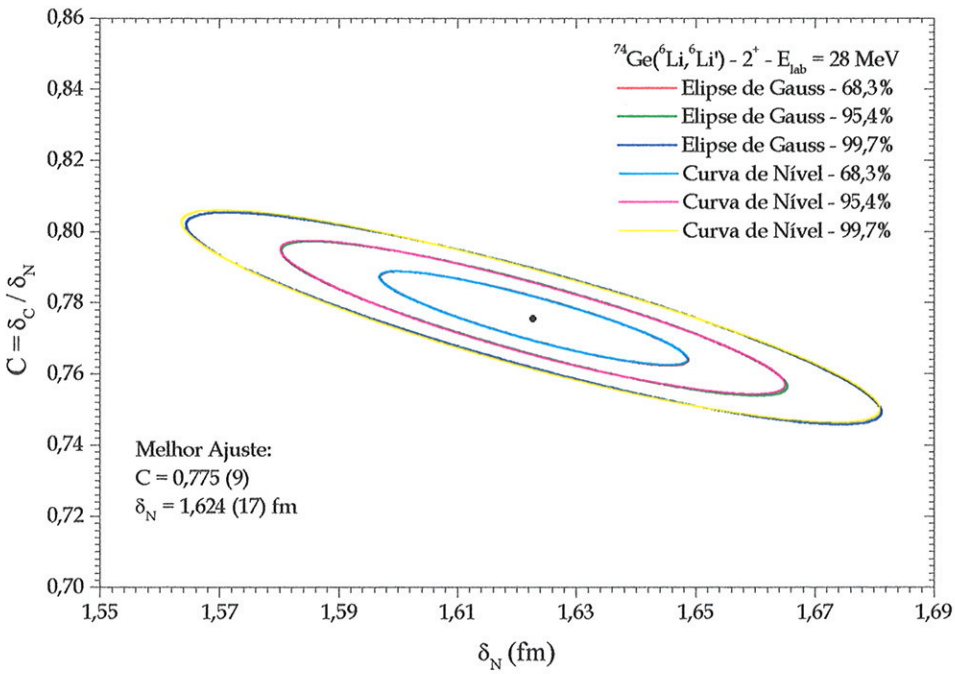

Figura 3.21 – Representação das curvas de nível e as elipses de Gauss, obtidas a partir do melhor ajuste de previsão de seção de choque, calculada utilizando DWBA-DOMP, aos dados da excitação do estado 2_1^+ pela reação ^{74}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{74}Ge. As curvas delimitam regiões onde os pontos se distribuem com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

Com a ajuda das Figuras 3.19 a 3.21 é possível conferir que as curvas de nível são muito parecidas com as elipses descritas pelo método de Gauss, ou seja, a linearização efetuada no processo de ajuste através da minimização de chi-quadrado não afeta de maneira significativa os parâmetros correlacionados resultantes. Além disso para os três isótopos, as incertezas obtidas pelo método de Gauss concordam perfeitamente com as extraídas através da projeção da curva de nível associada a 68,3% de probabilidade nos eixos dos parâmetros.

Com o intuito de testar se os pares de valores correlacionados (C, δ_N) realmente se distribuem nas regiões delimitadas pelas curvas de nível e pelas elipses de Gauss, além da possibilidade de um mapeamento da superfície de chi-quadrado foram realizadas simulações utilizando sorteios de Monte Carlo [Pr89].

Uma maneira para se obter os valores possíveis dos parâmetros (C, δ_N) é gerar novos conjuntos de dados a partir de variações aleatórias nos pontos experimentais, obedecendo uma distribuição gaussiana com largura dada pela incerteza experimental do ponto considerado, e então realizar novamente o procedimento de ajuste com os pontos experimentais sorteados.

O processo seguido, para conseguir números aleatórios com formato gaussiano, foi o de gerar primeiramente um número aleatório com distribuição uniforme, e então o transformar pelo método de Box-Muller [Pr89] em uma distribuição normal. Caso a distribuição esperada dos erros experimentais não seja gaussiana, é necessária a correta transformação para o formato adequado, caso contrário os pontos sorteados não se distribuem nos intervalos de confiança estabelecidos.

Foram realizados 3000 sorteios, seguindo a descrição dada acima, para cada isótopo, estando nas Figuras 3.22 a 3.24 a apresentação dos parâmetros obtidos após a simulação, juntamente com as elipses de Gauss, definindo as regiões de distribuição dos pares correlacionados.

Na Tabela 3.2 são apresentados, para os três isótopos, os valores dos parâmetros C e δ_N obtidos pelo melhor ajuste e a média dos valores dos 3000 pares correlacionados resultantes do sorteio de

Monte Carlo. A incerteza da média, indicada na tabela, é representada pelo desvio padrão da média. A concordância alcançada nos parâmetros é excelente entre os métodos, para os três isótopos de Ge.

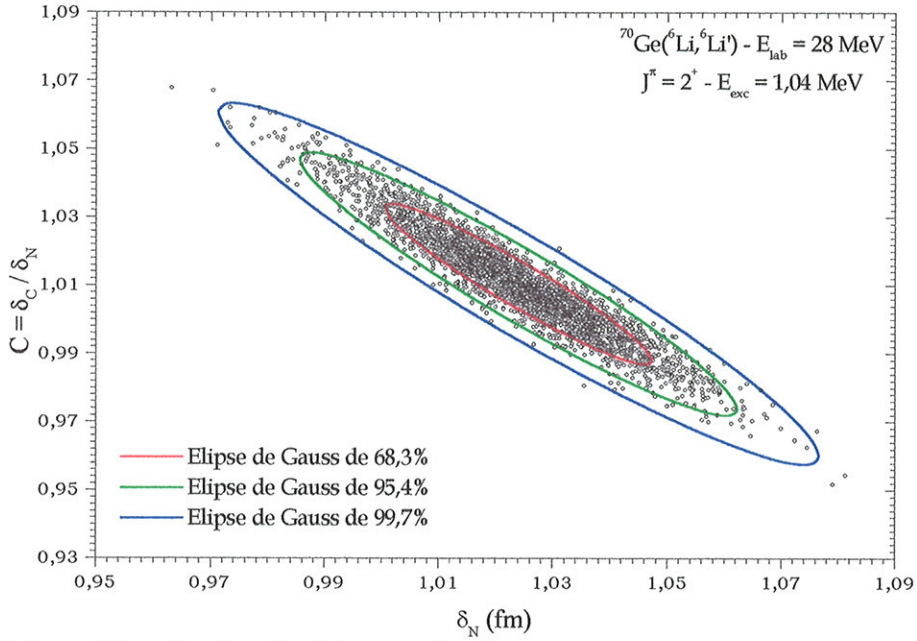

Figura 3.22 – Simulação de Monte Carlo, representando os valores de (C,δ_N) resultantes do sorteio de 3000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2^+ excitado pela reação ^{70}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{70}Ge. As curvas sólidas representam as elipses de Gauss que delimitam regiões onde os pontos devem se distribuir com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

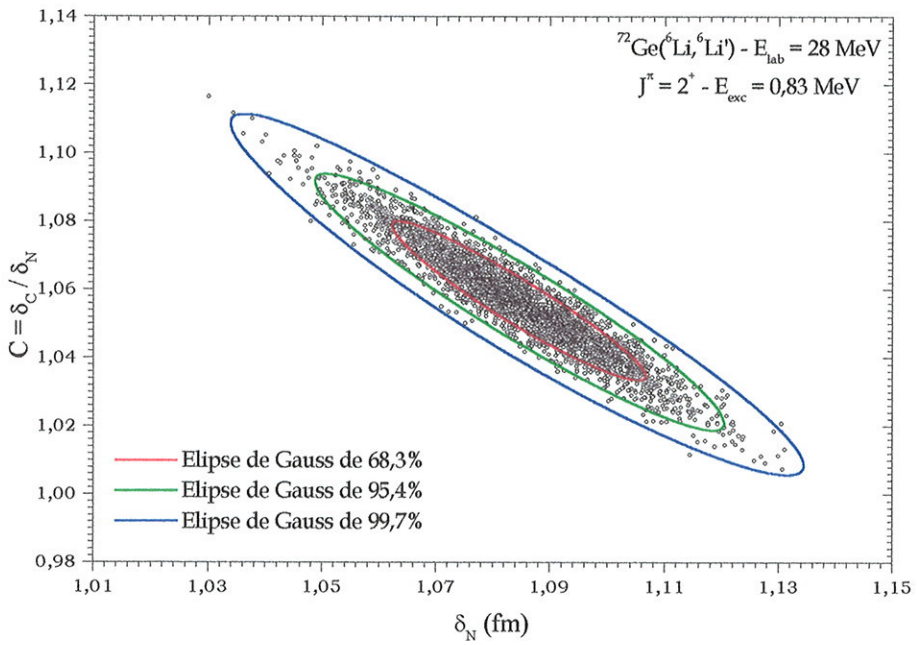

Figura 3.23 – Simulação de Monte Carlo, representando os valores de (C,δ_N) resultantes do sorteio de 3000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2^+ excitado pela reação ^{72}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{72}Ge. As curvas sólidas representam as elipses de Gauss que delimitam regiões onde os pontos devem se distribuir com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

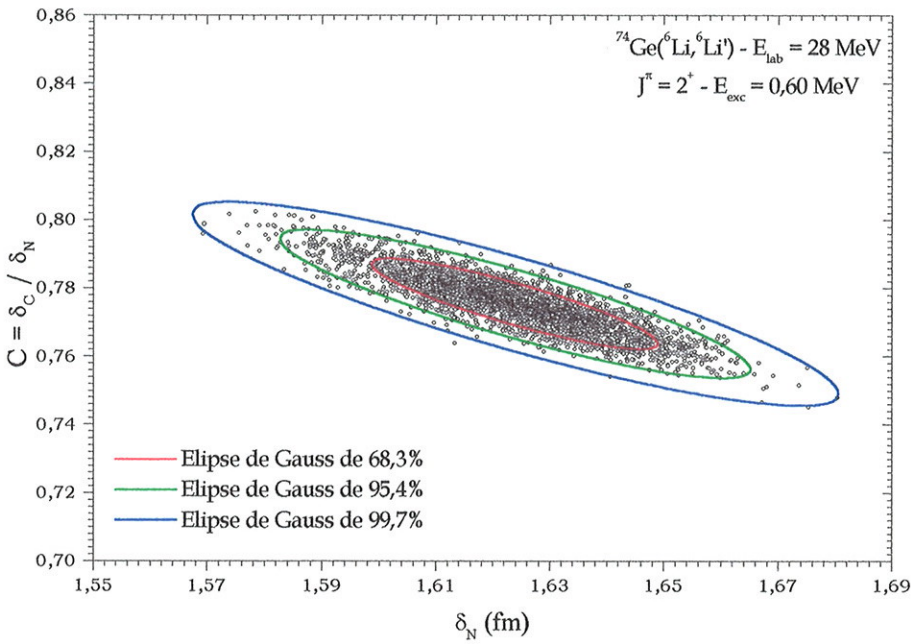

Figura 3.24 – Simulação de Monte Carlo, representando os valores de (C,δ_N) resultantes do sorteio de 3000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2^+ excitado pela reação ^{74}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{74}Ge. As curvas sólidas representam as elipses de Gauss que delimitam regiões onde os pontos devem se distribuir com as probabilidades de 68,3%, 95,4% e 99,7%.

Isótopo	**Melhor Ajuste**		**Monte Carlo**	
	C	δ_N (fm)	$\langle C \rangle$	$\langle \delta_N \rangle$ (fm)
^{70}Ge	1,010(16)	1,024(16)	1,011(16)	1,024(16)
^{72}Ge	1,056(15)	1,085(15)	1,057(15)	1,084(15)
^{74}Ge	0,775(9)	1,624(17)	0,776(9)	1,624(16)

Tabela 3.2 – Comparação dos resultados para os parâmetros C e δ_N obtidos a partir do melhor ajuste na minimização de chi-quadrado e os resultantes da média dos 3000 valores da simulação de Monte Carlo. A incerteza na média é dada pelo desvio padrão.

A avaliação da distribuição dos parâmetros (C, δ_N), sorteados pela simulação de Monte Carlo, pode ser realizada após a contagem dos pontos localizados nas regiões delimitadas pelas curvas de nível e pelas elipses de Gauss que correspondem a 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7% dos eventos estatisticamente esperados, estando sumariados na Tabela 3.3 os resultados para os três isótopos. Para definir a curva de nível que deve conter 39,3% dos pontos é necessário somar 1,00 ao valor do χ^2_{min}.

Isótopo	Soma relativa até a curva de nível (%)	Soma relativa até a elipse de Gauss (%)	Valor esperado (%)
	39,5	39,5	39,3
^{70}Ge	69,9	69,8	68,3
	95,3	95,1	95,4
	99,7	99,7	99,7
	38,8	38,2	39,3
^{72}Ge	68,2	67,4	68,3
	95,6	95,5	95,4
	99,8	99,8	99,7
	39,1	39,2	39,3
^{74}Ge	68,0	68,1	68,3
	96,1	95,9	95,4
	99,7	99,8	99,7

Tabela 3.3 – Porcentagem dos 3000 pontos sorteados na simulação de Monte Carlo contidos na região das curvas de nível e das elipses de Gauss que limitam 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7% dos eventos estatisticamente esperados

Considerando que em 3000 pontos a incerteza estatística é de 1,8%, todos os valores expressos na Tabela 3.3 estão de acordo, indicando que tudo está coerente, e portanto, os valores das incertezas estatísticas dos parâmetros ajustados estão bem estabelecidos, para os três isótopos de germânio.

Finalmente na Figura 3.25 é exemplificada, para o isótopo ^{70}Ge, a distribuição de χ^2 no espaço dos parâmetros ajustados, que no fundo é a representação da Figura 3.22 em três dimensões. Para a representação da superfície de chi-quadrado, deve-se atentar ao fato de que o valor de χ^2 deve ser calculado, para cada conjunto de dados sorteados, em relação à curva obtida no melhor ajuste dos pontos experimentais originais.

Utilizar o método de Gauss para o ajuste de funções não lineares nos parâmetros, é equivalente a aproximar a superfície que descreve o chi-quadrado em um parabolóide para achar o mínimo absoluto da função. No presente estudo isso é claramente observado, pois a distribuição de χ^2 segue realmente o formato de um parabolóide.

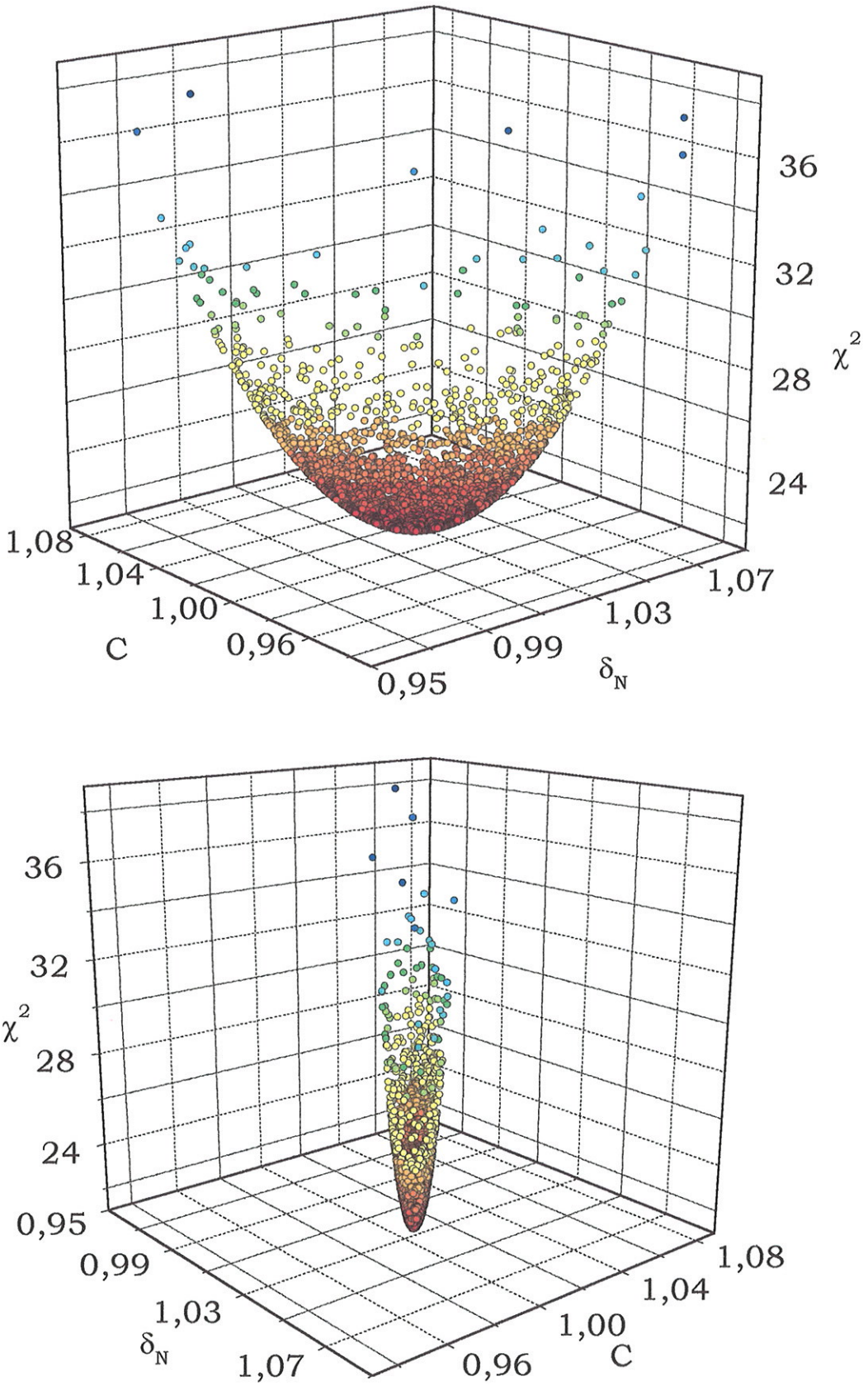

Figura 3.25 – Distribuição da superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros ajustados (C,δ_N), em duas vistas diferentes para melhor visualização. Os pontos resultaram da simulação de Monte Carlo, com o sorteio de 3000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2^+ excitado pela reação ^{70}Ge(^{6}Li,^{6}Li')^{70}Ge.

3.5 – Excitações Quadrupolares

No capítulo 1 foi mostrada a modelagem teórica que justifica as expressões de $B(IS\ell)$ e $B(E\ell)$, em função do momento angular do estado excitado, escritas em termos das grandezas (C, δ_N), extraídas das medidas de espalhamento inelástico, que caracterizam a interferência nuclear coulombiana. Nessa seção o índice ℓ pode ser suprimido, pois somente excitações quadrupolares serão tratadas $(\ell = 2)$.

O fator de escala para ajustar as curvas teóricas às distribuições angulares experimentais, α, está relacionado com o comprimento de deformação nuclear δ_N, e a expressão é dada por:

$$\delta_N^2 = r_o^2 A^{2/3} \alpha ,$$

onde r_o é o raio reduzido do potencial óptico real, A é o número de massa do alvo. O parâmetro C é um parâmetro de ajuste, responsável pelo formato das curvas, e está relacionado com os comprimentos de deformação por:

$$\delta_C = \mathrm{C}\, \delta_N .$$

Com os comprimentos de deformação determinados os valores das probabilidades reduzidas de transição podem ser calculados, supondo para projéteis isoescalares que $\delta_N = \delta_{IS}$ (massa), pelas fórmulas:

$$B(E2) = \left(\frac{3 Z_A \delta_C r_C A^{1/3}}{4\pi} \right)^2 e^2 , \; B(IS2) = \left(\frac{3 Z_A \delta_N r_M A^{1/3}}{4\pi} \right)^2 , \text{ e}$$

$$\frac{B(E2)}{B(IS2)} = e^2 \left(\frac{\delta_C r_C}{\delta_N r_M} \right)^2 = e^2 \left(\frac{\mathrm{C}\, r_C}{r_M} \right)^2 ,$$

sendo r_C o raio coulombiano reduzido, e r_M o raio reduzido de massa. A diferença entre r_o e r_M é que no primeiro existe uma compensação para incluir também o projétil, e o segundo é simplesmente característico do núcleo. O valor determinado por Chung e Myers [Ch90] é $r_M = 1{,}16$ fm.

A razão entre os momentos multipolares das distribuições de nêutrons e prótons, M_n/M_p, que é uma indicação do caráter de isospin da transição nuclear, pode ser facilmente calculada pela relação:

$$\left|\frac{M_n}{M_p}\right| = \frac{A}{Z}\sqrt{\frac{B(IS2)}{B(E2)/e^2}} - 1 = \frac{A}{Z}\cdot\frac{1}{C}\cdot\frac{r_M}{r_c} - 1 .$$

A sistemática dos valores encontrados para os isótopos ^{70,72,74}Ge está indicada na Tabela 3.4. Os desvios apresentados levam em conta a incerteza no fator de escala absoluto, proveniente da indefinição da espessura do alvo, do ângulo sólido e do conjunto de potencial óptico utilizado, sendo fixada em 7% para os isótopos ^{70,72}Ge e em 10% para o ^{74}Ge. Os desvios dos comprimentos de deformação foram calculados compondo quadraticamente a parcela relacionada ao fator de escala com os desvios estatísticos provenientes da análise vinculada.

Núcleo	C	δ_N (fm)	δ_C (fm)	B(E2) (e^2b^2)	B(IS2) (b^2)	B(E2)/B(IS2)e^2	M_n/M_p
^{70}Ge	1,010(16)	1,02(4)	1,04(4)	0,158(11)	0,140(11)	1,129(35)	1,06(3)
^{72}Ge	1,056(15)	1,09(4)	1,15(4)	0,197(14)	0,160(12)	1,234(36)	1,03(3)
^{74}Ge	0,775(9)	1,62(8)	1,26(6)	0,243(22)	0,365(34)	0,665(15)	1,84(3)

Tabela 3.4 – Valores obtidos da análise de INC com as respectivas incertezas. Os ajustes dos parâmetros C e δ_N foram efetuados de forma vinculada, e os valores r_c=1,22 fm e r_M=1,16 fm foram utilizados nos cálculos.

Inspecionando a Tabela 3.4 nota-se que δ_C apresenta desvios da mesma ordem de grandeza dos apresentados por δ_N, pois a incerteza de escala dominou sobre o desvio estatístico, que foi aproximadamente 0,5% para δ_c e 1,5% para δ_N, na presente análise. Os valores de B(E2) crescem de maneira suave nos três isótopos estudados, enquanto o valor de B(IS2) apresenta um salto entre o ^{72}Ge e ^{74}Ge. A razão M_n/M_p também apresenta uma descontinuidade entre os mesmos isótopos, indicando maior contribuição dos nêutrons em relação aos prótons no ^{74}Ge. No próximo capítulo será feita uma apreciação sobre os valores de B(E2) e δ_N extraídos, em comparação com outros trabalhos já publicados.

Dentro das incertezas obtidas, os valores dos parâmetros obtidos na análise de INC, apresentados na Tabela 3.4, foram totalmente compatíveis com os calculados utilizando o conjunto de potencial óptico definido por Horen *et al.* [Ho93], cujos parâmetros foram exibidos na Tabela 3.1. Vale a pena ressaltar que os resultados finais da presente análise utilizando o código PTOLEMY [Mac78], para o

cálculo das previsões das seções de choque, não mostraram diferenças apreciáveis dos obtidos com o emprego do código DWUCK4 [Ku74].

A razão entre os momentos quadrupolares das distribuições de nêutrons e prótons, M_n/M_p, assume o valor limite de N/Z quando é feita a hipótese de que as contribuições para a excitação do estado quadrupolar relativas aos prótons e nêutrons sejam iguais na razão de seus números (C = 1) [Be77]. Os valores de N/Z para os isótopos ^{70,72,74}Ge são, respectivamente, 1,19; 1,25 e 1,31. Os valores experimentais de M_n/M_p mostrados na Tabela 3.4 não seguem o mesmo crescimento previsto pelos valores de N/Z, como pode ser visualizado na Figura 3.26. A incerteza experimental apresentada é resultado apenas da propagação de erros para o parâmetro C, não incluindo, por exemplo, as aproximações do modelo, difíceis de serem quantificadas. Mas, de qualquer maneira, para o ^{74}Ge a diferença é muito grande, o que parece realmente indicar a maior importância da contribuição de massa para a excitação do estado 2_1^+.

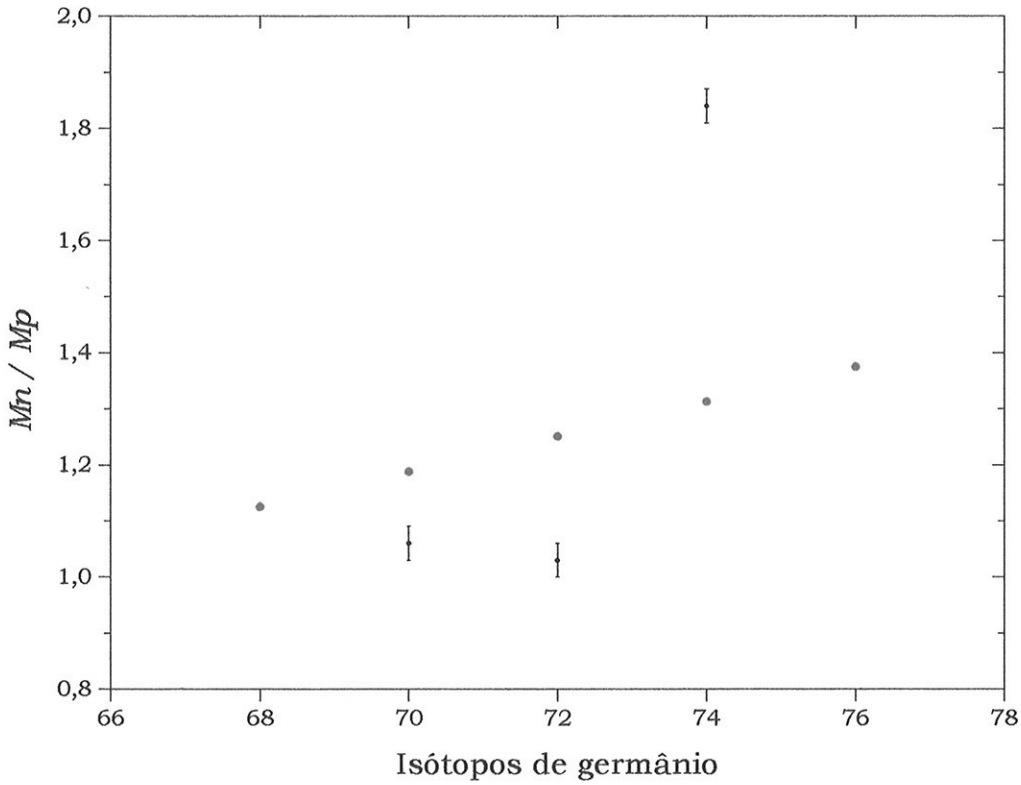

Figura 3.26 – Distribuição da razão entre os momentos quadrupolares das distribuições de nêutrons e prótons (M_n/M_p) dos isótopos ^{70,72,74}Ge. Os pontos azuis representam a quantidade N/Z, que é um valor limite quando as contribuições para a excitação do estado quadrupolar relativas aos prótons e nêutrons são iguais na razão de seus números.

3.6 – Cálculos com Canais Acoplados

O estudo do espalhamento inelástico de ^{6}Li em isótopos de germânio possibilitou verificar o efeito da interferência nuclear coulombiana nas seções de choque medidas. Os resultados apresentados pelo ^{74}Ge, provenientes da análise realizada com cálculos de DWBA, revelaram uma contribuição diferenciada entre prótons e nêutrons na excitação do primeiro estado quadrupolar, enquanto os isótopos ^{70,72}Ge exibiram contribuições equivalentes. Uma dúvida recorrente nesse tipo de análise é a credibilidade do resultado, pois a variação nas contribuições de prótons e nêutrons poderia ser um artifício para descrever estruturas nas seções de choque que os cálculos de DWBA não seriam capazes de reproduzir.

Como apontado no Capítulo 1, para que as previsões de DWBA sejam válidas, o espalhamento elástico deve ser o canal de reação mais importante. Sua descrição é feita em detalhes e os demais canais são tratados por teoria de perturbação, representados por um potencial óptico complexo. Há casos de reações específicas em que canais não-elásticos são intensamente excitados e a utilização de um tratamento perturbativo não é adequado, e também existem casos nos quais os termos de ordens superiores, que são desprezados pela DWBA, podem ser importantes. Uma maneira para levar em conta esses efeitos é através de cálculos de canais acoplados (CA), pois consideram um conjunto de estados que são tratados explicitamente através de equações acopladas e os demais canais continuam representados de uma maneira fenomenológica por um potencial imaginário.

Isso é feito resolvendo a seguinte equação:

$$\left[E - \varepsilon_\alpha - K_\alpha - (\alpha|V_\alpha|\alpha)\right]\xi_\alpha(\mathbf{r}_\alpha) = \sum_{\alpha' \neq \alpha} (\alpha|V_\alpha|\alpha')\xi_{\alpha'}(\mathbf{r}_\alpha),$$

onde, $(\alpha|V_\alpha|\alpha') \equiv \int \psi_\alpha^*(x_\alpha) V_\alpha(\mathbf{r}_\alpha, x_\alpha)\psi_{\alpha'}(x_\alpha)\mathrm{d}x_\alpha$.

A solução dessas equações acopladas está demonstrada na referência [Sa83], e não será aqui desenvolvida, somente os resultados dos cálculos serão discutidos. Com a utilização do programa CHUCK3 [Ku77] foram calculadas as seções de choque inelásticas do primeiro estado quadrupolar nos isótopos de germânio, considerando o acoplamento de vários canais diferentes numa abordagem vibracional, e os resultados foram comparados com as previsões de DWBA.

Trabalhos anteriores de espalhamento inelástico mostraram que os estados 2_1^+ e 3_1^- foram os mais intensamente excitados nos isótopos de germânio, sendo somente inferiores aos estados referentes ao espalhamento elástico. Essa foi a motivação de realizar os primeiros cálculos considerando apenas esses canais explicitamente, e nas figuras 3.27 a 3.29 estão as seções de choque elástica e do estado 2_1^+, calculadas com o formalismo de canais acoplados, juntamente com as previstas por DWBA, para os três isótopos estudados. As seções de choque mostradas não foram interpoladas para a correção da abertura angular do espectrógrafo.

Os parâmetros de deformação utilizados foram os mesmos do trabalho de Rosier e Obiajunwa [Ro89], e em ambas abordagens as contribuições da parte nuclear e da coulombiana para a excitação do primeiro estado quadrupolar, foram consideradas iguais.

Nos casos considerados não ocorreram diferenças marcantes entre as previsões das duas abordagens, revelando que apesar desses estados serem intensamente excitados, os acoplamentos explícitos desses canais não alteram os resultados encontrados na análise DWBA.

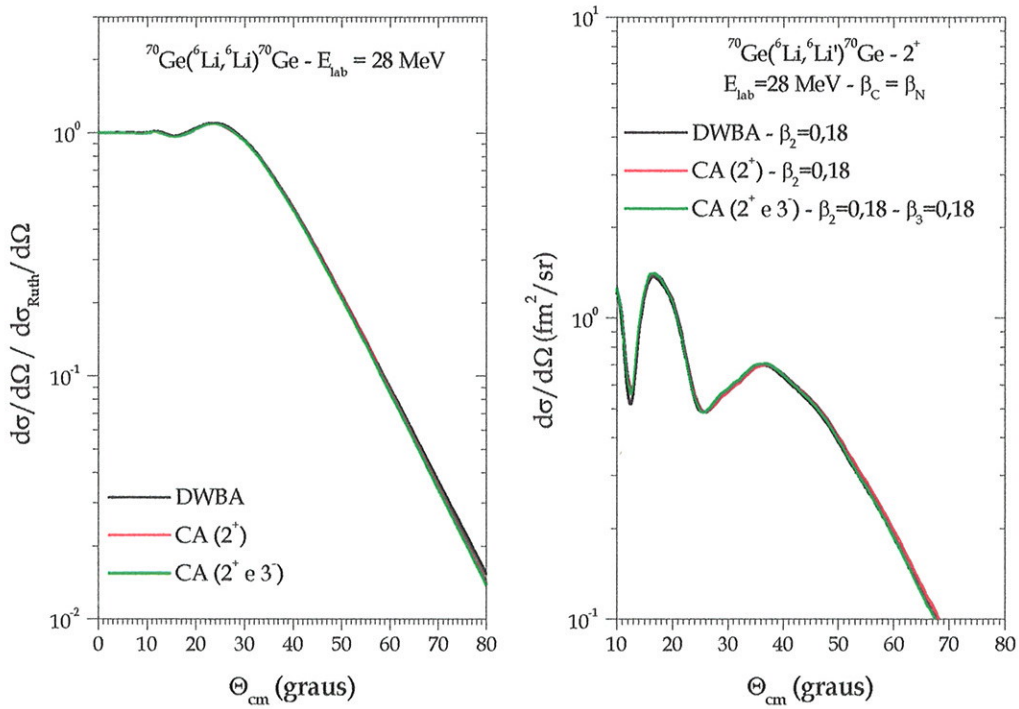

Figura 3.27 – Comparação das previsões DWBA e canais acoplados para a excitação do estado fundamental e a do primeiro estado quadrupolar do ^{70}Ge. Nos cálculos de canais acoplados foram considerados os acoplamentos entre 0^+ e 2^+, ou 0^+, 2^+ e 3^-.

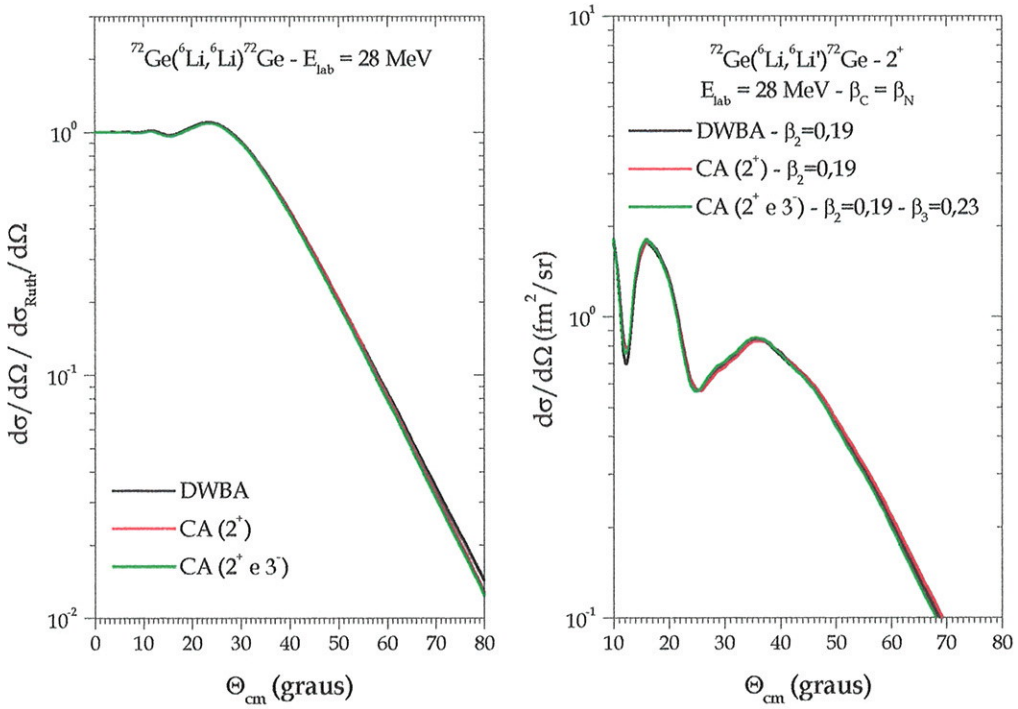

Figura 3.28 – Comparação das previsões DWBA e canais acoplados para a excitação do estado fundamental e a do primeiro estado quadrupolar do ^{72}Ge. Nos cálculos de canais acoplados foram considerados os acoplamentos entre 0^+ e 2^+, ou 0^+, 2^+ e 3^-.

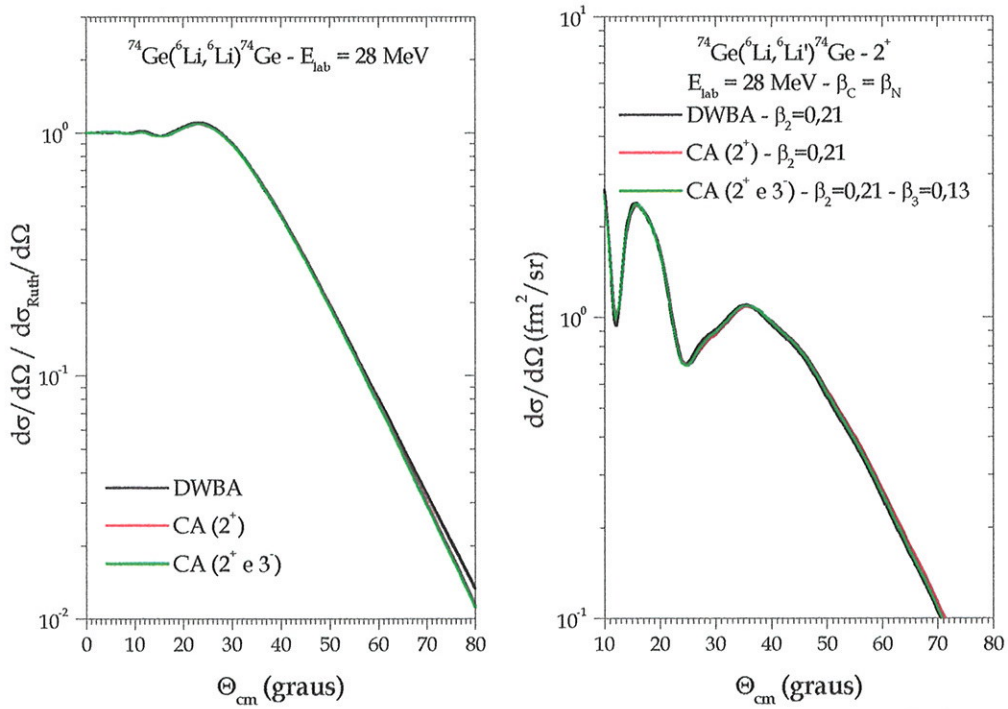

Figura 3.29 – Comparação das previsões DWBA e canais acoplados para a excitação do estado fundamental e a do primeiro estado quadrupolar do ^{74}Ge. Nos cálculos de canais acoplados foram considerados os acoplamentos entre 0^+ e 2^+, ou 0^+, 2^+ e 3^-.

Um outro caso que poderia modificar a seção de choque do estado 2_1^+, seria um acoplamento forte com estados 4^+, pois múltiplas excitações quadrupolares teriam chances de serem importantes. Cálculos de canais acoplados foram implementados levando em conta os estados 0_1^+, 2_1^+ e 4_1^+ para os três isótopos de germânio, e novamente as seções de choque da excitação do primeiro estado quadrupolar mostraram total compatibilidade com as calculadas por DWBA.

Esses resultados indicam a validade da análise efetuada da interferência nuclear coulombiana nos isótopos de germânio com a utilização da aproximação DWBA-DOMP. A variação das contribuições de carga e massa verificada no presente trabalho parece realmente ser real e não um artifício de análise para acomodar um modelo que apresenta algumas aproximações. É preciso ter em mente que a análise efetuada foi numa abordagem macroscópica, com a aproximação do potencial de transição pelo potencial óptico deformado, podendo mascarar algum efeito importante do potencial de transição microscópico, dependendo da energia utilizada. No próximo capítulo será apresentada uma síntese sobre as informações relevantes publicadas nas últimas duas décadas na região de massa em torno de A~70, e em especial um dos pontos comentados será a comparação de resultados entre a descrição macroscópica, tipo DWBA-DOMP, e a microscópica, utilizando cálculos de RPA na região de A~100, na caracterização da transição quadrupolar.

Capítulo 4 – Discussão

O capítulo final da tese contemplará uma ampla discussão dos resultados obtidos para a cadeia de isótopos de germânio, com ênfase na análise crítica de trabalhos disponíveis na literatura, abrangendo a região de núcleos pares com número de massa ao redor de 70, em especial isótopos de zinco e selênio. Considerações sobre a estrutura nuclear desses isótopos serão desenvolvidas, explorando similaridades com a também região de transição de número de massa em torno de 100. Como fechamento do trabalho serão frisados os pontos relevantes resultantes do estudo da interferência nuclear coulombiana nos isótopos de germânio, como também sugeridos novos experimentos para a continuidade da presente linha de pesquisa.

4.1 - Informações Experimentais da Região

Pela grande diversidade de experiências já realizadas para a caracterização dessa região intrigante, essa seção foi subdividida em quatro partes agrupando resultados gerais comuns aos diversos trabalhos publicados, além de evidenciar as particularidades das informações seletivas provenientes das diferentes reações estudadas.

4.1.1 - Probabilidade de Transição Elétrica

A razão entre as probabilidades de transição de carga e massa apresenta uma grande acurácia na presente análise, pois as incertezas de escala se cancelam, sendo esse o resultado robusto do estudo da interferência nuclear coulombiana na excitação do primeiro estado quadrupolar. As probabilidades reduzidas de transição elétricas, por outro lado, são grandezas comumente medidas e utilizadas para inferir a coletividade no seguimento de cadeias de isótopos. Pela sua importância na caracterização das transições nucleares, e apesar de não ser a principal grandeza resultante das medidas da interferência nuclear coulombiana, é relevante a comparação dos valores obtidos com os adotados na literatura. As informações sobre as probabilidades

reduzidas de transição de massa são escassas e para os isótopos de germânio são inéditas na literatura.

Os valores adotados para B(E2) na literatura [Ra89] são 0,176(4), 0,213(6) e 0,300(6) e^2b^2, para os isótopos $^{70,72,74}Ge$, respectivamente, enquanto que os determinados na presente análise, apresentados na Tabela 3.4, são 0,158(11), 0,197(14) e 0,243(22) e^2b^2. Considerando as incertezas das medidas, os dois primeiros isótopos apresentam uma boa concordância entre os valores adotados e os obtidos, principalmente quando as razões entre os valores do ^{72}Ge em relação ao ^{70}Ge são confrontadas, isto é, 1,25(12) na presente análise e 1,21(4) na literatura. Já no caso do ^{74}Ge os intervalos de confiabilidade são compatíveis considerando duas barras de erro, e o valor determinado para B(E2) é cerca de 19% inferior ao adotado, entretanto a razão entre os valores de B(E2) do ^{74}Ge e ^{72}Ge, 1,23(14), é concordante com o valor 1,41(4) da literatura [Ra89].

Vale ressaltar que o valor adotado para o B(E2) no ^{74}Ge é a média de valores originados somente de medidas de excitação coulombiana, em que a avaliação adequada da contribuição de impurezas no alvo sob o pico elástico é crucial na obtenção confiável dos valores de B(E2), e a incerteza final é influenciada por uma única medida [Le80] com desvio bem inferior aos demais experimentos. Uma medida recente de B(E2) [To00], também utilizando um experimento de excitação coulombiana, estabeleceu o valor de 0,302(2) e^2b^2 para o ^{74}Ge, corroborando o resultado obtido por Lecomte *et al.* [Le80].

Diferenças entre os valores de probabilidade de transição elétrica, resultantes de espalhamento inelástico de hádrons e de excitação coulombiana, já foram notadas. No estudo do espalhamento inelástico de dêuterons polarizados de 16 MeV em isótopos de $^{70,72,74}Ge$, realizado por Szaloky *et al.* [Sz78], os valores de B(E2) obtidos são até 20% menores do que os extraídos dos dados de excitação coulombiana. Outras experiências [Ba74,Ba75] envolvendo espalhamento inelástico de dêuterons em dezessete núcleos, abrangendo desde ^{48}Ca até ^{152}Sm, também revelaram diferenças de 20 a 40% entre os valores de B(E2) obtidos e os resultantes de medidas de excitação coulombiana, exceto para ^{56}Fe, $^{60,62,64}Ni$ e ^{90}Zr. Uma hipótese levantada por Szaloky *et al.* [Sz78] é que os parâmetros de deformação extraídos das medidas de $(\vec{d},d')$ e de excitação coulombiana são idênticos somente para núcleos

esféricos ou levemente deformados. Talvez esse fato não esteja restrito somente aos dêuterons, mas aos projéteis com baixa energia de ligação.

Uma possibilidade, que poderia ser implementada na presente análise, seria fixar o valor de δ_C adequado para reproduzir o valor adotado da probabilidade de transição elétrica, ao invés do procedimento escolhido, de reproduzir a distribuição angular com previsão calculada a partir do ajuste simultâneo de δ_N e C.

Na Figura 4.1 pode ser notada a incompatibilidade entre as previsões de cálculos DWBA-DOMP fixando o valor de δ_C, que reproduz o B(E2) adotado, e as distribuições angulares experimentais dos isótopos de germânio. Os formatos das seções de choque experimentais definem claramente o valor de C, e só uma alteração no fator de normalização poderia acomodar essa modificação em δ_C. A incerteza nesse fator não é suficiente para abranger o novo valor de δ_N, como discutido a seguir, e não há indicações nos espectros de energia que justifiquem essa modificação no fator de escala.

Para mostrar que a alteração requerida no fator de normalização é muito grande, basta considerar o valor de C resultante do ajuste dos parâmetros correlacionados, indicado pela a curva verde da Figura 4.1, juntamente com o valor de δ_C compatível com o B(E2) adotado e comparar os dois comprimentos de deformação nuclear. Considerando primeiramente o núcleo ^{70}Ge, o melhor ajuste da distribuição angular determinou $C = 1{,}015$ e impondo o valor de $\delta_C = 1{,}131$ fm, o novo comprimento de deformação nuclear fica $\delta_N^{'} = 1{,}114$ fm. Como o valor original era $\delta_N = 1{,}018$ fm, uma incerteza de 9% no comprimento de deformação seria necessária para acomodar esses dois valores, que representaria uma incerteza sistemática de 18% no fator de normalização.

Já para o isótopo ^{74}Ge, a situação é mais crítica, pois o ajuste fixou $C = 0{,}775$, e com $\delta_C = 1{,}444$ fm necessário para reproduzir o valor de B(E2), implica em $\delta_N^{'} = 1{,}863$ fm. Essa quantidade é 15% superior à original $\delta_N = 1{,}624$ fm, refletindo numa incerteza sistemática de 30% no fator de escala. Esse fator é muito superior ao esperado pelas incertezas resultantes do ângulo sólido do espectrógrafo, da espessura, da uniformidade e da composição isotópica do alvo.

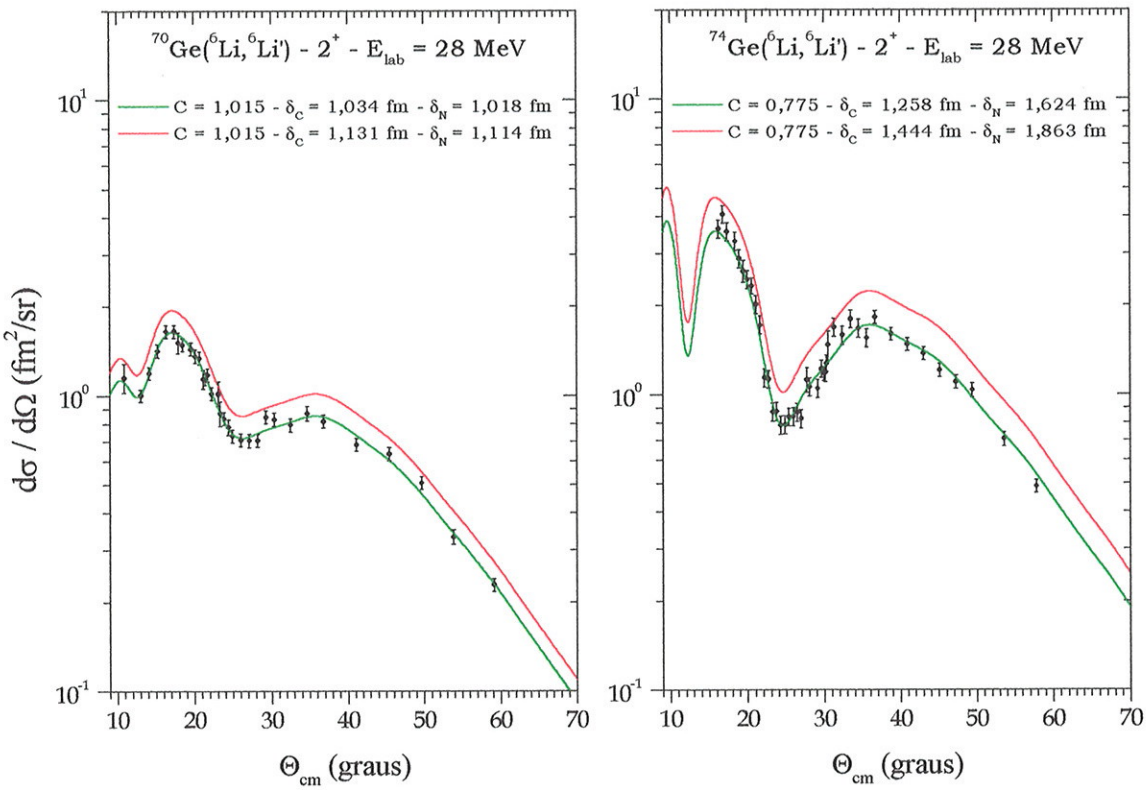

Figura 4.1 – Comparação entre previsões DWBA-DOMP calculadas utilizando valores de δ_C adequados para reproduzir os valores adotados de B(E2) extraídos da referência [Ra89] para os isótopos ^{70,74}Ge. As curvas de cor verde foram obtidas pelo ajuste dos parâmetros correlacionados C e δ_N.

E como fechamento dessa seção é interessante verificar se os valores adotados da probabilidade de transição elétrica quadrupolar dos isótopos de massa ao redor de A~70 exibem alguma similaridade no seguimento da cadeia. Comparando os valores de B(E2) adotados entre os isótopos vizinhos ao Ge [Ra89], ilustrados na Figura 4.2, em função do número de nêutrons (N), fica evidente a semelhança do comportamento evolutivo dos valores exibidos pelos isótopos de Ge e Se. Ambos apresentam intensidades máximas em $N = 42$, e os isótopos de Se, de maneira geral, apresentam valores de B(E2) superiores aos isótopos de Ge, indicando maiores deformações nucleares. Esse máximo pode ser uma indicação de mudança de forma, desses núcleos. Por outro lado, os isótopos de Zn, que possuem número atômico (Z) igual a 30, próximo da camada fechada $Z = 28$, mostram uma razoável constância, indicando que o aumento do número de nêutrons pouco influencia a taxa de transição entre o estado fundamental e o primeiro estado quadrupolar.

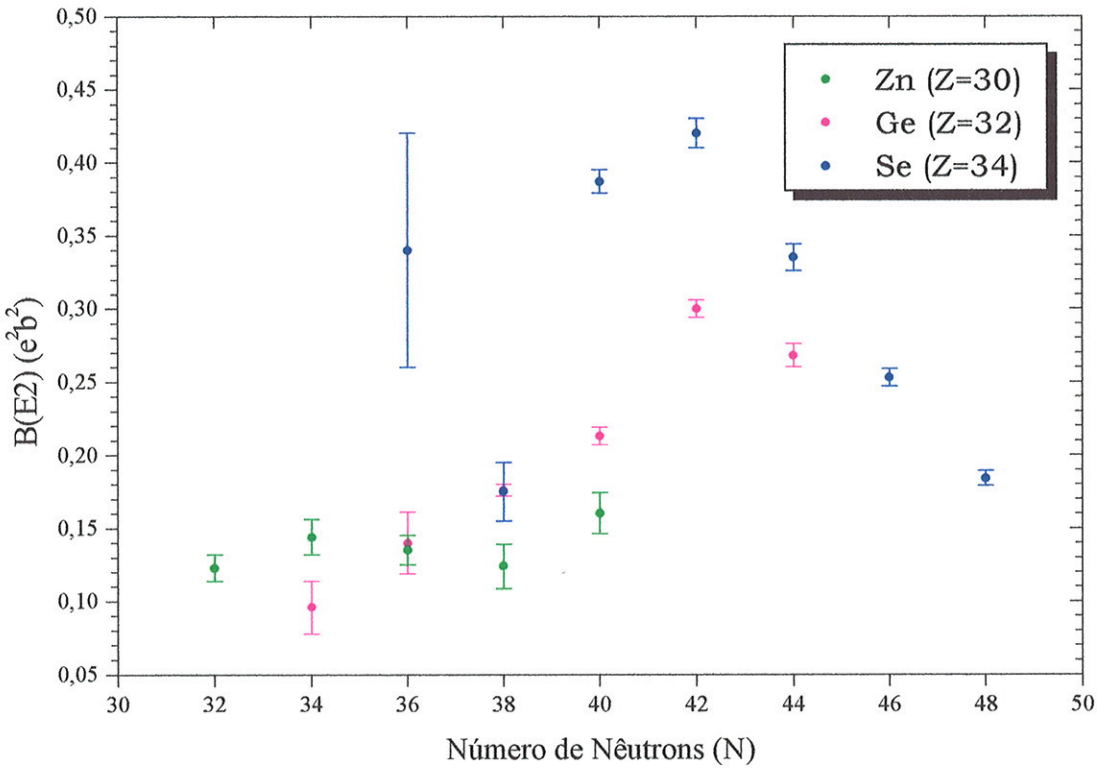

Figura 4.2 – Valores adotados de B(E2) extraídos da referência [Ra89] para os isótopos pares de zinco, germânio e selênio, em função do número de nêutrons.

4.1.2 - Espalhamento Inelástico

Vários projéteis foram utilizados no estudo do espalhamento inelástico da região, como prótons, dêuterons, partículas alfa e ^{6}Li, com diversas energias incidentes, evidenciando os níveis com características coletivas, mas nenhum experimento investigou a região energeticamente favorável da interferência nuclear coulombiana. A maior preocupação desses trabalhos foi encontrar a melhor descrição dos estados excitados dos diversos isótopos, por intermédio de ajustes das previsões teóricas, utilizando diversas abordagens de cálculos, às distribuições angulares experimentais. Desde cálculos de DWBA utilizando a descrição do modelo coletivo, até cálculos de canais acoplados, com modelagem para descrição de estados rotacionais e vibracionais, foram implementados para a interpretação dessa família de núcleos. A seguir serão comentados, com grande detalhamento, os resultados desses trabalhos, finalizando com uma apreciação geral das informações em comum com as resultantes da presente análise.

Há uma série de artigos publicados por pesquisadores franceses explorando aspectos da parte coletiva da estrutura nuclear dos isótopos de germânio, em especial utilizando prótons de 22 MeV como ponta de prova. O primeiro deles contempla somente o ^{74}Ge [Ta82], excitando estados até 4,4 MeV de energia de excitação, cujas seções de choque (medidas entre 10° e 110°) foram analisadas utilizando a abordagem DWBA e canais acoplados no limite do modelo vibracional harmônico. Os níveis 0_1^+, 2_1^+ e 3_1^- tiveram suas seções de choque ajustadas pelas previsões dos dois modelos, apesar dos ajustes com cálculos de canais acoplados terem sido ligeiramente melhores. Já os estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+, candidatos a membros do tripleto formado pelas excitações de dois fônons quadrupolares, não foram descritos adequadamente pelas distribuições calculadas por DWBA, conforme esperado, e os cálculos de canais acoplados foram medianamente satisfatórios apenas para a descrição dos níveis 2_2^+ e 4_1^+. Vários outros níveis com energias de excitação maiores foram detectados, e suas distribuições angulares foram ajustadas por previsões DWBA, exceção feita às transições de $\ell = 5$, onde os cálculos de canais acoplados levando em conta as funções de onda dos estados 2_1^+ e 3_1^- descreveram com sucesso as seções de choque experimentais. Isso aponta a importância desses níveis na configuração de vários estados excitados desse isótopo.

Outro artigo da série mostra os estados do ^{76}Ge [Ra83] de até 5,3 MeV de energia de excitação, com seções de choque medidas no intervalo angular de 10° a 100°. Um avanço na análise foi obtido com a inclusão do modelo de rotor assimétrico nos cálculos de canais acoplados. Como no caso do ^{74}Ge, as seções de choque dos níveis 0_1^+, 2_1^+ e 3_1^- do ^{76}Ge foram bem descritas pelas previsões de DWBA e também pelas de canais acoplados empregando o modelo vibracional, já as distribuições angulares dos estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+ não foram representadas por cálculos DWBA, e nem a utilização do modelo vibracional conseguiu gerar ajustes satisfatórios. Entretanto, o modelo rotacional foi capaz de reproduzir o padrão apresentado das seções de choque dos estados 0_1^+, 2_1^+, 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+, apesar da necessidade de mudança do valor do parâmetro de deformação não-axial γ no cálculo da previsão da distribuição angular para a transição do estado 0_1^+ para o 2_2^+. Esse parâmetro coletivo é calculado a partir dos valores experimentais adotados das grandezas $Q(2_1^+)$ e $B(E2;\ 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, e a mudança requerida no parâmetro de deformação γ pode apontar um

fenômeno de coexistência de forma no isótopo ^{76}Ge. A grande parte dos estados com maiores energias de excitação tiveram suas distribuições angulares ajustadas por previsões DWBA, e devido às barras de incertezas maiores dos pontos experimentais das transições de $\ell = 5$ não houve sensibilidade para determinar se o acoplamento dos estados 2_1^+ e 3_1^- contribuem para a descrição das funções de onda.

Os isótopos ^{70,72}Ge foram explorados na seqüência [Ro86], e mais uma sofisticação foi incorporada na análise, a utilização do modelo vibracional não-harmônico nos cálculos de canais acoplados. Níveis de até 4,5 MeV de energia de excitação foram detectados e as seções de choque medidas foram limitadas à faixa angular compreendida entre 10° e 110°. As previsões DWBA novamente não foram adequadas para representar as distribuições angulares dos estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+. Nesse artigo a análise dos primeiros estados excitados dos isótopos ^{74,76}Ge foi refeita para permitir uma comparação direta dos resultados de todos os isótopos, já que pequenos detalhes nos cálculos foram aperfeiçoados. Dessa maneira, os cálculos de canais acoplados com abordagem do modelo rotacional assimétrico realizados para os núcleos ^{70,72,74,76}Ge foram satisfatórios nas descrições dos níveis 0_1^+, 2_1^+ e 4_1^+ para todos os isótopos. Entretanto, para os estados 2_2^+ somente os formatos das distribuições angulares foram reproduzidos, as magnitudes corretas só foram alcançadas variando o parâmetro de deformação não-axial γ, exceto para o ^{70}Ge, que mostrou compatibilidade entre experimento e modelagem teórica. Os resultados da análise dos estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+ com o modelo vibracional não-harmônico, onde os parâmetros de deformação $\beta_{2_1^+ \to I^\pi}$ e $\beta_{0_1^+ \to I^\pi}$ são diferentes de $\beta_{0_1^+ \to 2_1^+}$, mostraram concordância não atingida pelos outros modelos para todos os isótopos pares estáveis de germânio, apesar de não ajustar perfeitamente a distribuição angular do estado 0_2^+ nos ângulos maiores de 60°. Com os β's extraídos dessa análise, foram computadas as razões B(E2; $I^\pi \to 2_1^+$)/B(E2; $2_1^+ \to 0_1^+$), para $I^\pi = 0_2^+$, 2_2^+ e 4_1^+, revelando que para $N = 40$ as razões assumiram valores máximos, diminuindo bruscamente com o acréscimo de um par de nêutrons, principalmente para o nível 0_2^+, cuja interpretação sugerida pelos autores para explicar esses máximos seria uma possível existência de transição de forma. Ainda apontaram que os estados excitados de baixa energia dos isótopos de germânio poderiam ser, em essência, descritos pelo modelo vibracional não-harmônico.

A comparação da estrutura dos primeiros estados dos isótopos pares de germânio e zinco, excitados através do espalhamento de prótons de 22 MeV foi realizada em outro artigo relevante desse grupo francês [Ja87]. Os núcleos $^{64,66,68,70}Zn$, como os isótopos de germânio, não tiveram os estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+ representados pelo modelo vibracional harmônico, mas sim pelo modelo vibracional não-harmônico. O modelo rotacional descreveu adequadamente o formato das distribuições dos níveis 0_1^+ e 2_1^+, e os ângulos dianteiros dos estados 4_1^+. Mesmo com essa limitação foi possível aferir a mudança de sinal do parâmetro de deformação β_4, indicando uma transição de forma hexadecapolar entre ^{68}Zn e ^{70}Zn. Embora comportamento semelhante tenha sido verificado nos isótopos de selênio, onde há a mudança de forma entre $^{74,76,78}Se$ e $^{80,82}Se$ [Ma83], nos germânios as distribuições são pouco afetadas pela mudança dos valor do parâmetro de deformação hexadecapolar, que ficou ao redor de 0,02. Já os estados 2_2^+ dos isótopos de Zn revelaram semelhança com os dos isótopos de Ge, pois para o ajuste da distribuição angular experimental houve a necessidade de utilização de um valor diferente do parâmetro γ em relação à banda do estado fundamental no caso do ^{70}Zn, como ocorreu com os isótopos $^{72,74,76}Ge$, que poderia ser interpretado como um fenômeno de coexistência de forma nesses núcleos.

E para finalizar o levantamento de informações sobre reações de espalhamento com prótons em isótopos de germânio, o trabalho de Sen *et al.* [Se85], o único que utilizou feixe de prótons polarizados, de 11,5 MeV, será brevemente comentado. As distribuições angulares e os dados sobre a assimetria do espalhamento, medidos entre 25° e 165°, dos estados 0_1^+ e 2_1^+ dos isótopos $^{70,72,74,76}Ge$ foram perfeitamente reproduzidos com os modelos empregados. Para os núcleos $^{70,72}Ge$ cálculos de canais acoplados utilizando modelo vibracional possibilitaram a obtenção de ótimos ajustes das seções de choque medidas, enquanto que os dois estados de mais baixa energia de excitação dos isótopos $^{74,76}Ge$ foram bem descritos pelo modelo rotacional com simetria prolata. Invertendo os modelos, as previsões continuaram mostrando bons ajustes aos dados relativos ao estado fundamental, diferentemente do que ocorreu com o primeiro estado 2^+, cujas distribuições angulares acima de 120° não ficaram compatíveis com a mudança entre os modelos, evidenciando dessa maneira a mudança de forma entre ^{72}Ge e ^{74}Ge. Os outros trabalhos

anteriormente comentados não mediram as seções de choque do estado 2_1^+ na região angular realmente sensível para diferenciar as previsões dos modelos nucleares rotacional e vibracional. Medidas feitas por Delaroche *et al.* [De84] do espalhamento $^{76,78,80,82}Se(\vec{p},p')$ com prótons de 16 MeV mostraram que os dados relativos à excitação do primeiro estado 2^+ dos quatro isótopos são muito parecidos, em contraste com os isótopos de germânio, que apresentam mudanças bruscas entre ^{72}Ge e ^{74}Ge. Contudo a análise de outros estados excitados apontaram uma mudança de estrutura entre ^{78}Se e ^{80}Se.

Dêuterons não foram tão utilizados como os prótons nas reações de espalhamento inelástico nos últimos vinte e cinco anos, e as energias incidentes ficaram restritas a 8 MeV [Se85] e 16 MeV [Sz78,Se85]. Foi empregado feixe polarizado em ambos estudos, possibilitando assim medir a assimetria do espalhamento em função do ângulo de exposição, através do "vetor analysing power" (VAP). A medida de VAP é sensível aos elementos diagonais da matriz de transição, e os dados são obtidos medindo o número de contagens do espalhamento do estado de interesse com o feixe polarizado em direções paralela e antiparalela, em relação à normal do plano de reação, num mesmo ângulo. Em especial, Szaloky *et al.* [Sz78] exploraram os estados excitados dos isótopos $^{70,72,74}Ge$ até energias de excitação ao redor de 3,5 MeV, obtendo ajustes razoáveis das seções de choque experimentais com previsões de cálculos de canais acoplados no modelo vibracional. As distribuições angulares dos níveis 2_1^+ e 3_1^- foram bem representadas também com a descrição DWBA. Não apontaram nenhuma diferença marcante entre os três isótopos estudados, somente que a magnitude da assimetria encontrada no ^{74}Ge foi menor quando comparada às do $^{70,72}Ge$. Por outro lado, Sen *et al.* [Se85] centraram em uma investigação detalhada dos estados 0_1^+ e 2_1^+ nos quatro isótopos pares estáveis de germânio, em duas energias incidentes distintas. Conseguiram ótimos ajustes das seções de choque, evidenciando, primeiramente, mudanças nos formatos das distribuições elásticas e suas respectivas assimetrias. É notada uma clara semelhança entre os dados dos isótopos $^{70,72}Ge$ em contraponto ao comportamento dos também parecidos $^{74,76}Ge$. Em ambas energias, o formato das seções de choque elásticas medidas foram ligeiramente mais suaves nos $^{74,76}Ge$, e as amplitudes das assimetrias observadas nos $^{70,72}Ge$ foram bem mais intensas que as dos núcleos $^{74,76}Ge$. As seções de choque dos estados 2_1^+ também apresentaram as mesmas

características dos estados fundamentais, já os dados da análise de VAP não repetiram a mudança abrupta como no caso dos estados 0_1^+. Os ajustes das distribuições angulares do primeiro estado 2^+ foram efetuados assumindo um modelo vibracional para ^{70,72}Ge e um modelo rotacional com deformação simétrica prolata para ^{74,76}Ge, não sendo possível a reprodução dos dados com a inversão dos modelos, confirmando o resultado verificado no espalhamento de prótons. Esse fato parece realmente indicativo de uma transição de forma entre o isótopo ^{72}Ge e o ^{74}Ge, e o trabalho precedente de Szaloky *et al.* [Sz78] não colocou em evidência as diferenças das seções de choque do estado 2_1^+ apresentadas nos isótopos ^{72}Ge e ^{74}Ge, além do fato das previsões do modelo rotacional terem falhado na descrição dos estados, possivelmente devido a uma implementação equivocada nos cálculos. Em medidas de espalhamento elástico de dêuterons de 12 MeV em ^{76,78,80,82}Se [Nu77], ao contrário dos germânios, as seções de choque não apresentam grandes alterações e as amplitudes do VAP aumentam linearmente com o incremento de massa.

Outro projétil isoscalar empregado no estudo dos estados coletivos dos isótopos de germânio foi a partícula alfa. Os últimos trabalhos foram realizados por Ballester *et al.* [Ba88] com energia incidente de 25 MeV, e por Rosier e Obiajunwa [Ro89] com alfas de 36 MeV, ambos priorizando a análise dos níveis 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+, 2_2^+, 0_2^+ e 3_1^- dos quatro isótopos pares de germânio. No primeiro trabalho [Ba88] os ajustes das distribuições experimentais medidas entre 30° e 172,5° não foram muito satisfatórios, principalmente acima de 120°, não importando o modelo utilizado nos cálculos de canais acoplados. Mesmo assim algumas considerações levantadas na análise feita merecem destaque, como as seções de choque dos estados 0_1^+, 2_1^+ e 4_1^+ serem bem ajustadas tanto com previsões do modelo rotacional, como pelo vibracional, em contraste aos estados 2_2^+ que foram melhores descritos pelo modelo de rotor assimétrico. As distribuições angulares experimentais dos estados 0_1^+, 2_1^+ e 3_1^- mostraram uma indiscutível variação de comportamento entre ^{70,72}Ge e ^{74,76}Ge, apontando novamente uma mudança na estrutura nuclear entre os isótopos de germânio. Comparando as distribuições angulares dos estados 2_2^+, uma apreciável semelhança entre os núcleos ^{72,74,76}Ge fica evidenciada, que poderia ser interpretada, numa descrição rotacional, como uma transição de forma da banda γ entre ^{70}Ge e ^{72}Ge, diferentemente da transição da banda $K^\pi = 0^+$, que ocorre entre ^{72}Ge e ^{74}Ge.

Já no segundo trabalho [Ro89] foi alcançada uma qualidade muito boa nos ajustes das previsões de cálculos de canais acoplados às seções de choque experimentais nos isótopos estudados ^{70,72,74}Ge, medidas entre 10° e 70°, embora o modelo vibracional harmônico não tenha tido êxito em descrever o tripleto 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+. As previsões do modelo vibracional não-harmônico descreveram perfeitamente esses estados, enquanto o modelo de rotor assimétrico só foi adequado para os níveis 0_1^+ e 2_1^+ dos três isótopos em questão, ainda que as seções de choque calculadas para o estado 2_2^+ tenham apresentado apenas o fator de normalização incorreto, como nos estudos com prótons [Ra83]. Esses resultados não confirmaram as mudanças de estrutura entre os isótopos apontadas por Ballester *et al.* [Ba88], sugeridas pelos formatos distintos das distribuições angulares experimentais relativas aos níveis 0_1^+, 2_1^+, 2_2^+ e 3_1^-, acima de 70°, pois essa região angular não foi explorada em [Ro89]. Comparações das seções de choque dos níveis 0_1^+, 2_1^+, 2_2^+ e 3_1^-, excitados pelo espalhamento de alfas de 25 MeV entre os isótopos de ^{64,66,68,70}Zn, ^{70,72,74,76}Ge e ^{76,78,80}Se, realizadas na referência [Bal88] revelaram parentescos entre os núcleos, onde os estados 0_1^+, 2_1^+ e 3_1^- foram excitados de maneira similar nos isótopos ^{66,68,70}Zn e ^{70,72}Ge, e apresentaram um padrão sensivelmente diferente nos núcleos ^{74,76}Ge e ^{76,78,80}Se, já as distribuições angulares dos estados 2_2^+ exibiram três conjuntos de estruturas distintas, o núcleo ^{64}Zn, os isótopos ^{66,68}Zn e ^{70}Ge, e os núcleos ^{72,74,76}Ge e ^{78,80}Se, reforçando a hipótese de mudança de estrutura entre $N = 40$ e $N = 42$.

Também foi empregado, no estudo da estrutura dos isótopos de germânio por intermédio do espalhamento inelástico, o ^{6}Li como projétil [Ja89]. A energia incidente utilizada foi de 44 MeV e os estados 0_1^+, 2_1^+, 3_1^-, 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+ dos isótopos ^{70,72}Ge foram analisados através de cálculos DWBA e de canais acoplados, utilizando modelos rotacional e vibracional. As distribuições angulares dos níveis 0_1^+, 2_1^+ e 3_1^- medidas entre 10° e 50°, foram ajustadas adequadamente tanto pelas previsões calculadas por DWBA com por canais acoplados utilizando o modelo vibracional harmônico. As seções de choque dos níveis pertencentes ao tripleto não foram reproduzidas pelos cálculos DWBA como esperado, e nem pelas previsões do modelo vibracional utilizando o formalismo de canais acoplados, além dos estados 2_2^+ e 4_1^+ não terem sido também descritos pelo modelo de rotor assimétrico. O modelo vibracional não-harmônico foi o único a obter sucesso, revelando uma característica vibracional para esses núcleos. Por outro

lado, vários estados excitados, com até 3,5 MeV de energia de excitação, tiveram suas distribuições angulares ajustadas por previsões de cálculos DWBA, mostrando que o processo em uma etapa foi importante para maior parte das transições.

Os estudos de espalhamento inelástico com projéteis leves comentados apresentaram alguns pontos em comum que merecem ser salientados. As descrições dos estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+ foram muito sensíveis ao modelo escolhido, em contraposição às dos estados 0_1^+, 2_1^+ e 3_1^- que só mostraram sensibilidade aos modelos em ângulos bem traseiros, além do fato das distribuições angulares serem ajustadas adequadamente por previsões de DWBA. Uma clara mudança de formato das seções de choque do estado 2_1^+ foi notada em vários trabalhos, apontando diferenças entre os isótopos ^{70,72}Ge e ^{74}Ge, como também diagnosticada na presente análise. As semelhanças entre os padrões das distribuições angulares na excitação dos estados 0_1^+, 2_1^+ e 3_1^- verificadas no espalhamento de alfas na região de A~70 chama atenção, pois indica comportamento similar entre os isótopos ^{66,68,70}Zn e ^{70,72}Ge, em contraponto com o padrão dos núcleos ^{74,76}Ge e ^{76,78,80}Se, reforçando a idéia de mudança de estrutura ao redor de $N = 40$, como os valores adotados de B(E2), indicados na Figura 4.2, sugerem.

Para finalizar a discussão sobre os resultados provenientes da análise do espalhamento inelástico é interessante comparar os valores dos comprimentos de deformação da excitação do estado 2_1^+ obtidos na presente análise com os publicados nos artigos acima citados. Na Tabela 4.1 estão listados os comprimentos de deformação nuclear dos isótopos ^{70,72,74,76}Ge em função do projétil utilizado, a energia incidente e o modelo empregado na análise.

Há uma grande concordância entre os valores obtidos por diferentes projéteis e análises, apesar dos resultados com dêuterons serem sistematicamente inferiores aos demais projéteis, e os prótons não serem isoescalares. O valor do comprimento de deformação extraído é dependente dos parâmetros do potencial óptico adotado, e no caso do dêuteron a grande intensidade da parte imaginária do potencial, juntamente com os raios nucleares distintos, relativos às componentes real e imaginária, influenciam demasiadamente os valores obtidos. Se o parâmetro de deformação β for colocado em evidência no fator de forma nuclear, como geralmente era feito na

maioria das análises, o valor do comprimento de deformação será menor do que o obtido na análise fatorando δ, representando uma contribuição efetiva para a diferença observada entre os valores nos trabalhos com dêuterons de 22 MeV e os outros projéteis. É claro que o fato do dêuteron ser pouco ligado pode influenciar no resultado obtido, pois efeitos de quebra e de reorientação do spin do projétil podem refletir num ajuste de parâmetros de potenciais ópticos não adequados para a determinação da deformação de forma coerente com os demais projéteis. Já para alfas, projéteis mais ligados que o dêuteron, e também para prótons, com energias incidentes suficientes para suprimir os efeitos da interferência nuclear coulombiana, os comprimentos de deformação são idênticos, se β ou δ for utilizado no fator de forma.

		Valores de δ_N (fm)			
Reação	**Análise**	**^{70}Ge**	**^{72}Ge**	**^{74}Ge**	**^{76}Ge**
$(p,p')-E_{lab} = 11$ MeV [(a)]	*DWBA*	1,11	1,02	1,35	1,20
$(\vec{p},p')-E_{lab} = 11{,}5$ MeV [(b)]	*MVH*	0,96±0,05	0,98±0,05		
	MRA			1,01±0,05	1,03±0,05
$(p,p')-E_{lab} = 22$ MeV [(c)]	*MVH*	1,25±0,09	1,27±0,09	1,38±0,10	1,24±0,09
	MRA	1,21±0,09	1,22±0,09	1,35±0,09	1,29±0,09
	DWBA	1,16±0,08	1,27±0,09	1,33±0,09	1,24±0,09
$(\vec{d},d')-E_{lab} = 16$ MeV [(d)]	*MVH*	0,82	0,88	1,19	
$(\vec{d},d')-E_{lab} = 16$ MeV [(b)]	*MVH*	0,81±0,07	0,81±0,07		
	MRA			0,95±0,05	0,96±0,05
$(\alpha,\alpha')-E_{lab} = 25$ MeV [(e)]	*MVH*	1,02	1,08	1,29	1,31
	MRA	-1,13	-1,14	1,32	1,33
$(\alpha,\alpha')-E_{lab} = 36$ MeV [(f)]	*MVH*	1,17	1,27	1,41	
	MRA	0,98	1,10	1,35	
$(^6Li,^6Li')-E_{lab} = 44$ MeV [(g)]	*MVH*	0,98±0,11	0,99±0,11		
$(^6Li,^6Li')-E_{lab} = 28$ MeV [(h)]	*DWBA*	1,02±0,04	1,09±0,04	1,62±0,08	

[(a)] [Pe70], [(b)] [Se85], [(c)] [Ro86], [(d)] [Sz78], [(e)] [Ba88], [(f)] [Ro89], [(g)] [Ja89], [(h)] este estudo

Tabela 4.1 – Valores dos comprimentos de deformação nuclear do primeiro estado quadrupolar dos isótopos pares estáveis de germânio. As abreviações MVH e MRA referem-se a modelo vibracional harmônico e modelo de rotor assimétrico, respectivamente.

Para os núcleos ^{70,72}Ge os valores de δ_N obtidos a partir da análise do espalhamento inelástico de prótons, alfas e ^{6}Li não

mostraram grandes discrepâncias, enquanto que no ^{74}Ge a presente análise superestimou ligeiramente o valor em relação ao encontrado por prótons e alfas. Alguns procedimentos que poderiam explicar essa diferença, como normalização mal realizada, ou inadequação dos parâmetros de potencial óptico, são logo descartados, pois se o fator de normalização aumentasse para deixar os valores da deformação equivalentes o valor resultante para B(E2) diminuiria, afastando ainda mais do valor adotado, e o outro motivo é descartado devido à distribuição angular elástica ter sido bem descrita com o conjunto de potencial óptico global, validando a escolha dos parâmetros. Essa diferença pode ser apenas uma variação estatística aceitável, pois com duas barras de erro as medidas podem ser consideradas concordantes, ou pode até mesmo indicar que as aproximações feitas na análise não sejam adequadas para o caso específico da utilização do ^{6}Li para o estudo da interferência nuclear coulombiana nesse isótopo. A deformação no ^{74}Ge é maior em comparação com os núcleos vizinhos, em torno de 0,2 para os núcleos ^{70,72}Ge e aproximadamente 0,3 para o ^{74}Ge, que poderia induzir efeitos de reorientação, mascarando os resultados finais. Esse ainda é um problema em aberto que merecerá investimentos futuros, com a realização de novos experimentos com ^{6}Li e outros projéteis.

4.1.3 – Reações de Transferência

Nessa seção será apresentada uma síntese dos aspectos particulares revelados pelas reações de transferência na região de massa dos isótopos de germânio, em artigos publicados nos últimos vinte e oito anos, procurando subsídios para enriquecer a caracterização dos isótopos estudados no presente trabalho. As reações de transferência fornecem informações sobre estrutura nuclear complementares às obtidas no estudo do espalhamento inelástico, pois estados de partícula independente ficam evidenciados. Seções de choque intensas nas reações de transferência revelam um grande parentesco entre o núcleo residual e o alvo, resultado de uma considerável superposição das funções de onda dos estados. É interessante salientar que para transferência de um núcleon, a soma dos fatores espectroscópicos associados a um dado ℓ, j nas reações de "*pick-up*" é igual ao número médio de partículas no orbital ℓ, j do

modelo de camadas no estado fundamental do núcleo alvo, enquanto que nas reações de "*stripping*" a soma das intensidades espectroscópicas corresponde ao número de buracos.

As reações de transferência de dois nêutrons ainda mostram um grande diferencial em relação às outras, pois possibilitam aferir a relação entre o estado fundamental e os estados excitados dos isótopos pares vizinhos, apontando semelhanças de estrutura entre os núcleos, de interesse imediato para a presente análise. Todos trabalhos que estudaram transferência de dois nêutrons utilizaram cálculos de DWBA para ajustar as distribuições angulares experimentais, conseguindo ótima descrição da maior parte dos estados, revelando dessa forma uma característica predominantemente direta do mecanismo de reação [Bal74,Gu77,Gui77,Ve78,Ma78,La78,Ar78, Mo78,Ard78,Le79,Mo79,Re80,Le82]. Algumas exceções ocorreram, como os estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+ do ^{74}Ge, e 2_2^+ e 4_1^+ do ^{72}Ge excitados na reação (p,t) cujas distribuições angulares não foram ajustadas por previsões de DWBA [Gui77], repetindo a inadequação do cálculo já apresentada nas medidas de espalhamento inelástico para esses mesmos estados. No entanto, um resultado surpreendente surgiu no estudo da estrutura nuclear dos isótopos ^{72,74}Ge através das reações ^{74,76}Ge(p,t) [Re80], pois os autores constataram que as distribuições angulares dos estados 2_1^+ e 3_1^- não foram ajustadas por previsões de DWBA. Os trabalhos anteriores que enfocaram a mesma reação [Bal74,Gu77,Gui77], também não apresentaram ótimos ajustes, mas o efeito não foi tão evidenciado, possivelmente pela utilização de energias incidentes menores. Alguns outros estados excitados de momentos angulares 2^+ e 3^- não foram igualmente bem representados pela transferência em uma etapa de dois nêutrons, revelando dessa maneira estados de mesmo momento angular com dois tipos de estruturas distintas em um mesmo núcleo [Re80].

Em todos os experimentos de transferência de dois nêutrons, a seção de choque do estado 0_1^+ foi a mais intensa de todo o espectro analisado, e conseqüentemente esse nível apresentou a maior intensidade espectroscópica de $L = 0$. Foi observado que estados excitados 0^+ são intensamente populados em reações (p,t) ou (t,p), principalmente perto de fechamento de camadas, como no núcleo ^{208}Pb, ou em regiões de transição de forma, como nos isótopos de Sm [Ve78]. Considerando a razão entre as seções de choque desses

estados 0^+ e dos estados fundamentais, o máximo ocorre, tanto para as reações (p,t) como para as (t,p), no mesmo núcleo residual, quando esse apresenta números mágicos. No entanto, se o máximo da razão das seções de choque acontece em núcleos finais diferindo de duas unidades de massa, há forte indicação de mudança de forma na cadeia de isótopos.

Na reação (p,t) o estado 0_2^+ no ^{72}Ge tem entre 20 a 30% da intensidade espectroscópica do estado fundamental [Bal74,Gui77, Re80], o que poderia indicar um fechamento de camada em $N = 40$. Mas como na reação (t,p) é o estado 0_2^+ do ^{70}Ge que apresenta a maior intensidade entre os isótopos de germânio [Gu77,Ve78], em torno de 25% do valor do estado fundamental, é mais provável que esteja ocorrendo uma transição de forma entre $N = 40$ e $N = 42$. Não é uma mudança tão drástica como nos isótopos de samário, onde a razão das intensidades entre 0_2^+ e 0_1^+ chega a 150%, indicando um fraco parentesco entre os estados fundamentais. Nos isótopos de germânio ainda acontece uma grande superposição entre os estados fundamentais.

Já em outras reações de transferência essa grande excitação dos estados 0^+ não é comum, por exemplo, os estados 0_1^+ e 0_2^+ dos núcleos ^{70,72}Ge e ^{76}Se não foram os mais intensos encontrados na reação (^{3}He,d), mas sim estados de maior momento angular na região de 3 MeV de excitação [Ar75,Ard75]. Caso similar aconteceu na reação ^{73}Ge(p,d)^{72}Ge [Fo73], onde o estado 0_2^+ foi fracamente excitado, apresentando uma fração muito pequena da intensidade da transição para o estado fundamental, da ordem de 0,5%. Outros estados de baixa energia também não foram intensamente excitados nessa reação, ao contrário de alguns estados ao redor de 3,5 MeV de excitação, que apresentaram intensidades de três a cinco vezes maiores do que a estado fundamental.

Por outro lado, as reações de transferência de uma alfa revelaram uma certa similaridade com as reações de transferência de dois nêutrons, não esperada, pois apesar de excitarem os mesmos núcleos finais, partem de núcleos com números de prótons diferentes. A razão entre as intensidades espectroscópicas dos estados 0_2^+ e 0_1^+, excitados na reação (^{6}Li,d), mostrou um acentuado crescimento entre os núcleos ^{72}Ge e ^{74}Ge, de 0,08 chegando a um valor de 0,7 [Ar80], sendo o

comportamento parecido com o exibido pela reação (t,p) [Ve78], com uma variação de 0,007 à 0,25. Considerando as reações de transferência inversas (d,^{6}Li) e (p,t), o máximo da razão entre as seções de choque dos dois primeiros estados 0^+ foi verificado no isótopo ^{72}Ge, e não no ^{74}Ge. A intensidade espectroscópica do primeiro estado excitado 0^+ do ^{72}Ge, obtida na reação (d,^{6}Li) foi cerca de 30% da intensidade do estado fundamental [Va82] e a distribuição dos valores para os isótopos ^{70,72,74}Ge foi comparável com a obtida na reação (p,t) [Ve78]. Esses resultados são interessantes, pois sendo as razões entre os dois primeiros estados 0^+ dos núcleos de germânio muito parecidas, utilizando reações de transferência de dois nêutrons ou de alfa, no estudo desses isótopos, há forte indício que os núcleos iniciais apresentam funções de onda de estruturas similares. Em outras palavras, a descrição das funções dos dois estados 0^+ no ^{72}Ge é semelhante à das funções de onda do ^{74}Se, a do ^{74}Ge semelhante a do ^{76}Se, assim por diante.

Com a reação de transferência de um próton (d,^{3}He) também foi verificado um máximo na razão entre as seções de choque dos estados 0_2^+ e 0_1^+ para $N = 40$, como observado nas reações (p,t). Os núcleos ^{62,64}Ni, ^{68}Zn e ^{74}Ge apresentaram valores para essa razão sempre inferiores a 4%, enquanto que para o isótopo ^{70}Zn esse valor foi de 23%, comparável com o valor encontrado no núcleo ^{72}Ge através da reação (p,t) [Ro77]. Já para a reação complementar (^{3}He,d) as razões encontradas foram 45%, 65% e 60% para os núcleos ^{70}Ge, ^{72}Ge e ^{76}Se respectivamente [Ar75,Ard75], apresentando um máximo para $N = 40$, menos pronunciado do que na reação (d,^{3}He). Por outro lado, as razões entre os níveis 2_1^+, 2_2^+, 4_1^+ e o 0_1^+, entre $N = 34$ e $N = 46$ exibiram mínimos pronunciados em $N = 40$, revelando um comportamento oposto ao estado 0_2^+.

O comportamento da excitação do estado 0_2^+ nos germânios foi diferente do apresentado pelos isótopos de Se e Kr, conforme revelado nas medidas da reação (p,t) [Ard78]. Esses isótopos não apresentaram um máximo na razão entre as intensidades espectroscópicas do 0_2^+ e 0_1^+ em $N = 40$, sendo os valores das razões de aproximadamente 4% no ^{74}Se e de 1% no ^{76}Kr, inferiores à razão de 10% encontrada nos isótopos ^{78,84}Kr, confirmando então que não há um fechamento de camada para nêutrons em $N = 40$ nessa região de massa.

Outro ponto interessante despontado nessa compilação de artigos, é o fato de que nenhum dos níveis 0^+, sem considerar o estado fundamental, observados nas reações (p,t) e (t,p) nos isótopos de germânio, apresentou em ambas reações distribuições angulares de formatos normais de transferência de $L = 0$, sempre uma foi anômala. Transições intensas ocorreram entre os estados fundamentais e excitados com deformações equivalentes e quando esses estados mostraram configurações diferentes a transição foi praticamente inibida [Le79]. Levando em consideração as indicações do momento de quadrupolo estático Q_{2^+}, os formatos das seções de choque, e a característica de que as reações de transferência favorecem transições entre estados de estrutura nuclear similar, foi possível caracterizar os estados fundamentais dos isótopos ^{68,70,72}Ge como esféricos, e os dos núcleos ^{74,76,78}Ge como deformados, além de constatar que coexistem estados esféricos e deformados em todos esses núcleos [Le82]. Na reação de transferência $^{68}\mathrm{Zn}(\alpha,2\mathrm{n}\gamma)^{70}\mathrm{Ge}$ [Mo76] já havia indicações que estados esféricos e rotacionais coexistem no ^{70}Ge considerando a interpretação do esquema de decaimento observado.

Os primeiros estados excitados dos isótopos de germânio, que foram extensamente estudados nos experimentos de espalhamento inelástico, e também detectados na maioria das reações de transferência, merecem alguns comentários. As seções de choque dos níveis 2_1^+ e 3_1^- foram bem descritas e relativamente intensas nas reações de transferência de dois nêutrons (exceção para o estado octupolar nos isótopos ^{68}Ge [Gu77], ^{74}Ge [La78] e ^{78}Ge [Ma78]), enquanto as dos estados 4_1^+ foram excitadas fracamente. Já nas reações (^{3}He,d) os dois primeiros estados 2^+ foram mais fracamente excitados, similarmente ao que ocorreu com o estado 3_1^-, em relação a outros estados excitados [Ar75,Ard75].

A intensidade espectroscópica do estado 3_1^- apresentou um mínimo para o ^{74}Ge, relacionado com o fracionamento da intensidade entre vários estados bem descritos pela transição de $L = 3$, indicando uma clara característica de núcleo deformado [Le79]. Já a ausência de um estado octupolar intensamente excitado pela reação (t,p) no núcleo ^{78}Ge pode ser explicada pela indisponibilidade de orbitais de paridade negativa perto da camada fechada $N = 50$ [Ar78]. Considerando agora o nível 2_1^+, o fator espectroscópico obtido na reação (t,p) decresceu com o incremento da massa entre ^{70}Ge e ^{78}Ge, enquanto a seção de choque

do estado 2_2^+ aumentou, e mesmo sendo os dois estados mais excitados pela transferência de $L = 2$, a soma das intensidades não se manteve constante [Mo79]. Tendência diferente foi notada nas reações (p,t) [Gui77] e (d,^{6}Li) [Va82], pois o fator espectroscópico do estado 2_1^+ permaneceu aproximadamente constante para todos os isótopos pares de Ge, e o do estado 2_2^+ apresentou novamente um aumento significativo entre o isótopo ^{70}Ge e o ^{74}Ge.

A comparação dos espectros de energia também fornece alguns ingredientes para a discussão da estrutura nuclear de uma cadeia de isótopos. Os esquemas de níveis de energia dos isótopos ^{72}Ge e ^{74}Ge, até energia de excitação de 4 MeV, obtidos através da reação (p,t), quando colocados lado a lado, alinhados com o estado 2_2^+, são praticamente idênticos, com exceção dos dois primeiros estados 0^+ que aparecem com energias menores no ^{72}Ge, mostrando uma grande similaridade entre esses isótopos, o que não ocorre entre ^{70}Ge e ^{72}Ge, sugerindo então uma mudança de estrutura em $N = 40$ [Re80]. O espectro de energia do ^{78}Ge até 2 MeV é muito parecido com o do ^{74}Ge [Ma78], com uma característica vibracional não harmônica devido à separação dos níveis de dois fônons, resultando num comportamento sem variação brusca com o incremento da massa, diferentemente dos isótopos de Se e Kr [Ar78].

Serão sistematizadas, na seqüência, as informações sobre as ocupações dos orbitais do modelo de camadas para os isótopos de germânio, tanto para nêutrons como para prótons, resultantes das análises das reações de transferência. Considerando o modelo de camadas simples, as reações (p,d) na região do germânio devem preferencialmente transferir nêutrons das camadas parcialmente ocupadas $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$. Com a determinação da soma dos fatores espectroscópicos dessas reações, foi verificado que os orbitais de nêutrons $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ estão praticamente preenchidos nos núcleos pares de germânio [Fo73]. Já a reação (d,p) nos núcleos ^{72,74,76}Ge cujos fatores espectroscópicos extraídos são relacionados com a vacância dos orbitais nos núcleos alvo, confirmam que $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ estão praticamente ocupados, enquanto que os orbitais $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$ ficam mais preenchidos conforme o número de massa aumenta [Ka73].

Nas reações ^{70,72,74,76}Ge(d,^{3}He)^{69,71,73,75}Ga os orbitais de prótons de valência foram efetivamente $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$, pois apresentaram

variações nas somas dos fatores espectroscópicos, em particular, de $N = 40$ para $N = 42$ um próton foi promovido do orbital $2p_{3/2}$ para o $1f_{5/2}$, correspondendo a uma mudança abrupta na configuração de prótons, que poderia explicar a variação na estrutura nuclear nesses isótopos [Ro78]. Comparando os números de ocupação dos orbitais $2p$ e $1f_{5/2}$ dos isótopos ^{69,71}Ga ($Z = 31$), ^{70,72,74,76}Ge ($Z = 32$) e ^{75}As ($Z = 33$), deduzidos nas reações de transferência de um próton, fica claro que, quando o número atômico aumenta, o orbital $1f_{5/2}$ é preferencialmente preenchido, ao invés dos orbitais $2p$ já parcialmente ocupados em $Z = 31$ [Ard75,Ro77,Ro78].

Como as ocupações dos orbitais dos prótons mostraram uma grande modificação na cadeia de isótopos de germânio, foi proposto um modelo simples para tentar explicar as intensidades espectroscópicas dos dois primeiros estados 0^+ excitados nas diversas reações de transferência. Foi suposto que os nêutrons atuariam apenas como espectadores, sendo somente os prótons importantes na transição, e as funções de onda desses estados foram escritas como combinações lineares ortogonais dos orbitais $p_{3/2}$ e $f_{5/2}$, dadas por: $\Psi_{0_1^+} = \alpha'(p_{3/2})_0^4 + \beta'(f_{5/2})_0^2(p_{3/2})_0^2$ e $\Psi_{0_2^+} = \beta'(p_{3/2})_0^4 - \alpha'(f_{5/2})_0^2(p_{3/2})_0^2$ [Ar75].

Esse modelo simples foi capaz de reproduzir os valores experimentais dos fatores espectroscópicos dos dois primeiros estados 0^+ do ^{72}Ge excitados pela reação ^{71}Ga(^{3}He,d) [Ar75], além de mostrar valores compatíveis entre experimento e previsão para as intensidades espectroscópicas relativas dos estados fundamentais, normalizadas para a intensidade do ^{72}Ge, extraídas das reações (p,t), (^{6}Li,d) e (d,^{6}Li), e também para as intensidades dos estados 0_2^+, relativas ao 0_1^+, obtidas nas reações (p,t), (t,p) e (d,^{6}Li) [Ar80,Va82]. As funções de onda, que descreveram os estados fundamentais dos núcleos estudados, necessitaram configurações distintas, as dos núcleos ^{70,72}Ge apresentaram uma apreciável componente do tipo $(f_{5/2})_0^2(p_{3/2})_0^2$, enquanto nas funções de onda dos isótopos ^{74,76,78}Ge predominou a componente $(p_{3/2})_0^4$ [Ar80,Va82].

Esse modelo simples não pode ser levado muito a sério, pois as funções de onda propostas não conseguem explicar os valores de B(E2) entre os níveis 2_1^+ e 0_2^+, além de superestimar as intensidades espectroscópicas dos estados 0_2^+ nas reações (^{6}Li,d) [Va82], como também, não reproduzir os fatores espectroscópicos dos dois estados

0^+, excitados nas reações $^{69}Ga(^3He,d)^{70}Ge$ e $^{75}As(^3He,d)^{76}Se$ [Ard75], indicando que outras configurações precisam ser levadas em conta.

Um exemplo de configuração negligenciada pelo modelo, e que mostrou importância nas reações de transferência de dois nêutrons, foi o orbital de nêutrons $1g_{9/2}$. As previsões de seções de choque para as reações (t,p) variaram conforme a configuração adotada para o par de nêutrons transferidos [La78], mesmo assim a variação no formato das distribuições angulares não inviabilizou a discriminação dos L's transferidos. Para o estado fundamental dos núcleos $^{72,74}Ge$ a configuração de nêutrons adequada foi $(1g_{9/2})^2_0$ [La78,Mo79]. Nas reações (p,t) os dados experimentais das transições para os estados fundamentais dos isótopos $^{68,70,72,74}Ge$ foram melhores ajustados por distribuições calculadas com essa mesma configuração [La78,Mo79, Re80]. Até o estado 0^+_2 do ^{72}Ge, considerado anômalo em várias análises, possui uma grande contribuição da transferência de um par de nêutrons, em uma etapa, do orbital $1g_{9/2}$ do estado fundamental do ^{74}Ge na reação (p,t) [Re80].

De toda essa sistemática sobre reações de transferência, em particular nos isótopos de Ge, dois pontos sobressaem: a indicação de mudança de forma entre $N = 40$ e $N = 42$ resultante da análise dos formatos das distribuições angulares juntamente com as intensidades relativas dos dois primeiros estados 0^+; e a mudança abrupta na configuração de prótons dos orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$, que ocorreu nos mesmos isótopos, verificada através da soma das intensidades espectroscópicas. A investigação da interferência nuclear coulombiana nos isótopos de germânio também revelou uma transição de forma entre os isótopos $^{72,74}Ge$, como nas reações de transferência. Evidenciou ainda a menor contribuição de carga, em relação à massa, na excitação do primeiro estado quadrupolar, que pode estar relacionada com a mudança da distribuição dos prótons no ^{74}Ge, apontada nos resultados das reação de transferência de um próton.

4.1.4 – Excitação Coulombiana

O processo de excitação de um núcleo exclusivamente por um campo eletromagnético, criado pela passagem de uma partícula carregada, é denominado de excitação coulombiana [Be79]. Medidas

desse processo permitem determinar momentos eletromagnéticos estáticos dos estados excitados, como também probabilidades reduzidas de transição entre o estado fundamental e um dado estado de interesse. Geralmente os valores do momento de quadrupolo elétrico, $Q(2_1^+)$, expressos na literatura são obtidos com a realização desse tipo de medida.

De forma simplista, dois tipos de arranjos experimentais são utilizados para aferir as probabilidades de excitação, a detecção de partículas espalhadas em coincidência com raios γ emitidos pelo núcleo, e a detecção de partículas espalhadas inelástica e elasticamente. No primeiro grupo de experiências a probabilidade de excitação é determinada através das intensidades dos raios γ, e a comparação com previsões teóricas fornece o valor do momento de quadrupolo, mas o valor de B(E2) não é diretamente acessível. Por outro lado, nos experimentos com detecção de partículas a probabilidade de excitação está relacionada com a razão entre os produtos dos espalhamentos inelástico e elástico, e nesse caso não só o momento de quadrupolo é determinado após a comparação com cálculos, a probabilidade reduzida de transição também. Para medidas precisas é necessário longo tempo de tomada de dados, já que a exposição é em ângulo traseiro, além de uma análise cuidadosa da composição do alvo, para subtrair as eventuais contribuições devido a espalhamentos resultantes de outros núcleos.

No cálculo da probabilidade de excitação é habitual considerar que o sistema passe por estados intermediários na transição entre os estados inicial e final, sendo então necessário o conhecimento dos elementos de matriz quadrupolares elétricos que relacionam todos os estados considerados. Esses elementos são gerados a partir de valores experimentais de B(E2) e por razões do tipo $B(E2;J\rightarrow 2_1^+)/B(E2;2_1^+\rightarrow 0_1^+)$. Contudo, uma limitação existe nessa análise, que é a indeterminação do sinal da interferência, mas uma convenção é adotada nos trabalhos de excitação coulombiana. Quando o momento quadrupolar é negativo, indicando uma deformação prolata, a interferência construtiva é favorecida, ou seja, o sinal positivo deve ser considerado.

Os isótopos de selênio foram os primeiros núcleos estudados, na região de A~70, por excitação coulombiana com determinação de B(E2) e $Q(2_1^+)$ com grande precisão [Bar74,Le77,Le78], além de estabelecerem

também valores de B(E3), B(M1) [Bar74]. Os projéteis utilizados foram a partícula α e o ^{16}O, e empregaram os dois tipos de arranjo experimental discutidos anteriormente. Os valores de B(E2) do primeiro estado quadrupolar obtidos ficaram de acordo com os compilados, e os valores de B(E3) do primeiro estado octupolar seguiram o mesmo comportamento dos apresentados pelas probabilidades de transição do estado 2_1^+, com um máximo em $N = 42$ e uma queda acentuada nos isótopos mais pesados. Os estados dos isótopos de selênio, que foram interpretados em alguns trabalhos como membros do tripleto do modelo vibracional, não comportam essa suposição, pois os valores medidos das razões entre as probabilidades de transição desses estados para o primeiro estado 2^+ foram muito menores que os previstos.

A variação dos valores de B(E2) nesses isótopos, de 0,420(10) e^2b^2 no ^{76}Se a 0,175(5) e^2b^2 no ^{82}Se, não se refletiu nos valores do momento de quadrupolo, que ficou em torno de –0,3 eb [Le77,Le78]. Em vários núcleos, como por exemplo, nos isótopos de molibdênio e telúrio há uma clara correspondência entre o crescimento da probabilidade de transição e o momento de quadrupolo, onde um aumento de um fator dois em B(E2) foi acompanhado por um incremento em $Q(2_1^+)$ de um fator quatro [Le77]. Os autores indicaram uma possível explicação para esse comportamento peculiar apresentado pelos núcleos de selênio em termos de uma configuração de forma triaxial.

Os isótopos de germânio, estudados com feixes de α, ^6Li e ^{16}O, exibiram valores de $B(E2; 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ com comportamento similar ao apresentado pelos núcleos de selênio, com crescimento até $N = 42$, seguido por um decréscimo para os isótopos mais pesados [Le80, Lec80]. Mas nesse caso os valores dos momentos de quadrupolo seguiram a tendência de variação apresentada pelas probabilidades de transição quadrupolar. Nessa cadeia de núcleos ocorreu variação do sinal no momento de quadrupolo entre os isótopos ^{70}Ge e ^{72}Ge, sugerindo uma mudança de forma. O ^{70}Ge, com valor do momento de quadrupolo de 0,03(6) eb, pode ser considerado esférico ou um esferóide com pequena deformação oblata, em contraste com os outros isótopos de formato levemente prolato, pelas indicações dos valores dos momentos de quadrupolo medidos, -0,13(6), -0,25(6) e –0,19(6) eb para ^{72}Ge, ^{74}Ge e ^{76}Ge, respectivamente. Os núcleos de selênio não

mostraram praticamente nenhuma variação de formato em função do número de massa, todos os isótopos estudados apresentaram características de núcleos com estrutura prolata.

Os isótopos de zinco não foram estudados de forma sistemática utilizando a excitação coulombiana, impossibilitando a determinação dos momentos de quadrupolo e a posterior comparação de comportamento com as cadeias de núcleos discutidos. Vale lembrar que os valores medidos de B(E2) nos isótopos de zinco são praticamente constantes, até no núcleo radiativo ^{72}Zn, recentemente medido [Le98], a tendência não se modifica, apesar da diminuição da energia do estado 2_1^+.

Excitação do projétil também foi empregada para o estudo de características eletromagnéticas dos isótopos ^{72}Ge e ^{74}Ge [Ko90,To00]. Nos dois trabalhos o feixe da ordem de 300 MeV incidiu em alvo de ^{208}Pb e as intensidades dos raios γ detectados foram utilizadas para determinar os elementos de matriz do operador de quadrupolo. No caso do ^{72}Ge, com o auxílio dos feixes de ^{16}O e ^{58}Ni, foi possível encontrar vinte e um elementos de matriz [Ko90]. As transições medidas mostraram acordo com as obtidas nos trabalhos anteriores, e o exame dos elementos de matriz levou a indicações interessantes. Os estados 0_1^+, 2_1^+, 4_1^+ e 6_1^+ são interligados por grandes valores de B(E2), muito superiores ao previsto pelo modelo de partícula independente, que pode indicar um comportamento de banda rotacional. A mesma interpretação pode ser feita no caso dos estados 2_2^+ e 4_2^+, com a banda rotacional começando em 2_2^+, confirmando a indicação feita no trabalho com espalhamento inelástico de partículas alfa [Ba88], que esse estado seria membro da banda γ. Já o estado 0_2^+ não exibiu nenhum elemento de matriz apreciável relacionado com os estados excitados considerados, levando os autores a sugerir que esse seria um estado intruso [Ko90].

As medidas mais recentes de excitação coulombiana no núcleo ^{74}Ge [To00] exibiram consistência com dados já existentes [Le80, Lec80], e ainda complementaram as informações disponíveis. Ficou evidente pelo padrão dos valores das probabilidades de transição e das razões, envolvendo os estados 0_2^+, 2_2^+ e 4_1^+, que a interpretação vibracional não se aplica ao ^{74}Ge. Na verdade as características dos primeiros estados excitados são muito parecidas com as exibidas pelo

isótopo ^{72}Ge, discutidas acima, os estados "*yrast*" pertencentes a uma banda rotacional, o estado 2_2^+ sendo o cabeça da banda γ e o estado 0_2^+ considerado intruso. Comparando os valores do momento de quadrupolo estático para os dois primeiros estados do ^{74}Ge, $Q(2_1^+) = -0{,}19(2)$ e $Q(2_2^+) = +0{,}26(6)\,\mathrm{eb}$, fica patente a coexistência de forma.

4.2 – Informações Teóricas

Não está no escopo dessa tese fazer um apanhado detalhado dos trabalhos teóricos publicados abrangendo a região de massa A~70, nem uma exposição completa dos modelos utilizados. Nessa seção será desenvolvido um resumo de alguns artigos interessantes, centrando nos êxitos e também nos insucessos encontrados na descrição das principais características experimentais dos núcleos expostas nas seções anteriores.

Vários trabalhos investiram na reprodução da energia de excitação do estado 0_2^+ dos isótopos de germânio, sendo o artigo de Kregar e Mihailovic [Kr67] um dos precursores dessa tentativa. Usaram o modelo não adiabático de Davydov, onde o núcleo é descrito por uma hamiltoniana composta por termos vibracional, rotacional e por um potencial efetivo em função dos parâmetros de deformação β e γ. Além disso assumiram que os estados fundamentais são descritos por um formato prolato, enquanto os segundos estados 0^+ por um formato oblato. As energias obtidas nessa análise foram maiores que as experimentais, e os formatos dos estados determinados nas reações de transferência de dois prótons [Le82] não corroboraram os utilizados nesse artigo.

Cálculos desenvolvidos no âmbito da teoria de deformação dinâmica, para os núcleos ^{70,72,74}Ge, reproduziram de maneira satisfatória a energia de excitação do estado 0_2^+, além disso, previram de forma razoável o espectro de energia até 2,6 MeV [Ku78,Ard78]. Nessa teoria a energia cinética é escrita em função dos momentos de inércia rotacionais e dos parâmetros vibracionais de massa, não só a energia potencial de deformação. A equação de Schrödinger é resolvida numericamente e cada estado final é uma combinação linear de estados com diferentes formatos (esférico, prolato, oblato e

assimétrico). Somente um parâmetro livre é utilizado para ajustar os espectros. Esse modelo prevê transição de forma entre o ^{70}Ge e o ^{72}Ge, de esférico para oblato, contrariamente à indicação dos resultados experimentais expressos pelos momentos de quadrupolo estático. A variação da energia de excitação dos estados 0_2^+, apresentada nos isótopos estudados, é explicada por vibrações de emparelhamento nesse modelo.

Um cálculo microscópico de "shell model" foi aplicado para núcleos com $N = 40$ [De76], onde os nêutrons foram considerados inertes, e os orbitais de prótons $1f$ e $2p$ utilizados como espaço de configuração. As previsões do modelo para o esquema de níveis até 2 MeV de energia de excitação para o ^{72}Ge foram superestimadas, em média por um fator dois, além de não conseguirem reproduzir a seqüência dos níveis. Resultados melhores foram alcançados em cálculos que utilizaram acoplamentos entre excitações coletivas de um caroço e graus de liberdade de partícula independente [Di76,Vr78, We81,Hs92,Jo94].

Um desses trabalhos é o de Didong *et al.* [Di76], que utilizaram o acoplamento de configurações de quase-partículas com estados coletivos descritos pelo "generator coordinate method" (GCM). O conjunto de estados de Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB), escritos em função da deformação β, formaram a base de funções de onda empregadas nesse método para a parte coletiva, enquanto a parte microscópica foi descrita pelos orbitais de valência $2p$, $1f_{5/2}$ e $1g_{9/2}$. O ordenamento dos quatro primeiros estados do ^{72}Ge foram reproduzidos, mas as energias resultantes foram superiores às experimentais. Dentro desse modelo o estado 0_2^+ teve como contribuição principal a parte de quase-partícula, sendo as excitações dos prótons as mais importantes. Apesar dos espectros dos núcleos ^{70}Zn e ^{74}Ge também não terem sido reproduzidos, o modelo mostrou maior compatibilidade com os dados experimentais quando a mistura de configurações prolata e oblata foi levada em conta.

Já o cálculo feito por Weeks *et al.* [We81] reproduziu satisfatoriamente a variação de energia, verificada experimentalmente, dos estados 2_1^+, 4_1^+, 0_2^+ e 0_3^+ nos isótopos ^{68,70,72,74,76}Ge. Eles escolheram descrever as vibrações quadrupolares em função de uma expansão em termos de bósons quadrupolares, e as vibrações de

emparelhamento com o formalismo de "random phase approximation" (RPA). Os momentos quadrupolares estáticos experimentais foram bem descritos pelos cálculos, e somente as probabilidades reduzidas de transição envolvendo o nível 0_2^+ não foram corretamente previstas. No ^{72}Ge esse estado foi descrito também por uma grande contribuição de excitações quadrupolares dos prótons, acoplada com vibrações de emparelhamento dos nêutrons. Um ponto interessante da análise foi a tentativa de descrição da razão entre as seções de choque do estado 0_2^+ e do 0_1^+, das reações de transferência de dois nêutrons. As intensidades dessas razões para as seções de choque das reações (p,t) foram perfeitamente reproduzidas, mas para as reações (t,p) não. Nesse caso, o máximo foi previsto no núcleo ^{72}Ge, contrariamente ao verificado experimentalmente, que ocorreu no núcleo ^{74}Ge.

Outros cálculos empregando o formalismo de bósons foram implementados, utilizando várias versões do "Interacting Boson Model" (IBM) [Du83,Ba85,Hs92,St96,Ra96]. A forma mais simples desse modelo (IBM-1) trata pares de núcleons ou buracos de valência, o que apresentar menor número, acoplados a $J^\pi=0^+$ e 2^+, correspondendo a bósons *s* e *d*, respectivamente. Duval *et al.* [Du83] conseguiram resultados notáveis com cálculos de IBM-2, uma versão do modelo que distingue explicitamente bósons de prótons dos de nêutrons. Utilizaram ainda mistura de duas configurações, uma ajustada para reproduzir os primeiros estados do ^{68}Ge e a outra para os estados do ^{76}Ge. Além de uma boa concordância entre os espectros de energia dos isótopos pares de germânio, medidos e previstos até 3 MeV de excitação, de um razoável acordo com os valores experimentais de B(E2), foi corretamente reproduzida a variação da razão entre as seções de choque dos estados 0_2^+ e 0_1^+, das reações (p,t) e (t,p). A mudança de forma na cadeia de isótopos de germânio, indicada pela mudança de sinal do momento de quadrupolo, não foi verificada, pois todos os valores previstos indicaram um formato prolato, em contraposição com os resultados experimentais [Le80], apontando uma deficiência do presente modelo.

Stewart e Radhi [St96] obtiveram uma descrição mais próxima do esquema de níveis do ^{74}Ge observado experimentalmente, e das probabilidades reduzidas de transição, utilizando IBM-1 nos limites SU(5) e O(6), que correspondem a graus de liberdade vibracional e γ-instável. Esses resultados serviram para descrever adequadamente o

núcleo ^{75}As, as propriedades eletromagnéticas e as energias de excitação, após o acoplamento com os estados possíveis de um próton no espaço orbital $2p$ e $1f_{5/2}$. Os mesmos autores publicaram um trabalho comparando previsões de IBM-1 e IBM-2 nos isótopos de selênio [Ra96], revelando que até 2 MeV de excitação os cálculos são equivalentes. Um fato marcante foi a variação suave, com o aumento do número de nêutrons, da maioria dos parâmetros que descreveram a hamiltoniana do sistema, com uma única descontinuidade em $N = 42$.

Outra variação do modelo, aplicado aos isótopos pares $^{64\text{-}78}$Ge, foi realizada por Hsieh *et al.* [Hs92], onde consideraram a possibilidade de um dos bósons quebrar e formar um par de férmions ocupando os orbitais $1f_{5/2}$ ou $1g_{9/2}$. O núcleo ^{40}Ca foi suposto como caroço nesse cálculo com formalismo baseado no IBM-1, e a interação entre os bósons e os pares de férmions foi expressa por intermédio de operadores de quadrupolo. Os espectros de energia calculados concordaram razoavelmente bem com os medidos, e a contribuição relativa à quebra de um bóson e formação de um par de férmions na descrição dos primeiros estados excitados foi desprezível. Os parâmetros da hamiltoniana ao longo da cadeia, relacionados aos bósons, mostraram uma sensível alteração nos valores em $N = 42$, como ocorreu nos isótopos de selênio.

Em nenhum trabalho envolvendo cálculos de IBM foi necessário considerar o estado 0_2^+ no ^{72}Ge como intruso, contrariamente à interpretação sugerida em alguns trabalhos experimentais. O modelo conseguiu reproduzir convenientemente a energia desse estado nos isótopos de germânio, e ainda mostrou que o estado tem uma componente coletiva.

Para finalizar a seção, vale a pena comentar o trabalho de Bazantay *et al.* [Ba85], que também utilizou o formalismo IBM-2 com duas configurações distintas [Du83], para explicar as densidades de transição elétricas dos estados 2_1^+ e 2_2^+ nos isótopos ^{70,72,74,76}Ge. Medidas dos fatores de forma, a partir do espalhamento inelástico de elétrons, possibilitaram a extração das densidades de transição, que mostraram formatos idênticos para o estado 2_1^+, com intensidades similares para ^{70,72}Ge e ^{74,76}Ge, sendo as últimas ligeiramente maiores. Já para o estado 2_2^+, o formato da densidade apresentado pelo ^{70}Ge foi completamente diferente dos demais isótopos. O modelo conseguiu

reproduzir o comportamento das densidades, e a explicação da diferença dos formatos foi atribuída à mistura de configurações. Como os estados 2_1^+ foram descritos por uma única configuração, as intensidades das densidades de transição de carga indicam claramente que uma modificação da distribuição de carga ocorre entre os núcleos ^{72}Ge e ^{74}Ge.

4.3 - Distribuição de Carga e Massa

Há poucos trabalhos publicados que abordam as características de isospin das transições entre os estados fundamentais e os 2_1^+, através da comparação da razão entre os momentos quadrupolares de nêutrons e prótons com o valor N/Z. Os únicos existentes estudam núcleos na região de massa A~100, contemplando isótopos de zircônio, molibdênio e rutênio, que além de mostrarem características de transição, parecidas com os germânios, incluem os núcleos ^{90,96}Zr e ^{98}Mo, que exibem também estados 0^+ como primeiro estado excitado. Uma mudança drástica de estrutura, na cadeia de isótopos de zircônio, é indicada pelo aumento dos valores de B(E2) entre ^{96}Zr e ^{100}Zr.

Além das excitações dos primeiros estados quadrupolares, as dos primeiros estados octupolares também foram analisadas nos trabalhos que exploraram os isótopos ^{90,92,94,96}Zr. Os autores empregaram dois projéteis isoescalares, o ^{6}Li [Ho93] e a partícula alfa [Ry87,Lu95], mas as energias incidentes utilizadas não evidenciaram os efeitos da interferência nuclear coulombiana. No artigo em que o projétil utilizado foi o ^{6}Li, a região angular característica da interferência não foi medida, e nos três artigos as seções de choque dos estados 3_1^- não revelaram contribuição apreciável da parte coulombiana. Com a impossibilidade de obterem o valor do comprimento de deformação de carga mediante ao ajuste do formato das previsões de DWBA-DOMP à seção de choque do espalhamento inelástico, utilizaram os valores de B(Eℓ) provenientes de medidas de excitação coulombiana para deduzir δ_C^ℓ. Já os comprimentos de deformação nuclear foram extraídos como na presente análise, a partir do fator de escala para ajustar as previsões de DWBA-DOMP às distribuições angulares inelásticas, possibilitando então o cálculo da razão M_n/M_p.

Os valores da razão dos momentos de nêutrons e prótons para as transições quadrupolares foram comparados com os valores N/Z correspondentes, para todos os isótopos estáveis de Zr [Ry87,Ho93, Lu95]. O núcleo ^{90}Zr apresentou um valor menor e os outros três isótopos valores bem superiores ao esperado pelo modelo coletivo homogêneo, aumentando com o incremento do número de nêutrons. O núcleo ^{96}Zr revelou a maior discrepância em relação aos demais isótopos estudados, a razão M_n/M_p superou a quantidade N/Z por um fator três. Considerando esses resultados, é sem sombra de dúvida que os nêutrons influenciam preponderantemente na transição quadrupolar dos isótopos ^{92,94,96}Zr, como aconteceu com o ^{74}Ge.

Com o intuito de verificar a validade dos resultados aferidos nos isótopos de zircônio com a análise macroscópica, alguns trabalhos investiram em uma descrição microscópica do potencial de transição, utilizando densidades de transição nucleares obtidas por cálculos de RPA, ou pelo modelo coletivo padrão de Bohr-Mottelson [Be93,Lu95, Be96,Ho96]. Os resultados utilizando o modelo de Bohr-Mottelson mostraram compatibilidade com a análise DWBA-DOMP, para os estados quadrupolares intensamente excitados, no entanto, os comprimentos de deformação, obtidos a partir do uso de um potencial óptico deformado na transição, ficaram cada vez mais subestimados com o aumento do momento angular do estado considerado [Be96,Ho96]. O espalhamento inelástico em baixa energia é sensível à parte periférica do potencial de transição, e no caso da excitação quadrupolar, o potencial macroscópico e o microscópico são praticamente idênticos nessa região.

Por outro lado os cálculos que abordam RPA reproduziram os valores de B(Eℓ) experimentais e as densidades de transição de prótons medidas por espalhamento de elétrons; geraram potenciais de transição similares aos do modelo de Bohr; e também previram valores de M_n/M_p perto dos valores de transições isoescalares. Mas as seções de choque experimentais não foram corretamente ajustadas pelo modelo. As previsões ficaram subestimadas em relação aos pontos experimentais para todos os isótopos de zircônio, exceto o ^{90}Zr, não importando a multipolaridade da transição, nem o projétil empregado. Refazendo as normalizações das previsões e recalculando as razões dos momentos de transição, os novos valores encontrados ficaram parecidos com os estabelecidos pelo modelo coletivo de Bohr-Mottelson

[Ho96]. Isso leva a crer que ainda estão faltando ingredientes importantes nesses cálculos de RPA, entretanto, o mais importante para a presente análise foi a validação dos resultados para a transição do primeiro estado quadrupolar utilizando a descrição macroscópica do potencial óptico deformado, conseguida com a confrontação das previsões da descrição microscópica do modelo de Bohr.

Os isótopos ^{94,98}Mo [Du97,Uk01] e ^{100,102,104}Ru [Go96], ao contrário dos núcleos de Zr discutidos anteriormente, revelaram uma ligeira predominância dos prótons em relação aos nêutrons na excitação do primeiro estado quadrupolar. Com o emprego de dêuterons como ponta de prova, e com energia incidente escolhida convenientemente, a região de interferência nuclear coulombiana ficou bem definida nos isótopos de molibdênio, já os isótopos de rutênio foram estudados por intermédio de funções de excitação utilizando partícula alfa como projétil, e no caso específico do ^{100}Ru, também utilizando a análise da distribuição angular inelástica.

Para obtenção das funções de excitação foram medidas as seções de choque inelásticas no ângulo de laboratório 172,8° com energia incidente variando de 9 a 17 MeV. A análise foi efetuada comparando previsões de cálculos DWBA com descrição do potencial de interação em termos do potencial óptico deformado, e no caso da excitação do estado 2_1^+ a parte coulombiana predominou para energias até 12 MeV e a nuclear acima de 16 MeV. Os comprimentos de deformação de carga extraídos concordaram com os valores obtidos em estudos de excitação coulombiana e revelaram uma tendência de crescimento com o aumento do número de nêutrons. Já os comprimentos de deformação nuclear mantiveram uma relativa constância, levando a valores de M_n/M_p decrescentes com o aumento de massa, e sempre inferiores à razão N/Z.

A distribuição angular do primeiro estado quadrupolar do ^{100}Ru, medida com energia incidente de 22 MeV, foi ajustada também por previsões de DWBA-DOMP, utilizando os valores dos comprimentos de deformação obtidos pelo estudo da função de excitação, mostrando a compatibilidade das duas análises. O comportamento exibido pelo núcleo ^{100}Ru, com os comprimentos de deformação de carga e massa muito próximos, foi bem distinto do seu isótono ^{96}Zr, que possui

quatro prótons a menos, e revelou que a contribuição de carga foi muito inibida na transição quadrupolar.

Como nos experimentos que estudaram os isótopos de zircônio, a contribuição coulombiana para a excitação do primeiro estado octupolar foi praticamente desprezível nas medidas das funções de excitação, impossibilitando aferir o caráter de isospin da transição, e os comprimentos de deformação nuclear, como nos estados 2_1^+, também apresentaram valores praticamente constantes para os três isótopos analisados.

Os trabalhos referentes aos núcleos de molibdênio [Du97,Uk01], foram os primeiros a utilizar dêuterons para melhor caracterizar a interferência nuclear coulombiana. Um grande esforço foi realizado para estabelecer incertezas estatísticas coerentes nas grandezas relevantes, as quais são dependentes de parâmetros correlacionados resultantes da análise DWBA-DOMP, como os comprimentos de deformação e as razões das probabilidades reduzidas de transição. Para avaliar de que maneira os parâmetros de potencial óptico influenciam essas grandezas, primeiramente foi investigado o reflexo nos comprimentos de deformação devido a pequenas variações na profundidade do potencial imaginário e nos raios real e imaginário de um conjunto de potencial óptico global. Com um aumento de 2% nos raios, as previsões mostraram maior compatibilidade com as distribuições angulares inelásticas, resultando numa redução do valor do chi-quadrado mínimo por um fator dois, em relação aos valores globais.

Incorporando a modificação nos raios do potencial óptico, foram construídas curvas de nível de chi-quadrado para estabelecer os limites de confiança. Considerando dois parâmetros correlacionados, adicionando 2,3 ao valor do chi-quadrado mínimo, fica estabelecida a região que compreende 68,3% dos eventos estatísticos esperados, e as projeções da curva nos eixos correspondem a 3σ do respectivo parâmetro. Como o procedimento de ajuste empregado utilizou uma linearização da função, uma verificação da validade do método foi através da comparação das curvas de nível com as elipses de Gauss, construídas a partir das correlações e dos valores dos desvios padrão dos parâmetros indicados pelos ajustes. E finalmente para corroborar se os dados obedecem a uma distribuição gaussiana e se modelo

adotado foi adequado, simulações de Monte Carlo foram implementadas. Considerando as excitações do primeiro estado quadrupolar, para o isótopo ^{94}Mo e energia incidente de 13,2 MeV, os três métodos estatísticos mostraram uma grande concordância entre eles, garantindo que o método de ajuste foi perfeitamente adequado [Du97].

Além dessa sofisticada análise estatística, os isótopos ^{94,98}Mo foram estudados em 13,2 e 16 MeV para garantir maior consistência dos valores extraídos na análise [Uk01]. A menor energia favoreceu a interferência, enquanto que a energia maior definiu melhor o valor do comprimento de deformação nuclear. As curvas de níveis obtidas mostraram formatos praticamente idênticos às elipses de Gauss na excitação do estado 2_1^+. Já os estados 3_1^- não exibiram a mesma compatibilidade, pois como a excitação nuclear foi predominante, a interferência não ficou bem estabelecida, prejudicando a determinação segura do comprimento de deformação de carga e sua incerteza.

A razão entre os valores de B(E2) dos dois isótopos foi idêntica ao valor adotado, embora os valores absolutos tenham sido ligeiramente maiores que os da literatura. Os comprimentos de deformação nuclear concordaram com os extraídos de outros experimentos de espalhamento inelástico. Os valores de M_n/M_p, como nos isótopos de rutênio, também foram inferiores a N/Z, mostrando mais uma vez que os prótons foram mais importantes nessas transições. Tanto nos isótopos de Mo e Ru estudados não ocorreu mudança brusca no comportamento da razão dos momentos de transição, em contraste com os núcleos de zircônio. Os isótonos ^{96}Zr, ^{98}Mo e ^{100}Ru ($N = 56$) não exibem uma mudança suave com o incremento do número de prótons, pois enquanto que no zircônio com $Z = 40$ a distribuição dos nêutrons é muito mais importante na transição quadrupolar, no molibdênio ($Z = 42$) os prótons ficam ligeiramente mais importantes e no rutênio ($Z = 44$) as contribuições de prótons e nêutrons são muito próximas. Dentre esses elementos o que mais se parece com o germânio é o zircônio, que dentro da mesma cadeia os valores de M_n/M_p vão aumentando com o incremento do número de prótons, passando de um valor menor de N/Z a valores maiores.

4.4 - Comentários Finais

Um dos frutos do presente estudo foi a verificação de que a medida do espalhamento inelástico de ^{6}Li, realçando a interferência nuclear coulombiana, é uma maneira conveniente de inferir a característica de isospin das excitações dos primeiros estados quadrupolares na região de A~70.

Medidas inéditas da probabilidade reduzida de transição de massa para o primeiro estado 2^+ nos isótopos ^{70,72,74}Ge, ao lado da indicação de que prótons e nêutrons não contribuem igualmente para a excitação do estado 2_1^+ no ^{74}Ge, foram os resultados relevantes desse trabalho para uma melhor caracterização da região, revelando uma transição na cadeia estudada. Isso tudo foi possível graças ao esforço para a obtenção de um feixe estável de ^{6}Li no acelerador Pelletron, pois com o aparato experimental disponível, os efeitos da interferência nuclear coulombiana utilizando projéteis mais leves não são acessíveis.

Os valores de χ^2_{red} obtidos revelaram que as previsões teóricas foram compatíveis com as distribuições angulares experimentais, isso é, do ponto de vista estatístico, o modelo foi adequado para descrever os pontos experimentais. O conjunto de parâmetros de potencial óptico utilizado mostrou descrição surpreendentemente adequada das seções de choque elásticas experimentais nos isótopos de germânio, pois geralmente potenciais ópticos globais não produzem ajustes excelentes para regiões de transição. A análise estatística desenvolvida, com o mapeamento das curvas de chi-quadrado, elipses de Gauss e simulação de Monte Carlo, validou indubitavelmente o método de ajuste e as incertezas determinadas.

Considerando os resultados conseguidos com a análise da interferência nuclear coulombiana dentro da descrição macroscópica, o parâmetro C é a melhor indicação para a predominância de prótons ou nêutrons na excitação do estado 2_1^+, em relação aos valores de M_n/M_p, de B(E2) ou de B(IS2), já que na determinação de C várias incertezas sistemáticas de natureza experimental ou teórica são canceladas. As previsões de seções de choque, calculadas com a abordagem de canais acoplados, foram idênticas às computadas com DWBA, mesmo considerando várias configurações de acoplamentos, reforçando as conclusões expostas nessa tese.

No caso dos isótopos de germânio estudados, os prótons e os nêutrons contribuíram praticamente de maneira similar para a excitação do primeiro estado quadrupolar nos núcleos ^{70,72}Ge, diferentemente do ^{74}Ge, onde a parte nuclear prevaleceu face a parte coulombiana. A diferença não foi tão acentuada como aconteceu nos isótopos de zircônio, em especial o ^{96}Zr, mas de qualquer forma é o comportamento oposto ao demonstrado pelos isótopos ^{94,98}Mo, onde a contribuição dos prótons foi mais importante.

A mudança de comportamento no ^{74}Ge, apontada na presente análise, pode estar relacionada com a mudança na distribuição de prótons e nêutrons nos orbitais de valência, revelada nas reações de transferência de um núcleon. Outras reações também apresentaram informações interessantes nos isótopos de germânio, como as reações de transferência de dois nêutrons, que indicaram diferenças de parentescos entre os estados fundamentais na cadeia de germânio, com mudança clara de configuração entre os núcleos ^{72}Ge e ^{74}Ge. Pela comparação das intensidades espectroscópicas dos estados 0^+, apontaram também mistura de configurações esféricas e deformadas num mesmo núcleo. Contudo o fechamento de camada em $N = 40$, proposto em alguns artigos, não foi confirmado por essas reações. De fato as razões entre as intensidades das seções de choque dos dois primeiros estados 0^+ exibiram valores máximos em núcleos residuais diferentes nas reações de "*stripping*" e "*pick-up*". Medidas de excitação coulombiana também atestaram coexistência de forma, por intermédio dos valores dos momentos de quadrupolo estáticos.

Alguns trabalhos de espalhamento inelástico, além de corroborarem a mudança de forma na cadeia de isótopos de germânio, sugeriram igualmente a coexistência de diferentes formas num mesmo núcleo, pela análise dos formatos das seções de choque utilizando vários modelos e parâmetros. A estrutura do esquema dos primeiros níveis dos isótopos de germânio, em especial o ^{74}Ge, se mostrou parecida com a esperada para núcleos vibracionais, com o tripleto da excitação de dois fônons, formado por estados 0^+, 2^+ e 4^+, exibindo energias próximas ao dobro da energia do estado 2_1^+. Contudo os formatos das seções de choque inelásticas desses níveis não foram compatíveis com a descrição vibracional harmônica. O nível 2_2^+ foi até descrito como o primeiro estado de uma banda rotacional γ.

Voltando a atenção para a distribuição de prótons e nêutrons nos orbitais de valência, verificou-se que os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ de nêutrons estão praticamente preenchidos na cadeia de isótopos de Ge, e os outros orbitais da camada tornam-se mais ocupados na medida em que o número de massa cresce. Por outro lado, os prótons exibem uma mudança abrupta no ^{74}Ge, com a promoção de um próton do orbital $2p_{3/2}$ para o $1f_{5/2}$. Essa modificação na distribuição de núcleons sugeriu um modelo para as funções de onda dos dois primeiros estados 0^+ nos isótopos de Ge, considerando apenas combinações dos orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ de prótons. Apesar da extrema simplicidade do modelo, ainda assim conseguiu reproduzir várias intensidades espectroscópicas das reações de transferência. Previu também valores máximos da razão entre as seções de choque dos estados 0^+ excitados nas reações de transferência de dois nêutrons para núcleos residuais diferentes, o que nenhum outro modelo havia conseguido.

Dentre os modelos empregados para explicar as propriedades nucleares da região A~70, os cálculos que mais se aproximaram da descrição dos isótopos de germânio foram os de IBM, considerando mistura de configurações. No entanto, ainda serão necessários maiores investimentos teóricos para acomodar toda a peculiaridade apresentada nessa região de massa.

Como continuação do presente trabalho seria interessante estudar o isótopo ^{76}Ge, completando as informações na cadeia de germânio. Contrariamente ao que foi constatado nos ^{70,72}Ge, no núcleo ^{74}Ge, que é mais deformado, os valores de δ_N extraídos em espalhamentos inelásticos com prótons e alfas foram diferentes do valor utilizando ^{6}Li. Valeria a pena medir novamente, principalemente nesse isótopo, a INC com outros projéteis isoescalares, como ^{10}B e ^{12}C, para verificar o respaldo experimental à hipótese levantada, da possível dependência do comprimento de deformação nuclear com a energia de ligação do projétil. Para caracterizar melhor a região A~70, a realização de medidas da interferência nuclear coulombiana nos núcleos estáveis de zinco e selênio com ^{6}Li, destacando a contribuição de carga e massa nas transições nucleares para estados coletivos, seria oportuna. Uma dificuldade experimental que surge nos experimentos com isótopos de selênio, cuja solução demandará considerável investimento, é a necessidade de refrigeração dos alvos, pois a incidência do feixe causa a evaporação do material, devido ao seu baixo ponto de fusão.

Referências

[Ar75] D. Ardouin, R. Tamisier, G. Berrier, J. Kalifa, G. Rotbard, and M. Vergnes, *Phys. Rev. C* **11**, 1649 (1975).

[Ard75] D. Ardouin, R. Tamisier, M. Vergnes, G. Rotbard, J. Kalifa, G. Berrier, and B. Grammaticos, *Phys. Rev. C* **12**, 1745 (1975).

[Ar78] D. Ardouin, C. Lebrun, F. Guilbault, B. Remaud, E. R. Flynn, D. L. Hanson, S. D. Orbesen, M. N. Vergnes, G. Rotbard, and K. Kumar, *Phys. Rev. C* **18**, 1201 (1978).

[Ard78] D. Ardouin, B. Remaud, K. Kumar, F. Guilbault, P. Avigon, R. Seltz, M. Vergnes, and G. Rotbard, *Phys. Rev. C* **18**, 2739 (1978).

[Ar80] D. Ardouin, D. L. Hanson, and N. Stein, *Phys. Rev. C* **22**, 2253 (1980).

[Ba62] R. H. Bassel, G. R. Satchler, R. M. Drisko and E. Ross, *Phys. Rev.* **128**, 2693 (1962).

[Ba74] F. T. Baker, S. Davis, C. Glashausser, and A. B. Robbins, *Nucl. Phys.* **A233**, 409 (1974).

[Bal74] G. C. Ball, R. Fournier, J. Kroon, T. H. Hsu, and B. Hird, *Nucl. Phys.* **A231**, 334 (1974).

[Bar74] J. Barrette, M. Barrette, G. Lamoureux, S. Monaro, and S. Markiza, *Nucl. Phys.* **A235**, 154 (1974).

[Ba75] F. T. Baker, C. Glashausser, A. B. Robbins, and E. Ventura, *Nucl. Phys.* **A253**, 461 (1975).

[Ba85] J. P. Bazantay, J. M. Cavedon, J. C. Clemens, B. Fríos, D. Goutte, M. Huet, P. Leconte, Y. Mizuno, X. H. Phan, S. K. Platchkov, W. Boeglin, and I.Sick, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 643 (1985).

[Ba88] F. Ballester, E. Casal and J. B. A. England, *Nucl. Phys.* **A490**, 227 (1988).

[Bal88] F. Ballester, E. Casal and J. B. A. England, *Nucl. Phys.* **A490**, 245 (1988).

[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.

[Be77] A. M. Bernstein, V. R. Brown and V. A. Madsen, *Phys. Lett.* **71B**, 48 (1977).

[Be79] M. J. Bechara, *Tese de Doutorado*, IFUSP, 1979.

[Be93] J. R. Beene, D. J. Horen and G. R. Satchler, *Phys. Rev. C* **48**, 3128 (1993).

[Be96] J. R. Beene, D. J. Horen and G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A596**, 137 (1996).

[Bo75] A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Benjamin, New York, 1975.

[Ch90] H. S. Chung and W. D. Myers, *Nucl. Phys.* **A513**, 283 (1990).

[Cl70] D. Cline and P. M. S. Lesser, *Nucl. Instr. Methods* **82**, 291 (1970).

[Cl86] D. Cline, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **36**, 683 (1986).

[Co82] J. Cook, *Nucl. Phys.* **A388**, 153 (1982).

[Cz86] T. Czosnyka, D. Cline, L. Hasselgren, C. Y. Wu, R. M. Diamond, H. Kluge, C. Roulet, E. K. Hulet, R. W. Lougheed, and C. Baktash, *Nucl. Phys.* **A458**, 123 (1986).

[Cr78] E. R. Cruz, *Dissertação de Mestrado*, IFUSP, 1978.

[De76] C. Dedes and J. M. Irvine, *J. Phys. G* **2**, L21 (1976).

[De84] J. P. Delaroche, R. L. Varner, T. B. Clegg, R. E. Anderson, B. L. Burks, E. J. Ludwig, and J. F. Wilkerson, *Nucl. Phys.* **A414**, 113 (1984).

[Di76] M. Didong, H. Müther, K. Goeke, and A. Faessler, *Phys. Rev. C* **14**, 1189 (1976).

[Du83] P. D. Duval, D. Goutte and M. Vergnes, *Phys. Lett.* **124B**, 297 (1983).

[Du97] J. L. M. Duarte, G. M. Ukita, T. Borello-Lewin, L. B. Horodynski-Matsushigue, and L. C. Gomes, *Phys. Rev. C* **56**, 1855 (1997).

[Ei75] J. M. Eisenberg and W. Greiner, *Nuclear Models*, 2nd ed., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1975.

[Fo73] R. Fournier, J. Kroon, T. H. Hsu, B. Hird, and G. C. Ball, *Nucl. Phys.* **A202**, 1 (1973).

[Go93] L. C. Gomes, *Tese de Doutorado*, IFUSP, 1993.

[Go96] L. C. Gomes, L. B. Horodynski-Matsushigue, T. Borello-Lewin, J. L. M. Duarte, J. H. Hirata, S. Salém-Vasconcelos, and O. Dietzsch, *Phys. Rev. C* **54**, 2296 (1996).

[Gr96] W. Greiner and J. A. Maruhn, *Nuclear Models*, Springer, Berlin, 1996.

[Gu77] F. Guilbault, D. Ardouin, R. Tamisier, P. Avignon, M. Vergnes, G. Rotbard, G. Berrier, and 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, and R. Seltz, *Phys. Rev. C* **16**, 1840 (1977).

[Ho93] D. J. Horen, R. L. Auble, J. Gomez del Campo, G. R. Satchler, R. L. Varner, J. R. Beene, B. Lund, V. R. Brown, P. L. Anthony, and V. A. Madsen, *Phys. Rev. C* **47**, 629 (1993).

[Ho96] D. J. Horen, G. R. Satchler, S. A. Fayans, and E. L. Trykov, *Nucl. Phys.* **A600**, 193 (1996).

[Hs92] S. T. Hsieh, H. C. Chiang and Der-San Chuu, *Phys. Rev. C* **46**, 195 (1992).

[IE73] IEEE Trans, *Nucl. Sci.* **NS-20**, n.2 (1973).

[Ja87] J. Jabbour, L. H. Rosier, B. Ramstein, R. Tamisier, and P. Avignon, *Nucl. Phys.* **A464**, 287 (1987).

[Ja89] J. Jabbour, L. H. Rosier, E. I. Obiajunwa, and B. Ramstein, *Nucl. Phys.* **A500**, 356 (1989).

[Jo94] J. Joubert, F. J. W. Hahne, P. Navrátil, and H. B. Geyer, *Phys. Rev. C* **50**, 177 (1994).

[Ka67] S. Kalbitzer and W. Melzer, *Nucl. Instr. Methods* **56**, 301 (1967).

[Ka73] N. Kato, *Nucl. Phys.* **A203**, 97 (1973).

[Kn89] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*, 2ed., John Wiley & Sons, 1989.

[Ko90] B. Kotlinski, T. Czosnyka, D. Cline, J. Srebrny, C. Y. Wu, A. Bäcklin, L. Hasselgren, L. Westerberg, C. Baktash, and S. G. Steadman, *Nucl. Phys.* **A519**, 646 (1990).

[Kr67] M. Kregar and M. V. Mihailovic, *Nucl. Phys.* **A93**, 402 (1967).

[Ku74] P. D. Kunz, DWUCK4, Colorado University, 1974.

[Ku77] P. D. Kunz, CHUCK3, Colorado University, 1977.

[Ku78] K. Kumar, *J. Phys. G* **4**, 849 (1978).

[La76] M. Lampton, B. Margon, and S. Bowyer, *Astrophys. J.* **208**, 177 (1976).

[La78] S. Lafrance, S. Mordechai, H. T. Fortune, and R. Middleton, *Nucl. Phys.* **A307**, 52 (1978).

[Le77] R. Lecomte, P. Paradis, J. Barrette, M. Barrette, G. Lamoureux, and S. Monaro, *Nucl. Phys.* **A284**, 123 (1977).

[Le78] R. Lecomte, S. Landsberger, P. Paradis, and S. Monaro, *Phys. Rev. C* **18**, 2801 (1978).

[Le79] C. Lebrun, F. Guilbault, D. Ardouin, E. R. Flynn, D. L. Hanson, S. Orbesen, R. Rotbard, and M. N. Vergnes, *Phys. Rev. C* **19**, 1224 (1979).

[Le80] R. Lecomte, M. Irshad, S. Landsberger, P. Paradis, and S. Monaro, *Phys. Rev. C* **22**, 1530 (1980).

[Lec80] R. Lecomte, M. Irshad, S. Landsberger, G. Kajrys, P. Paradis, and S. Monaro, *Phys. Rev. C* **22**, 2420 (1980).

[Le82] R. Lecomte, G. Kajrys, S. Landsberger, P. Paradis, and S. Monaro, *Phys. Rev. C* **25**, 2812 (1982).

[Le98] S. Leenhardt, F. Azaiez, O. Sorlin, M. Belleguic, J. C. Angelique, C. Borcea, C. Bourgeois, J. M. Daugas, I. Deloncle, C. Donzaud, J. Duprat, A. Gillibert, S. Grevy, D. Guillemaud-Mueller, J. Kiener, M. Lewitowicz, F. Marie, A. C. Mueller, F. de Oliveira, N. Orr, Yu-E. Penionzhkevich, M. G. Porquet, F. Pougheon, M. G. Saint-Laurent, Yu. Sobolev, and J. Winfield, *Nuovo Cimento A* **111**, 733 (1998).

[Lu95] B. J. Lund, N. P. T. Bateman, S. Utku, D. J. Horen, and G. R. Satchler, *Phys. Rev. C* **51**, 635 (1995).

[Ma78] J. F. Mateja, L. R. Medsker, H. T. Fortune, R. Middleton, G. E. Moore, M. E. Cobern, S. Mordechai, J. D. Zumbro, and C. P. Browne, *Phys. Rev. C* **17**, 2047 (1978).

[Mac78] M. H. Macfarlane and S. C. Pieper, Argonne National Laboratory Report ANL-76-11, 1978.

[Ma83] S. Matsuki, T. Higo, T. Ohsawa, T. Shiba, T. Yanabu, K. Ogino, Y. Kadota, K. Hata, N. Sakamoto, K. Kume, and M. Matoba, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1741 (1983).

[Me62] A. M. Messiah, *Quantum Mechanics*, North Holland, Amsterdam, 1962.

[Mo76] C. Morand, M. Agard, J. F. Bruandet, A. Giorni, J. P. Longequeue, and T. U. Chan, *Phys. Rev. C* **13**, 2182 (1976).

[Mo78] S. Mordechai, H. T. Fortune, R. Middleton, and G. Stephans, *Phys. Rev. C* **18**, 2498 (1978).

[Mo79] S. Mordechai, H. T. Fortune, R. Middleton, and G. Stephans, *Phys. Rev. C* **19**, 1733 (1979).

[Nu77] J. Nurzynski, W. Grüebler, V. König, R. Risler, R. A. Hardekopf, H. R. Bürgi, and B. Jenny, *Phys. Lett.* **67B**, 23 (1977).

[Pr89] W. H. Press, B. P. Flannery, S. A. Teukolsky and W. T. Vetterling, *Numerical Recipes, the Art of Scientific Computing*, Cambridge University Press, New York, 1989.

[Pu90] D. Pulino, *Rev.Bras.Aplic.Vácuo*, 1990.

[Ra83] B. Ramstein, R. Tamisier, L. H. Rosier, P. Avignon, and J. P. Delaroche, *Nucl. Phys.* **A411**, 231 (1983).

[Ra89] S. Raman, C. H. Malarkey, W. T. Milner, C. W. Nestor, and P. H. Stelson, *At. Data and Nucl. Data Tables* **42**, 1 (1989).

[Ra96] F. S. Radhi and N. M. Stewart, *Z. Phys. A* **356**, 145 (1996).

[Re80] A. C. Rester, J. B. Ball and R. L. Auble, *Nucl. Phys.* **A346**, 371 (1980).

[Ro77] G. Rotbard, M. Vergnes, G. La Rana, J. Vernotte, J. Kalifa, G. Berrier, F. Guilbault, R. Tamisier, and J. F. A. van Hienen, *Phys. Rev. C* **16**, 1825 (1977).

[Ro78] G. Rotbard, G. La Rana, M. Vergnes, G. Berrier, J. Kalifa, F. Guilbault, and R. Tamisier, *Phys. Rev. C* **18**, 86 (1978).

[Ro86] L. H. Rosier, J. Jabbour, B. Ramstein, P. Avignon, and R. Tamisier, *Nucl. Phys.* **A453**, 389 (1986).

[Ro89] L. H. Rosier and E. I. Obiajunwa, *Nucl. Phys.* **A500**, 323 (1989).

[Ry87] D. Rychel, R. Gyufko, B. van Krüchten, M. Lahanas, P. Singh, and C. A. Wiedner, *Z. Phys. A* **234**, 455 (1987).

[Sa83] G. R. Satchler, *Direct Nuclear Reactions*, Oxford University Press, 1983.

[Sa87] G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A472**, 325 (1987).

[Se85] S. Sen, S. E. Darden, R. C. Luhn, N. O. Gaiser, G. Murillo, and J. Ramirez, *Phys. Rev. C* **31**, 787 (1985).

[Si00] G. B. Silva, *Dissertação de Mestrado*, IFUSP, 2000.

[Sp67] J. E. Spencer and H. A. Enge, *Nucl. Instr. Methods* **49**, 181 (1967).

[St96] N. M. Stewart and F. S. Radhi, *Z. Phys. A* **354**, 261 (1996).

[Sz78] G. Szaloky, L. A. Montestruque, M. C. Cobian-Rozak, and S. E. Darden, *Phys. Rev. C* **18**, 750 (1978).

[Ta82] R. Tamisier, B. Ramstein, P. Avignon, L. H. Rosier, G. La Rana, F. Guilbault, C. Lebrun, and C. Jeanperrin, *Nucl. Phys.* **A385**, 430 (1982).

[To00] Y. Toh,T. Czosnyka, M. Oshima, T. Hayakawa, H. Kusakari, M. Sugawara, Y. Hatsukawa, J. Katakura, N. Shimohara, and M. Matsuda, *Eur. Phys. J. A* **9**, 353 (2000).

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

[Va82] A. M. Van Den Berg, R. V. F. Janssens, G. T. Emery, A. Saha, and R. H. Siemssen, *Nucl. Phys.* **A379**, 239 (1982).

[Ve78] M. N. Vergnes, G. Rotbard, F. Guilbaut, D. Ardouin, C. Lebrun, E. R. Flynn, D. L. Hanson, and S. D. Orbesen, *Phys. Lett.* **72B**, 447 (1978).

[Vr78] H. F. de Vries and P. J. Brussaard, *Z. Phys. A* **286**, 1 (1978).

[We81] K. J. Weeks, T. Tamura, T. Udagawa, and F. J. W. Hahne, *Phys. Rev. C* **24**, 703 (1981).

INSTITUTO DE FÍSICA
Serviço de Biblioteca e Informação
Tombo 3583
ex. 1