

Universidade de São Paulo

Instituto de Física

SBI-IFUSP



305M810T4046

**Exame da Interferência Coulombiana-
Nuclear no Espalhamento Inelástico de
Dêuterons por Isótopos Pares de Pd.**

Márcia Regina Dias Rodrigues

Orientadora: Profa. Dra. Thereza Borello-Lewin

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física como parte dos requisitos necessários para a obtenção do título de Doutor em Ciências.

Banca Examinadora:

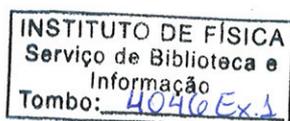
Profa. Dra. Thereza Borello-Lewin (IFUSP)

Prof. Dr. Diógenes Galetti (IFT/UNESP)

Prof. Dr. Nemitala Added (IFUSP)

Prof. Dr. Paulo Roberto Gomes (UFF)

Prof. Dr. Vito Roberto Vanin (IFUSP)



São Paulo

2004

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

539.74

R 696e

3
10.2

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

Rodrigues, Márcia Regina Dias

Exame da Interferência Coulombiana-Nuclear no
Espalhamento Inelástico de Dêuterons por Isótopos
Pares de Pd. São Paulo, 2004.

Tese (Doutoramento) - Universidade de São Paulo
Instituto de Física - Depto. de Física Experimental
Orientador: Profa. Dra. Thereza Borello-Lewin
Área de Concentração: Física Nuclear
Unitermos:

1. Estrutura e espectroscopia nuclear;
2. Espalhamento inelástico de dêuterons;
3. Parâmetros de deformação;
4. Isótopos 104,106,108 e 110 de paládio;
5. Tratamento estatístico das incertezas dos parâmetros obtidos.

USP/IF/SBI-030/2004

SBI-IFUSP



305M810T4046

Universidade de São Paulo
Instituto de Física

**Exame da Interferência Coulombiana-
Nuclear no Espalhamento Inelástico de
Dêuterons por Isótopos Pares de Pd.**

Márcia Regina Dias Rodrigues

Orientadora:

Profa. Dra. Thereza Borello-Lewin - IFUSP

Trabalho financiado pela FAPESP

São Paulo

2004

Agradecimentos

Agradeço sinceramente a todos que contribuíram direta ou indiretamente na realização deste trabalho. Em particular desejo agradecer :

à **Thereza**, pela presteza, cuidado e dedicação na orientação, pelo esforço e profissionalismo na coordenação do grupo garantindo boas condições para a realização do trabalho, e acima de tudo foi uma amiga que me apoiou e incentivou nos momentos mais difíceis.

à **Lighia**, por importantes discussões sobre o trabalho.

ao **Luciano**, pelo incentivo e amizade.

ao **Luiz** pelo incentivo e pela valiosa supervisão por várias vezes no projeto PAE.

ao **Cleber**, pela amizade, noites não dormidas nos períodos de máquina, suporte e implementação de programas de análise essenciais.

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

à **Cida**, pelo empenho e cuidado na leitura das emulsões.

a todos obrigada, pelo apoio, incentivo e valiosa amizade oferecidos, formando uma segunda família para mim.

ao **Guilherme** e **Gabriel**, pela ajuda nos períodos de máquina.

aos novos bolsistas **Victor**, **Silvia** e **Flávio**, pelo incentivo.

ao Prof. **Nemitala**, pela disposição em ajudar a resolver problemas durante as aquisições.

ao Prof. **Dirceu**, pela atenção e preocupação com os problemas no Pelletron.

à **Wanda**, **Jorge** e Profa. **Nobuko**, pelo apoio na confecção dos alvos.

ao **José Carlos**, pelo esforço para garantir boas condições de feixe.

ao **Miguel** pelo cuidado na confecção de cadinhos de tungstênio.

ao **Udo** e **Silvinho** pelo empenho na instalação da nova fonte de corrente do espectrógrafo.

ao **Jim** pelo esforço na instalação emergencial de um novo integrador de corrente.

Aos técnicos: **Ditinho**, **Marcelo**, **Celso**, **Messias**, **Márcio**, **Ricardo**, **Tromba**, **Evandro**, **Otávio**, **Edmilson**, **Pedro**, **Serginho** e **Luiz Marcos**, que sempre ajudaram nos períodos de aquisição de dados no acelerador Pelletron.

aos **meus pais**, **meu irmão** e **meus avós**, que me ajudaram a chegar até aqui.

e especialmente ao **Marcel**, não só pelas medidas das espessuras dos alvos com RBS, pelas discussões sobre Física, ou pelas consultorias técnicas e de informática, mas principalmente pelo apoio, compreensão e incentivo em todos os momentos, o meu amor, a minha admiração e a minha eterna gratidão.

Muito Obrigada.

Resumo

Distribuições angulares associadas ao espalhamento inelástico de dêuterons de 13,0 MeV em $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ foram obtidas utilizando o sistema Pelletron-Espectrógrafo Magnético Enge com detecção em placas de emulsão nuclear no plano focal. A análise da Interferência Nuclear Coulombiana (INC) associada ao espalhamento inelástico com dêuterons, projéteis que interagem isoescalarmente com o núcleo, na excitação do primeiro estado quadrupolar, foi realizada na descrição DWBA-DOMP utilizando potenciais ópticos globais. O ajuste das previsões sobre as distribuições angulares experimentais foi realizado pela minimização do χ^2 através do método iterativo de Gauss, permitindo a extração dos parâmetros correlacionados: δ_2^N , comprimento de deformação nuclear e $C = \delta_2^C / \delta_2^N$, razão entre os comprimentos de deformação de carga e nuclear. Testes estatísticos através da simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados comprovaram a qualidade da metodologia aplicada. Os valores extraídos da probabilidade reduzida de transição isoescalar $B(IS2)$ e da razão $B(E2)/B(IS2)$ no presente trabalho são inéditos e permitem uma análise da evolução da coletividade ao longo da cadeia de Pd. Os resultados obtidos indicam para o ^{106}Pd e ^{110}Pd deformações de carga e massa iguais, conforme usualmente proposto, ao contrário dos $^{104,108}\text{Pd}$, onde existem indícios de uma maior contribuição dos prótons em relação aos nêutrons. Comparando os núcleos estudados no presente trabalho com resultados de medidas de INC em espalhamentos inelásticos com projéteis de características isoescalares, na região de $A \sim 100$ medidos em São Paulo, considerando os isótonos medidos, o ^{104}Pd , da mesma maneira que seu isótono ^{102}Ru , apresenta na primeira excitação quadrupolar uma maior contribuição de prótons em relação aos nêutrons. O ^{106}Pd entretanto revela uma possível diluição desse comportamento não homogêneo, em contraste com o seu isótono ^{104}Ru para o qual salienta-se uma maior contribuição dos prótons. Acompanhando a evolução dos valores experimentais da razão $B(E2)/B(IS2)$, verifica-se que para os isótopos pares de Ru há um crescimento quando N aumenta, enquanto o comportamento é diferenciado para os isótopos pares de Pd. Os valores da razão $B(E2)/B(IS2)$ variam de cerca de $1,1 e^2$ ($^{106,110}\text{Pd}$ e ^{100}Ru), a aproximadamente $1,6 e^2$ (^{104}Ru), diferentemente do valor esperado de $B(E2)/B(IS2) \sim 1 e^2$ para o modelo coletivo homogêneo. Dentro deste contexto conclui-se que os nêutrons devem ser responsáveis por alguns efeitos importantes fora da interpretação do modelo coletivo simples.

Abstract

Angular distributions for the inelastic scattering of 13.0 MeV deuterons on $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ were measured with the Pelletron-Enge-Spectrograph facility using as detectors nuclear emulsion plates on the focal plane. A Coulomb-Nuclear Interference (CNI) analysis was applied to the inelastic scattering of deuterons, an isoscalar projectile, to the first quadrupolar excitation, employing the DWBA-DOMP description, under well-established global optical parameters. The fit of the predicted cross sections to the experimental data through the χ^2 minimization, using the iterative method of Gauss, allowed for the extraction of the correlated parameters, δ_2^N , the mass deformation length, and $C = \delta_L^C / \delta_L^N$, the ratio between charge and mass deformation lengths. Statistical tests, through a Monte Carlo simulation of 5000 new data sets, validated the method employed. The values of B(IS2) and of the ratios B(E2)/B(IS2) obtained in the present work have not been reported before and allow to follow the evolution of the collectivity throughout the Pd chain. For $^{104,108}\text{Pd}$, the results reveal a non-homogeneous behavior, with an enhanced contribution of the protons relative to the neutrons, while a less pronounced effect is found for $^{106,110}\text{Pd}$. Comparing the nuclei studied in the present work with the nucleus formerly investigated by the São Paulo group in the $A \sim 100$ region with the CNI methodology through the inelastic scattering of isoscalar projectiles, considering the isotones, the nucleus ^{102}Ru (isotone of ^{104}Pd) also shows a more important contribution of protons than of neutrons to the first quadrupolar excitation. However, its neighbor, ^{104}Ru , presents a rather strong non-homogeneous behavior, also in favor of the protons, in contrast to that of its isotone, ^{106}Pd . Following the evolution of B(E2)/B(IS2) ratios along the isotopic chains, for the even Ru isotopes there is a growth as N increases, while for the even Pd isotopes a different behavior emerges. The values of the B(E2)/B(IS2) ratio vary from around $1.1 e^2$ ($^{106,110}\text{Pd}$ e ^{100}Ru) to approximately $1.6 e^2$ (^{104}Ru), in contrary to the expectation of the B(E2)/B(IS2) ~ 1 predicted by the homogeneous collective model. These facts pointed out that, in this mass region, neutrons may be responsible for some interesting effects outside the simple collective interpretation.

Índice

Introdução	i
1. Introdução Teórica	01
1.1 Teoria básica de reações	01
1.2 Modelo Coletivo	07
1.3 Modelo Coletivo na Excitação Coulombiana	10
1.4 Interferência Nuclear Coulombiana	12
1.5 Previsões Teóricas	14
1.6 Cálculos com Canais Acoplados	22
2. Descrição Experimental	26
2.1 O feixe de dêuterons	26
2.2 O acelerador Pelletron	27
2.3 A câmara de espalhamento	29
2.4 O espectrógrafo	30
2.5 Alvo	32
2.6 Detecção com emulsões nucleares	38
2.7 Aquisição de dados	41
3. Análise dos Dados Experimentais	44
3.1 Espectros de posição	44
3.2 Seções de choque experimentais	48
3.3 Distribuições angulares e obtenção dos parâmetros C e δ_L^N	51
3.4 Teste do método e análise estatística	61
4. Resultados e Discussão	74
4.1 Resultados	74
4.2 Espalhamento inelástico com isótopos pares de Pd	82
4.3 Informações Teóricas	86
5. Conclusão	89
Apêndice A	92
Apêndice B	94
Referências	103

Introdução

O conhecimento da natureza forte e de curto-alcance da força nuclear levou a introdução da descrição de reações nucleares através da formação de núcleos compostos no qual a energia incidente é distribuída de uma maneira essencialmente aleatória sobre todos os nucleons constituintes. Por outro lado, existe a condição em que o projétil não penetra consideravelmente no núcleo, a interação ocorre na região de superfície somente com poucos dos graus de liberdade do núcleo. Nesta região de superfície há uma probabilidade apreciável de um projétil poder interagir inelasticamente com apenas um nucleon ou um aglomerado do alvo (ou apenas um modo normal do movimento nuclear, como a oscilação de forma) e então a partícula residual escapa. Estas são chamadas reações diretas porque elas vão diretamente do estado inicial para o final sem a formação de um sistema composto intermediário. As reações diretas são importantes como fonte de informação sobre a estrutura nuclear, porque se tem um passo simples, a amplitude de reação depende da superposição dos estados iniciais e finais, a complicada configuração intermediária dos núcleos compostos não interfere. Conseqüentemente, a secção de choque da reação direta nos informa diretamente acerca da relação entre dois estados nucleares. Uma reação direta irá alimentar um canal de um modo que depende sensivelmente de suas características. Espalhamento inelástico excita fortemente estados coletivos, transferência de um nucleon popula fortemente estados de partícula simples, etc. As reações diretas são de valor especial na investigação de diferentes aspectos da estrutura nuclear.

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

Deste modo, o estudo de regiões de transição através de reações diretas tem sido alvo de pesquisa do grupo de Espectroscopia Nuclear com Íons Leves do qual a autora faz parte e está dividido em duas linhas. A primeira linha consiste no exame de reações de transferência, na caracterização experimental de aspectos microscópicos da estrutura nuclear, e a segunda no exame da Interferência Coulombiana-Nuclear (ICN), em espalhamentos inelásticos com projéteis de interação isoescalar, focalizando aspectos macroscópicos. O presente trabalho está inserido no exame da Interferência Coulombiana-Nuclear em espalhamentos inelásticos com projéteis de interação isoescalar.

As características de excitação dos estados 2_1^+ são utilizadas amplamente como indicadores de estrutura nuclear e em particular as probabilidades reduzidas de transição elétricas, $B(E2)$, empregadas como medidas da coletividade dessas transições. A medida de $B(E2)$ é entretanto, em princípio, sensível somente à contribuição das cargas. Na região logo acima de $Z = 40$ o acompanhamento evolutivo dos valores de $B(E2)$ experimentais^(Ra01) (Figura 1) mostra que os nêutrons desempenham papel essencial no estabelecimento das propriedades coletivas. Assim, nos isótopos de Zr, para valores entre $N = 50$ e $N = 56$ os prótons se comportam estranhamente como camada fechada, registrando-se modificação abrupta de comportamento acima de $N = 56$. Cada cadeia isotópica, nessa região, mostra algum tipo de transição ao redor de $N = 56$, sendo essa transição gradualmente menos intensa à medida que Z cresce além de $Z = 40$. A interpretação passa pelos trabalhos de *Federman e Pittel*^(FP77,78,79a,79b,80) e R. F. Casten et al.^(Ca81), que apontam a importância da interação $p-n$ entre parceiros spin-órbita (*SOP – spin orbit partners*): $1(g_{9/2})_\pi$ e $1(g_{7/2})_\nu$. É portanto a adição de nêutrons que tendo ultrapassado um valor crítico, polariza a distribuição de prótons levando a formas prolatas nos isótopos mais pesados de Zr, “ γ - soft” e até triaxiais em Ru e Pd.

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

são as medidas a energias que realcem a Interferência Coulombiana-Nuclear e que permitem a extração simultânea de $B(IS2)$ e da razão $B(E2)/B(IS2)$, esta não afetada pela incerteza no fator de escala das seções de choque absolutas e menos sensível a efeitos de modelo. O grupo de Espectroscopia Nuclear com Íons Leves detém a primazia na medida e na análise da Interferência Coulombiana-Nuclear com dêuterons, cujos parâmetros de potencial óptico são bem conhecidos, o que permite manter os parâmetros livres da análise sob grande controle. Por outro lado, a tecnologia desenvolvida possibilitou a obtenção de dados de qualidade, em São Paulo, no estudo da evolução da coletividade em zircônios, molibdênios e rutênios^(Ho89,Uk01,Du97,Go96), não apenas das primeiras excitações quadrupolares ($L = 2$), mas também das octupolares ($L = 3$) embora com menor sensibilidade. A descoberta pelo grupo na mesma região de massa, à energia aproximadamente constante, da excitação coletiva duotriacotapolar ($L = 5$) é outro aspecto novo no comportamento nuclear resultante do programa^(Ho99).

Inseridos na região, os isótopos de Pd ($Z = 46$), cuja evolução dos valores de $B(E2)$ ^(Ra01) pode ser observada na Figura I, constituem-se em uma arena de interesse. Com quatro isótopos pares estáveis entre $N = 58$ e $N = 64$, medidas de Interferência Coulombiana-Nuclear (ICN) com dêuterons permitem o exame evolutivo inédito e robusto, ao longo da cadeia, da razão $B(EL)/B(ISL)$ e também da probabilidade reduzida de transição $B(ISL)$. Da análise, obtém-se ainda parâmetros que resultam na caracterização da distribuição da massa nuclear e dos momentos multipolares de próton e nêutron associados às transições e que são elementos importantes no teste de modelos.

Um levantamento da literatura mostra que não existem estudos de ICN nos isótopos de Pd , embora os primeiros resultados^(Ro66,Ro69,Do71,Ko75) de espalhamento inelástico de prótons datem de mais trinta anos. Já na década de noventa um exame, particularmente das excitações hexadecapolares^(Pi92) e octupolares^(Pi90) na região de $A \cong 100$, foi feito através de espalhamentos (p,p') e (d,d') , a energias muito acima da região adequada para estudos de ICN . Nesta mesma década existem trabalhos com espalhamentos inelásticos de alfas^(Ri92) e de π^+ e π^- ^(Pe93) com os isótopos $^{104,106,108,110}Pd$, também sem informações a cerca da ICN .

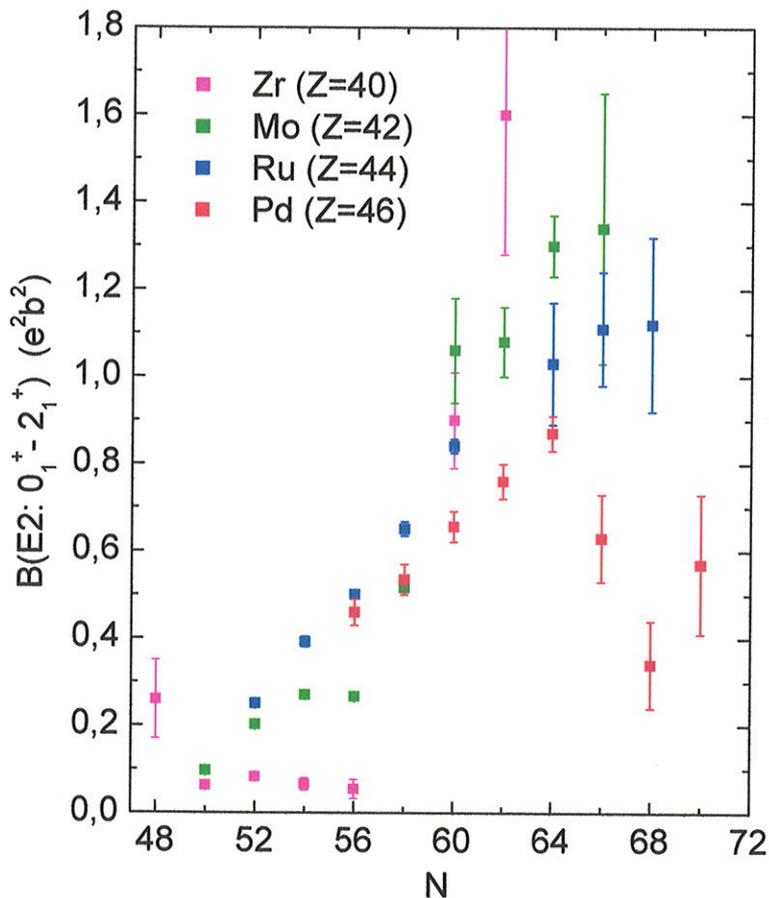


Figura I: Valores de $B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$ ^(Ra01), em unidades de $e^2 b^2$, para núcleos par-par na região de $A \approx 100$.

Para obter dados de espalhamento inelástico utilizando feixe de dêuterons, com a qualidade necessária para estudos de ICN , em núcleos de massa intermediária, onde o mínimo de interferência para dêuterons da ordem de 10 MeV aparece em ângulos dianteiros, é importante aplicar técnicas de detecção em emulsões nucleares na superfície focal do espectrógrafo magnético Tipo Enge. O quadro se complementa pelas características de energia do feixe fornecido pelo Pelletron, de excelente perfil, e se completa com cuidados adicionais de focalização. A utilização competente do Espectrógrafo Enge Split-Pole possibilita ótima resolução em energia (8-12 keV), que realça em cada espectro o pico devido ao espalhamento inelástico em relação ao fundo. O uso de emulsões nucleares reduz drasticamente o fundo associado ao feixe de dêuterons, pois esses detetores não respondem a nêutrons, raios γ e X que são produzidos abundantemente, em particular pela presença do ferro do espectrógrafo.

Tendo em mente o objetivo de revelar diferenças de poucas dezenas de por cento na razão $B(E2)/B(IS2)$, no seu acompanhamento evolutivo em cadeia de isótopos, a análise dos dados deve ser realizada de forma a mais consistente e uniforme possível. O procedimento adotado aplica para o potencial nuclear de transição, o modelo do potencial óptico deformado (*DOMP*), dentro de uma descrição com parâmetros ópticos globais.

Na região nuclear em exame, os valores dos parâmetros de deformação e as energias de excitação dos estados 2_1^+ , não indicam fortes acoplamentos com outros estados e a análise do espalhamento inelástico de dêuterons na excitação dos primeiros estados quadrupolares, octupolares e duotriacontapolares, pode ser feita na Aproximação de Born em Ondas Distorcidas (*DWBA*).

Nessas condições, do exame do formato das distribuições angulares experimentais é possível extrair a razão $C_L = \delta_L^C / \delta_L^N$ entre os comprimentos de deformação de carga e nuclear (massa), enquanto o fator de escala, no ajuste aos dados, determina o comprimento de deformação nuclear δ_L^N . O ajuste das previsões *DWBA-DOMP* sobre os dados é realizado pelo método de mínimos quadrados, sendo, extraídos os parâmetros correlacionados C_L e δ_L^N , e seus respectivos desvios.

O presente trabalho está dividido em cinco capítulos. O Capítulo 1 apresenta a introdução teórica, com um resumo da teoria básica de reações, uma descrição da Aproximação de Born com Ondas Distorcidas com potencial óptico deformado e da Interferência Nuclear Coulombiana. As seções de choque previstas para a reação em estudo são apresentadas e finalizando o capítulo têm-se cálculos com canais acoplados. O Capítulo 2 corresponde à descrição experimental referente ao equipamento utilizado na tomada de dados, à confecção dos alvos isotopicamente enriquecidos e suas propriedades e às aquisições de dados experimentais. O Capítulo 3 é constituído da análise dos dados, que engloba os espectros de posição, as distribuições angulares das seções de choque experimentais, a obtenção dos parâmetros C e δ_L^N e testes do método e análise estatística. A discussão dos resultados e os comentários finais são apresentados no Capítulo 4, bem como a comparação com trabalhos na região e uma apresentação sobre alguns cálculos teóricos na cadeia de isótopos pares de Pd. O último capítulo, Capítulo 5, apresenta as conclusões e as perspectivas para o futuro.

1. Introdução Teórica

Neste capítulo serão apresentados: um resumo da teoria de reações utilizando basicamente a formulação e a notação das referências ^(Sa83,64), com enfoque na descrição de espalhamento inelásticos na aproximação de Born com ondas distorcidas com potencial óptico deformado (DWBA-DOMP). As seções de choque previstas para a reação em estudo também são apresentadas e finalizando o capítulo são mostrados resultados de cálculos com canais acoplados.

1.1 Teoria Básica de Reações

Considera-se uma reação do tipo $A(a,b)B$, onde $\alpha = (a,A)$ é o canal de entrada e $\beta = (b,B)$ é um possível canal de saída.

Pode-se definir a função de onda do canal α como o produto das funções de onda internas dos núcleos a e A :

$$\Psi_\alpha = \Psi_a \Psi_A \quad (1.1.1)$$

A hamiltoniana interna é dada por:

$$H_\alpha = H_a + H_A \quad (1.1.2)$$

E conseqüentemente tem-se:

$$(\varepsilon_\alpha - H_\alpha)\Psi_\alpha = 0 \quad (\varepsilon_a - H_a)\Psi_a = 0 \quad (1.1.3)$$

$$(\varepsilon_A - H_A)\Psi_A = 0$$

$$\varepsilon_\alpha = \varepsilon_a + \varepsilon_A$$

Definindo a coordenada relativa de a em relação a A :

$$\vec{r}_\alpha = \frac{1}{n_a} \sum_{i=1}^{n_a} \vec{r}_i - \frac{1}{n_A} \sum_{i=n_a+1}^{n_a+n_A} \vec{r}_i \quad (1.1.4)$$

onde os nucleons de a são indicados com $i = 1, 2, \dots, n_a$ e os de A com $i = n_a + 1, \dots, n_a + n_A$.

O operador de energia cinética associado a \vec{r}_α é:

$$K_\alpha = -\frac{\hbar^2}{2\mu_\alpha} \nabla_{\vec{r}_\alpha}^2 \quad (1.1.5)$$

onde $\mu_\alpha = \frac{M_a M_A}{M_a + M_A}$.

O operador de energia potencial V_α , definido como a soma de todas as interações não internas de a ou A , é:

$$V_\alpha = \sum_{\substack{i=1,2,\dots,n_a \\ j=n_a+1,\dots,n_a+n_A}} V_{ij} \quad (1.1.6)$$

A função de onda total Ψ será solução da equação:

$$(E-H)\Psi = 0 \quad (1.1.7)$$

A hamiltoniana total H será:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha \quad (1.1.8)$$

H_α - hamiltoniana interna

K_α - energia cinética do seu movimento relativo

V_α - interação de troca

Todas as definições escritas acima são equivalentes para o canal β e a hamiltoniana total pode ser escrita como:

$$H = H_\alpha + K_\alpha + V_\alpha = H_\beta + K_\beta + V_\beta \quad (1.1.9)$$

1.1.1 Amplitude de transição

Consideram-se as condições de contorno, ondas planas incidentes no estado fundamental do canal α , isto é, os dois núcleos a e A estão no estado fundamental e se movem em um estado de onda plana com momento relativo \vec{k}_α , e ondas esféricas saindo neste canal e em todos os outros possíveis. A função de onda total $\Psi_\alpha^{(+)}$ contém estas condições de contorno.

Expandindo $\Psi_\alpha^{(+)}$ em função dos estados de uma partição β :

$$\Psi_\alpha^{(+)} = \sum_\beta \xi_\beta(\vec{r}_\beta) \psi_\beta(r_\beta) \quad (1.1.10)$$

onde os coeficientes $\xi_\beta(\vec{r}_\beta)$ desta expansão descrevem o movimento relativo no canal β e têm informações a respeito da transição $\alpha \rightarrow \beta$. Invertendo a equação (1.1.10) e utilizando a propriedade de ortonormalidade de ψ_β , tem-se:

$$\xi_\beta(\vec{r}_\beta) = (\psi_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}) \equiv \int \psi_\beta^*(\tau_\beta) \Psi_\alpha^{(+)} d\tau_\beta \quad (1.1.11)$$

$\xi_\beta(\vec{r}_\beta)$ representa a projeção de $\Psi_\alpha^{(+)}$ sobre o canal β , sua forma assintótica é dada por:

$$\xi_\beta(\vec{r}_\beta) \sim e^{ik_\alpha \cdot \vec{r}_\beta} \delta_{\alpha\beta} + f_{\beta\alpha}(\hat{r}_\beta, \vec{k}_\alpha) \frac{e^{ik_\beta r_\beta}}{r_\beta} \quad (1.1.12)$$

$f_{\beta\alpha}$ é a amplitude de espalhamento, dado como a amplitude da onda esférica saindo no canal β induzida por uma onda plana de amplitude unitária no canal α .

Para uma reação $A(a,b)B$, correspondendo à transição $\alpha \rightarrow \beta$, a seção de choque diferencial é dada pela razão entre o número de partículas espalhadas e o fluxo das partículas incidentes:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \left(\frac{v_\beta}{v_\alpha} \right) |f_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)|^2 \quad (1.1.13)$$

onde v_α e v_β correspondem às velocidades nos dois canais. A razão das velocidades nos dois canais (v_β / v_α) é considerada em (1.1.13) porque f foi definido em (1.1.12) como a amplitude da onda espalhada, enquanto que a seção de choque considera os fluxos.

A amplitude de transição $T_{\beta\alpha}$ é definida pela renormalização da amplitude de espalhamento,

$$T_{\beta\alpha} = -\frac{2\pi\hbar^2}{\mu_\beta} f_{\beta\alpha} \quad (1.1.14)$$

então,

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) |T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha)|^2 \quad (1.1.15)$$

1.1.2 Uma expressão exata

Da equação de Schrodinger (1.1.7) e usando a forma apropriada de H de acordo com (1.1.9) tem-se:

$$(E_\beta - H_\beta - K_\beta)\Psi_\alpha^{(+)} = V_\beta \Psi_\alpha^{(+)} \quad (1.1.16)$$

$$(E_\beta - K_\beta)\xi_{\beta}(\vec{r}_\beta) = (\psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}) \equiv \int \psi_\beta^*(\tau_\beta) V_\beta(\vec{r}_\beta, \tau_\beta) \Psi_\alpha^{(+)} d\tau_\beta \quad (1.1.17)$$

A equação (1.1.17) é uma equação diferencial não homogênea para a função ξ_{β} , pode ser resolvida utilizando a função de Green para o seu lado esquerdo^(Au70), e assim a amplitude de transição será:

$$T_{\beta\alpha}(\vec{k}_\beta, \vec{k}_\alpha) = \left\langle e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} \psi_\beta | V_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha) \right\rangle \quad (1.1.18)$$

Mas esta ainda é uma solução formal envolvendo a função de onda total $\Psi_\alpha^{(+)}$ ainda não conhecida.

1.1.3 Ondas Distorcidas

Introduz-se nos dois lados das equações (1.1.16) e (1.1.17) um potencial $U_\beta(r_\beta)$ que depende somente da distância relativa r_β , e que ainda não pode mudar os estados internos da partição β , então temos:

$$(E_\beta - H_\beta - K_\beta - U_\beta)\Psi_\alpha^{(+)} = (V_\beta - U_\beta)\Psi_\alpha^{(+)} \quad (1.1.19)$$

$$(E_\beta - K_\beta - U_\beta)\xi_{\beta}(\vec{r}_\beta) = (\psi_\beta | W_\beta | \Psi_\alpha^{(+)}) \quad (1.1.20)$$

onde $W_\beta = V_\beta(\tau_\beta, \vec{r}_\beta) - U_\beta(r_\beta)$ é a interação residual.

A motivação de introduzir este potencial é devido à oportunidade de introduzir uma grande parte dos efeitos médios da interação V_β de modo que os efeitos do termo não homogêneo do lado direito da equação (1.1.20) sejam minimizados, então a interação residual pode ser tratada como uma perturbação. Em particular, alguns dos efeitos da força nuclear de curto alcance podem ser introduzidos através do uso do potencial óptico complexo.

A solução formal da equação (1.1.20) pode ser expressa em termos da solução da equação homogênea:

$$[E_\beta - K_\beta - U_\beta(r_\beta)]\chi_\beta^{(+)}(\vec{k}_\beta, \vec{r}_\beta) = 0 \quad (1.1.21)$$

$\chi_\beta^{(+)}$ são as ondas distorcidas e descrevem o espalhamento elástico de b e B devido ao potencial U_β sozinho. O seu comportamento assintótico é:

$$\chi_\beta^{(+)}(\vec{k}_\beta, r_\beta) \rightarrow e^{i\vec{k}_\beta \cdot \vec{r}_\beta} + f_\beta^{(0)}(\theta) \frac{e^{ik_\beta r_\beta}}{r_\beta} \quad (1.1.22)$$

$f_\beta^{(0)}(\theta)$ é a amplitude de espalhamento devido a U_β sozinho.

A inversão temporal de $\chi_\beta^{(+)}$ é dada por:

$$\chi_\beta^{(-)}(\vec{k}, \vec{r}) = \chi_\beta^{(+)*}(-\vec{k}, \vec{r}) \quad (1.1.23)$$

A equação (1.1.20) é equivalente a (1.1.17) e pode ser igualmente resolvida utilizando a função de Green^(Au70), assim a amplitude de transição é dada por:

$$T_{\alpha\beta} = T_{\alpha\alpha}^{(0)}\delta_{\alpha\beta} + \langle \chi_\beta^{(-)}\psi_\beta | V_\beta - U_\beta | \Psi^{(+)} \rangle \quad (1.1.24)$$

onde $T_{\alpha\alpha}^{(0)}$ é a amplitude de transição para o espalhamento elástico devido a $\chi_\alpha^{(+)}$.

Com a aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA) tem-se:

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA} = \langle \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta)\psi_\beta | W_\beta | \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)\psi_\alpha \rangle \quad (1.1.25)$$

Uma aproximação de Born similar pode ser obtida da forma equivalente de interação "prior" para a amplitude de transição:

$$T_{\beta\alpha}^{DWBA}(prior) = \langle \chi_\beta^{(-)}(\vec{k}_\beta)\psi_\beta | W_\alpha | \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_\alpha)\psi_\alpha \rangle \quad (1.1.26)$$

A hipótese básica dessa aproximação considera que o processo mais importante é o espalhamento elástico, os outros canais abertos não podem ser fortemente correlacionados entre si e nenhum pode apresentar probabilidade maior frente aos demais, o potencial óptico fenomenológico utilizado, U_β , deve reproduzir satisfatoriamente o espalhamento elástico. A parte imaginária desse potencial é a responsável pela absorção do fluxo do canal elástico para os diversos canais de reação possíveis. Nesta descrição são desprezados os termos que envolvem processos múltiplos de espalhamento, em que o potencial atua mais de uma vez e o núcleo alvo passa por processos intermediários.

Considerando que o espalhamento inelástico seja descrito por um potencial local, sem termo de troca, caso em que \vec{r}_α e \vec{r}_β tornam-se paralelos no referencial do centro de massa, $\vec{r}_\alpha = \lambda \vec{r}_\beta$, onde λ é a razão das massas dos núcleos alvo e residual, a integral sêxtupla nos espaço de coordenadas fica reduzida a uma integral tripla:

$$T_{\beta\alpha} = \int \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_{\beta}, \lambda \vec{r}_{\alpha}) \langle \varphi_{\beta} | W_{\beta} | \varphi_{\alpha} \rangle \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) d\vec{r}_{\alpha} \quad (1.1.27)$$

A amplitude de transição escrita dessa forma separa a contribuição das ondas distorcidas, deixando evidente o elemento de matriz de interação, que determina todas as informações sobre estrutura nuclear, detalhes do mecanismo de reação, assim como as regras de seleção de momento angular e paridade. Na análise usual do espalhamento inelástico em baixas energias, não se considera transferência de spin do projétil para o alvo ($\Delta S = 0$) e nem excitação do projétil. Como os projéteis utilizados são os dêuterons, não há transferência de isospin, sendo a transição isoscalar ($\Delta T = 0$). Assim nos cálculos seguintes não serão considerados spins e isospins. Portanto, 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:

$$\langle \varphi_{\beta} | W_{\beta} | \varphi_{\alpha} \rangle = f_L(r_{\alpha}) [i^L Y_{LM}(\hat{r}_{\alpha})]^* \quad (1.1.28)$$

onde Y_{LM} é o harmônico esférico relativo ao momento angular transferido L , com projeção M , e $f_L(r)$ é o fator de forma radial. Substituindo (1.1.28) em (1.1.27) a amplitude de transição representa a excitação do núcleo residual para um estado com spin L e projeção M :

$$T_{\beta\alpha} = i^{-L} \int \chi_{\beta}^{(-)*}(\vec{k}_{\beta}, \lambda \vec{r}_{\alpha}) f_L(r_{\alpha}) Y_{LM}^*(\hat{r}_{\alpha}) \chi_{\alpha}^{(+)}(\vec{k}_{\alpha}, \vec{r}_{\alpha}) d\vec{r}_{\alpha} \quad (1.1.29)$$

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 \vec{k}_{α} , e do eixo y paralelo ao produto vetorial de $(\vec{k}_{\alpha} \times \vec{k}_{\beta})$, obtém-se para $M \geq 0$:

$$T_{\beta\alpha} = \sqrt{2L+1} \sum_{\ell_{\alpha}, \ell_{\beta}} \Gamma_{LM}^{\ell_{\beta}, \ell_{\alpha}} I_L^{\ell_{\beta}, \ell_{\alpha}} P_{\ell_{\beta}, M}(\cos \theta) \quad (1.1.30)$$

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

$$\Gamma_{L, M}^{\ell_\beta, \ell_\alpha} = (-1)^M i^{\ell_\alpha - \ell_\beta - L} \frac{(2\ell_\alpha + 1)(2\ell_\beta + 1)}{(2L + 1)} \left(\frac{\ell_\beta - M}{\ell_\beta + M} \right)^{\frac{1}{2}} \langle \ell_\beta \ell_\alpha 00 | L0 \rangle \langle \ell_\beta \ell_\alpha M0 | LM \rangle \quad (1.1.31)$$

As integrais radiais representadas na equação (1.1.30) por $I_L^{\ell_\beta, \ell_\alpha}$ são escritas como:

$$I_L^{\ell_\beta, \ell_\alpha} = \frac{\sqrt{4\pi}}{\lambda k_\beta k_\alpha} \int \chi_{\ell_\beta}(k_\beta, \lambda r) f_L(r) \chi_{\ell_\alpha}(k_\alpha, r) dr \quad (1.1.32)$$

A seção de choque diferencial de reação fica simplesmente:

$$\frac{d\sigma_{\beta\alpha}}{d\Omega} = \frac{\mu}{(2\pi\hbar^2)^2} \left(\frac{k_\beta}{k_\alpha} \right) \sum_M |T_{\beta\alpha}|^2 \quad (1.1.33)$$

onde μ é a massa reduzida do sistema.

1.2 Modelo Coletivo

O espalhamento inelástico é particularmente sensível a qualquer aspecto coerente, coletivo do movimento dos nucleons do alvo, conseqüentemente este aspecto domina mesmo quando outras propriedades dos estados nucleares envolvidos podem ser bem descritos em termos da simples configuração do modelo de camadas^(Sa83). Os movimentos coletivos identificados facilmente em sistemas nucleares são as rotações de núcleos de deformação permanente e as vibrações de forma (primeiramente quadrupolo e octupolo) de núcleos esféricamente simétricos em média. No modelo coletivo^(Bo75), a hipótese básica é a associação do potencial efetivo de interação, W_β , responsável pela excitação nuclear, à não esfericidade do potencial óptico numa extensão natural do modelo 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 (constante) é a distância entre esses centros quando as superfícies dos núcleos estão em contato. No modelo óptico deformado considera-se que a distância entre os centros dos núcleos, $R(\theta, \phi)$, não seja mais constante^(Ei75):

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi) \right] = R_0 + \delta R(\theta, \phi) \quad (1.2.1)$$

onde R_0 é uma constante e os parâmetros α_{LM} descrevem a deformação caracterizada por L e M .

Representando o potencial óptico com as novas variáveis definidas por (1.2.1), após a expansão em série de Taylor ao redor de $(r - R_0)$ até a primeira ordem, supondo-se que não haja mudanças na projeção, tanto do spin quanto do spin intrínseco do projétil, chega-se ao potencial óptico deformado:

$$U[r - R(\theta, \phi)] \cong U(r - R_0) - \frac{dU(r - R_0)}{dr} \delta R(\theta, \phi) \quad (1.2.2)$$

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

$$W_\beta(x_\beta, \vec{r}) = U[r - R(\theta, \phi)] - U(r - R_0) \cong - \frac{dU(r - R_0)}{dr} R_0 \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi) \quad (1.2.3)$$

Na hipótese de excitação vibracionais do núcleo alvo, o seu raio de superfície $R_A(\theta, \phi)$ pode ser escrito em função de (1.2.1) subtraindo o raio do projétil R_a :

$$R_A(\theta, \phi) = R(\theta, \phi) - R_a = R_A \left[1 + \frac{R_0}{R_A} \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi) \right] \quad (1.2.4)$$

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

$$\alpha_{LM} = \frac{R_A}{R_0} \sqrt{\frac{\hbar \omega_L}{2C_L}} (b_{LM}^\dagger + (-1)^M b_{L,-M}) = (-1)^M \alpha_{L,-M}^* \quad (1.2.5)$$

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

Utilizando a relação (1.2.5) na equação (1.2.3), e comparando com a expressão (1.1.28), o fator de forma radial $f_L(r)$ associado à excitação de um modo vibracional de um fônon de momento angular L , é expresso por:

$$f_L(r) = -\sqrt{\frac{(2L+1)\hbar\omega_L}{2C_L}} R_A \frac{dU(r-R_0)}{dr} \quad (1.2.6)$$

Escolhendo-se um formato adequado para o potencial óptico $U(r-R_0)$, na forma de Woods-Saxon, a equação (1.2.6) pode ser calculada, como também as integrais radiais (1.1.32), determinando posteriormente a amplitude de transição para o L transferido, dada pela relação (1.1.31). Finalmente no cálculo da secção de choque diferencial do espalhamento inelástico (1.1.33), é possível realizar a faturação da somatória incoerente sobre os M 's. O seguinte termo pode ser escrito como:

$$(2L+1) \left(\frac{\hbar\omega_L}{2C_L} \right) R_A^2 = (\beta_L^{IS})^2 R_A^2 \quad (1.2.7)$$

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

$$(\beta_L^{IS})^2 = \left\langle 0 \left\| \sum_M (R_0/R_A) \alpha_{LM} \right\|^2 \right\rangle \quad (1.2.8)$$

que representa o desvio quadrático médio da esfericidade do núcleo alvo, no seu estado fundamental devido a oscilações de ponto zero do oscilador L correspondente. A grandeza definida por $\beta_L^{IS} R_A$ é denominada de comprimento de deformação de massa (ou isoscalar), δ_L^{IS} . Como é usual na análise utilizando o potencial óptico deformado (DOMP) é comum supor que seja idêntico ao comprimento de deformação nuclear, $\delta_L^N = \beta_L^N R_0$.

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

$$f_L^N(r) = -\delta_L^N \frac{dU(r-R_o)}{dr} \quad (1.2.9)$$

1.3 Modelo Coletivo na 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 e particularmente a energias próximas à da barreira coulombiana, pois são importantes os efeitos da interferência entre as amplitudes de transição nuclear e coulombiana. Será considerado aqui a discussão feita por Satchler^(Sa83), no caso da descrição do espalhamento inelástico de hádrons pelo modelo coletivo. 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 , após a expansão em série de multipolos, é dada por:

$$U_C(r) = \sum_{i=1}^{Z_A} \sum_{j=1}^{z_a} (e^2/r_{ij}) = \sum_{LM} U_{C,LM}(r, \xi) [i^L Y_{LM}(\hat{r})]^* \quad (1.3.1)$$

Supondo que o projétil seja esférico, não sujeito a excitações, e também que não ocorra a interpenetração das distribuições de carga do alvo e do projétil, os coeficientes da expansão $U_{C,LM}$ são dados por:

$$U_{C,LM}(r, \xi) = i^L \left(\frac{4\pi z_a e}{2L+1} \right) Q_{A,LM}(\xi) [1/r^{L+1}] \quad (1.3.2)$$

com

$$Q_{A,LM}(\xi) = e \sum_{A=1}^{Z_A} r_A^L Y_{LM}(\hat{r}_A) \quad (1.3.3)$$

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

A descrição do momento $Q_{A,LM}$ é usualmente feita numa visão macroscópica em termos da densidade de carga $\rho_A(\vec{r}_A)$ função contínua de \vec{r}_A , deixando assim comparáveis os termos coulombiano e nuclear:

$$Q_{A,LM}(\xi) = \int \rho_A(\vec{r}_A) r_A^L Y_{LM}(\hat{r}_A) d\vec{r}_A = i^{-L} \int \rho_{A,LM}(r_A) r_A^{L+2} dr_A \quad (1.3.4)$$

Supondo a distribuição de cargas do núcleo não esférica, e com o objetivo de destacar os efeitos dos desvios da esfericidade, escreve-se a densidade de carga do núcleo como função da distância de cada ponto à superfície do núcleo, caracterizado por $R_A(\theta, \phi)$, como $\rho_A[r_A - R_A(\theta, \phi)]$. A expansão de ρ_A até primeira ordem é feita ao redor do raio R_{A_0} , característico da distribuição esférica, sobre a qual se consideram pequenas deformações:

$$\rho_A[r_A - R_A(\theta, \phi)] \cong \rho_A(r_A - R_{A_0}) - R_{A_0} \frac{d\rho_A(r_A - R_{A_0})}{dr_A} \left[\sum_{LM} \alpha_{A,LM} Y_{LM}^*(\theta, \phi) \right] \quad (1.3.5)$$

Com essa expansão, o momento de multipolo elétrico, $Q_{A,LM}(\xi)$, terá dois termos, um de simetria esférica e o outro não, sendo esse último o responsável pela excitação coulombiana, representado como:

$$Q_{A,LM}^{(I)}(\xi) = -i^L \alpha_{A,LM} R_{A_0} \int_0^\infty \frac{d\rho_A(r_A - R_{A_0})}{dr_A} r_A^{L+2} dr_A \quad (1.3.6)$$

onde se pode estender a integral formalmente até o infinito.

Os coeficientes $U_{C,LM}(r, \xi)$ também relacionados à não esfericidade, dados pela expressão (1.3.2), são então calculados com a utilização de $Q_{A,LM}(\xi)$. Com isso, o fator de forma radial para a excitação coulombiana pode ser obtido, e considerando a hipótese de uma distribuição uniforme esférica de cargas com corte abrupto em R_{A_0} , é nulo para $r < R_{A_0}$, e para $r \geq R_{A_0}$ é dado por:

$$f_L^C(r) = \delta_L^C \left(\frac{3Z_A z_a e^2}{2L+1} \right) \frac{R_{A_0}^{L-1}}{r^{L+1}} \quad (1.3.7)$$

sendo δ_L^C o comprimento de deformação de carga, definido de forma análoga ao comprimento de deformação de massa δ_L^{IS} . A constante R_{A_0} é mais comumente escrita como R_C .

Este resultado pode ser representado juntamente com o obtido para a contribuição nuclear no modelo coletivo, onde o fator de forma radial expresso em (1.1.28), com o desenvolvimento subsequente até a equação (1.2.6), torna-se uma soma coerente entre os fatores nuclear (1.2.9) e coulombiano (1.3.7),

$$f_L(r) = f_L^N(r) + f_L^C(r) \quad (1.3.8)$$

Desse modo, interações elétricas também interferem na excitação nuclear de estados coletivos.

A probabilidade reduzida de transição $B(EL)$ entre o estado fundamental e o estado conectado pelo operador de momento de multipolo elétrico de ordem L é expressa por:

$$B(EL) = \sum_M \left| \langle LM | Q_{A,LM} | 00 \rangle \right|^2 \quad (1.3.9)$$

Dentro do modelo adotado, para uma distribuição uniforme de cargas basicamente esférica no estado fundamental com corte abrupto no raio R_C , a equação (1.3.9) pode ser escrita como:

$$B(EL) = \left(\frac{3Z_A R_C^{L-1} \delta_L^C}{4\pi} \right)^2 e^2 \quad (1.3.10)$$

1.4 Interferência Nuclear Coulombiana

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, $B(EL)$, e isoescalar (ou de massa), $B(ISL)$, com grande acurácia.

Na análise das transições coletivas pelo modelo óptico com potencial deformado (DOMP), o fator de forma para o termo nuclear da expressão (1.3.8), para momento angular transferido L , é igual a:

$$f_L^N(r) = -\delta_R^N(U) \frac{dV(r)}{dr} - i\delta_I^N(U) \frac{dW(r)}{dr} \quad (1.4.1)$$

onde $V(r)$ e $W(r)$ são as partes real e imaginária do potencial óptico U , respectivamente. Neste caso, $\delta_R^N(U) = \delta_I^N(U) = \delta_L^N$ é o comprimento de deformação nuclear associado ao potencial.

O termo coulombiano do fator de forma, para $r > R_C$, é dado por:

$$f_L^C(r) = \frac{4\pi Z_a e}{2L+1} [B(EL) \uparrow]^{1/2} \frac{1}{r^{L+1}} \quad (1.4.2)$$

Com a utilização do fator de forma $f_L(r) = f_L^N(r) + f_L^C(r)$ para computar a seção de choque diferencial inelástica, pode-se fatorar o quadrado do comprimento de deformação nuclear $(\delta_L^N)^2$, se o comprimento de deformação de carga puder satisfazer a relação $\delta_L^C = C \delta_L^N$, definindo assim o parâmetro C .

Realizando ajustes das seções de choque calculadas pelas previsões DWBA-DOMP às distribuições angulares experimentais o parâmetro C é discriminado pelo formato da distribuição angular, enquanto δ_L^N é determinado a partir do fator de escala no ajuste da previsão aos dados.

As probabilidades de transição dependem explicitamente desses parâmetros, como pode ser visto na expressão (1.3.10) que define $B(EL)$. Para $B(ISL)$, definida por Bernstein ^(Be69), tem uma forma similar só que é relacionada com o comprimento de deformação de massa δ_L^N :

$$B(ISL) = \left(\frac{3Z_A R_M^{L-1} \delta_L^N}{4\pi} \right)^2 \quad (1.4.3)$$

onde $R_M = r_M A^{1/3}$ é o raio característico da massa nuclear. Utilizando então as expressões (1.3.10) e (1.4.3) a razão entre as probabilidades reduzidas de transição é dada por:

$$\frac{B(EL)}{B(ISL)} = \left(\frac{\delta_L^C R_C^{L-1} e}{\delta_L^N R_M^{L-1}} \right)^2 = e^2 C^2 \left(\frac{r_C}{r_M} \right)^{2L-2} \quad (1.4.4)$$

É importante 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 $B(EL)$ e $B(ISL)$.

A probabilidade reduzida de transição elétrica, equação 1.3.9, é usualmente escrita como:

$$B(EL) \uparrow = e^2 |\mathbf{M}_p|^2 \quad (1.4.5)$$

onde \mathbf{M}_p é o momento 2^L polar da distribuição de cargas do núcleo.

Uma relação análoga pode ser derivada para a probabilidade reduzida de transição isoescalar^(Be69):

$$B(ISL) \uparrow = \left| \frac{Z}{A} (\mathbf{M}_n + \mathbf{M}_p) \right|^2 \quad (1.4.6)$$

com \mathbf{M}_n representando o momento 2^L polar da distribuição de nêutrons do núcleo.

Por simplicidade, como é usual, supõe-se que a densidade de transição dos nêutrons seja proporcional à dos prótons. Pode-se, então, obter a razão M_n/M_p , que é uma indicação do caráter de isospin da transição nuclear, definida como:

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{|\mathbf{M}_n|}{|\mathbf{M}_p|} = \frac{A}{Z} \sqrt{\frac{e^2 B(ISL)}{B(EL)}} - 1 \quad (1.4.7)$$

Utilizando a expressão (1.4.4) em (1.4.7), obtém-se um resultado para a razão dos momentos em função do parâmetro experimental C:

$$\frac{M_n}{M_p} = \frac{1}{C} \frac{A}{Z} \left(\frac{r_M}{r_c} \right)^{L-1} - 1 \quad (1.4.8)$$

1.5 Previsões teóricas

A análise foi realizada na aproximação de Born em ondas distorcidas (DWBA) e o potencial nuclear de transição descrito no modelo do potencial óptico deformado (DOMP), utilizando potenciais ópticos globais. Assim, nestas condições foram realizados cálculos de previsões teóricas para determinar as melhores condições para a realização da tomada de dados.

A seguir serão abordados tópicos referentes a: potenciais ópticos globais, cuidados a serem tomados para os cálculos das seções de choque reduzidas utilizando o programa DWUCK4^(Ku74), escolha da energia para uma boa caracterização da INC permitindo a extração de $B(IS2)$ e da razão $B(E2)/B(IS2)$.

1.5.1 Potenciais Ópticos

O potencial óptico, no caso de espalhamento inelástico dentro do modelo coletivo, gera as ondas distorcidas dos canais de entrada, incidente, e de saída, espalhada, e define o fator de forma coletivo.

Para dêuterons os parâmetros de potencial óptico são bem testados, permitindo uma análise homogênea, propiciando uma investigação comparativa entre os isótopos pares de Pd no presente trabalho.

A forma padrão utilizada para o potencial óptico é dada por^(Pe76):

$$U(r) = V_c - V_R f(r, r_R, a_R) + i4W_D \frac{d}{dr} f(r, r_I, a_I) \quad (1.5.1)$$

onde $V_c(r)$ é o potencial coulombiano para uma distribuição de carga uniforme e esférica com raio R_c

$$V_c = \begin{cases} \frac{ZZ'e^2}{r} & r \geq R_c \\ \left(\frac{ZZ'e^2}{2R_c} \right) \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) & r \leq R_c \end{cases} \quad (1.5.2)$$

$$R_c = r_c A^{1/3}$$

As funções $f(r, r_i, a_i)$, tem a forma de Woods-Saxon com os parâmetros apropriados de raio e difusividade.

$$f(r, r_i, a_i) = \left[1 + \exp\left(\frac{r - r_i A^{1/3}}{a_i} \right) \right]^{-1} \quad (1.5.3)$$

A é o número de massa do núcleo alvo.

A sistemática adotada para os parâmetros de potenciais ópticos globais foi a de Perey & Perey^(Pe76) para dêuterons entre 12 e 25 MeV, descrita a seguir:

$$V_R = 81,0 - 0,22E + 2,0 \left(\frac{Z}{A^{1/3}} \right) \quad (\text{MeV})$$

$$r_0 = 1,15 \text{ fm}$$

$$a_0 = 0,81 \text{ fm}$$

$$W_D = 14,4 + 0,24E \quad (\text{MeV})$$

$$r_D = 1,34 \text{ fm}$$

$$a_D = 0,68 \text{ fm}$$

$$r_c = 1,15 \text{ fm}$$

O raio coulombiano reduzido utilizado foi $r_c = 1,22 \text{ fm}$, para que a esfera uniformemente carregada de corte abrupto represente, em média, a distribuição de carga do núcleo, parametrizada no formato de Woods-Saxon^(Go96).

1.5.2 Programa DWUCK4

Para os cálculos das seções de choque reduzidas, na aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA), foi utilizado o programa DWUCK4^(Ku74). O primeiro cuidado para utilizar o DWUCK4 é a escolha adequada do número máximo de ondas parciais utilizadas (L_{max}), do passo de integração da integral radial (dr) e do limite máximo de integração (r_{max}).

O fator de forma nuclear tem alcance limitado à vizinhança do núcleo, ao contrário do fator de forma coulombiano que tem longo alcance. Assim no caso do estudo da INC, deve-se ter um cuidado especial com o alcance máximo de integração e também com o número máximo de ondas parciais.

O número máximo de ondas parciais permitidas pelo programa no caso em estudo é $L_{m\acute{a}x} = 599$. Dado um $L_{m\acute{a}x}$, a sua relação com $r_{m\acute{a}x}$ e é dada por:

$$r_{m\acute{a}x} > \frac{L_{m\acute{a}x} + 2\eta}{\kappa} \quad (1.5.4)$$

onde κ corresponde ao número de onda e $\eta = \frac{zZe^2}{\hbar v}$, o parâmetro coulombiano, sendo z e Z o número atômico do núcleo incidente e do alvo respectivamente e v a velocidade.

O programa tem uma limitação numérica entre r_{max} e dr , número de passos, que impõe que $dr \geq \frac{r_{m\acute{a}x}}{1600}$. Seguindo estas limitações, para energia incidente de 13,0 MeV, com $L_{max} = 380$, os valores obtidos são $r_{max} = 343 \text{ fm}$ e $dr = 0,21 \text{ fm}$, que não são restritivos nos cálculos para o espalhamento em exame. Para ilustrar a sensibilidade na determinação do número máximo de ondas parciais

utilizadas (L_{max}), do passo de integração da integral radial (dr) e do limite máximo de integração (r_{max}), na Figura 1.5.1 estão representados as influências desses valores nas seções de choque previstas variando um parâmetro por vez.

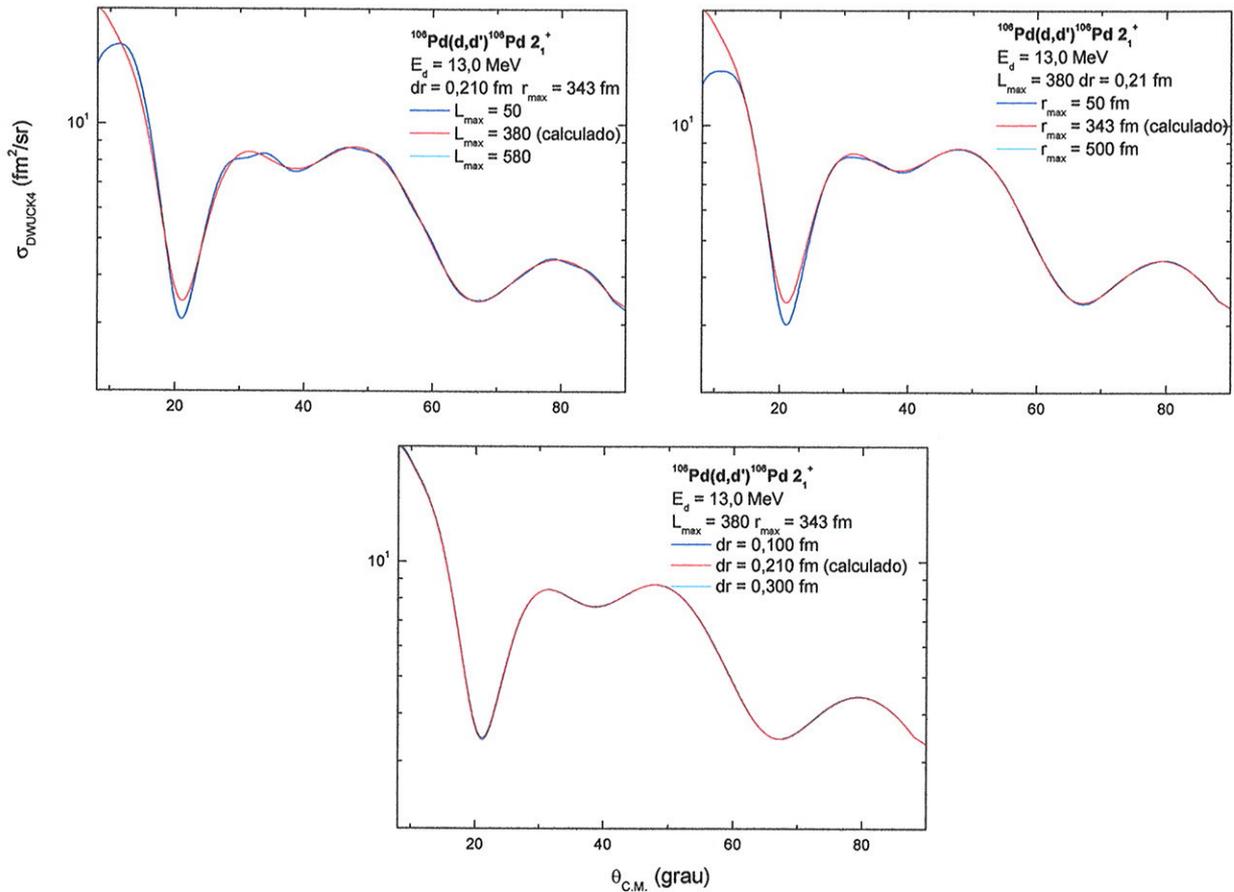


Figura 1.5.1: Estudo da influência dos valores do número máximo de ondas parciais utilizadas (L_{max}), do passo de integração da integral radial (dr) e do limite máximo de integração (r_{max}) nas seções de choque previstas calculadas com o programa DWUCK4.

1.5.3 Seções de choque previstas

A seção de choque reduzida para espalhamentos inelásticos é dada por:

$$\frac{d\sigma^L(\theta)}{d\Omega} = \beta_L^2 \sigma_{DWUCK4}^L \quad (1.5.5)$$

onde β_L é o parâmetro de deformação do potencial.

Outro fator a ser considerado é o ângulo sólido formado pela janela de entrada do espectrógrafo ter um ângulo de abertura, a usual é de 3,8 graus, assim deve-se utilizar uma média da seção de choque reduzida calculada pelo programa DWUCK4, sobre essa abertura angular, dado por:

$$\sigma_{\text{sigmed}} = \frac{1}{2\theta_0} \int_{\theta-\theta_0}^{\theta+\theta_0} \sigma_{\text{DWUCK4}} d\theta \quad (1.5.6)$$

sendo θ_0 correspondente à metade do ângulo de entrada do espectrógrafo, $\theta_0 = 1,9^\circ$. A integral é resolvida numericamente através de interpolação. A influência do σ_{sigmed} é importante nos formatos dos vales e picos da distribuição angular das seções de choque previstas, principalmente no mínimo da ICN. Este fato pode ser observado na Figura 1.5.2, onde estão representadas as seções de choque previstas sem a utilização do sigmed e com sua utilização para alguns ângulos sólidos correspondentes à abertura do espectrógrafo.

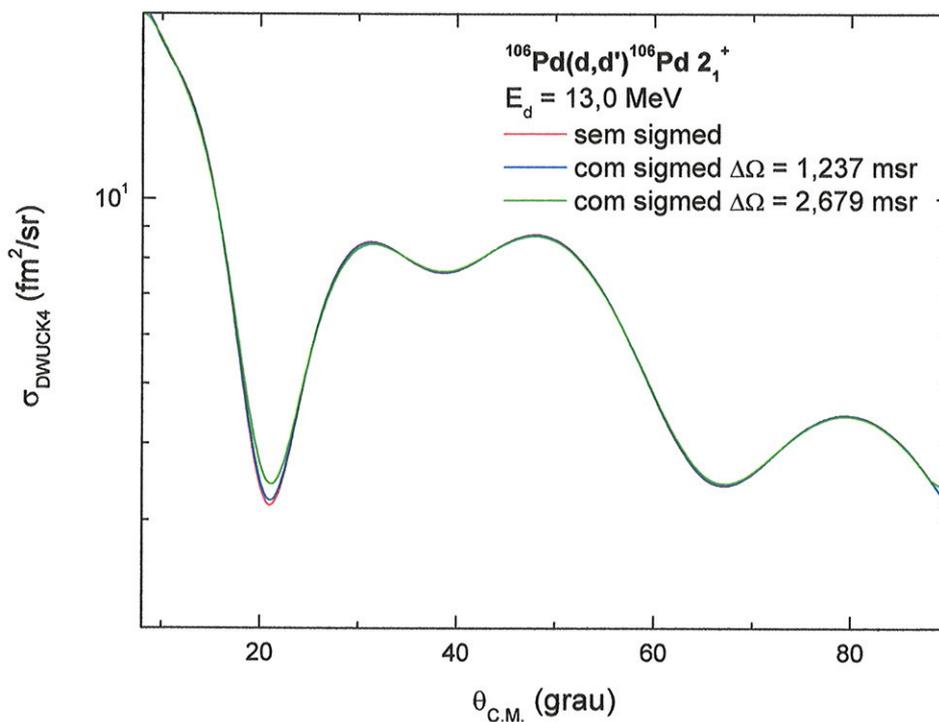


Figura 1.5.2: Seções de choque previstas calculadas com a utilização da média e sem a sua utilização para dois ângulos sólidos diferentes.

A seguir estão representadas na figura 1.5.3 as distribuições angulares das seções de choque previstas para o espalhamento inelástico de dêuterons com os isótopos ^{104}Pd , ^{106}Pd , ^{108}Pd e ^{110}Pd , para uma energia incidente de 13,0 MeV, considerando os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- , com $C = 1,00$ (mesmo comprimento de deformação de carga e massa) e os respectivos valores de β_L obtidos na literatura^(Ra01,Ki02).

Nota-se que as distribuições angulares das seções de choque previstas para o espalhamento inelástico de dêuterons com os isótopos ^{104}Pd , ^{106}Pd , ^{108}Pd e ^{110}Pd são semelhantes, assim nos próximos tópicos abordados será representado somente o isótopo ^{106}Pd como exemplo do comportamento dos demais.

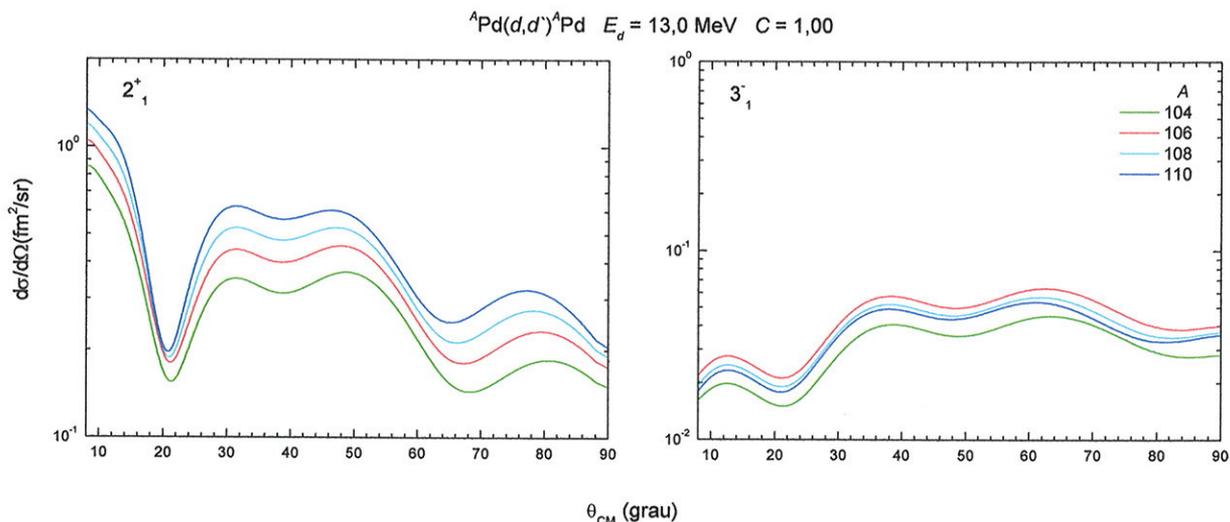


Figura 1.5.3: Distribuições angulares previstas calculadas com o programa DWUCK4 para o espalhamento inelástico de dêuterons com os isótopos ^{104}Pd , ^{106}Pd , ^{108}Pd e ^{110}Pd , com energia incidente de 13,0 MeV, para os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- .

1.5.4 Escolha da energia

No estudo da ICN com espalhamento inelástico, do exame do formato das distribuições angulares experimentais é possível extrair a razão $C_L = \delta_L^C / \delta_L^N$ entre os comprimentos de deformação de carga e nuclear (massa), enquanto o fator de escala, no ajuste aos dados, determina o comprimento de deformação nuclear δ_L^N . O ajuste das previsões *DWBA-DOMP* sobre os dados é realizado pelo método de mínimos quadrados, sendo extraídos os parâmetros correlacionados C_L e δ_L^N , e seus respectivos desvios.

São então obtidos, como descrito na seção anterior: a razão $B(\text{EL})/B(\text{ISL})$ através do parâmetro C_L (fórmula 1.4.4) e a probabilidade reduzida da transição isoescalar $B(\text{ISL})$ calculada a partir de δ_L^N (fórmula 1.4.3).

Distribuições angulares experimentais bem detalhadas principalmente na região do primeiro mínimo do padrão de interferência são de grande importância para uma extração da razão $B(\text{EL})/B(\text{ISL})$ mais precisa, com o cancelamento de incertezas na obtenção da escala absoluta.

Assim, para uma melhor identificação da ICN, é necessária a escolha de uma energia incidente adequada. Na figura 1.5.4 estão representadas as seções de

choque previstas totais e as contribuições coulombiana e nuclear separadamente, em função da energia do dêuteron incidente, considerando o espalhamento inelástico $^{106}\text{Pd}(d,d')^{106}\text{Pd}$ para o estado 2_1^+ , supondo $C = 1,00$. Note que a soma das contribuições coulombiana e nuclear não corresponde ao valor da seção de choque total, isto ocorre devido à interferência das excitações coulombiana e nuclear.

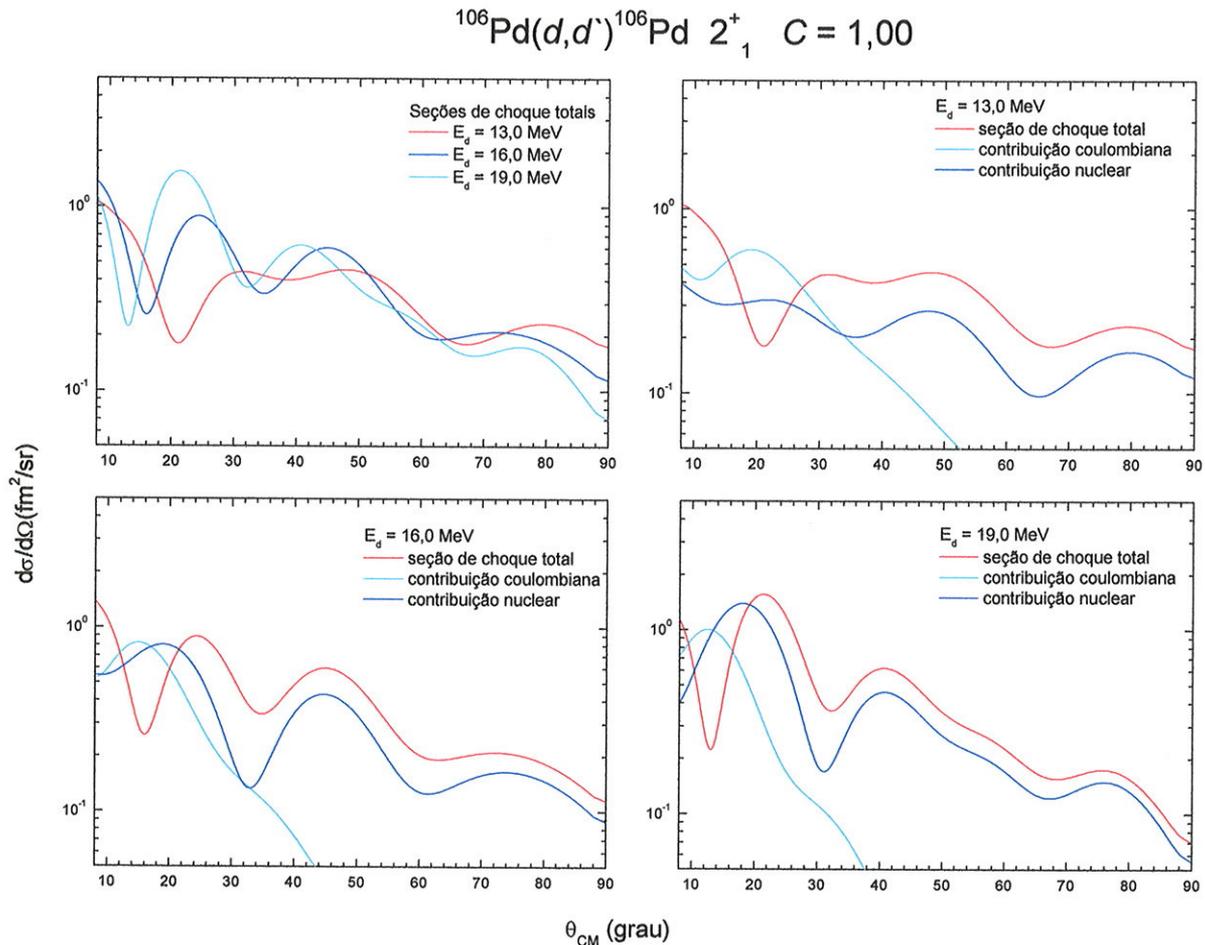


Figura 1.5.4: Seções de choque inelásticas para o estado 2_1^+ do ^{106}Pd , para energias incidente de dêuterons 13,0, 16,0 e 19,0 MeV, com as respectivas contribuições nucleares e coulombianas.

Pode-se observar que os mínimos de interferência ocorrem em $\theta_{\text{CM}} \sim 13^\circ$, 15° e 20° , pra as energias incidentes 19,0, 16,0 e 13,0 MeV, respectivamente, demonstrando que com o aumento da energia corresponde a ângulos cada vez mais dianteiros, difíceis de serem medidos. A seção de choque também é mais estruturada com o aumento da energia.

Para ângulos maiores é clara a predominância da contribuição nuclear e também o crescimento de sua contribuição em ângulos menores conforme aumenta

a energia. A contribuição coulombiana é mais significativa para ângulos menores sendo que para energias maiores a contribuição se concentra cada vez mais em ângulos dianteiros.

Para a escolha da energia também é fundamental considerar a determinação do C , realizada através do formato das distribuições angulares. Na Figura 1.5.5 pode-se observar as previsões correspondentes a vários valores de C para as energias 13,0, 16,0 e 19,0 MeV.

Nota-se claramente que a determinação de C depende da caracterização do mínimo de interferência, assim a energia de 13,0 MeV é mais favorável, pois para determinar o valor de C para $E_d = 16,0$ MeV seriam necessárias medidas de dados em $\theta_{CM} \leq 15^\circ$ e $E_d = 19,0$ MeV, dados em $\theta_{CM} \leq 13^\circ$, difíceis de serem tomadas experimentalmente. Além disso, a discriminação entre os diferentes valores de C para uma mesma energia é maior para energias mais baixas.

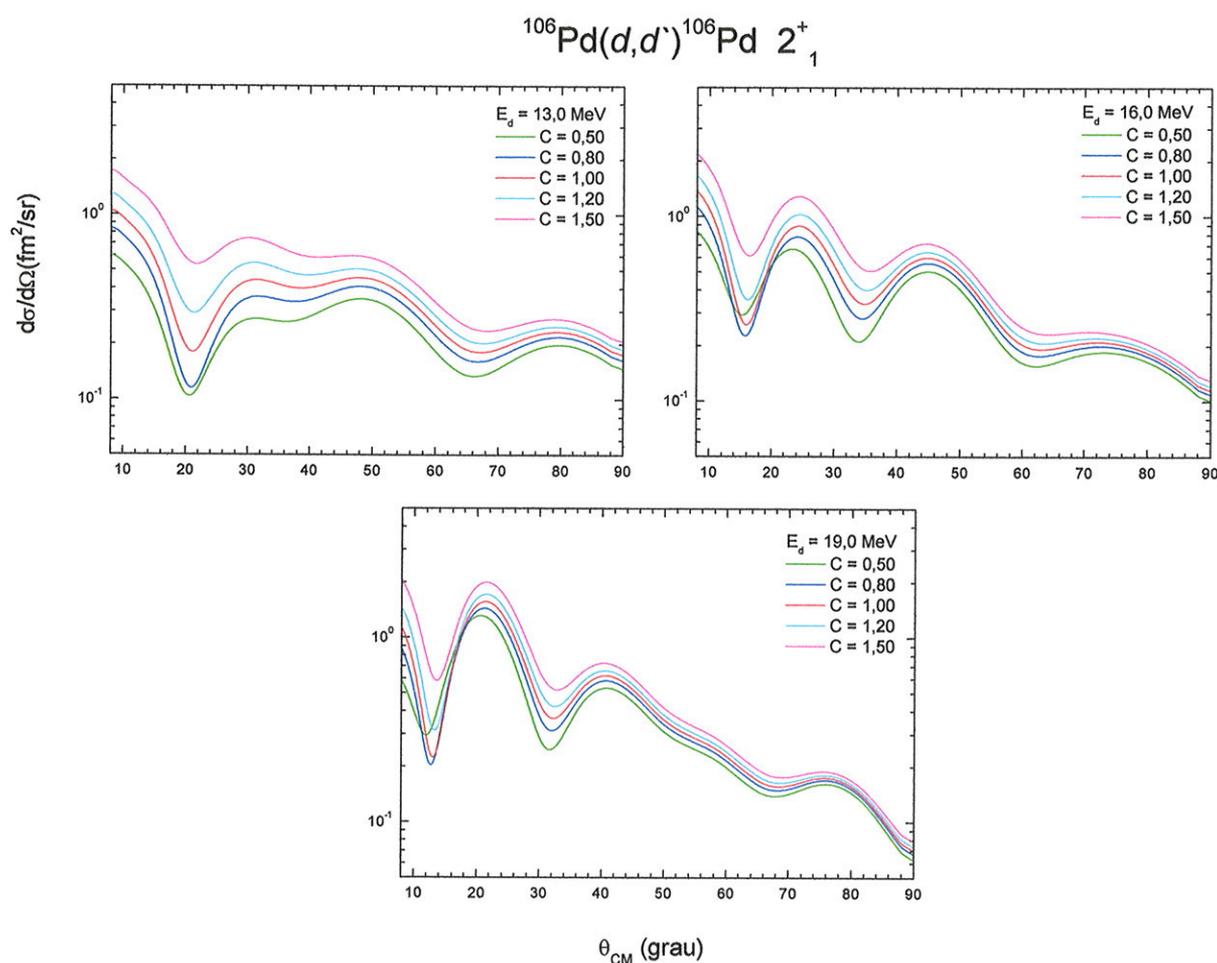


Figura 1.5.5: Seções de choque inelásticas para o estado 2^+_1 do ^{106}Pd , para energias incidente de dêuterons 13,0, 16,0 e 19,0 MeV, variando o valor de C .

1.6 Cálculos com Canais Acoplados

A idéia física por trás da aproximação de Born com ondas distorcidas é que o espalhamento elástico é dominante e é tratado completamente, enquanto que os eventos não elásticos são tratados pela teoria de perturbação. Existem algumas situações onde isto não se aplica, um canal não elástico pode ser fortemente excitado e a teoria de perturbação não é suficiente. Por exemplo, a excitação dos estados de mais de um fônon no núcleo vibracional, ou os membros mais altos da banda rotacional de núcleos deformados, onde as excitações são realizadas através de estados de energias mais baixas, em outras palavras, a excitação não pode ser realizada através de um processo direto. Em tais processos múltiplos é necessária a aplicação de aproximações de Born de ordens maiores ou a utilização do método de canais acoplados.

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

Em particular no presente trabalho, com o interesse em estados fortemente coletivos onde predomina o processo de excitação em uma única etapa, o tratamento com aproximação de Born com ondas distorcidas (DWBA) é adequado. Para ilustrar a sua validade foram realizados cálculos com canais acoplados utilizando o programa CHUCK3^(Ku77) para o primeiro estado quadrupolar no ¹⁰⁶Pd, em termos do modelo coletivo das vibrações da superfície nuclear.

Primeiramente foi considerado apenas um acoplamento do estado fundamental com o primeiro estado quadrupolar levando em conta os dois sentidos de acoplamento. Também foram considerados os estados quadrupolar e octupolar de um fônon, com o acoplamento $\langle e.f. \leftrightarrow 2_1^+, e.f. \leftrightarrow 3_1^- \rangle$, e estados quadrupolares de um e dois fônons, $\langle e.f. \leftrightarrow 2_1^+ \leftrightarrow (2_2^+, 0_2^+, 4_1^+) \rangle$. O potencial óptico deformado foi o mesmo utilizado no presente trabalho, os valores dos parâmetros de deformação utilizados são os obtidos por V. Riech et al.^(Ri92) e as deformações do potencial nuclear e do coulombiano foram consideradas iguais. Os resultados obtidos com

cálculos de canais acoplados estão representados na Figura 1.6.1 em comparação com os previstos através da descrição DWBA, para o espalhamento elástico e para excitação do primeiro estado quadrupolar. A Figura 1.6.2 representa os respectivos esquemas de acoplamento.

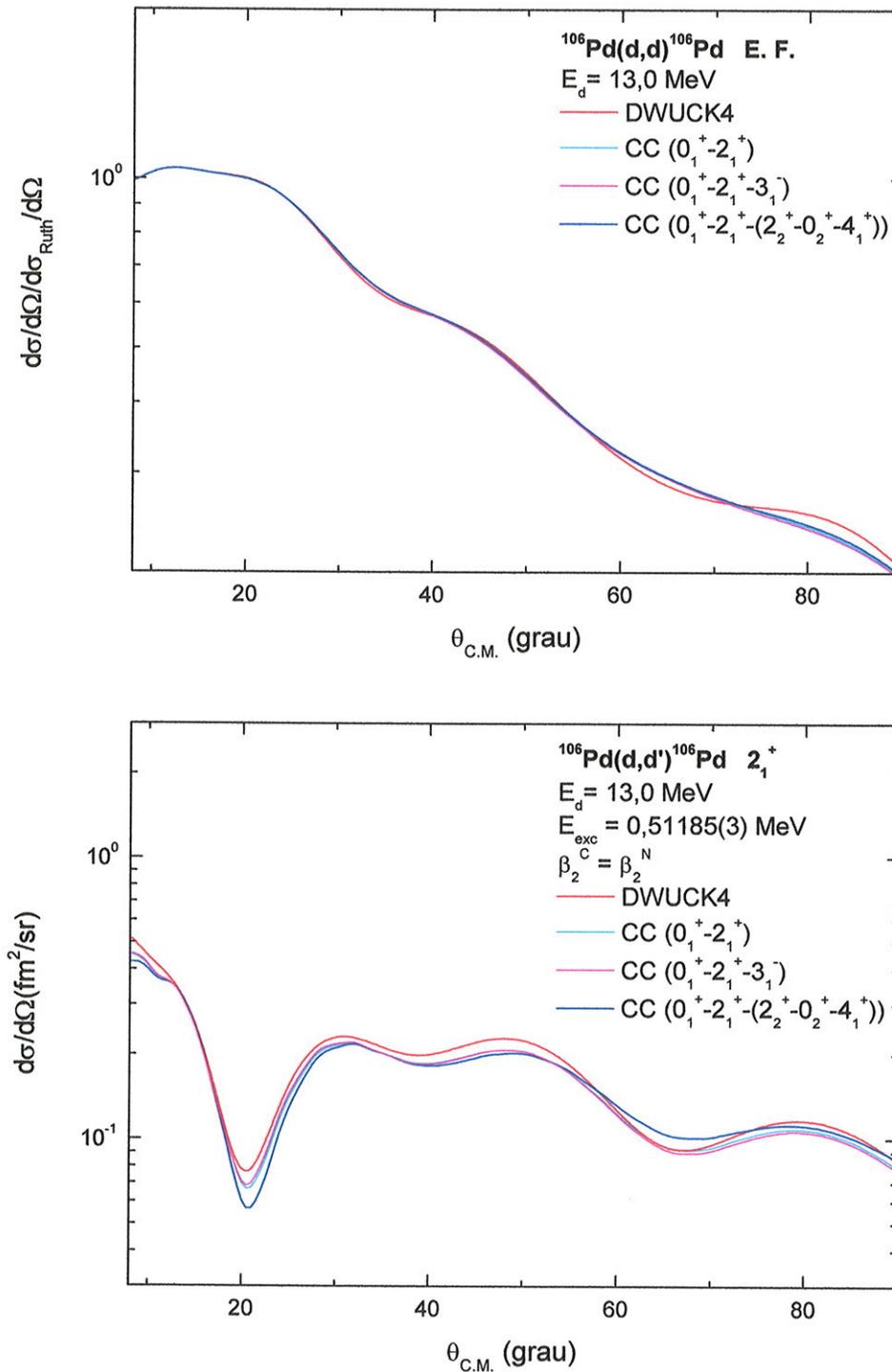


Figura 1.6.1: Resultados obtidos com cálculos de canais acoplados em comparação com os previstos através da descrição DWBA, para o espalhamento elástico e o primeiro estado quadrupolar.

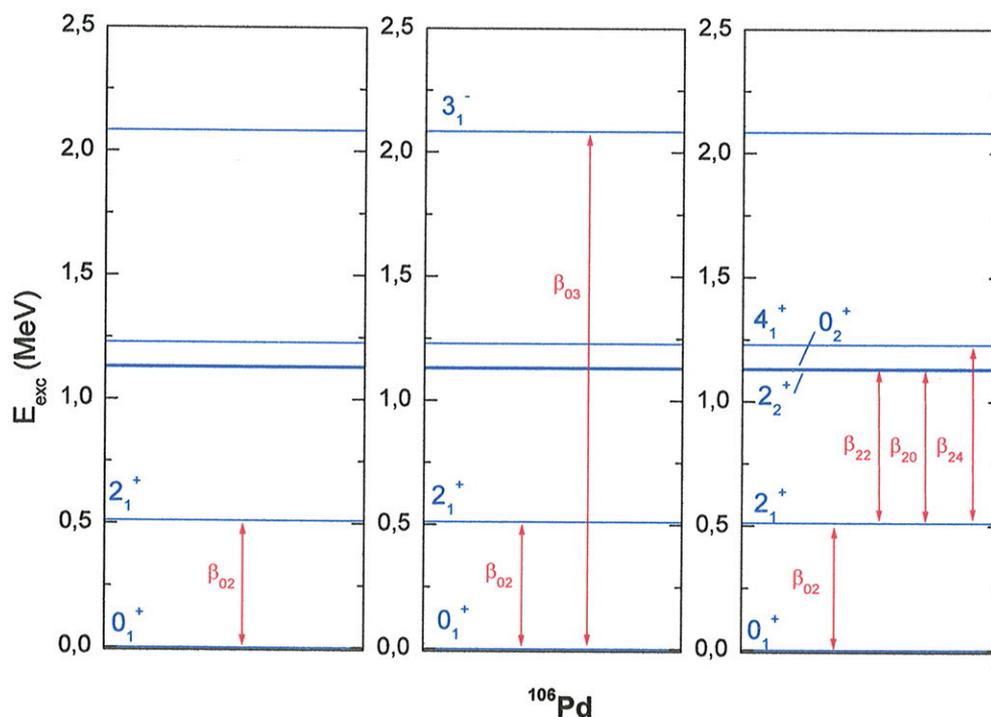


Figura 1.6.2: Esquema de acoplamento considerando o primeiro estado quadrupolar, os estados quadrupolar e octupolar de um fônon, e os estados quadrupolares de um e dois fônons, respectivamente.

É importante ressaltar que o DWBA não é simplesmente uma teoria de primeira ordem. Em particular os potenciais utilizados são obtidos através de ajustes em dados experimentais de espalhamento elástico. Isto por si só inclui efeitos de ordem superior de uma maneira fenomenológica, como as originadas pelo “feeding back” no canal elástico devido aos canais não elásticos que estão sendo considerados. Então o método de ondas distorcidas não equivale simplesmente a resolver algumas equações acopladas para a primeira ordem de acoplamento. Por esta razão é necessário o uso de potenciais ópticos nos cálculos de canais acoplados diferentes daqueles utilizados no DWBA com o objetivo de reproduzir o mesmo espalhamento elástico. Este fato justifica a pequena diferença observada nas previsões do espalhamento elástico. Além disso, a utilização de potenciais ópticos globais conhecidos na descrição DWBA permite uma análise consistente ao longo de cadeias de isótopos.

Quanto aos resultados referentes à excitação do primeiro estado quadrupolar, a Figura 1.6.1 mostra, em comparação com previsão DWBA, modificação de formato na distribuição obtida com cálculos de canais acoplados sem alterar os potenciais ópticos, apenas quando são considerados acoplamentos entre os estados quadrupolares de um e dois fônons. Entretanto essa variação frente às

incertezas dos dados experimentais como as obtidas no presente trabalho não pode ser discriminada

Concluindo, para a análise do espalhamento inelástico de dêuterons com isótopos pares de Pd na excitação do primeiro estado quadrupolar, a descrição DWBA é adequada. Os resultados com cálculos de canais acoplados não apresentaram diferenças significativas face às incertezas experimentais. Além disto, a descrição DWBA tem a vantagem de permitir uma análise global e consistente ao longo de cadeias de isótopos, fato importante para o estudo em questão.

2. Descrição Experimental

A aquisição de dados para o espalhamento inelástico de dêuterons com isótopos pares de Pd foi realizada no Laboratório Pelletron no Instituto de Física da USP, utilizando o sistema Pelletron-Espectrógrafo Magnético Enge. Neste capítulo são descritos, sucintamente, o aparato experimental utilizado incluindo o feixe de dêuterons, o acelerador Pelletron, a câmara de espalhamento, o Espectrógrafo Magnético, os alvos e as emulsões nucleares, sendo também apresentados os resultados dos testes realizados para a confecção dos alvos de $^{104,106,108}\text{Pd}$. Para finalizar também são descritos os períodos de aquisição de dados.

2.1 O feixe de dêuterons

A fonte de íons utilizada para a produção do feixe de dêuterons foi a tipo "MC-SNICS" (Multicathod Source of Negative Ions by Cesium Sputtering)^(Mi90). Esta fonte possui 32 cátodos num carrossel permitindo a mudança de um cátodo para o outro sem a quebra de vácuo e a interrupção da operação da fonte. O cátodo, material sólido compactado em um cadinho (pastilha), é bombardeado por íons de Cs propiciando a liberação do material de interesse. A fonte trabalha em ambiente de Cs, parte deste condensa-se na superfície frontal do cátodo e outra parte é ionizada pela superfície quente do ionizador. O Cs, elemento que perde facilmente um elétron, é ionizado positivamente e em seguida acelerado. O feixe de césio bombardeia partículas da pastilha (pulverização catódica) que se encontram sob a camada condensada de césio. As partículas do cátodo por sua vez são expelidas devido ao impacto com o íon positivo, atravessando a camada de césio da superfície da pastilha e formando íons negativos através da captura de elétrons fracamente ligados do césio.

A produção de $^2\text{H}^-$ para obtenção de feixe de dêuterons foi realizada a partir de uma pastilha produzida com a absorção de deutério pelo titânio (deutereto de titânio) e sua compactação com um metal. A proporção em massa utilizada foi de 50% de deutereto de titânio, 25% em alumínio em pó e 25% em cobre em pó, para facilitar compactação e contato eletrônico.

Os feixes gerados nesta fonte têm energia de 5 keV e são extraídos por um potencial de extração de 11 kV. Uma tensão de 69 kV é aplicada para pré-acelerar o feixe de maneira a poder injetá-lo no acelerador. Esta pré-aceleração é feita no tubo de pré-aceleração. A energia do feixe depois desta aceleração é de 85 keV.

2.2 O acelerador Pelletron

O acelerador Pelletron é eletrostático, tipo Tandem, uma evolução dos aceleradores Van de Graaf. No tandem, o terminal de alta tensão positiva se localiza no centro do acelerador. O nome Pelletron origina-se do processo de transporte de carga até o terminal que é feito por uma corrente constituída de “pellets” de metal, ligadas umas às outras por isolantes de nylon. A tensão máxima aplicada nos terminais é de 9 MV, sendo utilizado o gás inerte SF₆ a alta pressão para controlar a tensão e para o isolamento. Na Figura 2.2.1, pode-se observar uma vista do Acelerador Pelletron.

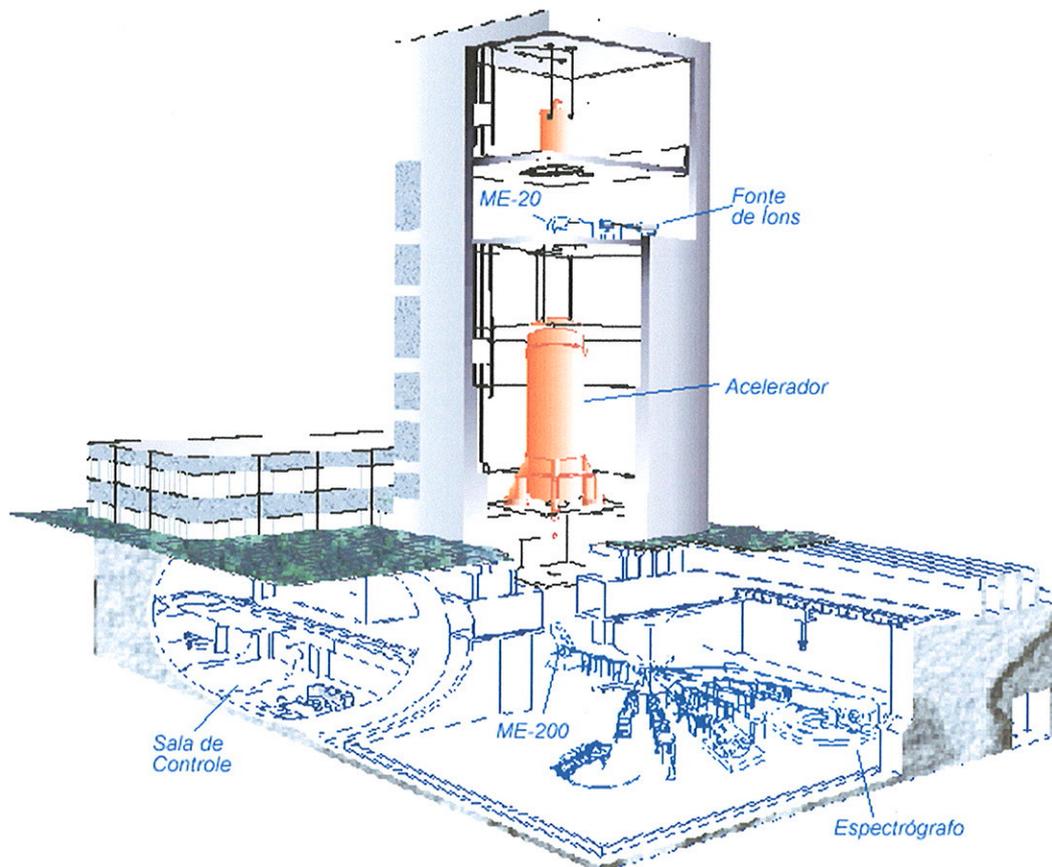


Figura 2.2.1: Vista do acelerador Pelletron, cujo prédio é composto de dez andares.

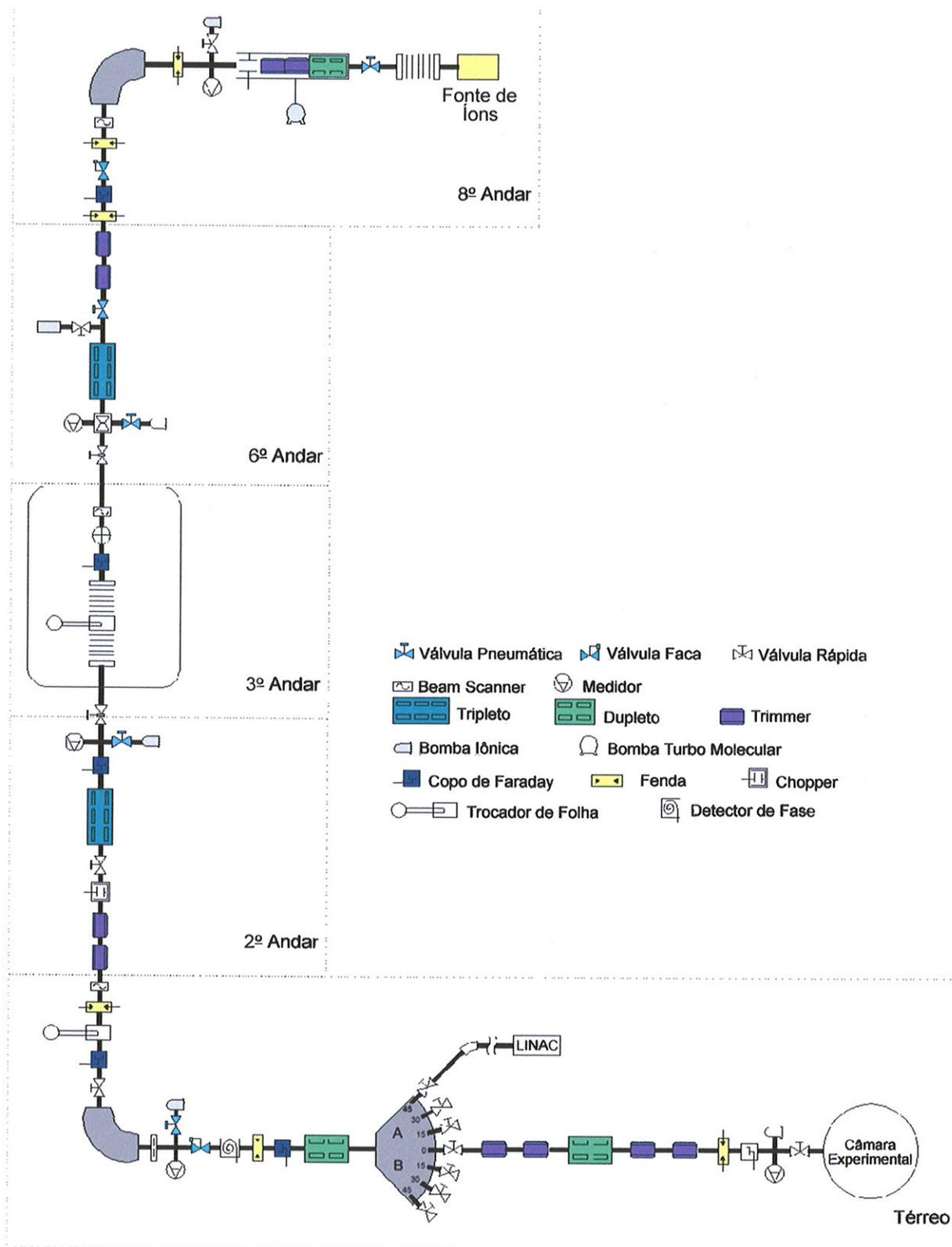


Figura 2.2.2: Esquema do Acelerador Pelletron com os componentes principais presentes desde a fonte de ions até a câmara experimental.

Os íons negativos produzidos pela fonte de íons tipo SNICS são selecionados e defletidos em 90° pelo eletroímã ME-20. A seguir ao chegar nas fendas do acelerador, o feixe negativo é atraído até o terminal, onde passa por um filme fino de carbono, tornando-se positivo e sendo então repellido pelo terminal. O feixe, então, segue até o ímã ME200, onde as partículas são selecionadas de acordo com a energia, massa e o estado de carga (na presente experiência um só estado de carga é possível). Mais a frente outro ímã, o "switching", deflete o feixe para a canalização do espectrógrafo, umas das sete canalizações existentes, e finalmente chega à câmara de espalhamento. O feixe durante todo o percurso (Figura 2.2.2) é focalizado e direcionado por elementos elétricos e magnéticos.

2.3 A câmara de espalhamento

Para a obtenção de espectros de qualidade é necessária uma boa definição do objeto para o espectrógrafo (área do alvo em que ocorre a reação), principalmente em espalhamentos inelásticos. Assim é utilizado um conjunto de fendas, a primeira, localizada a aproximadamente 13 cm da entrada da câmara de espalhamento, chamada corta-halo, tem o formato circular de aproximadamente 5 mm de diâmetro. Esta fenda bloqueia a passagem de íons do feixe muito divergentes. Ao entrar na câmara de espalhamento, antes do feixe chegar aos alvos, dois conjuntos de duas fendas de definição são responsáveis pelo perfil do feixe incidente. Cada conjunto é composto de uma fenda retangular vertical de 1,2 mm de largura e uma horizontal de 3,0 mm de altura.

Os alvos são montados no centro da câmara de espalhamento a 45° em relação ao feixe incidente, aumentando assim sua espessura efetiva.

A coleta da corrente total do feixe que atinge o alvo é feita por um copo de Faraday, localizado no fundo da câmara, possuindo supressão elétrica e geométrica e ainda ligado a um integrador de corrente. A Figura 2.3.1 apresenta uma foto da câmara de espalhamento.

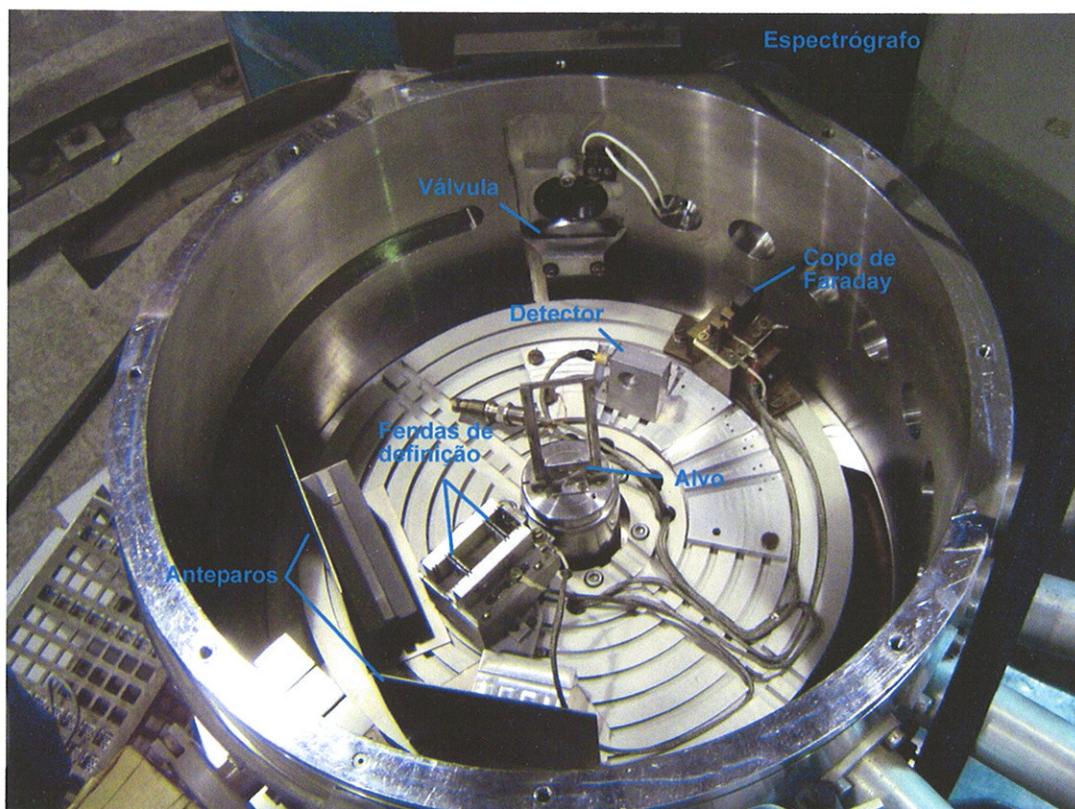


Figura 2.3.1: Foto da câmara de espalhamento, cujo diâmetro é de 40 cm.

2.4 O espectrógrafo

Quando o feixe atravessa o alvo ocorrem reações e partículas são emitidas em várias direções. Aquelas que estiverem contidas no ângulo sólido definido pela abertura das fendas do espectrógrafo sofrem a ação dos campos magnéticos produzidos por dois ímãs dipolares (Figura 2.4.1).

Partículas carregadas atravessando um campo magnético uniforme, com trajetórias em um plano perpendicular às linhas de campo, tem suas energias relacionadas com os raios de curvatura das trajetórias dado por:

$$\rho = \frac{p}{ZeB} = \frac{\sqrt{2ME}}{ZeB} \quad (2.4.1)$$

onde p , Ze , M , E indicam respectivamente o momento, o estado de carga, a massa e a energia cinética da partícula, e B é a magnitude do campo magnético, com $p = \sqrt{2ME}$.

O campo do espectrógrafo tem efeitos de borda que fazem com que partículas de mesma razão momento sobre carga convirjam para uma mesma região, mesmo que emitidas em direções diferentes. Além de possuir uma focalização bidirecional, possibilitando focar a imagem tanto horizontalmente como verticalmente, apresenta a possibilidade de correção do plano focal devido ao alargamento cinemático. Essa correção é proporcional ao alargamento cinemático reduzido, definido pela relação entre o alargamento cinemático da partícula emergente da reação $\left(\frac{dE}{d\theta}\right)$ e a energia E .

$$a_c = \frac{1}{2E} \frac{dE}{d\theta} \quad (2.5.2)$$

A limitação geométrica devido aos raios de curvatura efetivos máximos e mínimos das trajetórias corresponde a $E_{\max}/E_{\min} \sim 7,3$. O valor máximo do campo é de 17 kG e o maior ângulo sólido de admitância é de 2,68 msr, dimensão que ainda permite a correção de efeitos de aberração. A dispersão que informa o deslocamento da imagem em função da variação da curvatura efetiva da trajetória do íon, devido à variação do momento, é próxima a 1,9. Os valores para a magnificações vertical e horizontal são 2,7 e 0,34, respectivamente, e referem-se à dimensão da imagem em relação à dimensão do objeto. O poder de resolução permite distinguir para a mesma carga, diferentes momentos correspondentes ao valor $E/\Delta E \sim 2750$.

A câmara de detecção do espectrógrafo situa-se logo após as peças polares, onde as emulsões nucleares são montadas em um quadro móvel, sendo possível posicionar o conjunto no plano focal apropriado para cada reação.

A calibração de $\rho \times L$ (posição ao longo do plano focal) do espectrógrafo foi realizada através de espalhamento inelástico de alfas em $^{90}\text{Zr}(\text{Ho}^{87})$ com estudo detalhado de estados bem conhecidos até energias de excitação de 5,9 MeV.

A Figura 2.4.1 apresenta uma representação esquemática do Espectrógrafo Magnético Enge de pólo partido. Para ilustrar o poder de focalização do espectrógrafo são indicados quatro exemplos de raios de curvaturas de partículas.

Um estudo das características do espectrógrafo de Enge utilizado está descrito no artigo de Spencer et al.^(Sp67) e na dissertação de mestrado de Cruz^(Cr78).

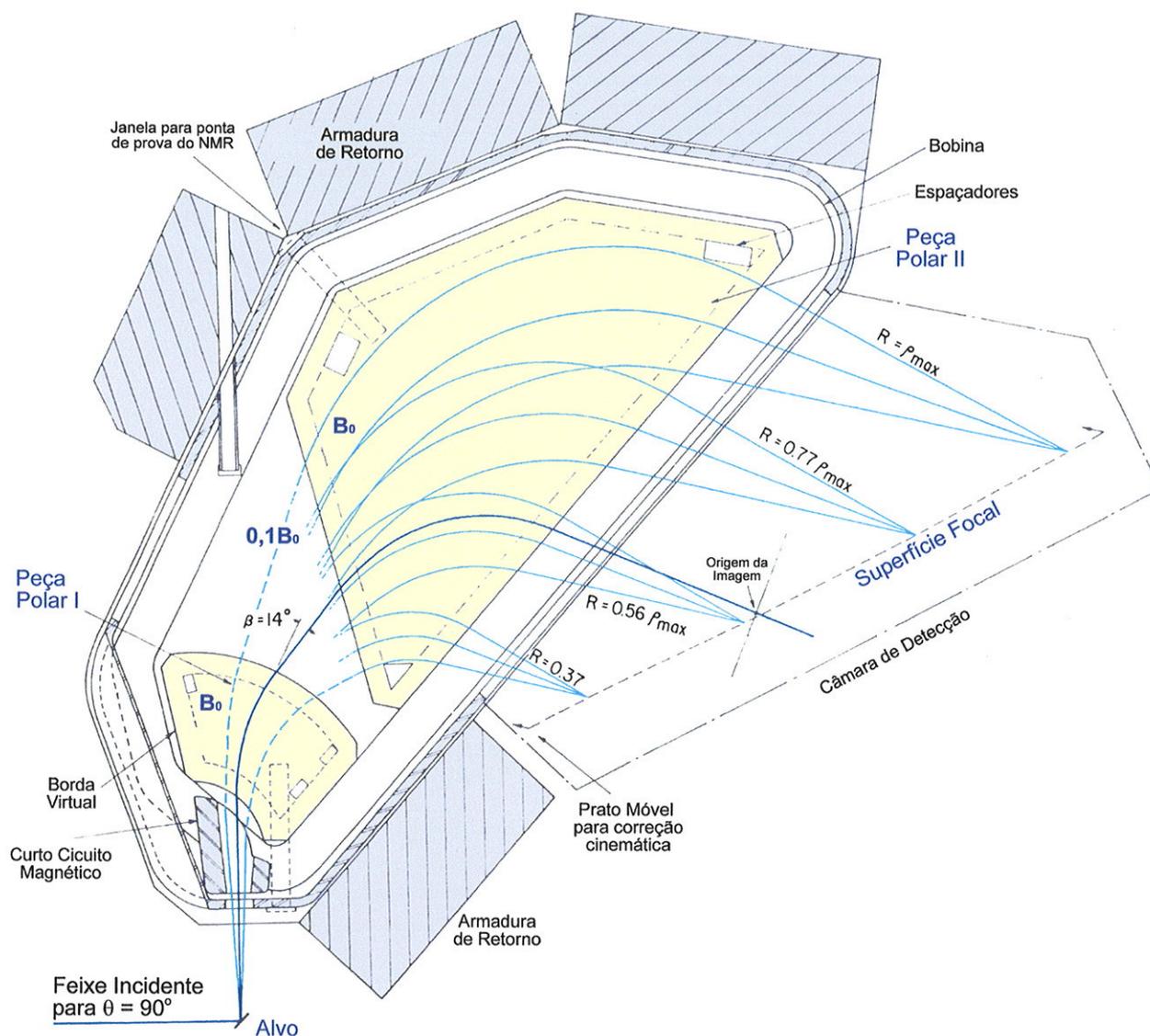


Figura 2.4.1: Representação esquemática do espectrógrafo magnético, com exemplos de raios de curvatura das partículas.

2.5 Alvos

O alvo foi um fator de fundamental importância para a qualidade dos dados obtidos no presente trabalho. Assim, tomou-se um cuidado especial na sua confecção, levando em conta a sua uniformidade, resistência e os possíveis contaminantes. Deste modo foram realizados alguns testes para desenvolver o melhor método de fabricação, variando os principais fatores na metodologia utilizada.

Metodologia

A fabricação dos alvos foi realizada no laboratório de alvos do Pelletron, com o uso do evaporador Edwards modelo E12E3, utilizando a técnica^(Pu91) de bombardeamento eletrônico em alto-vácuo. O método consiste em bombardear o material acomodado em um cadinho (Figura 2.5.1), com elétrons emitidos pela passagem de corrente num filamento que envolve o cadinho sem o tocar, sendo estes elétrons acelerados por uma diferença de potencial entre o cadinho e o filamento. A forma do filamento, a posição e o formato do cadinho determinam as condições de foco do feixe de elétrons sobre o material de interesse.

O material é aquecido, de acordo com a potência aplicada, até a sua completa evaporação, sendo este depositado nas lâminas posicionadas acima do cadinho. A limpeza do sistema, bem como o prévio aquecimento deste em conjunto com a desgaseificação do material são de extrema importância para a diminuição ou até eliminação de contaminantes. As lâminas de vidro são tratadas previamente com um “release agent” para proporcionar a separação e o deslizamento do filme fino, os mais utilizados são o RBS, um detergente e o “betaim”, um açúcar. A concentração e a espessura da camada aplicada também são fatores importantes. Para alvos auto-sustentáveis o material é evaporado diretamente na lâmina preparada, mas para alguns tipos de materiais é necessário a utilização de um “backing”, um filme fino, normalmente de carbono, sobre o qual o material de interesse é evaporado.

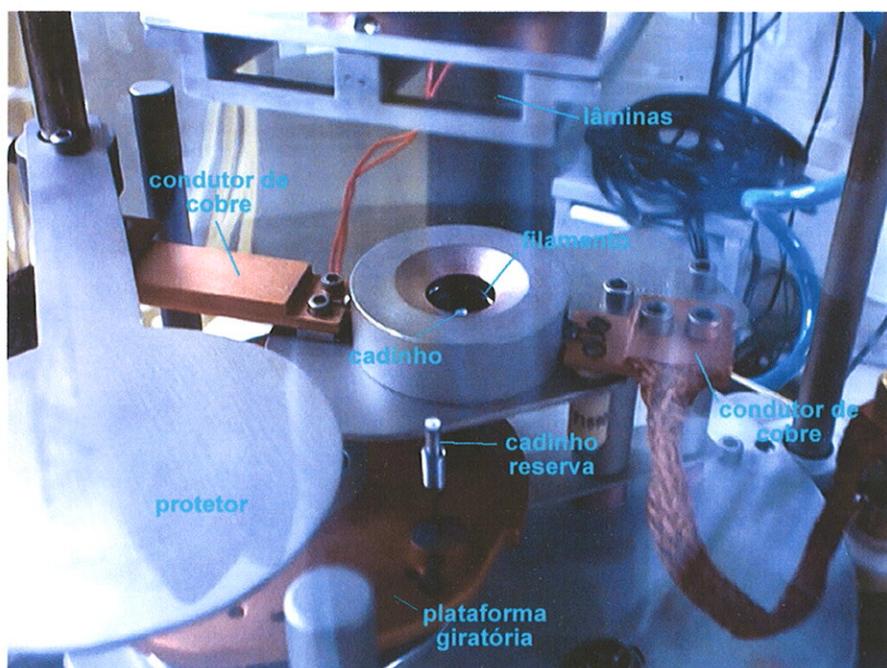


Figura 2.5.1: Foto do sistema de bombardeamento de elétrons com focalização eletrostática.

Nos testes para a confecção de alvos de Pd realizadas com material não enriquecido isotopicamente chegou-se ao seguinte processo: primeiramente foram confeccionados alvos de C seguindo o processo descrito acima, com lâminas preparadas com RBS e pescados em suportes. O material enriquecido para cada isótopo (aproximadamente 10 mg) foi evaporado diretamente sobre os alvos de carbonos. Neste processo foi utilizado cadinho de tungstênio cilíndrico ($\varnothing \cong 5$ mm) com uma pequena cavidade, filamento de tântalo de forma alongada e potência máxima aplicada de 50 W.

Fabricação

^{104}Pd

O método de fabricação de alvos obtido nos testes foi aplicado a 11,1 mg do material isotopicamente enriquecido em pó, ^{104}Pd a 98,98%. Foram obtidos 11 alvos, sendo os centrais (alvos nº 3, 8 e 9) os mais grossos. O alvo nº 9 foi utilizado na primeira aquisição de dados.

^{106}Pd

O método de fabricação de alvos foi aplicado a 9,6 mg do material isotopicamente enriquecido em pó (granulado), ^{106}Pd a 98,53%. Obtendo-se 11 alvos, sendo os centrais (alvos nº 3, 4 e 9) os mais grossos. O alvo nº 4 foi utilizado na primeira aquisição de dados.

^{108}Pd

No processo de evaporação foram utilizados 10,8 mg do material isotopicamente enriquecido em lascas, ^{108}Pd a 99%, obtendo-se 9 alvos. O alvo central o nº 3 foi utilizado na tomada de dados. A eficiência da taxa de evaporação foi menor para este isótopo, resultando em alvos mais finos.

Características

Um alvo se caracteriza por sua uniformidade, espessura e limpeza. A seguir serão caracterizados todos os alvos relacionados ao presente trabalho. É importante notar que o alvo de ^{110}Pd foi previamente produzido na Alemanha com um evaporador tipo "sputtering".

A espessura foi determinada através do espalhamento elástico obtido para a normalização dos dados experimentais (104,106,108 e ^{110}Pd), e os contaminantes foram identificados em trechos de espectros lidos. Uma medida alternativa foi realizada com alvos de $^{104, 106}$ e ^{108}Pd através de RBS (Rutherford Back Scattering)

no Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos do IFUSP (LAMFI), permitindo a determinação de suas espessuras e de seus contaminantes.

A Figura 2.5.2 apresenta dois espectros medidos no espalhamento inelástico de dêuterons em ^{104}Pd . Em seguida podem ser observados na Figura 2.5.3 os espectros obtidos com medidas de RBS em alvos de 104 , 106 e ^{108}Pd .

Os principais contaminantes encontrados foram: C, N, O, Si, S, K e W. O “backing” do alvo é de carbono. O silício é proveniente do processo de limpeza do sistema com jato de areia. O enxofre e o potássio podem ser provenientes do RBS (release agent). E finalmente o W é proveniente do cadinho.

A Tabela 2.5.1 apresenta as espessuras obtidas dos alvos isotopicamente enriquecidos de Pd, através do espalhamento elástico medido para a normalização dos dados e com medidas de RBS. Note que a espessura do alvo de ^{108}Pd obtida pelos dois métodos é discrepante e motivou a normalização apresentada no item 3.2.

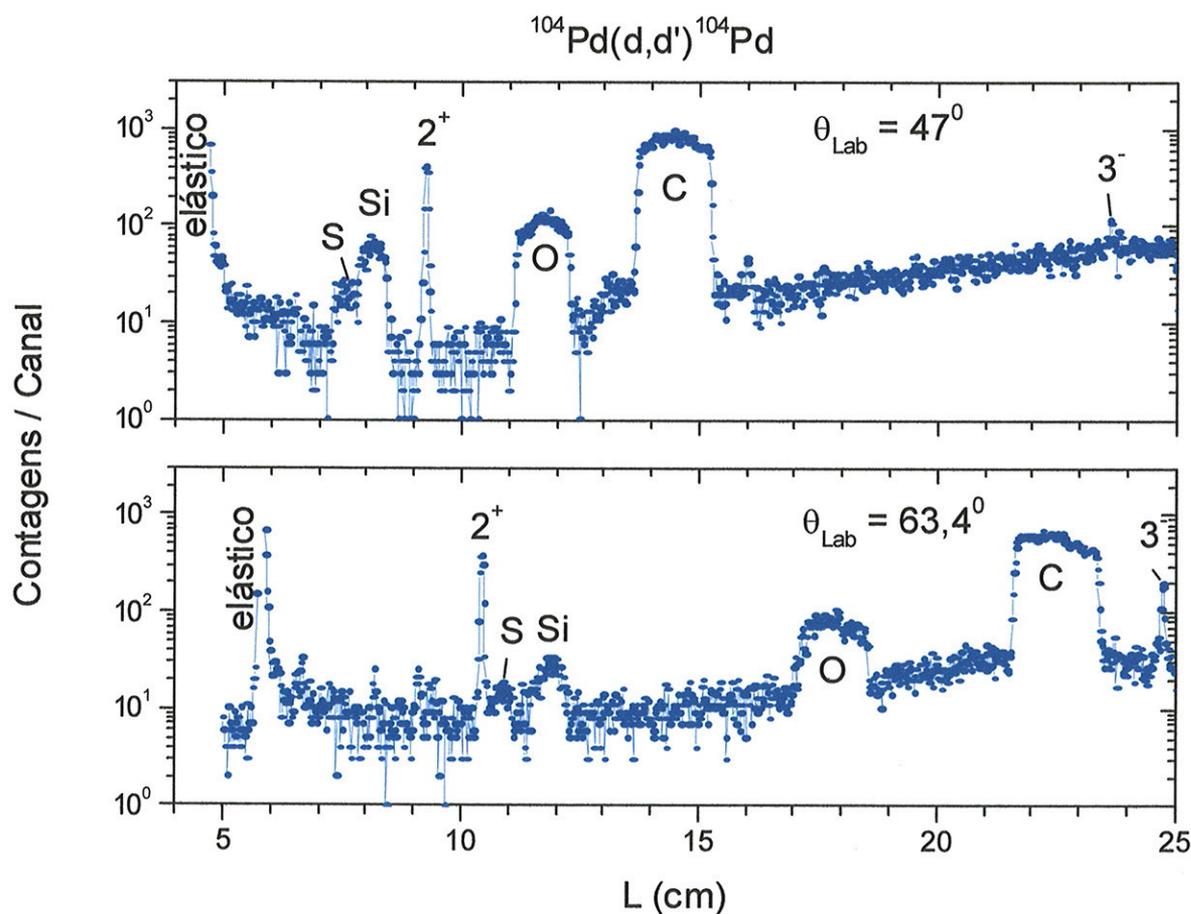


Figura 2.5.2: Espectros medidos para o espalhamento inelástico de dêuterons em ^{104}Pd , associados aos ângulos de espalhamento 47° e $63,4^\circ$, contendo os picos associados ao estado 2_1^+ e aos espalhamentos elásticos nos contaminantes.

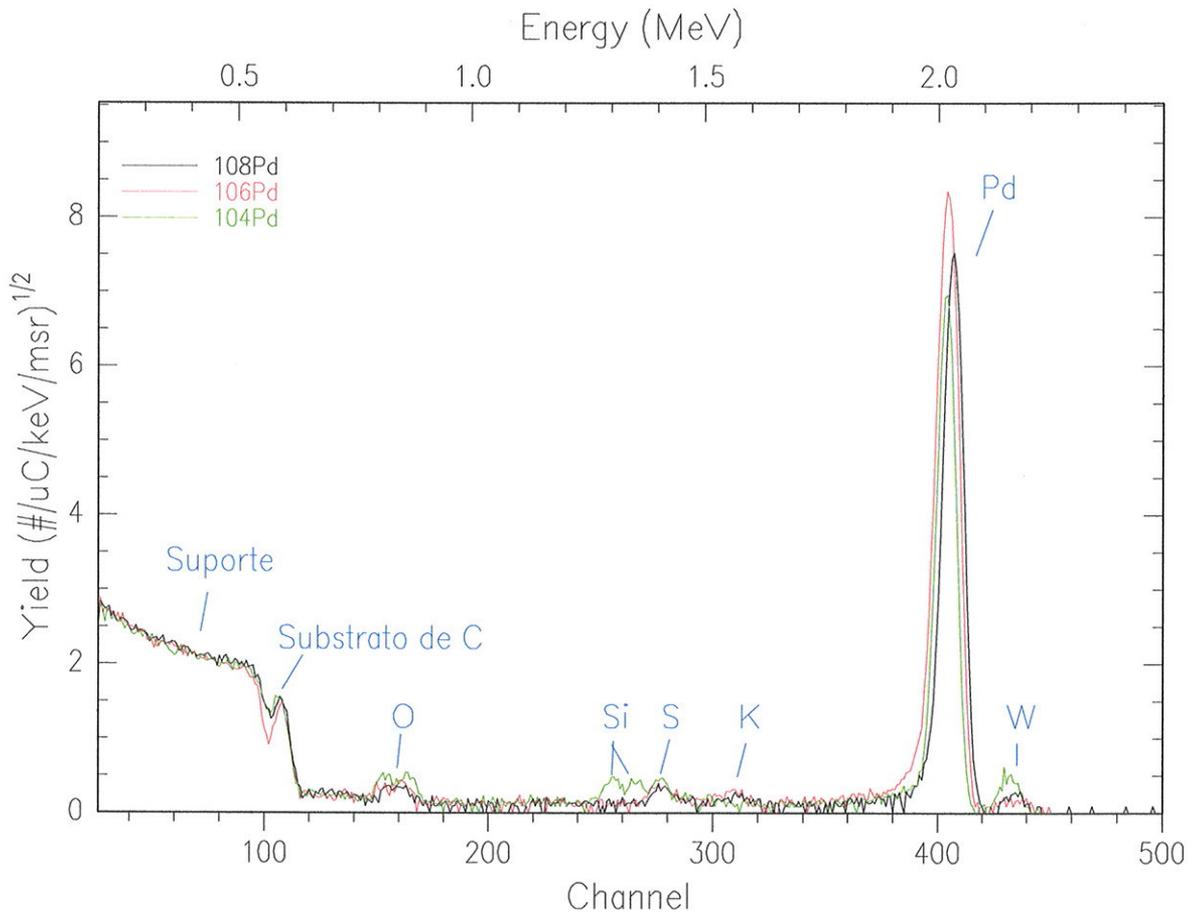


Figura 2.5.3: Espectro medido com RBS em alvos de 104,106 e 108 Pd, com discriminação dos respectivos contaminantes.

	μ^a ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)	μ^b ($\mu\text{g}/\text{cm}^2$)
^{104}Pd	20	23(3)
^{106}Pd	35	37(4)
^{108}Pd	17	25(4)
^{110}Pd	64	

^a espalhamento elástico

^bRBS

Tabela 2.5.1: Espessuras obtidas dos alvos isotopicamente enriquecidos de Pd relacionados com o presente trabalho, através do espalhamento elástico medido para a normalização dos dados e com medidas de RBS.

Influência dos contaminantes

Uma das dificuldades a ser considerada é a superposição de espalhamentos elásticos de outros elementos com os picos de interesse. O espalhamento inelástico de dêuterons com isótopos pares de Pd será medido em emulsões nucleares no plano focal do espectrógrafo magnético.

A posição da partícula na emulsão é calculada com o programa cinemática relativística, que está associado a uma rotina que incorpora a calibração do espectrógrafo. O campo magnético do espectrógrafo foi determinado estipulando que no espectro correspondente ao ângulo de 8° no laboratório, o pico do espalhamento elástico estaria na posição $L = 2,5$ cm ao longo do plano focal em relação à referência usual, para energia incidente de 13,0 MeV.

As posições de detecção dos dêuterons emergentes nos respectivos planos focais foram determinadas para os espalhamentos elásticos e inelásticos considerando os estados excitados 2_1^+ e 3_1^- dos isótopos de Pd em estudo. Foi considerado o mesmo campo magnético para ângulos no laboratório em um intervalo de 5° a 90° , e também calculadas as posições de detecção, desconsiderando a diferença na focalização dos espalhamentos elásticos com os possíveis contaminantes do alvo. Foram considerados os seguintes contaminantes: ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{23}Na , ^{28}Si , ^{35}Cl , ^{39}K , ^{55}Fe , ^{180}Ta e ^{184}W . O C é usualmente utilizado como "backing" em alvos, caso não seja possível a confecção de um alvo auto-sustentável. O Na, Cl e K são componentes do RBS, o Si provém da limpeza do sistema com jato de areia, Ta, W e Fe, são os elementos respectivamente do filamento, do cadinho e de algumas peças do sistema.

Estão representadas na figura 2.5.4, considerando energia incidente de 13,0 MeV, as posições resultantes dos dêuterons emergentes para o espalhamento elástico e inelástico do ^{106}Pd (estados 2_1^+ e 3_1^-), e para os espalhamentos elásticos dos contaminantes. As posições do Fe, do Ta e do W não foram representadas pois os dêuterons emergentes do espalhamento elástico destes elementos não se sobrepõem aos de interesse.

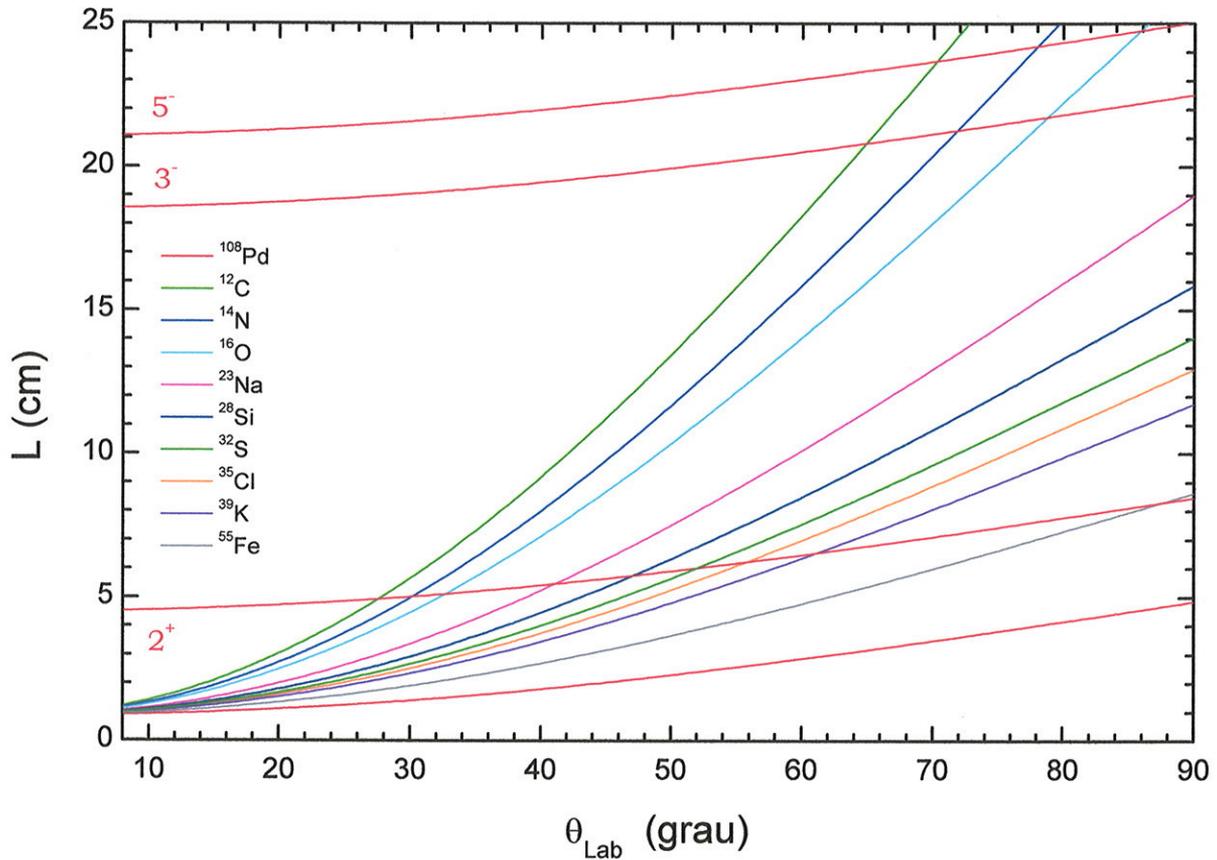


Figura 2.5.4: Para energia incidente de 13,0 MeV, posições, ao longo do plano focal, dos dêuterons emergentes do espalhamento elástico e inelástico no ¹⁰⁸Pd para os estados 2₁⁺, 3₁⁻ e 5₁⁻. São também indicadas as posições para o espalhamento elástico de possíveis contaminantes que se sobrepõem aos dêuterons em estudo.

Observa-se que alvos com o menor número de contaminantes são de fundamental importância para a qualidade dos dados do espalhamento inelástico de dêuterons com isótopos pares de Pd, principalmente para o estado 2₁⁺. É interessante lembrar ainda que as condições de foco para espalhamentos em contaminantes leves são muito diferentes das da reação em exame resultando, pela presença destes no alvo, em perda de grandes trechos ao longo do espectro.

2.6 Detecção com emulsões nucleares

A utilização de emulsões nucleares permite a observação, após a revelação, das imagens das trajetórias (traços) dos íons que incidem sobre elas. As propriedades dos traços: o comprimento e a densidade dos grãos variam de acordo com a massa, a carga e a energia do íon.

O elemento detetor da emulsão é um minúsculo cristal de brometo de prata (grão). Os grãos são misturados em uma gelatina que é espalhada sobre uma placa de vidro, formando uma película fina. O tamanho dos grãos e o espaçamento entre eles variam de acordo com o tipo de emulsão. Um íon que penetra na emulsão passa por muitos cristais de brometo de prata, que depois da revelação transformam-se em prata metálica, resultando assim em traços que descrevem a trajetória da partícula.

Os cristais de brometo sensibilizados possuem centros de imagens latentes^(Er¹⁹,Ba⁶³), que são capazes de catalisar a reação de redução dos íons de prata para prata metálica. Assim, a conversão dos grãos de brometo de prata em prata metálica sob a ação de um agente redutor químico, revelação da emulsão, será mais rápida para os grãos sensibilizados.

No espectrógrafo, a emulsão é posicionada no plano focal, onde, de acordo com a posição dos traços na emulsão, temos uma mesma razão momento sobre carga (seção 2.4). Neste caso, a incidência das partículas é oblíqua à superfície da placa de emulsão e as trajetórias aproximadamente paralelas, produzindo traços que são mais fáceis de serem observados. A emulsão nuclear utilizada para a aquisição de dados foi a sensível a íons leves, da marca Fuji, modelo G6B, 7D e 2G com espessura de 50 μm , cujos traços, resultantes da incidência de dêuterons, são de ótima qualidade quando estes possuem energia na faixa entre 8 e 16 MeV.

Normalmente são utilizados absorvedores para reduzir a energia da partícula incidente visando à obtenção de traços de qualidade na emulsão e para impedir a detecção de partículas indesejáveis mais ionizantes. No caso da reação em estudo, a faixa de energia dos deuterons incidentes ao longo da emulsão está entre 9 e 15 MeV, assim não houve necessidade de sua utilização.

As chapas de emulsão foram reveladas com minha colaboração e as contagens dos traços foram feitas pela microscopista do Laboratório de Emulsões Nucleares e Outras Técnicas. A contagem é realizada em áreas de 0,190 mm de largura por 9,000 mm de altura (coerentemente com a dimensão vertical do objeto) em passos de 0,200 mm, sendo assim um processo lento.

A Figura 2.6.1 apresenta duas fotos de emulsão nuclear tipo Fuji 7D. A primeira foto apresenta três chapas de emulsão sem aumento, com uma régua ao lado como referência. Em cada chapa foram medidos três espectros. As manchas

pretas, vistas da esquerda para a direita, correspondem ao espalhamento elástico com paládio e as seguintes a espalhamento elástico com contaminantes do alvo. A mancha maior e mais escura está associada ao espalhamento elástico com o carbono, a qual está desfocada. A segunda foto mostra uma vista através do microscópio com um aumento de 500 vezes de uma área de $120 \times 110 \mu\text{m}^2$. Podem-se observar os traços dos dêuterons quase em paralelo, seu comprimento é da ordem de $50 \mu\text{m}$.

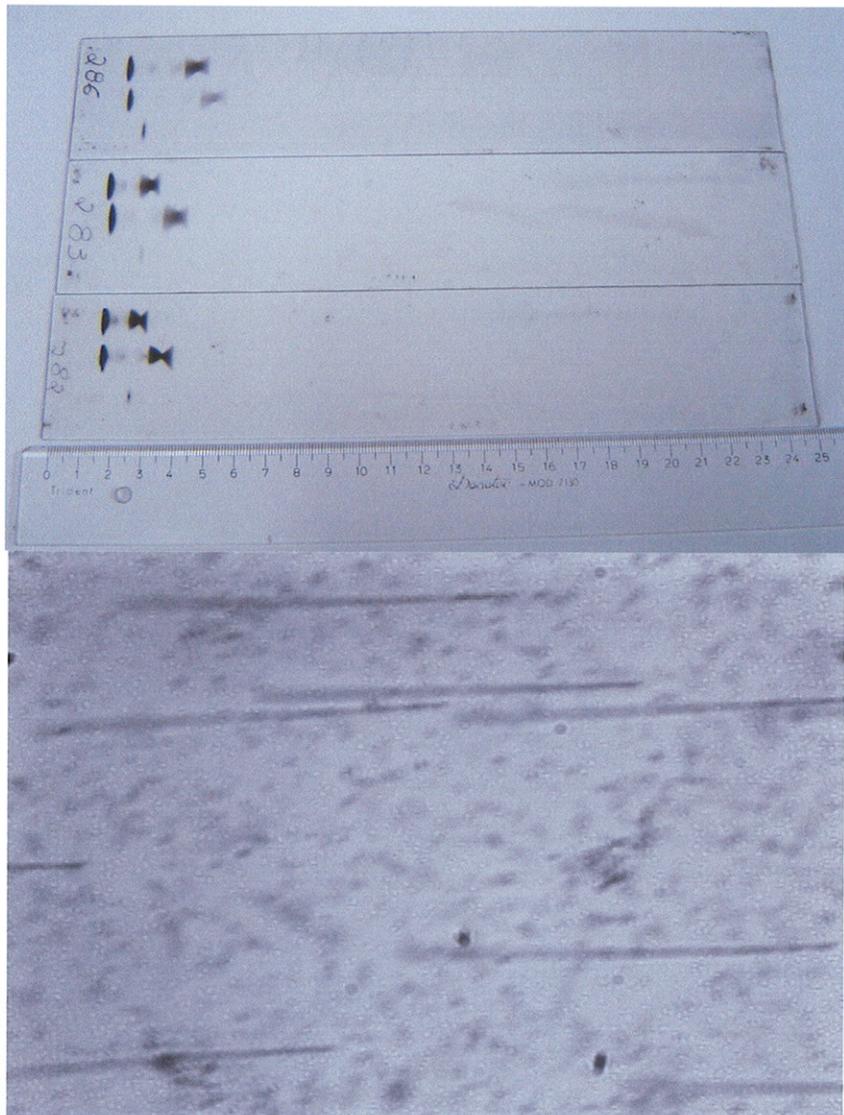


Figura 2.6.1: Duas fotos de emulsão nuclear Fuji 7D, a primeira mostra três chapas de emulsão sem aumento e outra apresenta uma vista através do microscópio com um aumento de 500 vezes de uma área de $120 \times 110 \mu\text{m}^2$.

A utilização de emulsões nucleares foi essencial para a detecção de dêuterons provenientes do espalhamento inelástico com isótopos pares de Pd. Este

detector não é sensível ao fundo abundante, na sua maioria de raios γ e X provenientes de reações (n, γ) no núcleo de ferro do espectrógrafo, depois da quebra de dêuterons. A resolução intrínseca deste detector é desprezível obtendo-se assim uma ótima resolução. Além disso, é importante lembrar a facilidade da utilização da emulsão para longos períodos de exposição, por não perder suas características químicas e físicas, e não necessitar de cuidados constantes.

No presente trabalho não seria viável a utilização de detectores de barreira de superfície sensível a posição devido à grande radiação de fundo principalmente nêutrons que danificariam sua estrutura. Por outro lado, a utilização de detectores a gás para a detecção de dêuterons é seriamente prejudicada por dois fatores, o primeiro por dêuterons serem partículas pouco ionizantes deixando assim pouca carga na região do detector de posição, produzindo sinais baixos facilmente confundidos com o fundo. O segundo fator consiste na grande produção de radiação pelo feixe de dêuterons, provocando um fundo importante de pulsos baixos no detector.

2.7 Aquisição de dados

A aquisição de dados para o espalhamento inelástico de dêuterons com isótopos pares de Pd foi realizada no Laboratório Pelletron no Instituto de Física da USP, utilizando o sistema Pelletron-Espectrógrafo Magnético Enge. Com um feixe de dêuterons de 13,0 MeV, e utilizando emulsões nucleares em seis períodos de aquisição de dados com duração de cinco dias cada um. Foram medidos espalhamentos inelásticos em $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ num total de 77 espectros, respectivamente, associados aos ângulos de espalhamento entre $12^{\circ} \leq \theta_{\text{lab}} \leq 68^{\circ}$, judiciosamente escolhidos para melhor caracterizar a ICN. Para a normalização absoluta dos dados foram medidos, nas mesmas condições, espalhamentos elásticos em ângulos entre $30^{\circ} \leq \theta_{\text{lab}} \leq 78^{\circ}$.

No primeiro período foram realizadas medidas em placas de emulsão nuclear, de oito espectros de espalhamento inelástico em ^{104}Pd , em ângulos entre $15,5^{\circ}$ e $63,4^{\circ}$. Para a normalização absoluta foi também medido o espalhamento elástico nos ângulos de espalhamento 30° , 40° , 50° , 60° e 70° . Neste período,

devido à instabilidade do feixe e condições experimentais algumas aquisições não foram aproveitadas.

No segundo período foi preparada uma aquisição complementar para o ^{104}Pd e uma aquisição preliminar para o ^{110}Pd . Entretanto não foi possível o aproveitamento dos dados adquiridos, em consequência de problemas experimentais no acelerador.

No terceiro período foi realizada uma aquisição complementar para o ^{104}Pd e uma aquisição preliminar para o ^{110}Pd . Foram expostas oito placas de emulsão nuclear, sendo 14 espectros de espalhamento inelástico em ^{104}Pd e 8 em ^{110}Pd . Para a normalização absoluta foi também medido o espalhamento elástico para ambos os isótopos nos ângulos 30° , 40° , 50° , 60° e 70° . As três primeiras chapas utilizadas na tomada de dados apresentaram problemas com a sensibilidade de detecção da emulsão, possivelmente um defeito de fabricação, que somente foi perceptível após a exposição e revelação. Assim, as medidas de espalhamentos inelásticos referentes a espectros em 8 ângulos e de espalhamento elástico para a normalização absoluta em ^{104}Pd não foram aproveitadas.

Neste quarto período foi finalizada a tomada de dados para o ^{110}Pd com a medida de 12 espectros de espalhamento inelástico e medidas de espalhamento elástico para a normalização dos dados nas mesmas condições da aquisição anterior.

Na quinta tomada de dados foi finalizada a aquisição para o ^{104}Pd com a medida de 6 espectros de espalhamento inelástico e a medida do espalhamento elástico para a normalização. Devido aos problemas ocorridos nas duas aquisições realizadas anteriormente para este isótopo, foi repetido pelo menos um ângulo de espalhamento inelástico dessas aquisições. Neste mesmo período foi realizada a aquisição de dados para o ^{106}Pd , com a medida de 11 ângulos de espalhamento inelástico e os 5 usuais de espalhamentos elásticos.

Neste sexto período, diferentemente dos períodos anteriores, foram utilizadas chapas de emulsão nuclear, enviadas como amostras pela Fuji do Japão para serem testadas, dos tipos 7D e 2G, de $50\mu\text{m}$. As emulsões do tipo 7D são de alta "velocidade" enquanto que as do tipo 2G são de baixa "velocidade". Além da variação da sensibilidade, as emulsões apresentavam diferentes espessuras de plastificação para evitar quebras em ambiente de alto vácuo. Durante os testes nenhuma emulsão apresentou nenhum dano devido ao alto vácuo independente da

plastificação recebida. Todas as placas de emulsão testadas mostraram-se sensíveis aos dêuterons, independente do tipo de emulsão, maior e menor sensibilidade, e da espessura de plastificação utilizada na fabricação, sendo o resultado mais favorável apresentado pela emulsão 7D.

Neste período foi realizada uma aquisição completa para o ^{108}Pd e uma aquisição complementar para o ^{106}Pd . Foram expostas dez placas de emulsão nuclear, sendo 20 espectros de espalhamento inelástico em ^{108}Pd e 8 em ^{106}Pd . Para este último, para permitir a normalização relativa aos dados anteriores, foram repetidos dois ângulos de espalhamento inelástico. Para a normalização absoluta também foram medidos distribuições angulares referentes ao espalhamento elástico para ambos os isótopos.

3. Análise de Dados

Este capítulo apresenta a redução e a análise dos dados experimentais para o espalhamento inelástico de dêuterons em isótopos pares de Pd e testes estatísticos executados.

Foi realizada a identificação dos picos de interesse nos espectros de cada reação e determinadas as seções de choque experimentais relativas e absolutas. Foram obtidas as distribuições angulares associadas à excitação do estado 2_1^+ nos quatro isótopos medidos, extraídos os comprimentos de deformação do potencial nuclear δ_2^N e parâmetros C . Testes estatísticos com o objetivo de comprovar a qualidade da metodologia utilizada para a obtenção desses parâmetros foram realizados, incluindo o mapeamento das curvas de nível de χ^2 e a simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados.

3.1 Espectros de posição

As chapas de emulsão expostas nos períodos de aquisição de dados foram reveladas e as respectivas contagens dos traços foram feitas pela microscopista do Laboratório de Emulsões Nucleares e Outras Técnicas. A contagem dos traços é realizada em áreas de 0,190 mm de largura por 9,000 mm de altura em passos de 0,200 mm, consistentemente com o tamanho do objeto para o espectrógrafo utilizado, sendo assim um processo lento. Os picos associados aos estados excitados 2_1^+ e 3_1^- do espalhamento inelástico de dêuterons com $^{104,106,108,110}\text{Pd}$, assim como os associados ao espalhamento elástico, foram lidos. Dois espectros completos, para a análise dos contaminantes do alvo, também foram lidos.

No processo de leitura das chapas foram contados todos os traços com o padrão, proveniente de dêuterons, isto é, traços aproximadamente de mesmo tamanho, granulação, inclinação e paralelos entre si, pois, a incidência dessas partículas no plano focal é aproximadamente a 45° .

Através dos resultados das contagens, foram feitos histogramas do número de partículas detectadas em função da posição ao longo do plano focal, os espectros de posição, para os vários ângulos de espalhamento expostos para os quatro isótopos de paládio.

Os respectivos estados associados aos isótopos de paládio foram identificados nos espectros obtidos através da calibração do espectrógrafo, que relaciona a posição de detecção com a razão do momento linear sobre a carga e portanto com a energia dos íons. Foi também feita uma análise dos formatos dos picos. Nota-se que como a focalização do espectrógrafo varia com o alargamento cinemático, elementos de massa atômica muito diferente da massa dos isótopos de paládio apresentam formatos de picos diferentes (desfocados). A resolução em energia obtida nos espectros dos quatro isótopos pares de Pd foram em torno de 7 keV.

As principais dificuldades encontradas nas medidas e redução de dados foram devido à presença da cauda do pico associado ao espalhamento elástico, para ângulos de espalhamento menores e para ângulos intermediários e a presença de picos associados à contaminantes, principalmente o carbono que foi utilizado como "backing" para os alvos. Como a seção de choque experimental depende da área do pico de interesse, essa contaminação foi corrigida, subtraindo o fundo ou a contribuição de picos indesejados. A presença do pico associado ao espalhamento elástico com carbono, impossibilitou a medida em uma região angular intermediária, pois além de ser intenso apresenta uma largura sensivelmente maior.

Para ilustrar o comportamento descrito acima e a qualidade dos espectros obtidos, na Figura 3.1.1 são apresentados alguns trechos de espectros relativos ao espalhamento inelástico associado ao estado excitado 2_1^+ para os quatro isótopos de paládio. Nessas figuras, são apresentados apenas alguns espectros medidos como exemplo, o número de contagens foi representado em escala logarítmica para possibilitar a visualização dos picos menos intensos. Note que para ângulos de espalhamento dianteiros o pico de interesse está bem definido apesar de um fundo alto devido à presença da cauda do pico associado ao espalhamento elástico, já no caso de ângulos traseiros pode-se observar um fundo bem menos intenso.

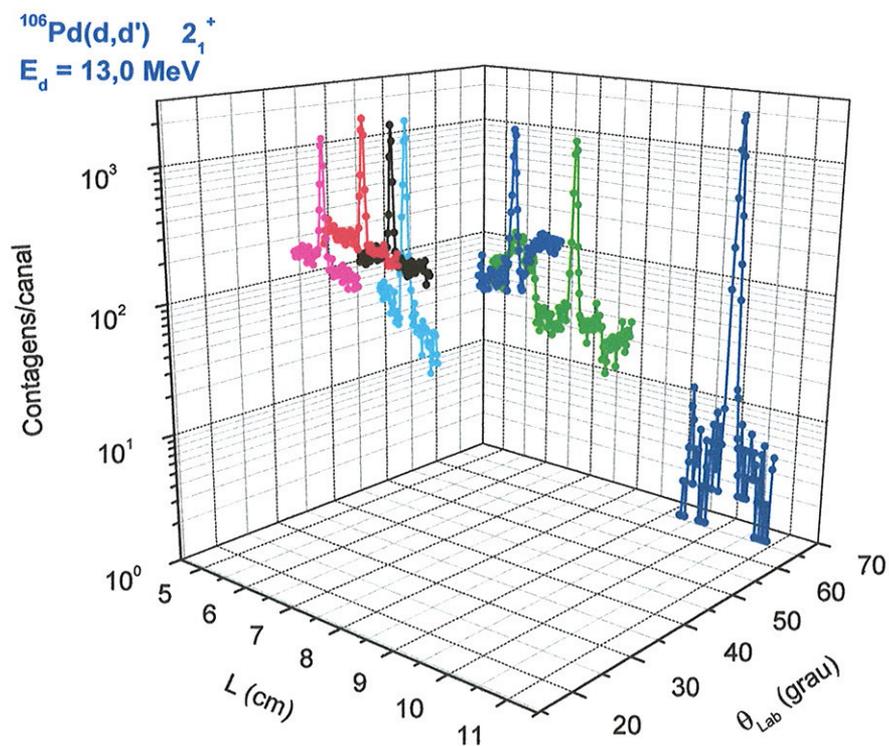
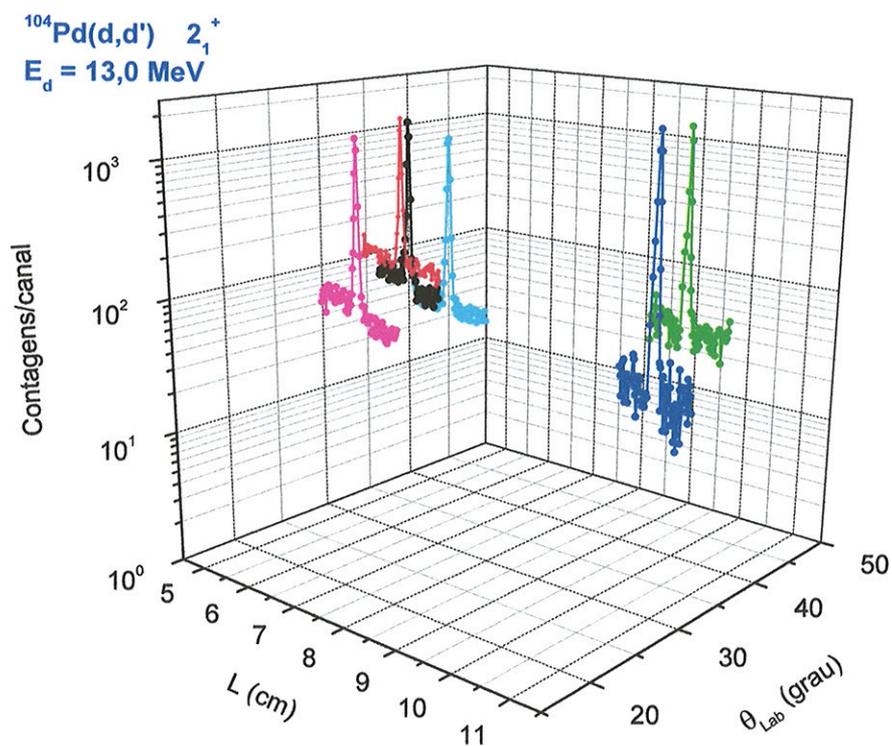


Figura 3.1.1: Trechos de espectros de posição, medidos em emulsões nucleares no plano focal do espectrógrafo magnético, em vários ângulos de espalhamento, mostrando os picos associados à excitação 2_1^+ nos isótopos estudados.

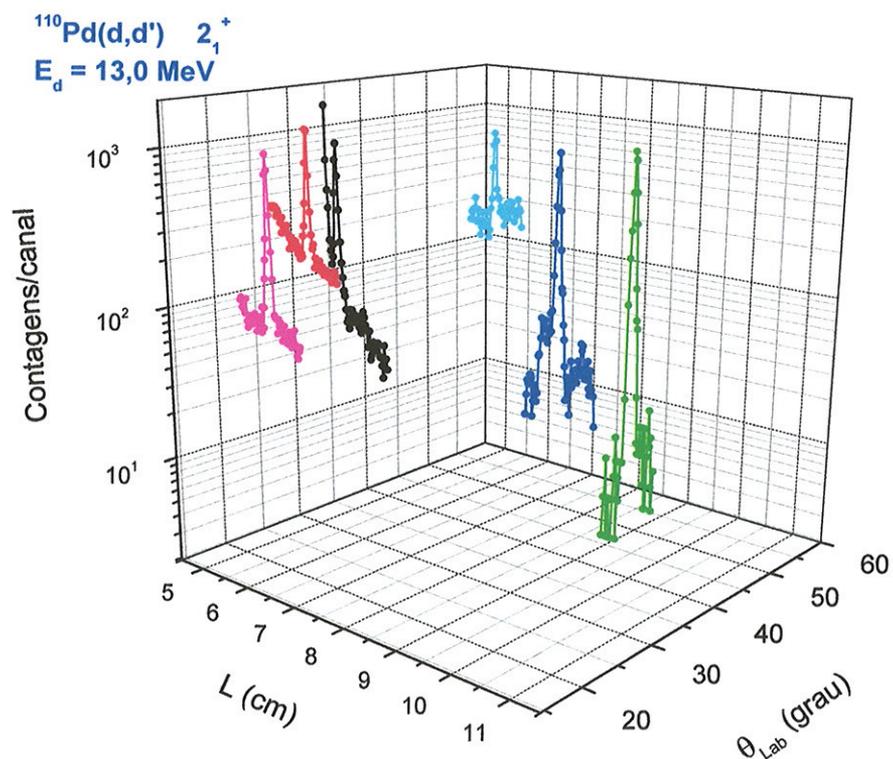
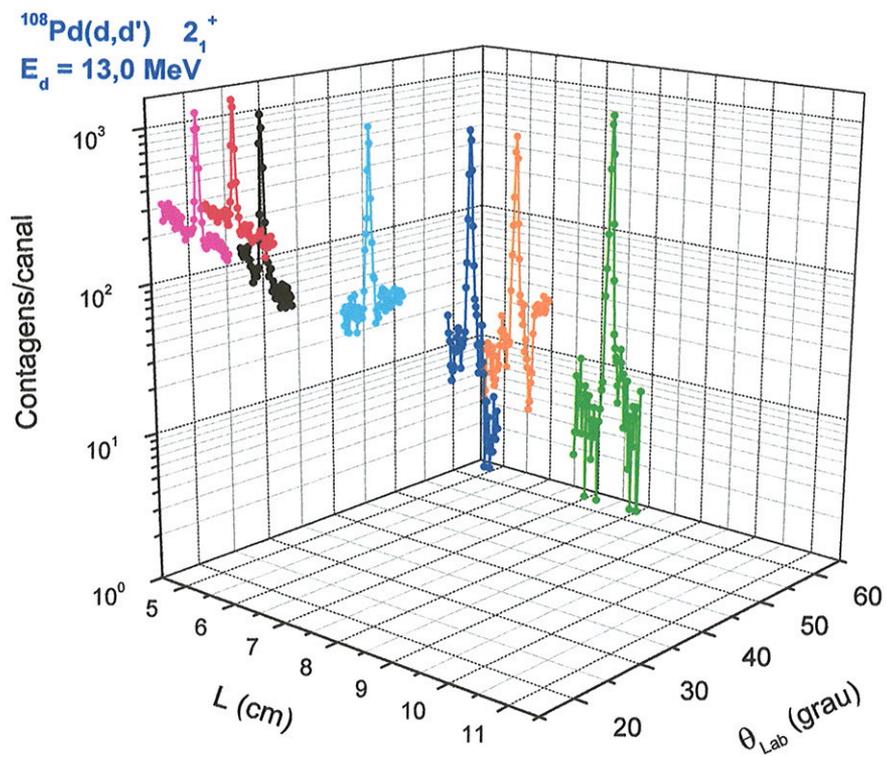


Figura 3.1.1 (continuação): Trechos de espectros de posição, medidos em emulsões nucleares no plano focal do espectrógrafo magnético, em vários ângulos de espalhamento, mostrando os picos associados à excitação 2_1^+ nos isótopos estudados.

3.2 Seções de choque experimentais

Com a identificação e área dos picos de interesse, é possível determinar a seção de choque experimental, dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{exp}} = \frac{N}{\frac{Q}{q} \Delta x \Delta \Omega} \quad (3.2.1)$$

onde N é o número de partículas que foram espalhadas, obtido pela soma dos traços do pico correspondente na emulsão sem os contaminantes e o fundo (área do pico), Q é carga total do feixe coletada durante a exposição pelo copo de Faraday, q é a carga da partícula incidente, Δx é o número de partículas do isótopo no alvo por unidade de área e $\Delta \Omega$ é o ângulo sólido.

Como a leitura da emulsão no microscópio é realizada em passos de 0,200 mm, mas o campo de visão tem largura de 0,190 mm, deve-se incorporar uma correção nas áreas dividindo-as pelo fator 0,95(1).

Os desvios em N incluem as contribuições dos erros da somatória dos traços do pico, do fundo do espectro da região e de possíveis contaminantes. O erro da somatória dos traços inclui as flutuações estatísticas e o erro de leitura da microscopista. Na tabela 3.2.1, de acordo com testes realizados, estão representados os desvios de microscopia em relação aos valores de somatória total do pico, isto é considerando fundo e contaminantes.

Valores de somatória do pico	$\sigma_{\text{microscopia}}$
$S < 1000$	7%
$1000 \leq S < 2000$	6%
$2000 \leq S < 5000$	5%
$5000 \leq S < 7500$	6%
$7500 \leq S$	7%

Tabela 3.2.1: Incertezas de microscopia em função dos valores de somatória do pico.

O fator multiplicativo $\frac{1}{\Delta x \Delta \Omega}$ na expressão (3.2.1) que leva as seções de choque relativas (Nq/Q) para absolutas ($\frac{d\sigma_{\text{exp}}}{d\Omega}$), foi obtido através da medida do espalhamento elástico de dêuterons de 13,0 MeV pelos quatro isótopos de paládio, nas mesmas condições da tomada de dados da reação em estudo.

As áreas efetivas associadas aos picos do espalhamento elástico foram determinadas e divididas pelo respectivo valor da carga coletada no integrador (N/Q). Nesse caso incorpora-se também uma correção referente à porcentagem isotópica dos alvos enriquecidos, pois os vários isótopos do paládio não são separados no pico elástico. A correção isotópica aplicada foi de 98,98%, 98,53% e 99% da área para $^{104,106,108}\text{Pd}$, respectivamente. No caso do ^{110}Pd como a porcentagem isotópica não é conhecida foi considerada uma incerteza de 1,5 % devido à porcentagem isotópica.

A distribuição angular elástica experimental (Figura 3.2.1) foi comparada com a previsão para o espalhamento elástico calculada pelo programa DWUCK4^(Ku74), utilizando os potenciais ópticos da sistemática de Perey^(Pe76), como descrito no Capítulo 1, para a determinação do fator $f = \frac{1}{\Delta x \Delta \Omega}$. O ajuste dos pontos experimentais com a curva prevista foi realizado pela minimização do χ^2 . As incertezas apresentadas são apenas relativas.

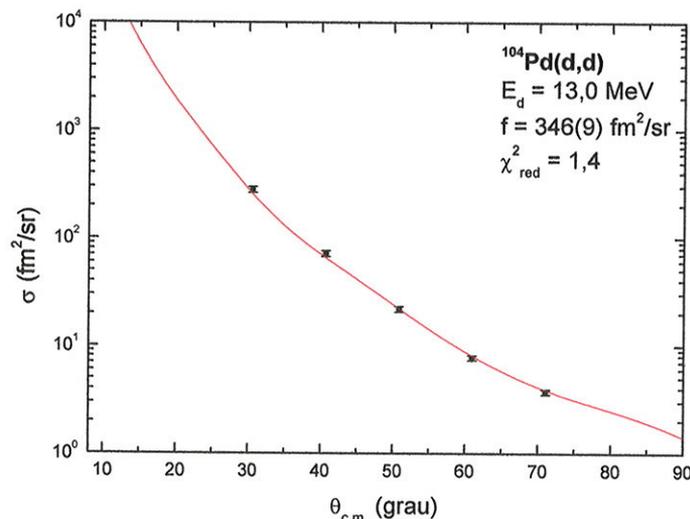


Figura 3.2.1: Distribuição angular experimental elástica e prevista para cada isótopo $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ medida na segunda tomada de dados para este isótopo.

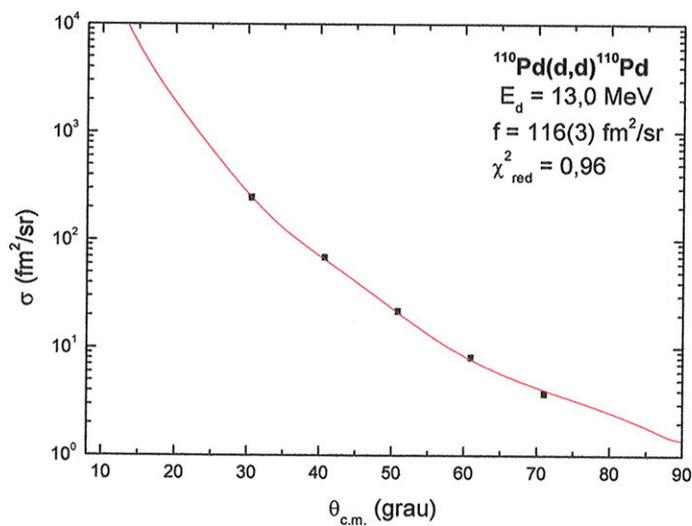
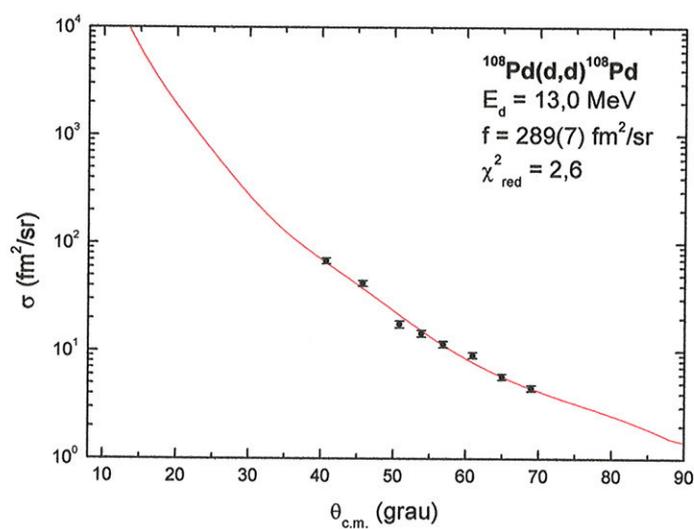
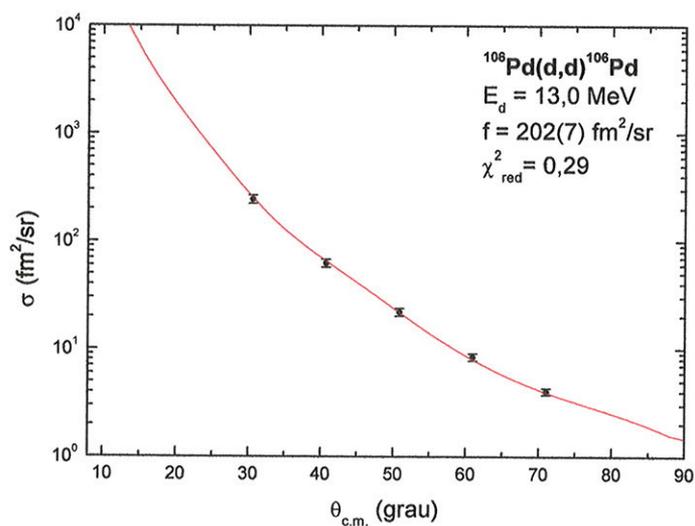


Figura 3.2.1(continuação): Distribuição angular experimental elástica e prevista para cada isótopo $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ medida na segunda tomada de dados para este isótopo.

Nota-se que para a distribuição experimental elástica correspondente ao ^{108}Pd o ajuste apresenta um χ^2 consideravelmente maior. Além disso, este isótopo apresenta medidas associadas aos ângulos de espalhamento de 40° , 45° , 50° , 53° , 56° , 60° , 64° , 68° , 70° , 74° e 78° , diferentemente dos outros isótopos onde foram realizadas medidas de espalhamento elástico nos ângulos de 30° , 40° , 50° , 60° e 70° . A tomada de dados referente ao ^{108}Pd foi realizada com um integrador digital susceptível a ruídos. Como as seções de choque para o espalhamento elástico são maiores que as seções de choque para o espalhamento inelástico, as medidas são realizadas em tempo menores e com um feixe de intensidade menor, agravando assim a influência da variação da medida deste integrador no valor da seção de choque elástica. Este fato foi contornado efetuando-se uma correção obtida através da medida da espessura do alvo enriquecido de ^{108}Pd com RBS (Rutherford Back Scattering).

Finalmente, com a determinação do fator de normalização a seção de choque relativa é transformada em seção de choque absoluta. Desta maneira são obtidas as seções de choque absolutas das distribuições angulares experimentais. No presente trabalho serão apresentadas apenas as incertezas relativas na seção de choque absoluta. A incerteza relativa engloba todas as incertezas discutidas anteriormente na determinação da área do pico: estatística, leitura, fundo e contaminação. A incerteza absoluta é difícil de ser estimada, esta engloba incertezas na escala de normalização da seção de choque e erros sistemáticos nos valores da área dos picos. No presente trabalho a incerteza no fator de escala absoluto foi estimada em 4% para os isótopos $^{104,106,110}\text{Pd}$ e em 6% para o ^{108}Pd .

3.3 Distribuições angulares e obtenção dos parâmetros C e δ_L^N

A análise de dados, como descrita no Capítulo 1, foi realizada através da aproximação de Born em ondas distorcidas (DWBA) e o potencial nuclear de transição descrito no modelo do potencial óptico deformado (DOMP), utilizando potenciais ópticos globais^(Pe76). O raio coulombiano reduzido utilizado foi de $r_c = 1,22$ fm, para que a esfera uniformemente carregada de corte abrupto represente, em média, a distribuição de carga do núcleo, parametrizada no formato de Woods-Saxon^(Go96). O valor utilizado para o raio reduzido característico da massa foi o

determinado por Chung e Myers^(Ch90), $r_M = 1,16$ fm. Tanto os potenciais ópticos quanto os valores de r_c e r_M estão consistentes com os utilizados pelo grupo em análises de INC com projéteis isoescalares na região, permitindo assim um estudo comparativo dos resultados obtidos.

No ajuste das distribuições angulares experimentais com as distribuições previstas, através do fator de escala é obtido o quadrado do comprimento de deformação do potencial nuclear $(\delta_L^N)^2$ e através do formato o parâmetro $C = \frac{\delta_L^C}{\delta_L^N}$.

De fato na descrição DWBA-DOMP a seção de choque experimental é expressa por:

$$\left(\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} = \alpha \sigma_{\text{DWBA-DOMP}}(\theta) \quad (3.3.1)$$

onde a seção de choque reduzida depende de C e através do fator α é obtido o comprimento de deformação do potencial nuclear δ_L^N :

$$(\delta_L^N)^2 = r_0^2 A^{2/3} \alpha \quad (3.3.2)$$

Na Figura 3.3.1, a curva associada aos valores de C_{ajustado} e $\delta_{\text{Najustado}}$ é a resultante do ajuste de parâmetros vinculados, pois C e δ_L^N são correlacionados. Devido à seção de choque não ser uma função linear em C e δ_L^N , o procedimento escolhido para a minimização de χ^2 foi o método iterativo de Gauss-Marquardt^(Bv69), que apresenta uma rápida convergência. O princípio consiste em aproximar a função por sua expansão em primeira ordem e minimizar o χ^2 , em função das diferenças dos parâmetros. O método converge quando as diferenças dos parâmetros se anulam. A última iteração fornece a matriz de covariâncias dos parâmetros ajustados, sendo os elementos da diagonal principal suas variâncias.

A expressão a seguir mostra a variância da grandeza δ_L^C :

$$\sigma_{\delta_L^C}^2 = (\delta_L^N)^2 \cdot \sigma_C^2 + C^2 \cdot \sigma_{\delta_L^N}^2 + 2 \cdot \delta_L^C \cdot \text{cov}(C, \delta_L^N) \quad (3.3.3)$$

Este método está descrito mais detalhadamente no Apêndice A.

Excitação Quadrupolar

Na presente análise, os dados experimentais para o espalhamento inelástico no estado 2_1^+ são discriminativos quanto a C e δ_2^N , quando comparados com a distribuição angular prevista, como visto na Figura 3.3.1 onde são apresentadas as distribuições angulares experimentais correspondentes à excitação do primeiro estado 2_1^+ , para os quatro isótopos estudados.

O valor de $C_{ajustado}$ é indicado com o respectivo desvio estatístico (de ajuste). As outras duas curvas associadas a $C \cong C_{ajustado} \pm 0,2$ e os respectivos valores de χ_{red}^2 servem como referência na visualização do ajuste obtido.

^{104}Pd

No caso do ^{104}Pd a distribuição angular foi obtida através de três tomadas de dados e os respectivos pontos experimentais são indicados por cores diferentes no gráfico (Figura 3.3.1). Nota-se que as barras de erro associadas à primeira tomada de dados são sistematicamente maiores que as apresentadas nas outras tomadas. Este fato se deve às condições instáveis do feixe no período provocando um fundo maior.

Pode ser observada uma incerteza consideravelmente maior para ângulos de espalhamento dianteiros, pois estes são prejudicados pela presença da cauda do pico correspondente ao espalhamento elástico. Por exemplo, considerando um caso extremo onde se tem uma somatória no pico de quinze mil contagens enquanto a área do pico de interesse corresponde a quatro mil contagens, somente o erro associado à microscopia de 7% na soma total equivale a um erro de 26% na área do pico. Outro fato importante a ser observado é que na região da distribuição angular, entre 28° e 40° (referencial no centro de massa), não foi possível tomar dados devido à presença dos picos elásticos correspondentes aos contaminantes carbono e oxigênio nos espectros, encobrindo o pico de interesse.

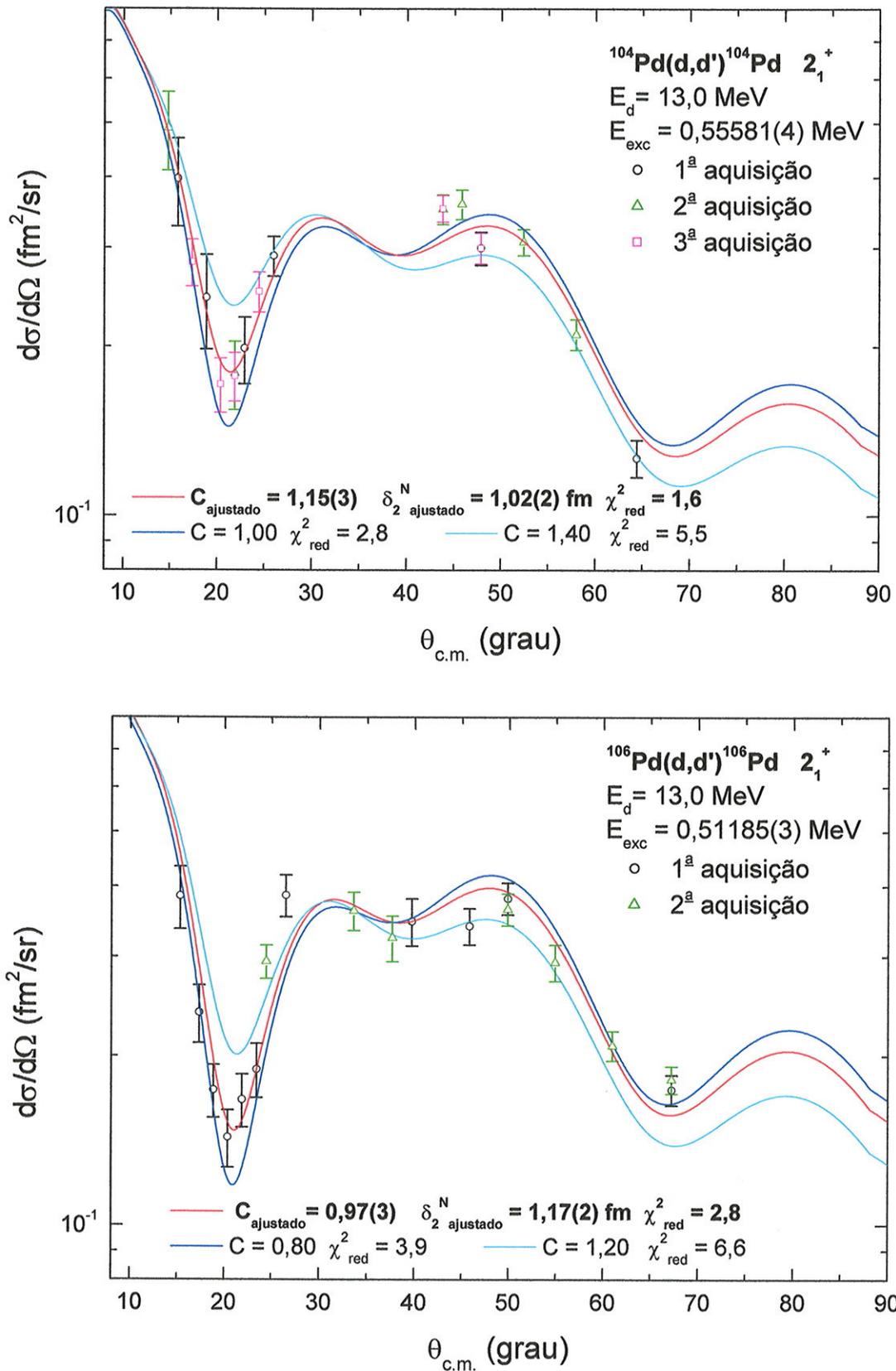


Figura 3.3.1: Distribuições angulares experimentais do espalhamento inelástico de dêuterons de 13,0 MeV com alvos de $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ excitação 2_1^+ . A curva associada a C_{ajustado} e $\delta_2^N \text{ ajustado}$ é a resultante da minimização de χ_{red}^2 .

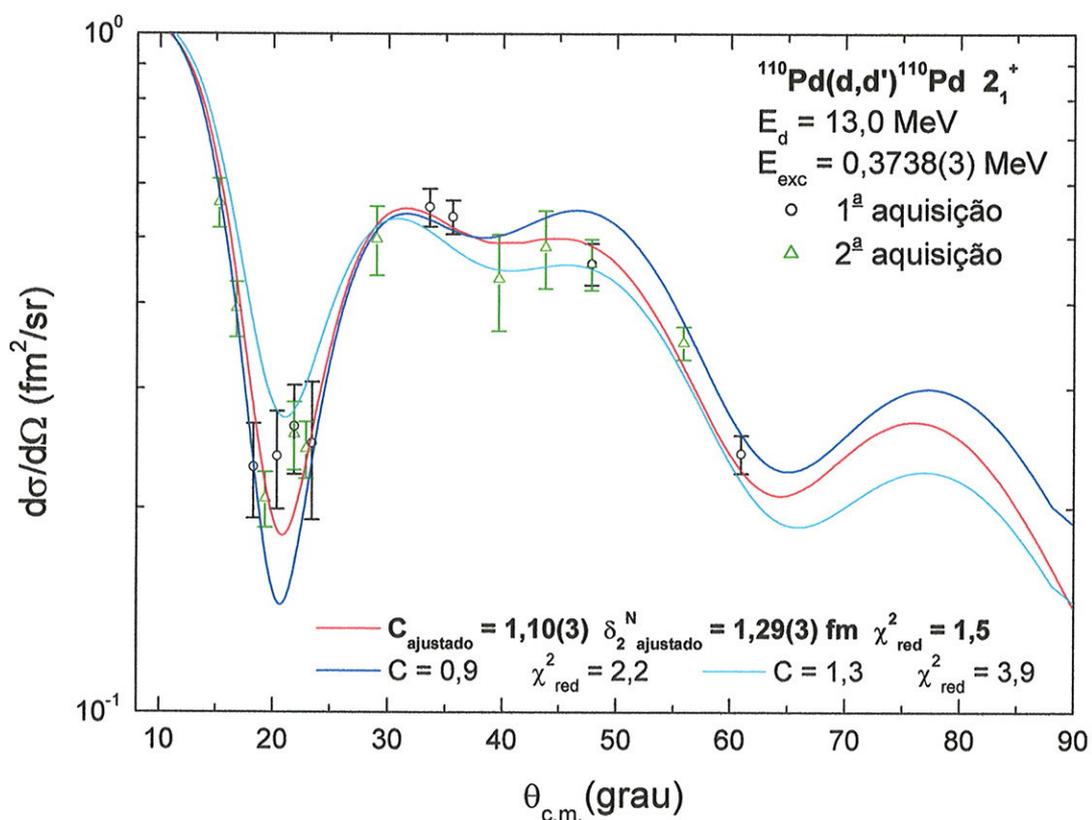
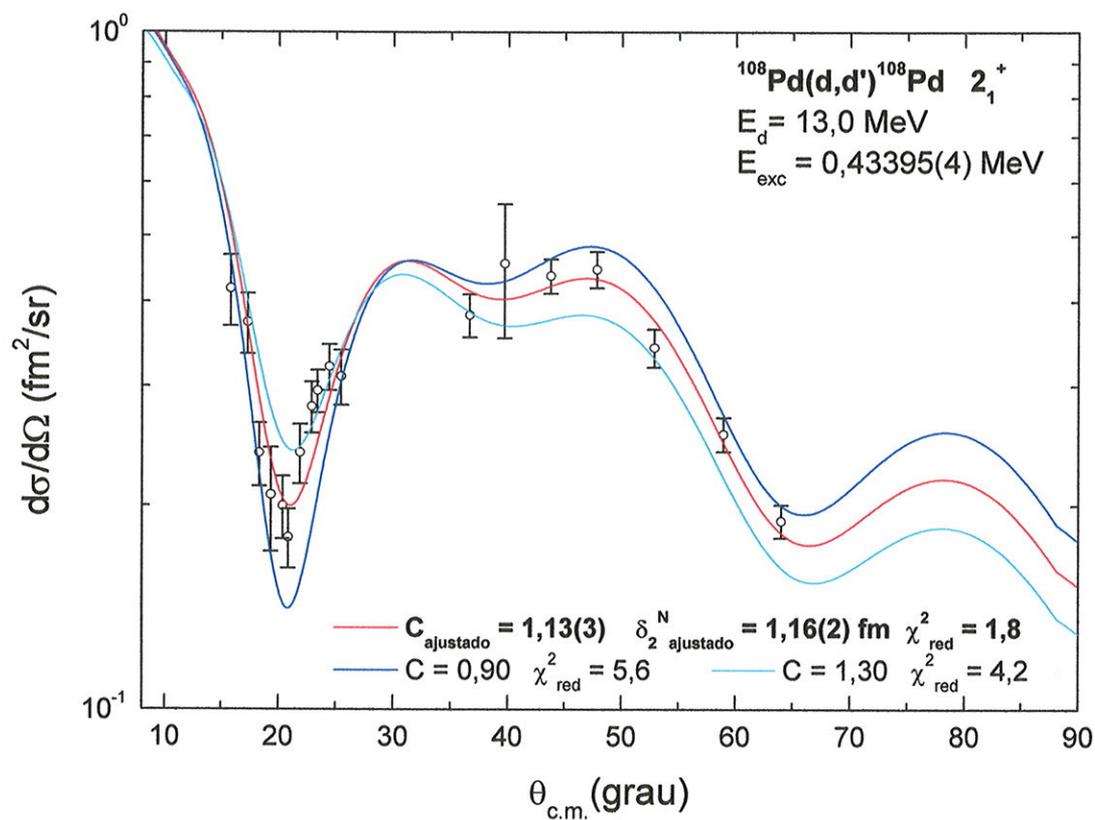


Figura 3.3.1 (continuação): Distribuições angulares experimentais do espalhamento inelástico de dêuterons de 13,0 MeV com alvos de $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ excitação 2_1^+ . A curva associada a C_{ajustado} e

$\delta_2^N \text{ajustado}$ é a resultante da minimização de χ^2_{red} .

A normalização da primeira e segunda tomada de dados foi realizada através dos espectros associados a ângulos de espalhamento repetidos, tomando a normalização absoluta da terceira tomada de dados. No primeiro período foram utilizados os dois espectros associados ao ângulo de 47° , cuja seção de choque pode ser vista no gráfico como dois pontos coincidentes, da 1ª e 2ª tomada de dados respectivamente. Na normalização dos dados para a 2ª tomada foi utilizada uma média ponderada considerando as medidas nos espectros correspondentes às duas aquisições associadas ao ângulo de $21,5^\circ$ e duas ao ângulo de 43° .

^{106}Pd

A aquisição de dados para o ^{106}Pd foi realizada em duas tomadas de dados, indicados por cores diferentes no gráfico (Figura 3.3.1). No segundo período de aquisição de dados foram realizadas medidas com espalhamento elástico para a normalização da seção de choque relativa e também foram medidos dois ângulos repetidos da primeira aquisição.

Nota-se também para este isótopo barras de erro maiores para ângulos dianteiros e entre 27° e 34° não foi possível realizar medidas devido à presença do pico desfocado associado ao espalhamento elástico com o carbono.

^{108}Pd

A aquisição de dados associada ao ^{108}Pd foi realizada em um período. Nota-se uma barra de erro grande para o ângulo de espalhamento $\theta_{\text{Lab}} = 39^\circ$, devido a um fundo alto em relação ao tamanho do pico de interesse associado à presença de contaminante provavelmente o Na. Na região entre 25° e 35° não foi possível a obtenção de medidas devido à presença do pico associado ao espalhamento elástico com C. Os comentários anteriores quanto a incerteza na seção de choque para ângulos dianteiros também se aplicam para este isótopo.

^{110}Pd

A aquisição de dados associada ao ^{110}Pd foi realizada em dois períodos. A primeira aquisição apresenta sistematicamente erros maiores do que a segunda, devido a condições de instabilidade do feixe nesse período. Outro fator importante a ser considerado é que a energia de excitação do estado 2_1^+ para o ^{110}Pd é a de menor valor entre os quatro isótopos, provocando dificuldades referentes a superposição das posições de interesse com picos elásticos de contaminantes nos espectros, principalmente na região de caracterização da INC (entre 15° e 30°). Este problema foi amenizado devido ao alvo enriquecido isotopicamente em ^{110}Pd ser limpo, com menor presença de contaminantes. Mesmo assim, nota-se que as seções de choque correspondentes aos espectros dos ângulos $\theta_{\text{Lab}} = 20^\circ$ e $21,5^\circ$ são maiores em relação à sua vizinhança. A princípio, poder-se-ia pensar que o valor de C seria maior, entretanto verifica-se que na distribuição angular apresentada, a curva referente a $C = 1,3$ corresponde a $\chi_{\text{red}}^2 = 3,9$, enquanto que para C_{ajustado} , $\chi_{\text{red}}^2 = 1,5$.

Excitações Octupolares

A influência da contribuição coulombiana na transição do primeiro estado excitado octupolar, 3_1^- é consideravelmente reduzida em comparação à excitação do estado 2_1^+ , conforme observado na Figura 3.3.2

Com respeito ao estado 3_1^- , devido a problemas com contaminantes e fundo alto, pois a sua excitação corresponde a seções de choque menores, apresenta-se a análise em apenas alguns ângulos para os isótopos $^{104,106,108,110}\text{Pd}$, como é mostrado na Figura 3.3.3. A distribuição angular, como era previsto para o estado 3_1^- , apresentou pequena sensibilidade na discriminação de C. Assim foi utilizado para o ajuste da curva o valor $C = 1,00$. Este fato é observado na Figura 3.3.3 através das curvas associadas a C igual a 0,50 e 1,50 com os respectivos χ_{red}^2 . Todos os comentários descritos anteriormente para o estado 2_1^+ com relação aos erros também se aplicam para este estado.

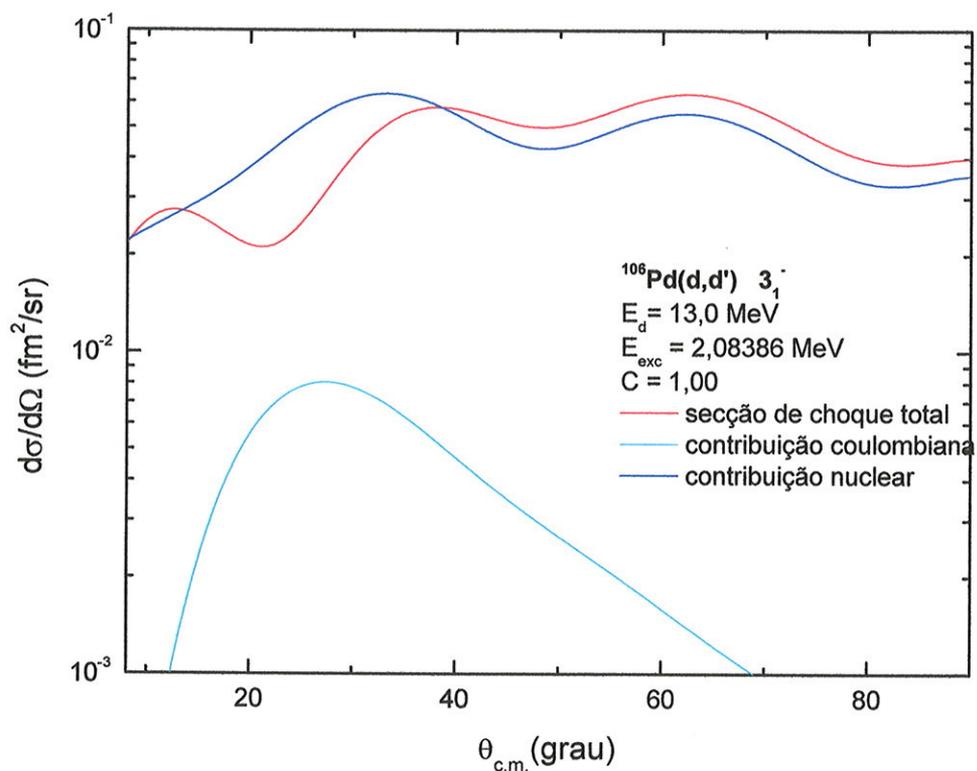


Figura 3.3.2: Secções de choque inelásticas para o estado 3_1^- do ^{106}Pd com dêuterons incidentes de 13,0 MeV discriminando as respectivas contribuições nucleares e coulombiana.

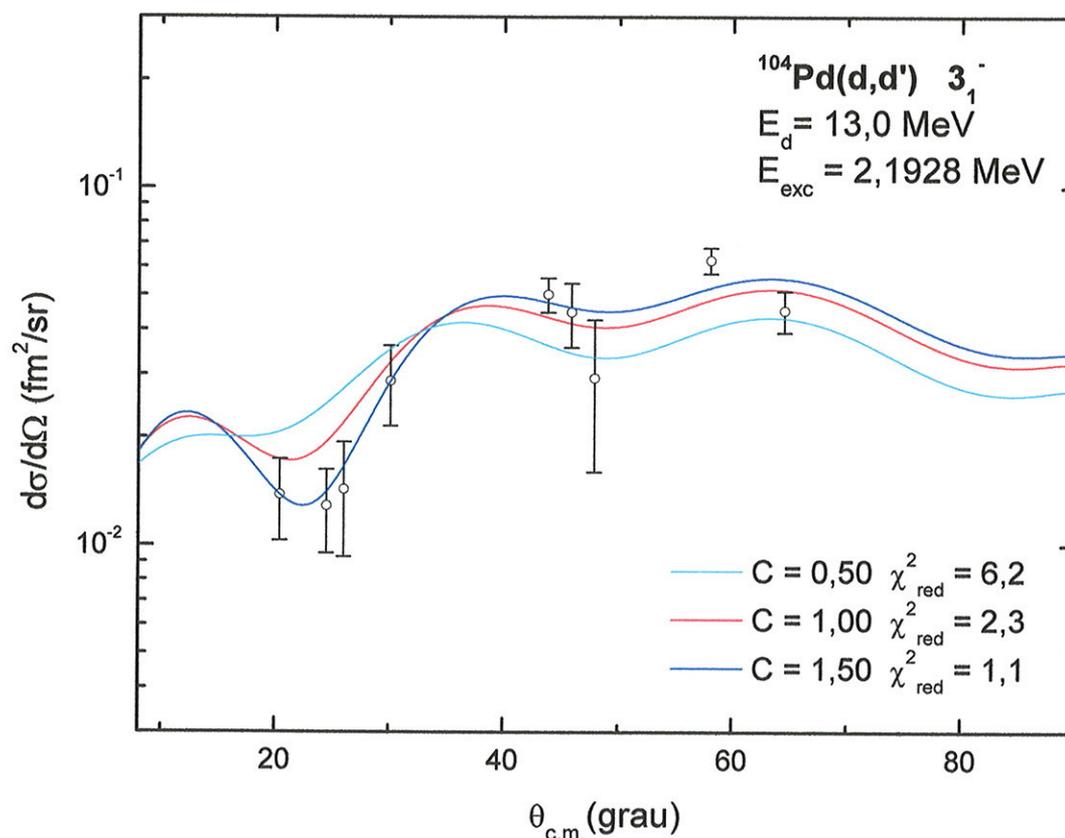


Figura 3.3.3: Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de dêuterons de 13,0 MeV com alvo de ^{108}Pd para o estado excitado 3_1^- . As curvas associadas a C igual a 0,5 e 1,5 servem para ilustrar a sensibilidade quanto a C .

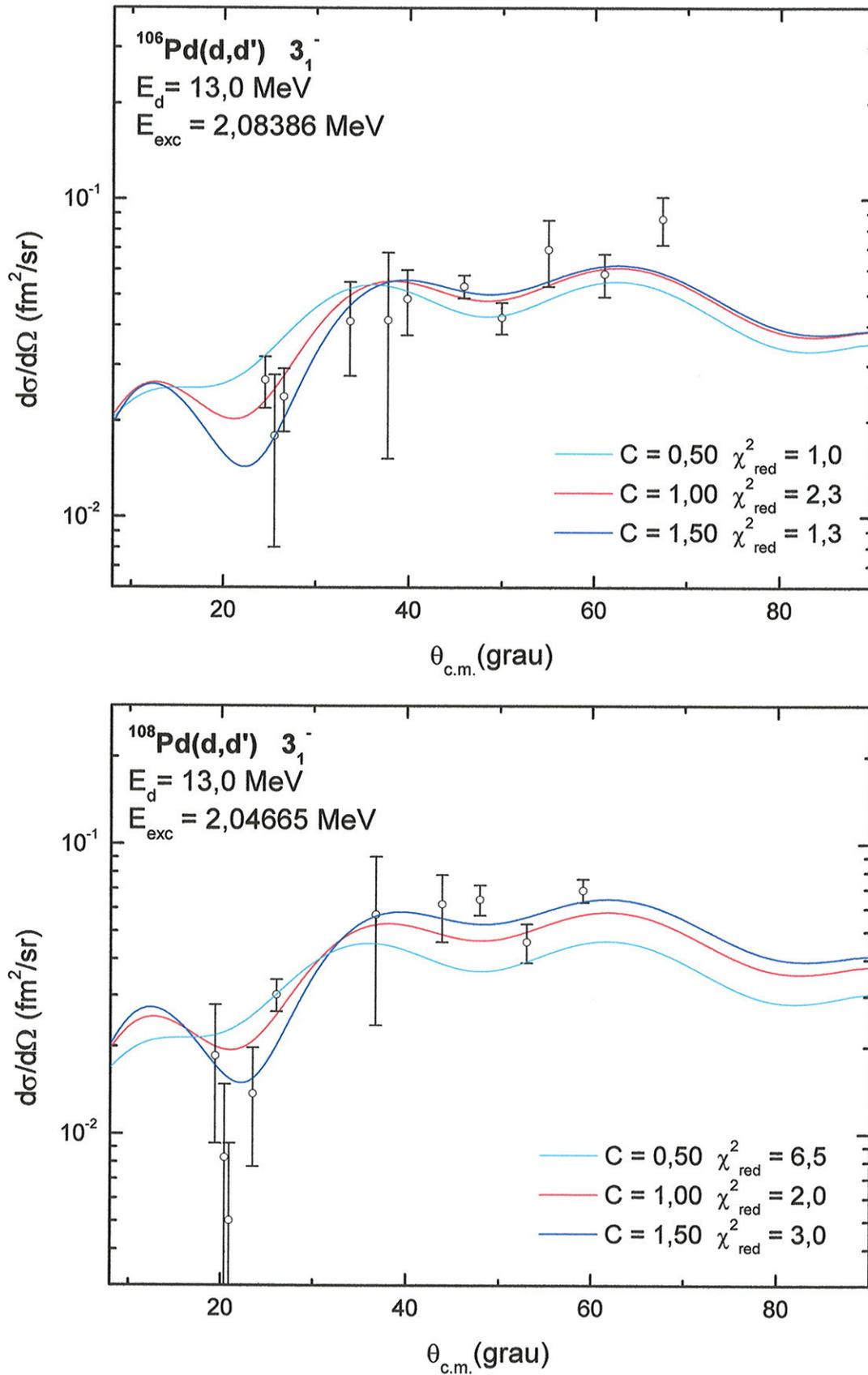


Figura 3.3.3(continuação): Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de dêuterons de 13,0 MeV com alvo de ^{108}Pd para o estado excitado 3_1^- . As curvas associadas a C igual a 0,5 e 1,5 servem para ilustrar a sensibilidade quanto a C.

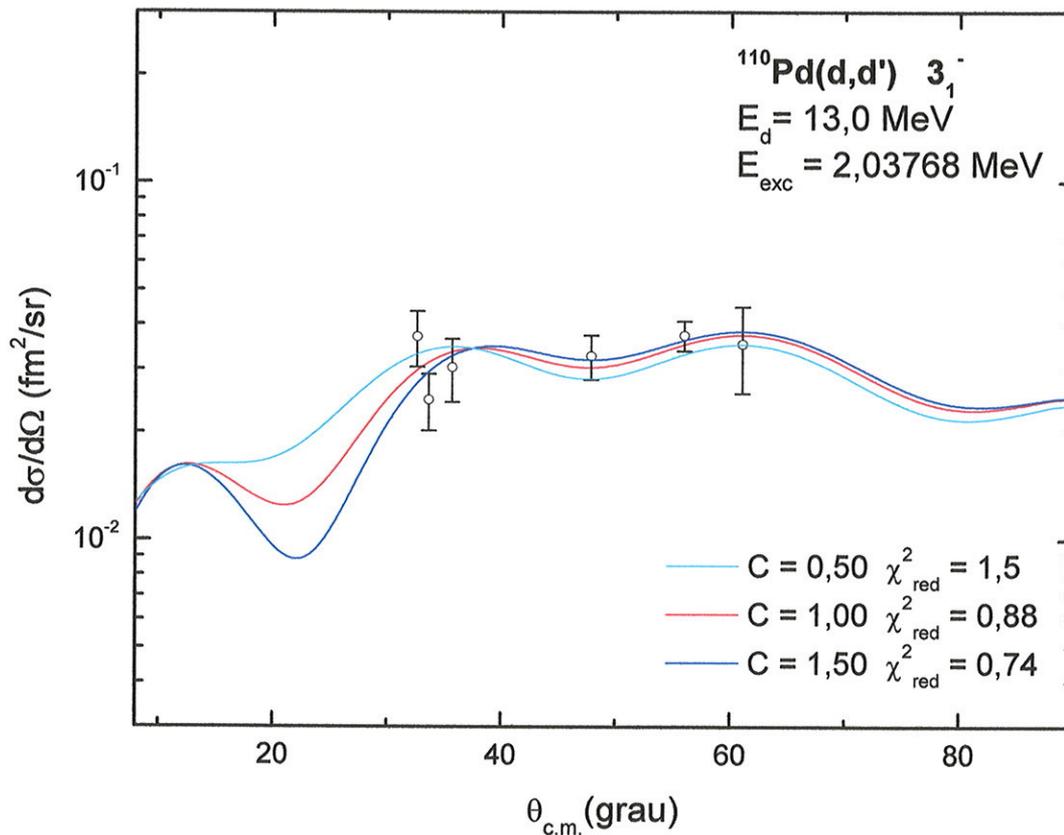


Figura 3.3.3(continuação): Distribuição angular experimental do espalhamento inelástico de dêuterons de 13,0 MeV com alvo de ^{108}Pd para o estado excitado 3_1^- . As curvas associadas a C igual a 0,5 e 1,5 servem para ilustrar a sensibilidade quanto a C.

Associados ao estado 5_1^- foram observados picos em espectros medidos em ângulos traseiros, não sendo suficientes para a obtenção de uma distribuição angular. Alguns exemplos destes picos podem ser observados na Figura 3.3.4, onde são representados parte de espectros associados ao espalhamento inelástico de dêuterons em ^{110}Pd , contendo os picos associados à excitação dos estados 3_1^- e 5_1^- , para dois ângulos de espalhamento. Nota-se que a seção de choque para o estado 5_1^- é ainda menor que a do estado 3_1^- , dificultando ainda mais a sua detecção.

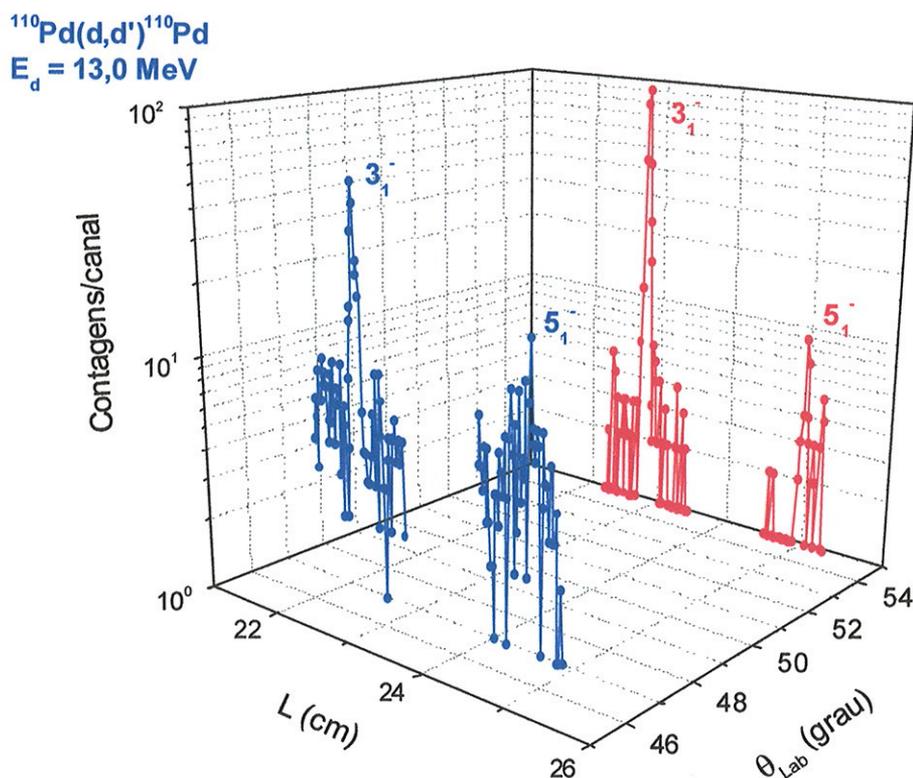


Figura 3.3.4: Trechos de espectros de posição, medidos em emulsões nucleares no plano focal do espectrógrafo magnético, em dois ângulos de espalhamento de dêuterons de 13,0 MeV em ^{110}Pd , mostrando os picos associados a excitação 3_1^- e 5_1^- .

3.4 Teste do método e análise estatística

Com o objetivo de se avaliar a validade do método aplicado para a obtenção dos parâmetros correlacionados, C e δ_2^N , e das respectivas incertezas obtidas, foram realizados estudos das curvas de nível e da superfície de χ^2 , através da simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados, gerados aleatoriamente supondo distribuições Gaussianas.

Primeiramente foi realizado um estudo das curvas de nível de χ^2 . O mapeamento dessas curvas, que circundam a região do número de eventos esperados para uma dada probabilidade, no espaço dos parâmetros C e δ_2^N , pode ser feito variando o valor C , a partir do obtido no melhor ajuste, e determinando o parâmetro δ_2^N através da solução de uma equação simples de 2º grau em $(\delta_2^N)^2$. As

curvas de nível são construídas somando-se ao χ_{\min}^2 , valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 1,0, 2,3; 6,17 e 11,8 que contém respectivamente 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7% dos eventos estatisticamente esperados^(Pr89).

Como no método de Gauss para a minimização do χ^2 é realizada uma expansão até primeira ordem da função não linear nos parâmetros. A comparação das curvas de nível com as elipses de Gauss permite analisar a potencialidade do método de ajuste no presente trabalho. A elipse de Gauss é definida pela expressão:

$$R^2 = \left(\frac{\delta_L^N - \langle \delta_L^N \rangle}{\sigma_{\delta_L^N}} \right)^2 - 2\rho \left(\frac{\delta_L^N - \langle \delta_L^N \rangle}{\sigma_{\delta_L^N}} \right) \left(\frac{C - \langle C \rangle}{\sigma_C} \right) + \left(\frac{C - \langle C \rangle}{\sigma_C} \right)^2 \quad (3.4.1)$$

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

$$\rho = \frac{\text{cov}(C, \delta_L^N)}{\sigma_C \sigma_{\delta_L^N}} \quad (3.4.2)$$

Com as seguintes mudanças de variáveis:

$$d = \left(\frac{\delta_L^N - \langle \delta_L^N \rangle}{\sigma_{\delta_L^N}} \right) \text{ e } c = \left(\frac{C - \langle C \rangle}{\sigma_C} \right) \quad (3.4.3)$$

a expressão para R^2 pode ser reescrita como:

$$R^2 = d^2 - 2\rho dc + c^2 \quad (3.4.4).$$

Resolvendo em função de c , chega-se a:

$$c = \rho d \pm \sqrt{(1-\rho^2)(2X^2 - d^2)}, \text{ com } X = \frac{R}{\sqrt{2(1-\rho^2)}} \quad (3.4.5)$$

Os valores permitidos para δ_L^N são determinados resolvendo a inequação:

$$(1-\rho^2)(2X^2 - d^2) \geq 0 \quad (3.4.6).$$

Os valores de X relacionados com a probabilidade dos pontos (C, δ_L^N) estarem no interior da elipse são obtidos pela integração da função densidade de probabilidade:

$$f(R) = \left[\frac{R}{(1-\rho^2)} \right] e^{\frac{-R^2}{2(1-\rho^2)}} \quad (3.4.7)$$

A probabilidade fica como:

$$P(R) = 1 - e^{\frac{-R^2}{2(1-\rho^2)}} = 1 - e^{-X^2} \quad (3.4.8)$$

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

$$X = \sqrt{-\ln(1-P)} \quad (3.4.9)$$

Com isso os valores de C ficam determinados variando o parâmetro δ_2^N nos limites pré-estabelecidos pela inequação acima.

Na Figura 3.4.1 são apresentadas as curvas de nível e as elipses de Gauss que delimitam regiões onde os pontos (C, δ_2^N) se distribuem com as probabilidades de 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7%.

Pode-se observar na Figura 3.4.1 que as curvas de nível estão em boa concordância com as elipses de Gauss. No caso do ^{106}Pd , a princípio poderia se pensar que as elipses e as curvas de nível não estariam de acordo, mas a diferença apresentada não é significativa, como será demonstrado mais adiante. Esta concordância significa que a linearização efetuada no processo de ajuste através da minimização de χ^2 não afeta de maneira significativa os parâmetros correlacionados resultantes.

Foram realizadas simulações utilizando sorteios de Monte Carlo⁽⁸⁾, com o objetivo de testar se os pares (C, δ_2^N) realmente se distribuem nas regiões delimitadas pelas curvas de nível e pelas elipses de Gauss, além de se obter um mapeamento da superfície de χ^2 . Foram gerados 5000 novos conjuntos de dados a partir de variações aleatórias nos pontos experimentais, obedecendo uma distribuição gaussiana com largura dada pela incerteza experimental da secção de choque relativa medida. Em seguida foram realizados ajustes obtendo novos valores de (C, δ_2^N) com os respectivos χ^2 para cada conjunto de dados gerados. Este processo está apresentado detalhadamente no Apêndice B. A Figura 3.4.2 apresenta os parâmetros obtidos após a simulação, juntamente com as elipses de Gauss, definindo as regiões de distribuição dos pares correlacionados.

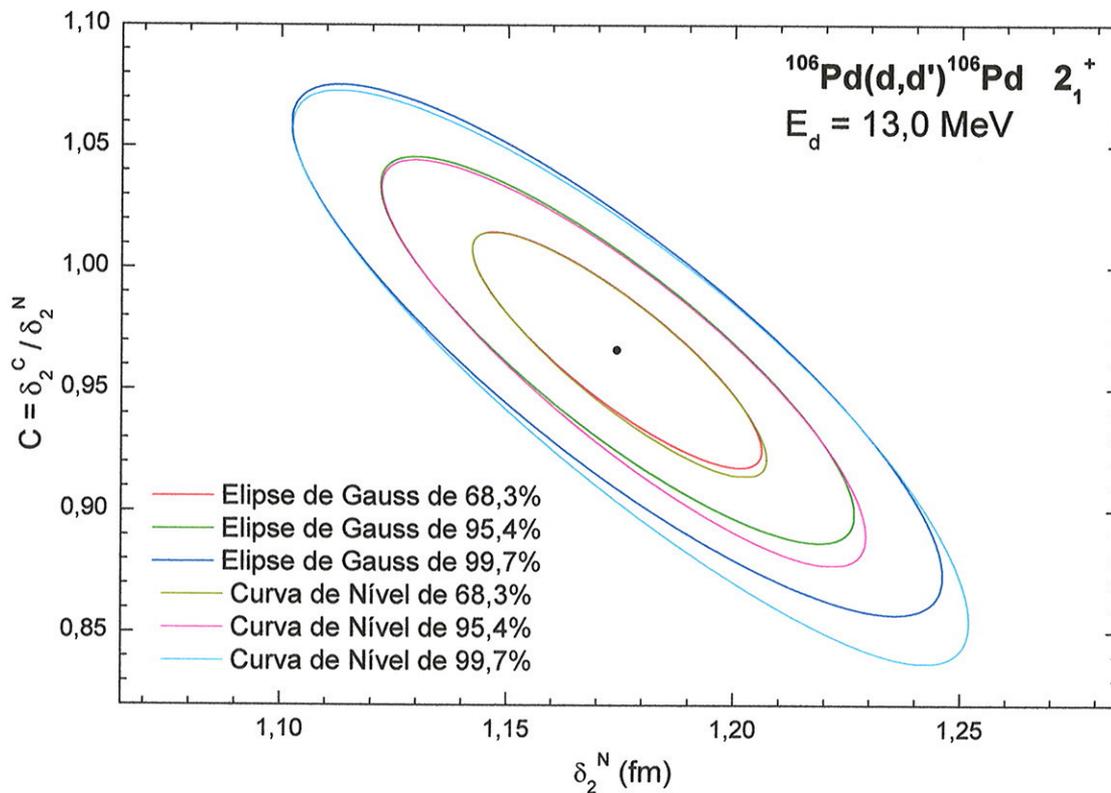
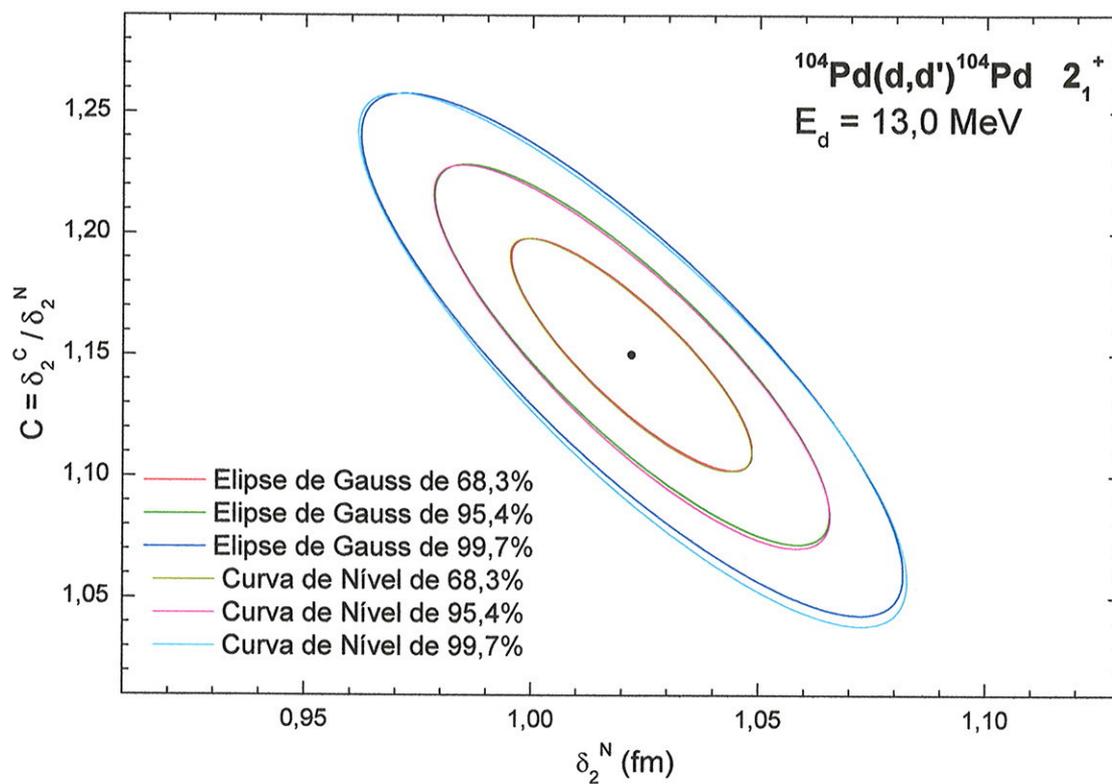


Figura 3.4.1: Representação das curvas de nível e das elipses de Gauss, obtidas através dos dados da excitação do estado 2_1^+ para $^{104,106,108,110}\text{Pd}$.

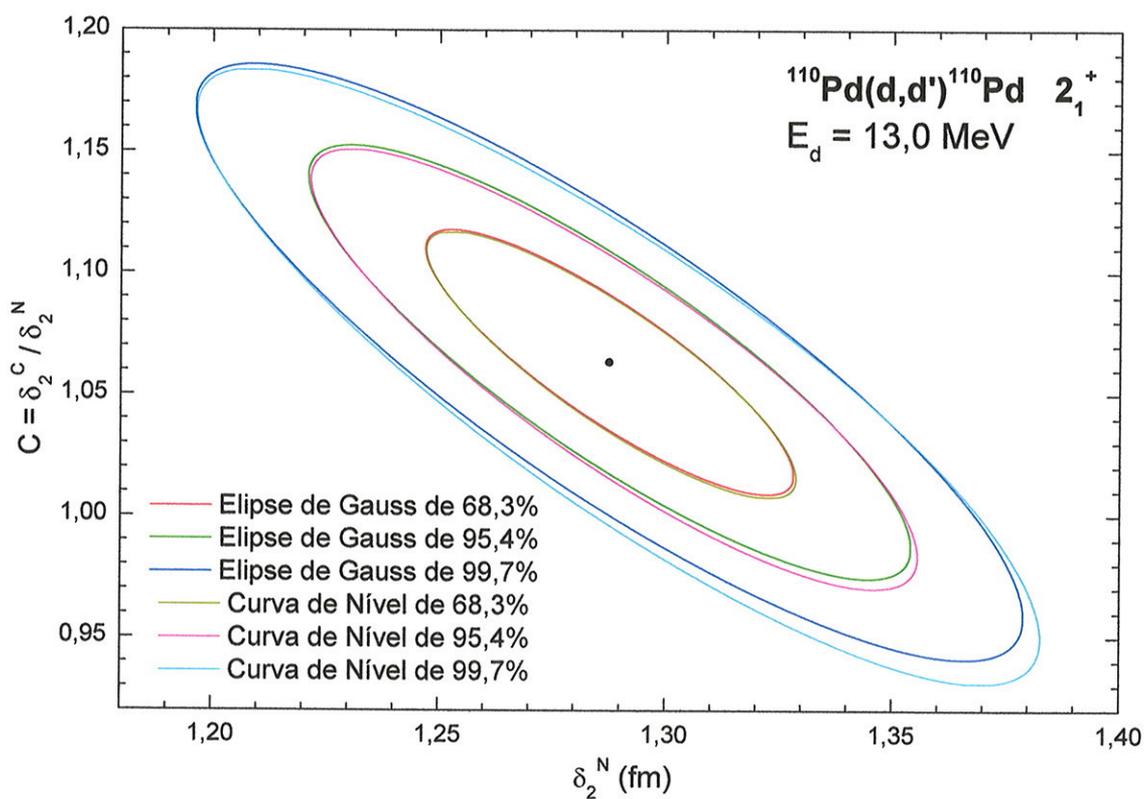
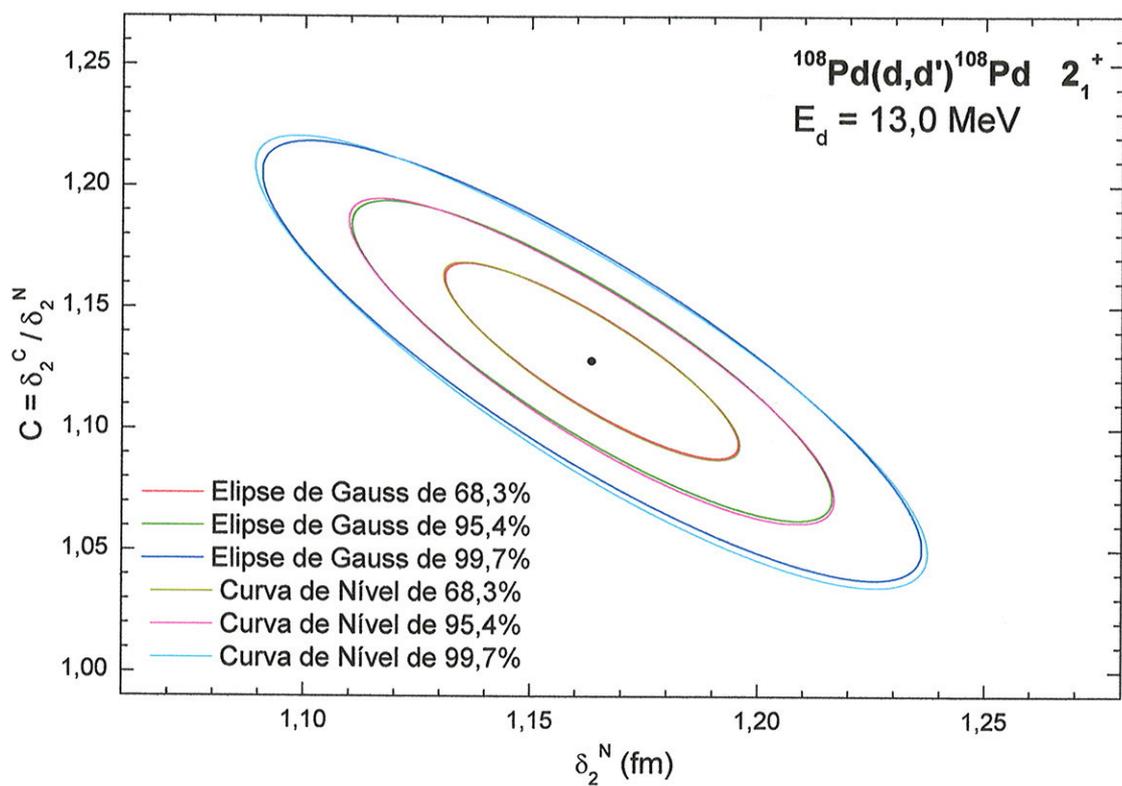


Figura 3.4.1(continuação): Representação das curvas de nível e das elipses de Gauss, obtidas através dos dados da excitação do estado 2_1^+ para $^{104,106,108,110}\text{Pd}$.

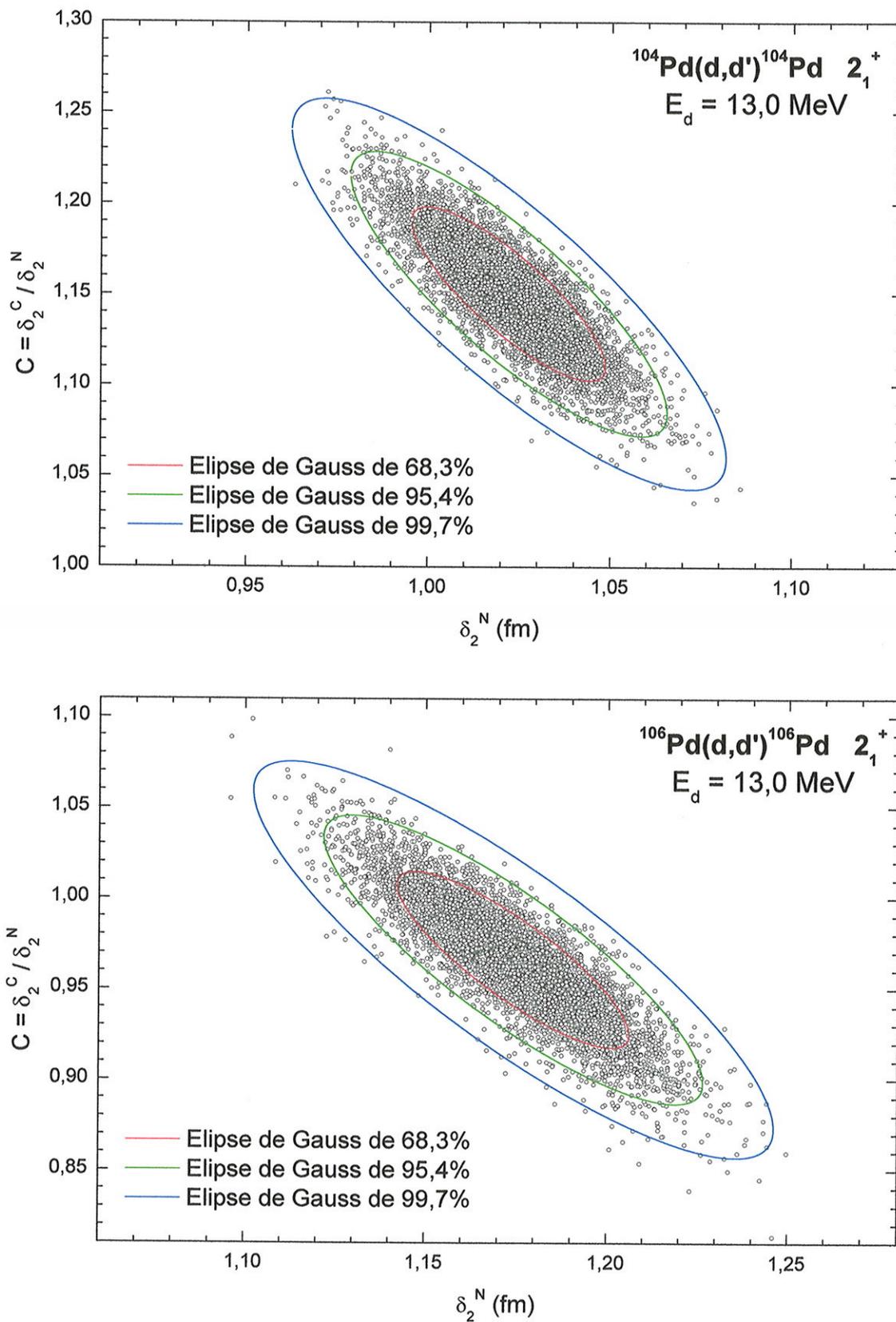


Figura 3.4.2: Parâmetros ajustados (C, δ_2^N) obtidos através da simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados, juntamente com as elipses de Gauss.

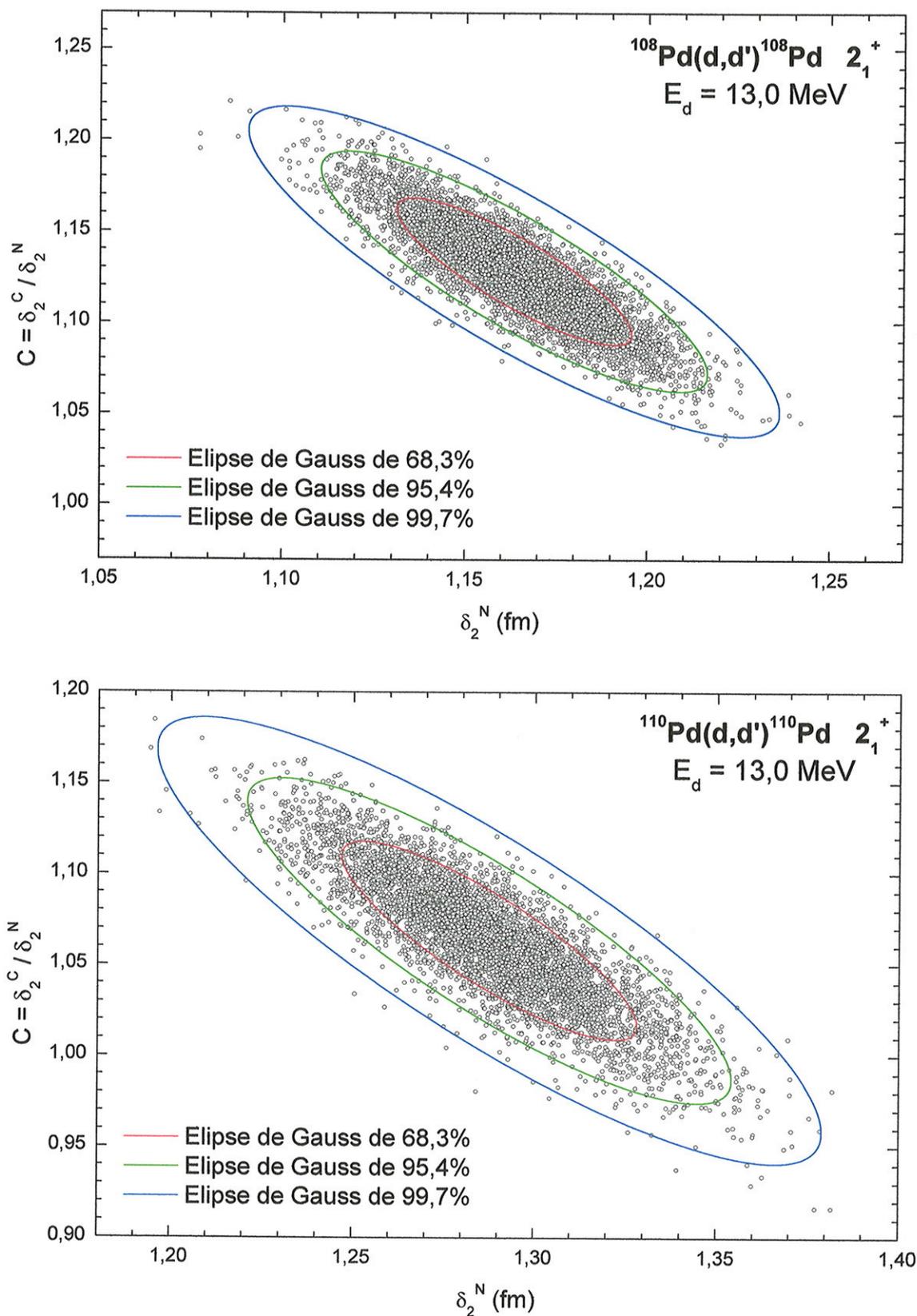


Figura 3.4.2: Parâmetros ajustados (C , δ_2^N) obtidos através da simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados, juntamente com as elipses de Gauss.

A média dos valores de (C, δ_2^N) obtidos através da simulação de Monte Carlo de 5000 novos conjuntos de dados está representada na Tabela 3.4.1 em comparação com o resultado obtido com o melhor ajuste realizado com a minimização do χ^2 .

Isótopo	Melhor Ajuste			Monte Carlo		
	C	δ_2^N (fm)	$\langle C \rangle$	σ_C	$\langle \delta_2^N \rangle$ (fm)	σ_δ (fm)
^{104}Pd	1,15(3)	1,02(2)	1,15	0,031	1,02	0,017
^{106}Pd	0,97(3)	1,17(2)	0,97	0,034	1,17	0,022
^{108}Pd	1,13(3)	1,16(2)	1,13	0,028	1,16	0,022
^{110}Pd	1,06(4)	1,29(4)	1,06	0,035	1,29	0,026

Tabela 3.4.1: Comparação dos resultados para os parâmetros C e δ_2^N obtidos a partir do melhor ajuste na minimização de χ^2 e através da média dos 5000 valores da simulação de Monte Carlo. O valor de σ apresentado corresponde ao desvio padrão das respectivas distribuições de C e δ_2^N .

Como pode ser observado na Tabela 3.4.1, os valores obtidos no ajuste estão de acordo com a média dos parâmetros C e δ_2^N obtidos no sorteio de 5000 novos conjuntos de dados.

Com o intuito de se avaliar se a distribuição dos parâmetros (C, δ_2^N) , sorteados pela simulação de Monte Carlo, realmente se distribuem nas regiões das curvas de nível e elipses de Gauss com as probabilidades de 39,3%, 68,3%, 95,4% e 99,7%, foi realizada uma contagem dos pontos localizados dentro dessas curvas. Na Tabela 3.4.2, estão representados a soma relativa até as respectivas curvas de nível e elipses de Gauss em comparação com o valor esperado.

Os valores da soma relativa dos pontos localizados dentro das regiões de distribuição de probabilidade das curvas de nível e das elipses de Gauss estão de acordo com os valores esperados, considerando as incertezas estatísticas. No caso do ^{106}Pd onde a princípio poderia se pensar em uma diferença entre as elipses de Gauss e as curvas de nível, Figura 3.4.1, a soma relativa entre essas duas curvas apresenta uma variação máxima de 1,1 % que é ligeiramente maior que o desvio estatístico correspondente de 0,7%, comprovando assim a concordância das previsões. Isto indica que os valores das incertezas estatísticas dos parâmetros ajustados estão bem estabelecidos.

Isótopo	Soma relativa até a curva de nível (%)	Soma relativa até a elipse de Gauss (%)	Valor esperado (%)
¹⁰⁴ Pd	40,1	40,1	39,3
	68,2	68,3	68,3
	95,7	95,5	95,4
	99,8	99,7	99,7
¹⁰⁶ Pd	38,4	37,3	39,3
	66,9	65,8	68,3
	95,3	94,5	95,4
	99,7	99,4	99,7
¹⁰⁸ Pd	38,0	37,4	39,3
	67,3	67,0	68,3
	95,6	95,3	95,4
	99,7	99,6	99,7
¹¹⁰ Pd	39,6	39,3	39,3
	69,4	69,1	68,3
	95,6	95,4	95,4
	99,7	99,6	99,7

Tabela 3.4.2: Soma relativa dos 5000 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.

Duas vistas diferentes da superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros ajustados (C, δ_2^N) para os quatro isótopos de Pd podem ser observadas na Figura 3.4.3. A escala de cores utilizada nesta figura corresponde a valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 2,3; 6,17 e 11,8 associadas às probabilidades de distribuição de 68,3%, 95,4% e 99,7%, respectivamente.

O método de Gauss aplicado ao ajuste de funções não lineares nos parâmetros, equivale a aproximar a superfície que descreve o χ^2 em um parabolóide para achar o mínimo absoluto da função. Este fato foi observado na distribuição de χ^2 obtida no presente trabalho.

$^{104}\text{Pd}(d,d')^{104}\text{Pd } 2_1^+$
 $E_d = 13,0 \text{ MeV}$

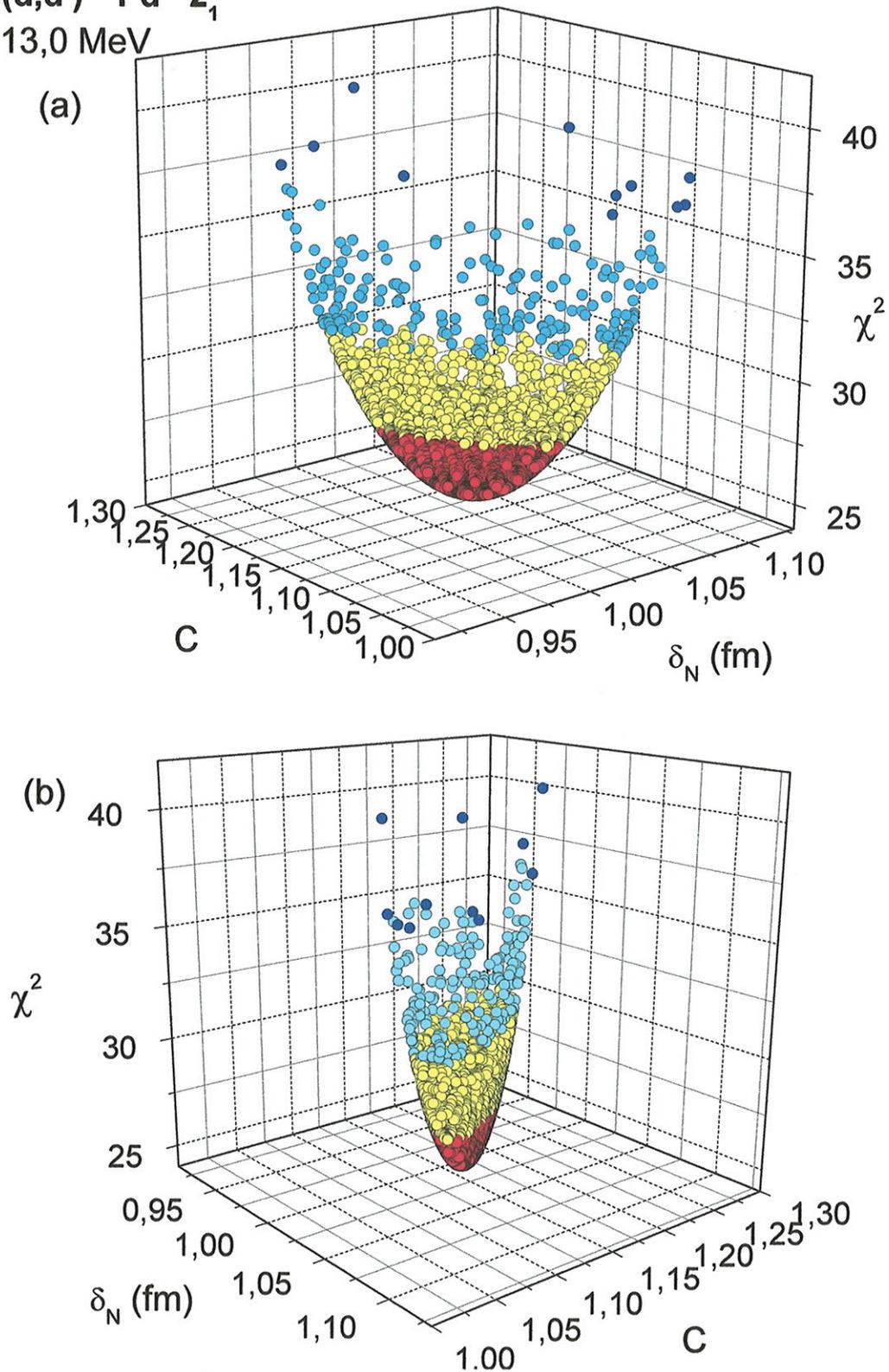
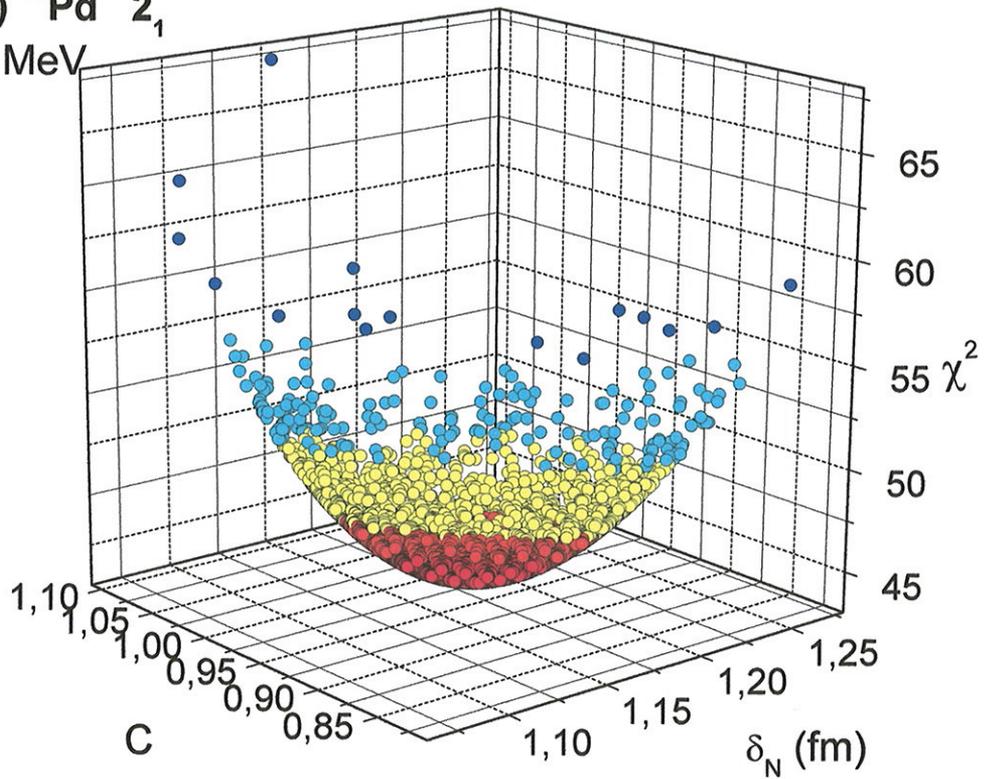


Figura 3.4.3: Superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros ajustados (C, δ_N), em duas vistas diferentes, obtidos através da simulação de Monte Carlo, com o sorteio de 5000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2_1^+ excitado para $^{104,106,108,110}\text{Pd}$. A escala de cores utilizada nesta figura corresponde a valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 2,3; 6,17 e 11,8 que correspondem às probabilidades de distribuição de 68,3%, 95,4% e 99,7%, respectivamente.

$^{106}\text{Pd}(d,d')^{106}\text{Pd } 2_1^+$
 $E_d = 13,0 \text{ MeV}$

(a)



(b)

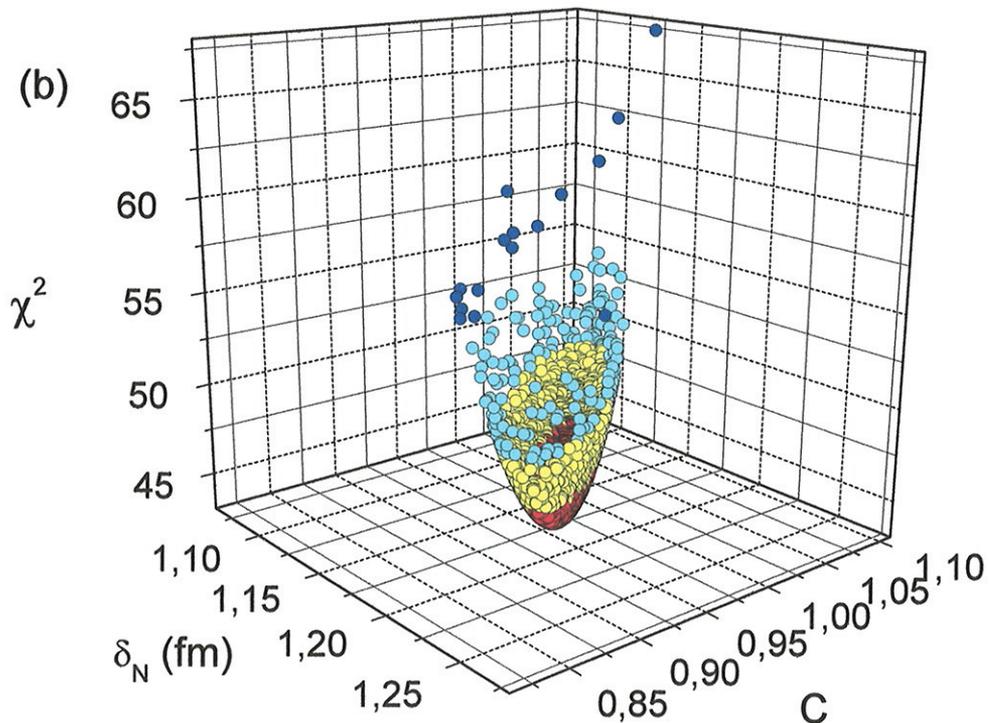
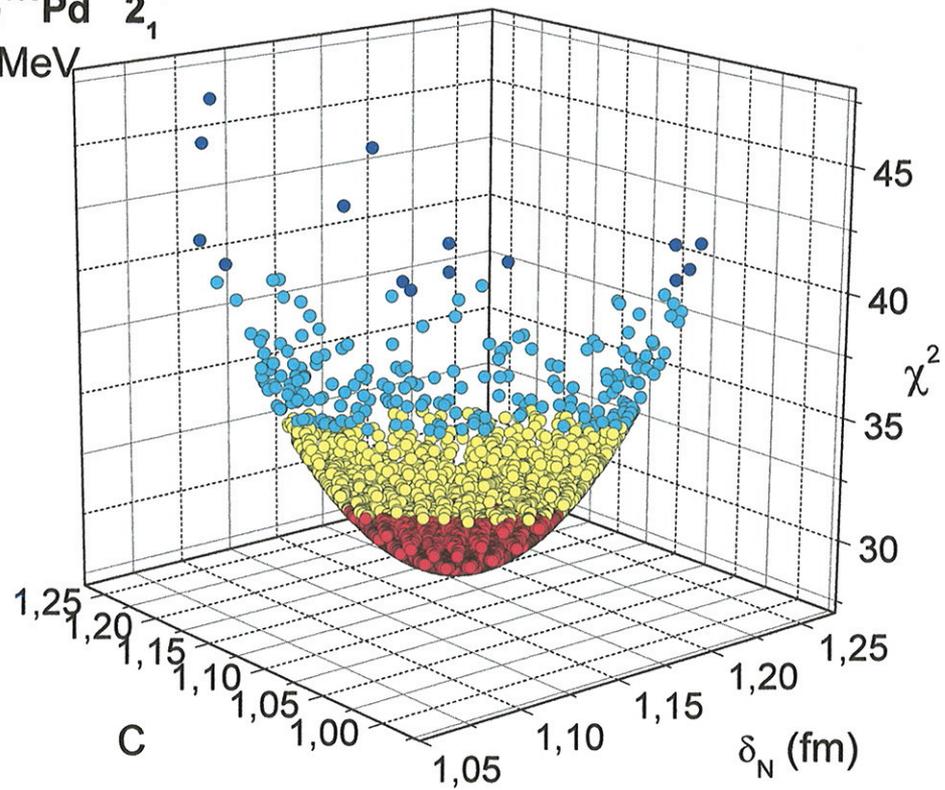


Figura 3.4.3(Continuação): Superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros ajustados (C , δ_2^N), em duas vistas diferentes, obtidos através da simulação de Monte Carlo, com o sorteio de 5000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2_1^+ excitado para $^{104,106,108,110}\text{Pd}$. A escala de cores utilizada nesta figura corresponde a valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 2,3; 6,17 e 11,8 que correspondem às probabilidades de distribuição de 68,3%, 95,4% e 99,7%, respectivamente.

$^{108}\text{Pd}(d,d')^{108}\text{Pd } 2_1^+$
 $E_d = 13,0 \text{ MeV}$

(a)



(b)

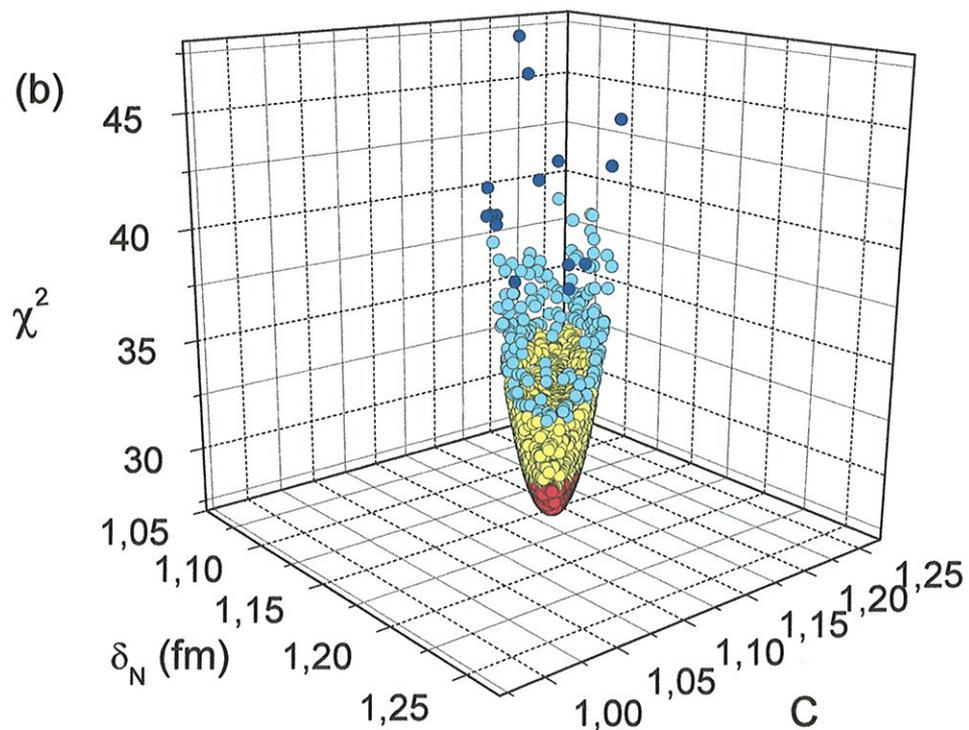
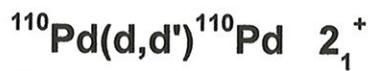
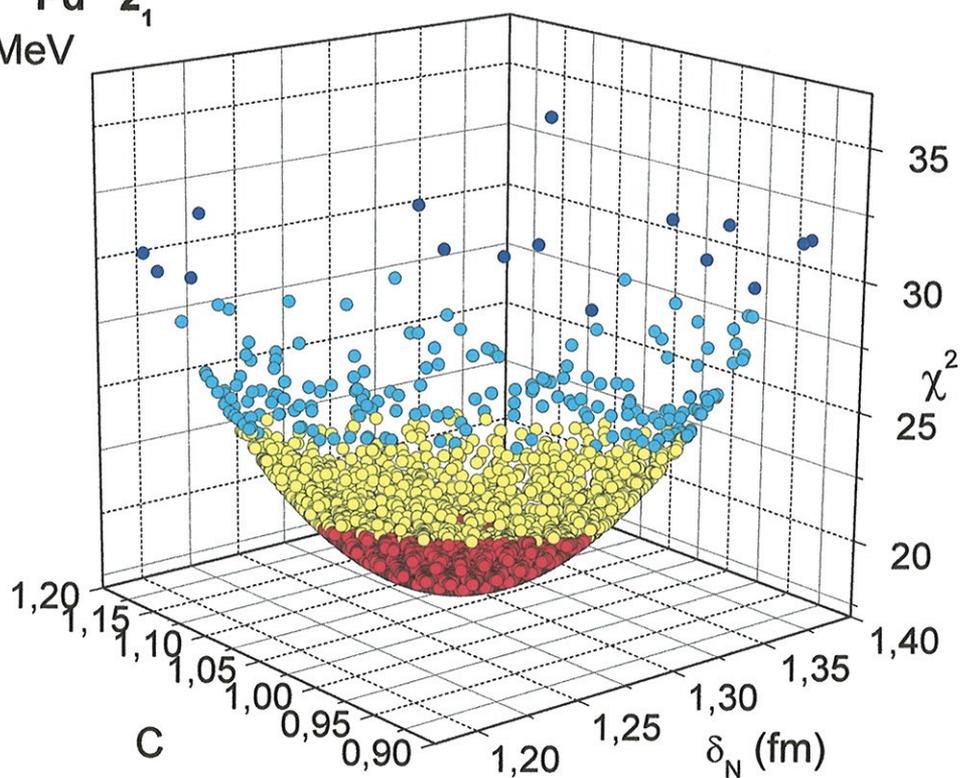


Figura 3.4.3(Continuação): Superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros ajustados (C , δ_2^N), em duas vistas diferentes, obtidos através da simulação de Monte Carlo, com o sorteio de 5000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2_1^+ excitado para $^{104,106,108,110}\text{Pd}$. A escala de cores utilizada nesta figura corresponde a valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 2,3; 6,17 e 11,8 que correspondem às probabilidades de distribuição de 68,3%, 95,4% e 99,7%, respectivamente.



$$E_d = 13,0 \text{ MeV}$$

(a)



(b)

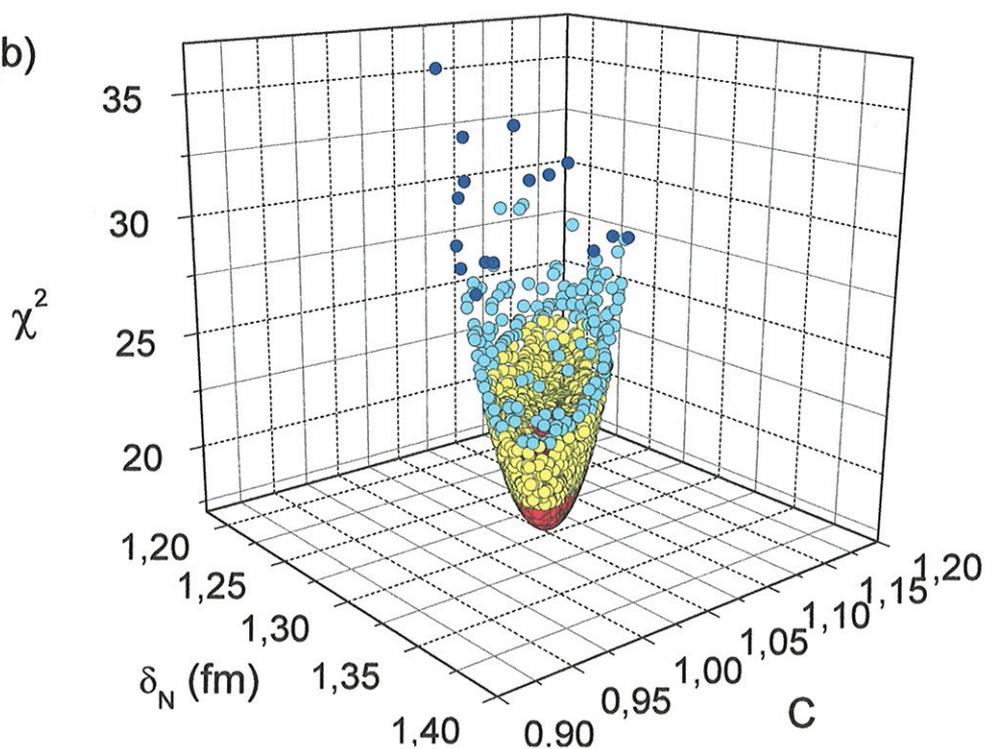


Figura 3.4.3(Continuação): Superfície de χ^2 no espaço dos parâmetros ajustados (C , δ_2^N), em duas vistas diferentes, obtidos através da simulação de Monte Carlo, com o sorteio de 5000 novos conjuntos de pontos experimentais a partir dos dados do estado 2_1^+ excitado para $^{104,106,108,110}\text{Pd}$. A escala de cores utilizada nesta figura corresponde a valores de $\Delta\chi^2$ iguais a 2,3; 6,17 e 11,8 que correspondem às probabilidades de distribuição de 68,3%, 95,4% e 99,7%, respectivamente.

4. Resultados e Discussão

Neste capítulo serão apresentados: os valores de $B(IS2)$, da razão $B(E2)/B(IS2)$ e as razões entre os momentos multipolares das distribuições de nêutrons e prótons, $|M_n/M_p|$. Serão discutidos os resultados do presente trabalho em comparação com os obtidos recentemente pelo grupo de Espectroscopia Nuclear com Íons Leves na região de $A \sim 100$ através da ICN aplicada a espalhamentos inelásticos com projéteis que interagem isoescalarmente com o núcleo. Comentários sobre algumas medidas de espalhamentos inelásticos em isótopos pares de Pd e a comparação de resultados em comum também são apresentados. Considerações sobre estrutura nuclear com base a resultados de cálculos de HFB e IBA-2 finalizam este capítulo.

4.1 Resultados

No estudo da ICN no espalhamento inelástico com dêuterons, na excitação de estados coletivos populados em uma etapa, através do exame do formato das distribuições angulares experimentais é possível extrair a razão $C = \delta_L^C / \delta_L^N$ entre os comprimentos de deformação de carga e nuclear (massa), enquanto o fator de escala, no ajuste das previsões aos dados, determina o comprimento de deformação nuclear δ_L^N , como descrito no capítulo anterior.

A partir dos valores de C e δ_L^N são então obtidos:

- a razão

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

onde, r_C e r_M são respectivamente, os raios reduzidos característicos da carga e da massa do núcleo.

- a probabilidade reduzida da transição isoescalar, calculada a partir de δ_L^N , é definida por:

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

com $R_M = r_M A^{1/3}$. O valor utilizado para o raio reduzido característico da massa foi o determinado por Chung e Myers^(Ch90), $r_M = 1,16$ 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:

$$\left| \frac{M_n}{M_p} \right| = \frac{A}{Z} \sqrt{\frac{e^2 B(ISL)}{B(EL)}} - 1 = \frac{1}{C} \frac{A}{Z} \left(\frac{r_M}{r_c} \right)^{L-1} - 1$$

A Tabela 4.1.1 apresenta os resultados da análise dos dados obtidos no espalhamento inelástico de dêuterons de 13,0 MeV em $^{104,106,108,110}\text{Pd}$, para o estado excitado 2_1^+ . Os desvios apresentados para δ_2^N e $B(IS2)(b^2)$ levam em conta a incerteza no fator de escala absoluto de 4% para os isótopos $^{104,106,110}\text{Pd}$ e de 6% para o ^{108}Pd .

Núcleo	C	δ^N (fm)	$B(IS2)$ (b^2)	$B(E2)/B(IS2)(e^2)$	$ M_n/M_p $	N/Z
^{104}Pd	1,15(3)	1,02(4)	0,38(3)	1,46(8)	0,87	1,26
^{106}Pd	0,97(3)	1,17(5)	0,50(4)	1,03(7)	1,27	1,30
^{108}Pd	1,13(3)	1,16(7)	0,50(6)	1,41(7)	0,98	1,35
^{110}Pd	1,06(4)	1,29(6)	0,62(6)	1,25(8)	1,14	1,39

Tabela 4.1.1: Valores obtidos da análise de ICN com as respectivas incertezas. Os valores $r_c = 1,22$ fm e $r_M = 1,16^{(\text{Ch90})}$ fm foram utilizados nos cálculos.

Comparando os resultados para os quatro isótopos analisados, nota-se que os valores de C para o ^{106}Pd e ^{110}Pd estão mais próximos da unidade, prevista para deformações de carga e massa iguais e usualmente proposta, ao contrário dos valores obtidos para $^{104,108}\text{Pd}$. Nestes isótopos os valores de C obtidos, um pouco maiores; apontam para uma maior contribuição dos prótons em relação aos nêutrons

do que a usual razão Z/N , supondo $r_M = r_C$, na excitação do primeiro estado quadrupolar.

Na Figura 4.1.1 pode-se observar o comportamento da razão $B(E2)/B(1S2)e^2$ obtido neste trabalho para quatro isótopos pares de Pd, em comparação com os resultados obtidos recentemente pelo grupo na região de $A \sim 100$ através da ICN aplicada a espalhamentos inelásticos com projéteis que interagem isoescalarmente com o núcleo. Os isótopos de $^{94,98}\text{Mo}^{(\text{Uk01})}$ foram estudados através do espalhamento inelástico com dêuterons enquanto os isótopos $^{100,102,104}\text{Ru}^{(\text{Go96})}$, com partículas α .

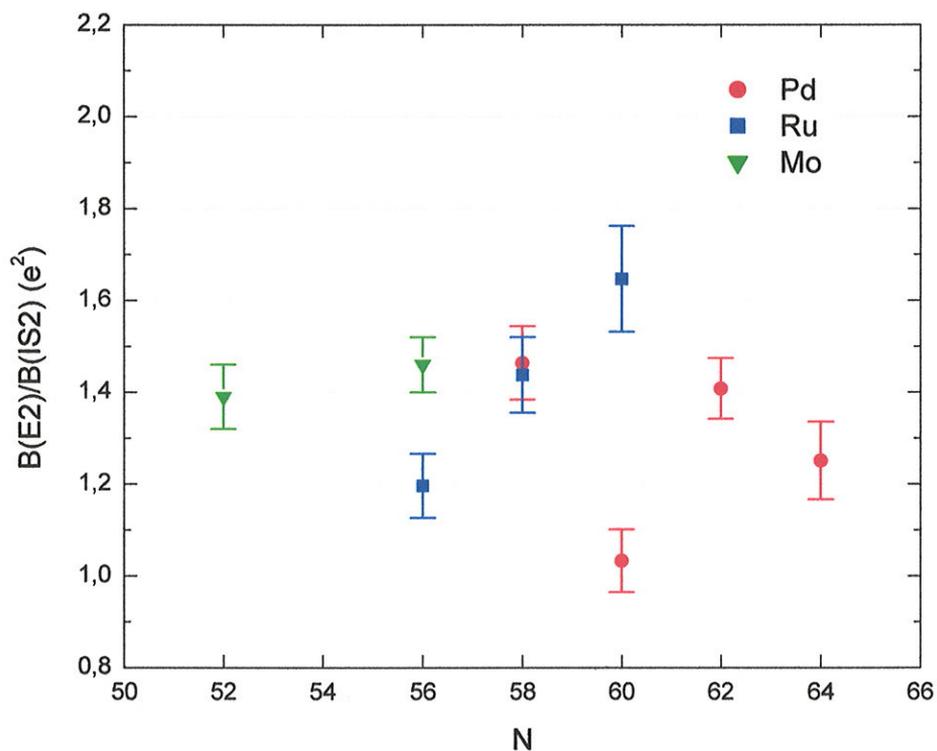


Figura 4.1.1: Distribuição da razão $B(E2)/B(1S2)(e^2)$ dos isótopos $^{104, 106, 108, 110}\text{Pd}$, presente trabalho em comparação com os valores obtidos para os isótopos $^{94, 98}\text{Mo}^{(\text{Uk01})}$ e $^{100, 102}$ e $^{104}\text{Ru}^{(\text{Go96})}$.

Comparando os isótonos medidos, nota-se que o ^{104}Pd ($N = 58$), da mesma maneira que seu isótono $^{102}\text{Ru}^{(\text{Go96})}$, apresenta uma maior contribuição de prótons em relação aos nêutrons para a excitação do primeiro estado quadrupolar. Seguindo a cadeia de Pd, o ^{106}Pd , entretanto revela uma possível diluição desse comportamento não homogêneo, em contraste com o seu isótono ^{104}Ru para o qual se salienta uma maior contribuição dos prótons. Seguindo a evolução dos valores

experimentais da razão $B(E2)/B(1S2)(e^2)$, verifica-se que para os isótopos pares de Ru há um crescimento quando N aumenta, enquanto o comportamento é diferenciado para os isótopos pares de Pd.

A Figura 4.1.2 mostra a evolução dos valores de $B(E2)(e^2b^2)$ obtidos na compilação de Raman^(Ra01). Para comentários feitos na seqüência, os núcleos recentemente estudados pelo grupo estão circulados na figura. Nota-se que entre ^{94}Mo de um lado e ^{104}Ru e ^{110}Pd de outro, o valor de $B(E2)(e^2b^2)$ varia mais que um fator 4. Enquanto, como visto na Figura 4.1.1, os valores da razão $B(E2)/B(1S2)(e^2)$ variam de cerca de 1,1 e^2 ($^{106,110}\text{Pd}$ e ^{100}Ru), a aproximadamente 1,6 e^2 (^{104}Ru), diferentemente do valor esperado de $B(E2)/B(1S2) \sim 1 e^2$ para o modelo coletivo homogêneo. Além disso, não foi observado um crescimento monotônico com N. Conclui-se que os nêutrons devem ser responsáveis por alguns efeitos importantes fora da interpretação do modelo coletivo simples.

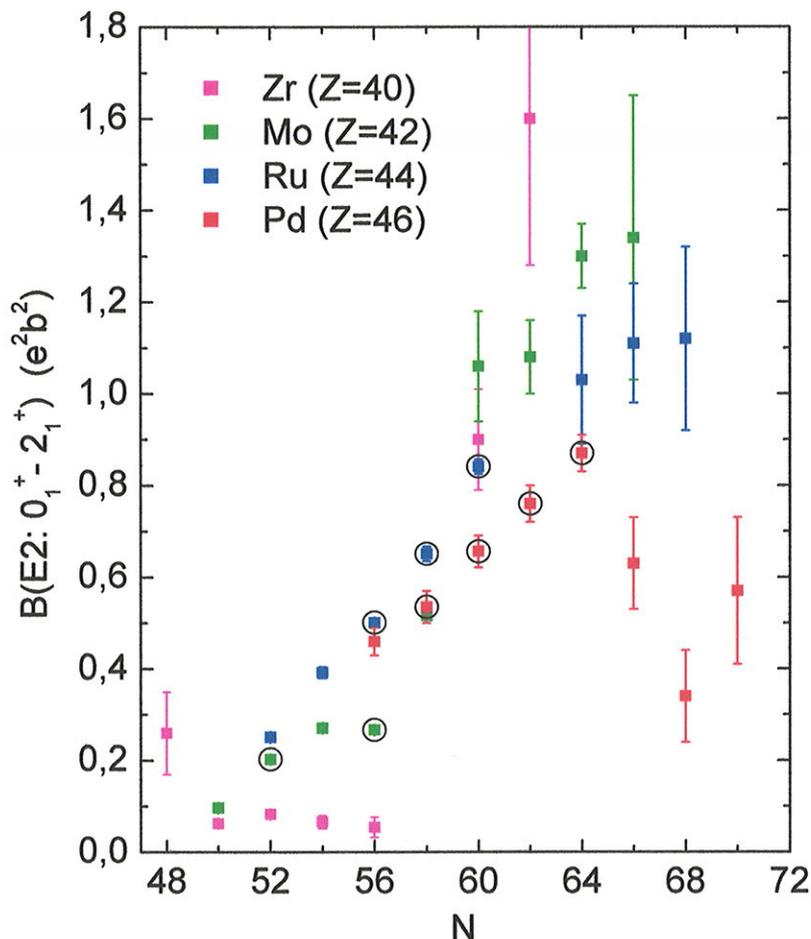


Figura 4.1.2: Evolução dos valores de $B(E2)(e^2b^2)$ ^(Ra01) para núcleos par-par na região de $A \sim 100$.

Os valores de $B(E2)(e^2b^2)$ obtidos no presente trabalho podem ser comparados com os adotados na literatura na compilação de S. Raman et al.^(Ra01) na Figura 4.1.3. Nota-se que os valores associados aos isótopos ^{104}Pd , ^{108}Pd e ^{110}Pd estão em bom acordo com os valores adotados, entretanto no caso do ^{106}Pd o valor é ligeiramente menor. Um fato importante a ser considerado é que os valores adotados são obtidos através de uma média de valores medidos por diferentes processos e com diferentes projéteis. No caso do ^{104}Pd os resultados variam da ordem de 0,46 a 0,61, sendo estes extremos associados à excitação Coulombiana utilizando como projéteis α e ^{14}N , respectivamente. Para o ^{106}Pd de 0,59 a 0,74, associados à excitação Coulombiana com α e Ressonância com flúor para o menor valor e espalhamento de elétrons para o maior valor. Considerando o ^{108}Pd a variação vai de cerca de 0,70 a 0,82, o extremo inferior corresponde à excitação Coulombiana com α e ^{16}O enquanto o superior com ^{14}N . Finalmente para o ^{110}Pd de 0,78 a 1,04, excitação Coulombiana com ^{14}N e α respectivamente. Assim, pode-se dizer que os valores de $B(E2)$ obtidos no presente trabalho estão dentro das variações apresentadas.

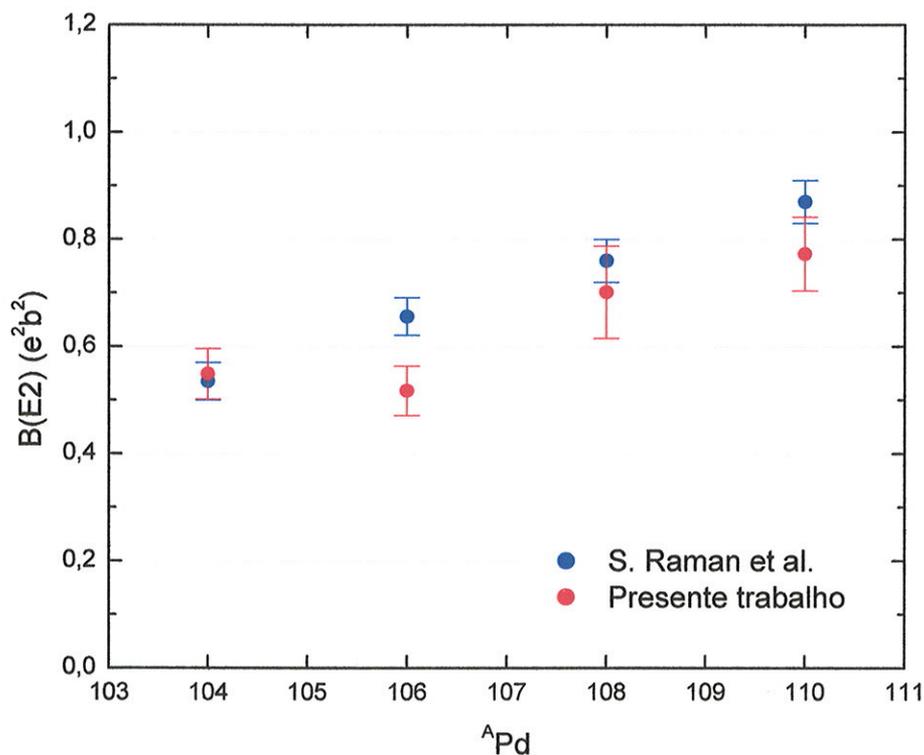


Figura 4.1.3: Valores de $B(E2)(e^2b^2)$ para os $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ obtidos no presente trabalho em comparação com os adotados na compilação de S. Raman et al.^(Ra01).

Pode-se observar na Figura 4.1.4 a comparação da distribuição angular experimental com as previstas: a primeira corresponde ao melhor ajuste mantendo os parâmetros C e δ_2^N livres; a segunda foi obtida fixando-se o valor de δ_2^C extraído do valor de $B(E2)(e^2b^2)$ de S. Raman et al.^(Ra01) e permitindo a variação apenas de δ_2^N ; a última curva está associada a δ_2^C adotado e ao C obtido no melhor ajuste.

Para os isótopos $^{104,108,110}\text{Pd}$ os resultados do melhor ajuste e fixando δ_2^C são muito parecidos conforme comprovado pelas características da terceira curva correspondente a δ_2^C adotado e ao C obtido no melhor ajuste. Comportamento diferente é observado para o isótopo ^{106}Pd .

No caso do ^{106}Pd fixando-se δ_2^C o valor do parâmetro C obtido é maior que o do melhor ajuste. Claramente este resultado não descreve o mínimo da Interferência Nuclear Coulombiana apenas dando conta da região de ângulos traseiros. Ou seja, com o valor de δ_2^C adotado fixado em 1,28 o valor de C teve que ser aumentado de forma a poder ajustar pelo menos parte dos dados para obter um χ^2_{red} menor até chegar ao mínimo de 5,9 (Figura 4.1.4). Note que a curva correspondente ao δ_2^C adotado e C obtido no melhor ajuste permanece paralela e superior aos dados não ajustando nenhuma das regiões e apresenta um χ^2_{red} igual a 14,6.

Para ilustrar o comportamento dos valores de χ^2 durante o ajuste fixando-se δ_2^C adotado, a Figura 4.1.5 apresenta estes valores em função dos parâmetros C e δ_2^N . Nota-se que as curvas não são simétricas em relação ao mínimo, confirmando os comentários acima. Assim estes resultados, como o esperado, confirmam a informação mais relevante do presente trabalho que é o valor do parâmetro C .

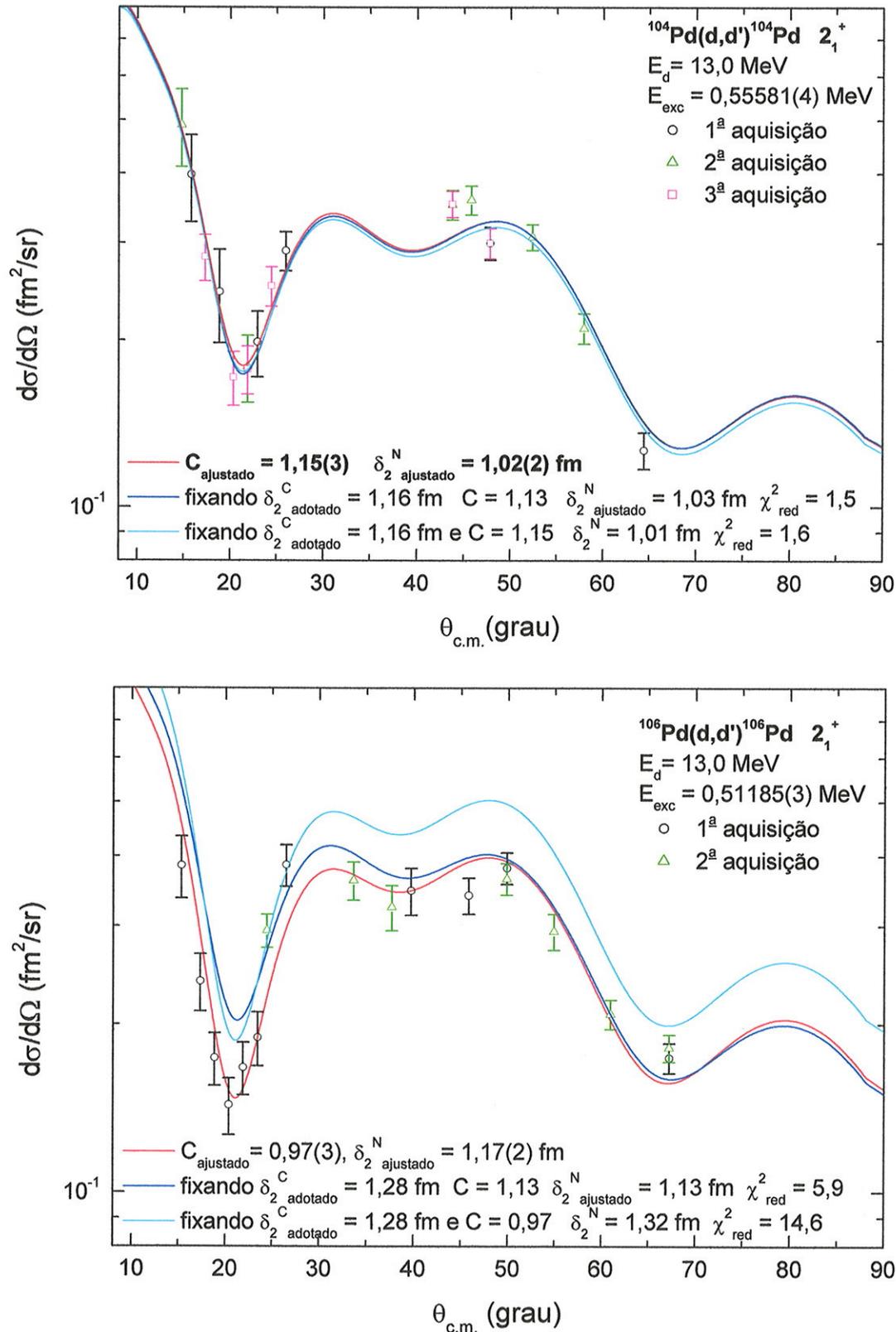


Figura 4.1.4: Distribuições angulares experimentais do espalhamento inelástico de dêuterons com $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ para o estado excitado 2_1^+ . A primeira curva associada a C_{ajustado} e $\delta_2^N \text{ ajustado}$ é a resultante da minimização de χ^2 pelo ajuste de dois parâmetros, a segunda corresponde ao ajuste fixando-se δ_2^C e variando o parâmetro δ_2^N e a última curva corresponde a δ_2^C e impondo o valor de C obtido no melhor ajuste.

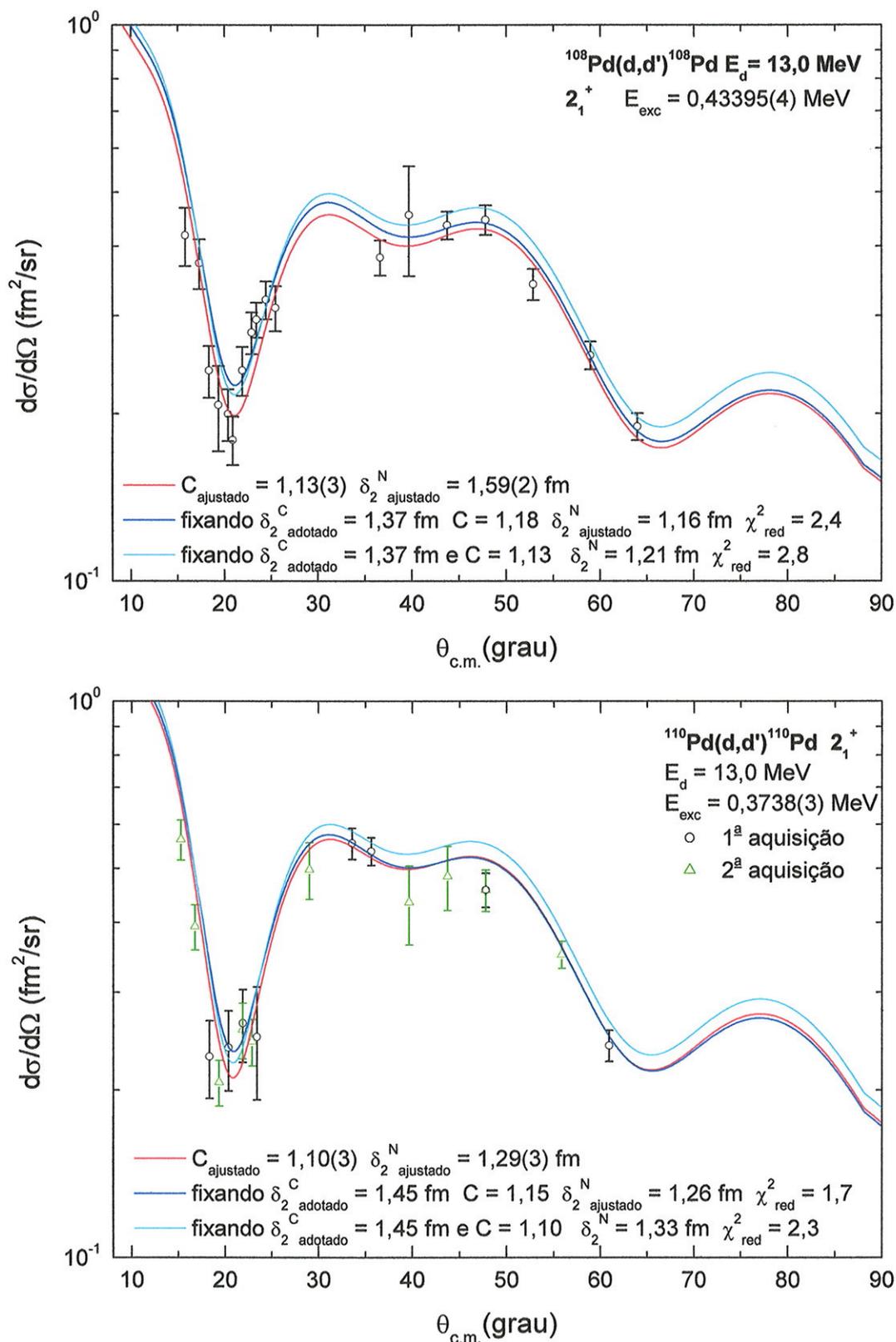


Figura 4.1.4 (continuação): Distribuições angulares experimentais do espalhamento inelástico de dêuterons com $^{104,106,108,110}\text{Pd}$ para o estado excitado 2_1^+ . A primeira curva associada a C_{ajustado} e $\delta_2^N_{\text{ajustado}}$ é a resultante da minimização de χ^2 pelo ajuste de dois parâmetros, a segunda corresponde ao ajuste fixando-se $\delta_2^C_{\text{adotado}}$ e variando o parâmetro δ_2^N e a última curva corresponde a $\delta_2^C_{\text{adotado}}$ e impondo o valor de C obtido no melhor ajuste.

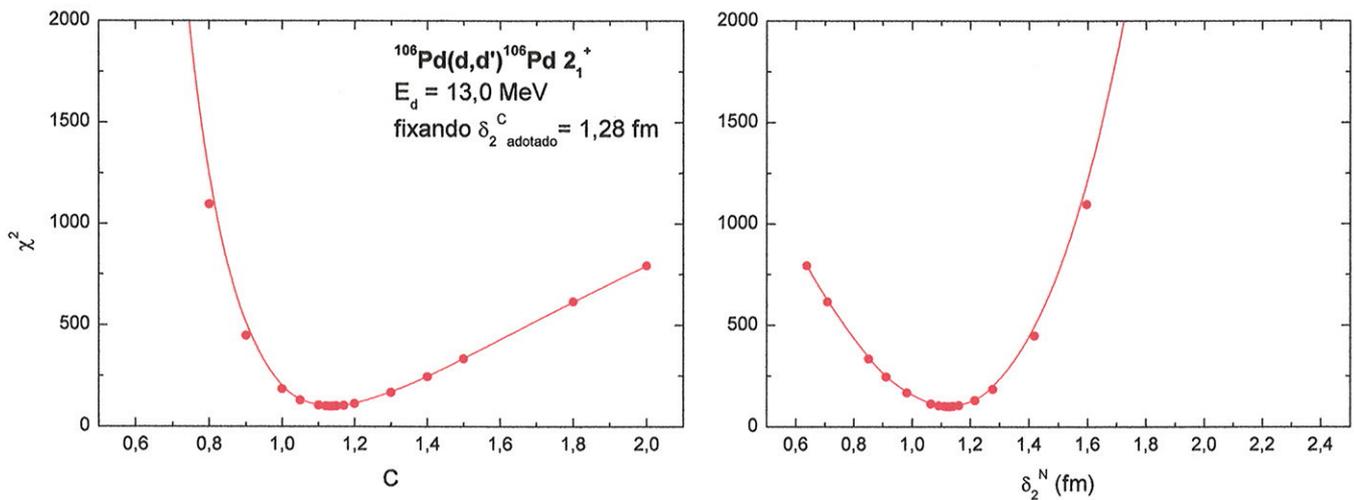


Figura 4.1.5: Valores de χ^2 em função dos parâmetros C e δ_2^N durante o ajuste fixando-se δ_2^C adotado para o ^{106}Pd .

4.2 Espalhamento inelástico com isótopos pares de Pd.

Como mencionado anteriormente, estudos de interferência Nuclear Coulombiana em isótopos pares de Pd são inéditos na literatura, contudo existem vários trabalhos de espalhamento inelástico em Pd com diferentes projéteis. Alguns desses serão discutidos a seguir, comparando resultados obtidos em comum com o presente trabalho.

A análise do espalhamento inelástico de alfas em $^{104,106,108,110}\text{Pd}$, com energia incidente de $30,5 \text{ MeV}^{(\text{Ri92})}$, foi realizada com canais acoplados utilizando potenciais ópticos obtidos através do ajuste do espalhamento elástico. Neste trabalho não foram extraídas informações sobre efeitos da interferência Nuclear Coulombiana, devido à pequena influência desta nas distribuições angulares experimentais. Foram determinados os comprimentos de deformação nuclear, a taxa de transição isoescalar e a razão $|M_n/M_p|$.

O comprimento de deformação neste caso foi obtido através do produto do parâmetro de deformação β_{02} extraído pela descrição através de cálculos de canais acoplados pelo raio nuclear R correspondente. A comparação destes resultados com os obtidos no presente trabalho, que utilizou previsões DWBA-DOMP para a determinação do comprimento de deformação nuclear, está representada na Figura 4.2.1. Os valores de δ_N obtidos com espalhamento inelástico

de dêuterons são em média 15% maiores que os obtidos com espalhamento inelástico de alfas, contudo apresentam um comportamento evolutivo semelhante.

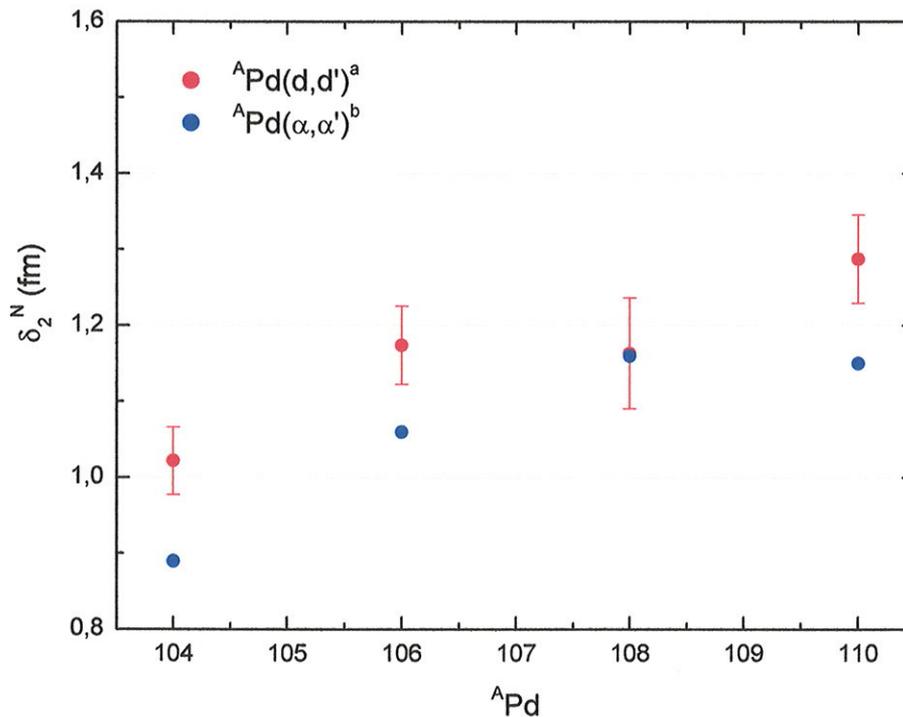


Figura 4.2.1: Distribuição do comprimento de deformação nuclear associados aos isótopos ^{104, 106, 108, 110}Pd, obtidos no presente trabalho através da análise DWBA-DOMP em comparação com os valores obtidos no espalhamento inelástico de alfas através da análise de canais acoplados^(Ri92).

A probabilidade de transição isoscalar $B(IS_2)$, no trabalho com espalhamento inelástico de alfas^(Ri92), foi determinada utilizando cálculos de canais acoplados em conjunto com “implicit folding procedure”(IFP)^(Wa82), diferentemente do presente trabalho que utilizou o parâmetro δ_N e a definição de Bernstein (BP)^(Be69). Pode-se observar a comparação entre os valores de $B(IS_2)$ obtidos na Figura 4.2.2. Os valores de $B(IS_2)$ extraídos com o espalhamento inelástico de dêuterons são em média 20% menores que os obtidos com espalhamento inelástico com alfas, que novamente apresentam uma diferença sistemática inerente aos modelos empregados. Existe, entretanto, uma evolução similar ao longo da cadeia.

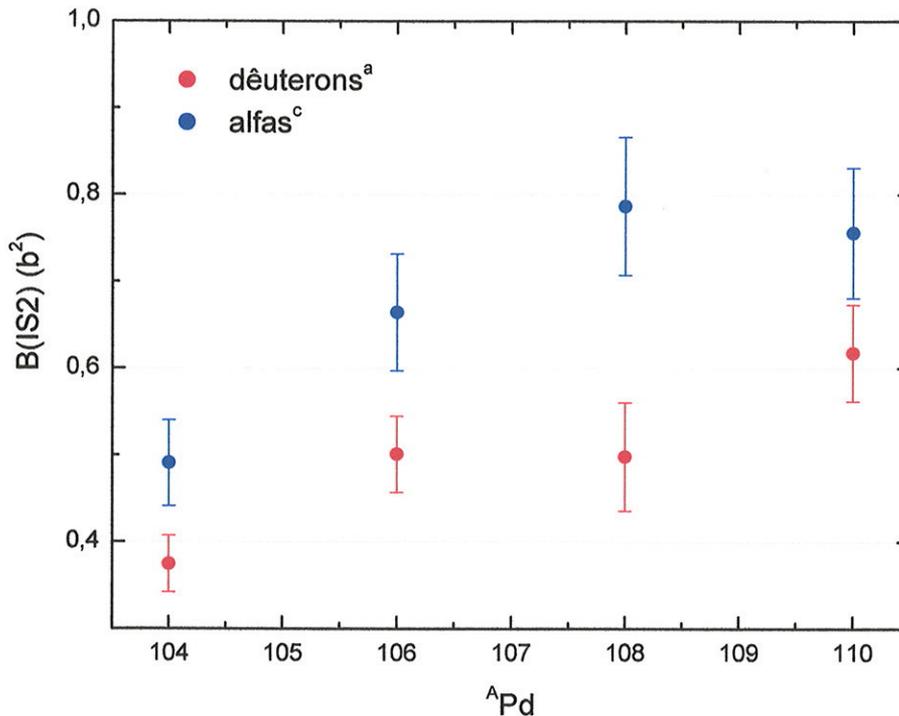


Figura 4.2.2: Valores de $B(IS2)(b^2)$ correspondentes aos isótopos $^{104, 106, 108, 110}Pd$, obtidos no presente trabalho através da análise DWBA em comparação com os valores obtidos através de espalhamento inelástico de alfas extraídos através de cálculos com canais acoplados seguindo "implicit folding procedure"^(Va82).

O método utilizado para extrair M_n e M_p no trabalho de V. Riech et al.^(Ri92) foi combinando resultados de excitação Coulombiana e espalhamento de hadrons nos mesmos alvos. Através da seção de choque do espalhamento inelástico de alfas foi extraído o valor de $B(IS2)$ como descrito acima, que por sua vez é proporcional a $|M_n + M_p|^2$, e a partir da razão de $B(IS2)$ com valores de $B(E2)$ obtidos por outros espalhamentos, são calculados os valores das razões $|M_n/M_p|$. Ou seja, os valores de $B(IS2)$ e $B(E2)$ foram obtidos separadamente, diferentemente do presente trabalho. Os respectivos valores das razões $|M_n/M_p|$ estão representados na Figura 4.2.3.

Os valores de M_n e M_p também foram determinados através do espalhamento inelástico de π^+ e π^- com os isótopos $^{104, 106, 108, 110}Pd$ ^(Pe93). Neste trabalho foram utilizados cálculos DWIA (distorted-wave impulse approximation). Cálculos a partir de espalhamento de pions para ambas as cargas são iterativos, variando M_n e M_p , até que os dois conjuntos de dados experimentais sejam ajustados, um proveniente de espalhamento inelástico com π^+ e outro com π^- nos $^{104, 106, 108, 110}Pd$ para a excitação do estado 2_1^+ .

Na Figura 4.2.3 estão representadas as distribuições dos valores da razão $|M_n/M_p|$ extraídas através dos três processos diferentes, sendo o primeiro referente aos resultados obtidos no presente trabalho com espalhamento inelástico de dêuterons e os outros dois processos, como descrito acima, através de espalhamento inelástico de alfas associado com espalhamentos de hádrons e através de espalhamento inelástico de e π^+ e π^- . É importante ressaltar que a razão $|M_n/M_p|$ obtida no presente trabalho foi extraída simultaneamente, propiciando valores mais precisos, pois as incertezas se cancelam.

A razão $|M_n/M_p|$ assume o valor limite N/Z quando é feita a hipótese de que as contribuições para excitação do estado quadrupolar relativas aos prótons e nêutrons sejam iguais na razão de seus números ($C = 1,00$, modelo coletivo simples^(Be77)). Nota-se que os resultados para o espalhamento inelástico de dêuterons são menores que a razão N/Z , em média o mesmo comportamento é observado para os valores associados ao espalhamento inelástico de alfas, enquanto que as razões $|M_n/M_p|$ para os pions são maiores que N/Z .

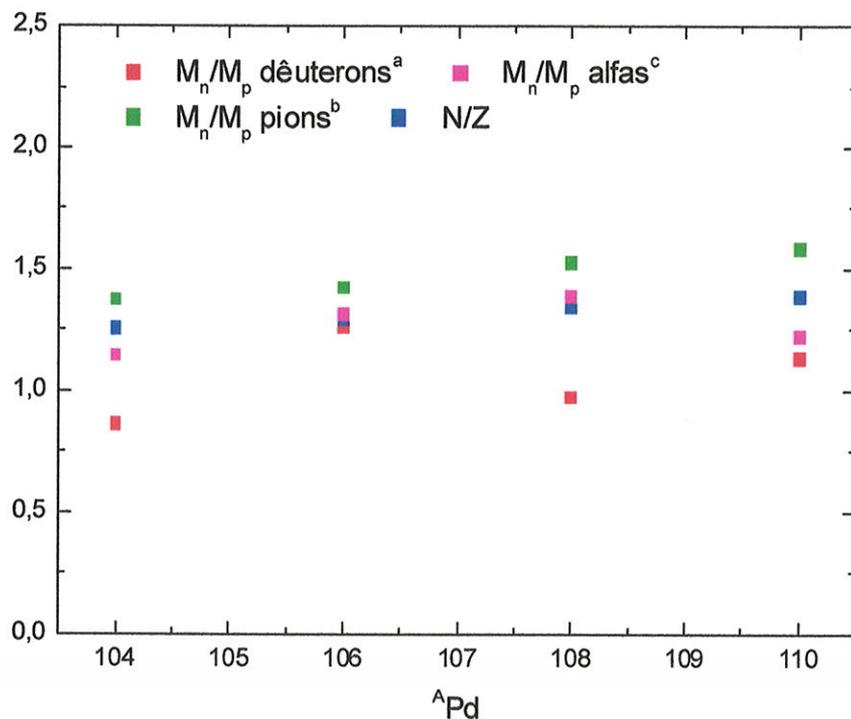


Figura 4.2.3: Valores da razão $|M_n/M_p|$ correspondentes aos isótopos $^{104, 106, 108, 110}\text{Pd}$, obtidos no presente trabalho em comparação com os obtidos através de espalhamento inelástico de alfas em conjunto com espalhamento com hádrons no mesmo alvo^(Ri92) e com espalhamentos inelásticos de π^+ e π^- ^(Pe93).

4.3 Informações Teóricas

Os estudos microscópicos de estados "yrast", probabilidade de transição $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$ e valores de Q_2^+ na cadeia de isótopos pares de Pd^(Ma89, Bh96) indicam que os isótopos de paládio com $100 \leq A \leq 106$ comportam-se como núcleos vibracionais "soft" e os $A \geq 110$ parecem ser quase-rotacionais. O ^{108}Pd é considerado um núcleo de transição entre a região de "soft vibrators" de um lado e do outro de núcleos quase deformados.

Antes de tentar investigar as causas da transição de forma nos Pd é importante discutir e salientar alguns dos fatores responsáveis pela produção de grande deformação na mesma região de massa para núcleos que são isóbaros de núcleos de Pd como $^{100-106}\text{Zr}$ e $^{100-106}\text{Mo}$. É em geral aceito que a interação efetiva nêutron-próton (n-p) tende a produzir deformação, enquanto que as interações efetivas nêutron-nêutron (n-n) e próton-próton (p-p) tendem a produzir natureza esférica. Nesse sentido, o papel primordial da interação n-p entre parceiros de spin órbita (SOP) para o desenvolvimento de comportamentos coletivos em isótopos de zircônio e de molibdênio tinham sido sugeridos desde os trabalhos de Federman e Pittel^(FP77,78,79a,79b) e Casten et. al.^(Ca81), salientando a interação entre as órbitas $(g_{9/2})_\pi$ e $(g_{7/2})_\nu$ e a importância da probabilidade de ocupação relativa das duas órbitas. Por outro lado Khosa et al.^(Kh82) apontaram que outro fator importante nos isótopos de Mo é a polarizabilidade do orbital $(1g_{9/2})_\nu$.

Neste contexto, as probabilidades de ocupação dos orbitais $(1g_{9/2})_\nu$, $(1g_{7/2})_\nu$ e $(1g_{9/2})_\pi$ foram calculadas através de funções de onda HFB geradas para os isótopos $^{100-114}\text{Pd}$ ^(Ma89). Para os $^{100-106}\text{Pd}$ a ocupação de $(1g_{7/2})_\nu$ aumenta enquanto a ocupação de $(1g_{9/2})_\pi$ diminui de um mesmo fator à medida que A aumenta. Isto significa que para estes isótopos não existe aumento significativo simultâneo na probabilidade de ocupação dos orbitais SOP, o que traz como consequência a não eficiência na promoção da deformação da interação np agindo entre as partículas de valência nas órbitas SOP. Além disso, a probabilidade de ocupação do orbital $(1g_{9/2})_\nu$ revela que este é quase não polarizado. Por outro lado, considerando os núcleos $^{110-114}\text{Pd}$ com o aumento de A, as probabilidades de ocupação dos orbitais $(1g_{9/2})_\pi$ e $(1g_{7/2})_\nu$ sofrem um aumento suave simultâneo. Neste caso o aumento

efetivo na interação np entre orbitais SOP produz deformação. Além disso a probabilidade de ocupação do orbital $(1g_{9/2})_v$ revela uma polarização nos $^{110-114}\text{Pd}$. Os dois fatos acima são interpretados como intrinsecamente ligados à transição suave de forma que ocorre nos isótopos de Pd na região do ^{108}Pd .

Concluindo, a transição de forma observada ao redor de $A = 108$ na região dos paládios pode ser interpretada num contexto microscópico como consequência de dois fatores: a polarização do orbital $(1g_{9/2})_v$ do “core”, e a tendência de produção de deformação pela interação nêutron-próton agindo sobre as partículas de valência nos orbitais parceiros de spin-orbita (SOP), os orbitais $(g_{9/2})_\pi$ e $(g_{7/2})_v$ neste caso.

Existem alguns cálculos do modelo de bósons interagentes na literatura com o intuito de descrever os níveis de “yrast” na região do paládio. O modelo, na sua primeira versão IBA-1^(Ar75), é completamente simétrico em relação aos graus de liberdade dos prótons e nêutrons e teve sucesso em reproduzir as propriedades de muitos níveis de baixa energia de excitação e paridade positiva em núcleos par-par leves e pesados^(Ia87). Contudo os padrões de energia de excitação ≤ 3 MeV revelam a presença de níveis que não podem ser interpretados no espaço do modelo IBA-1. A extensão IBA-2 do modelo prevê uma nova classe de estados^(Ar77,Or78) tendo misturas de simetria (MS) nos graus de liberdade dos prótons e dos nêutrons.

Isótopos pares de paládio pertencem a uma região de transição do limite U(5) para o limite O(6) do modelo IBA. Estes limites correspondem, em uma visão geométrica, ao núcleo vibracional anarmônico e núcleo γ instável, respectivamente. Considerando cálculos de IBA-2 na cadeia de isótopos pares de paládio^(Gi98) para estados com spin ≤ 8 , através da decomposição de funções de onda em termos de números quânticos F -spin e componentes- n_d , há uma indicação que estes estados tem um caráter predominantemente simétrico ao longo de toda cadeia isotópica, e pelo menos para os isótopos mais leves existe uma boa correspondência entre os níveis calculados e os experimentais.

Considerando em particular o estado 2_1^+ , Giannatiempo et al.^(Gi98) mostram que existe uma pequena quebra de simetria de F variando de 2% a 10% indo do ^{104}Pd até o ^{110}Pd . Como as misturas de F -spin são relacionadas a diferenças nas deformações de prótons e nêutrons^(Wo93), este fato indica uma mudança de forma suave ao longo da cadeia.

Nos isótopos leves, os estados estudados demonstraram uma pureza notável com respeito ao número d -boson, a componente n_d a qual de longe supera os outros restantes, isto é esperado para núcleos que tem estrutura perto do limite $U(5)$. A pureza decresce nos isótopos mais pesados, refletindo uma leve mudança na sua estrutura em direção ao limite $O(6)$ onde n_d não é um número quântico bom.

Os dois cálculos descritos acima indicam uma mudança de forma ao longo da cadeia de isótopos pares de paládio. Os cálculos microscópicos com HFB apresentam uma transição de forma ao redor de $A=108$ e os cálculos de IBA-2 demonstram uma pequena e suave transição desde o ^{104}Pd até o ^{110}Pd . No presente trabalho os resultados experimentais, de acordo com a evolução da razão $B(E2)/B(1S2)(e^2)$ (Figura 4.1.1), indicam um comportamento diferenciado para o ^{106}Pd .

5. Conclusão

O Exame da Interferência Coulombiana-Nuclear no Espalhamento Inelástico de Dêuterons por Isótopos Pares de Pd é um trabalho inédito. A utilização do sistema Pelletron-Espectrógrafo Magnético Enge com a detecção em placas de emulsão nuclear foi essencial para obtenção de dados de qualidade necessária. A análise foi realizada na aproximação de Born em ondas distorcidas (DWBA) com o potencial nuclear de transição descrito no modelo do potencial óptico deformado (DOMP), utilizando potenciais ópticos globais^(Pe76).

Os valores extraídos da probabilidade reduzida de transição isoescalar $B(IS2)$ e da razão $B(E2)/B(IS2)$ permitem uma análise da evolução da coletividade associada ao estado 2_1^+ ao longo da cadeia de Pd, importante para a compreensão do caráter de isospin dessas transições.

Os resultados obtidos indicam para o ^{106}Pd e ^{110}Pd deformações de carga e massa praticamente iguais conforme usualmente proposto, ao contrário dos $^{104,108}\text{Pd}$, onde existem indícios de uma maior contribuição dos prótons em relação aos nêutrons, na excitação do primeiro estado quadrupolar, em comparação com a razão Z/N obtida no modelo coletivo homogêneo, supondo $r_M = r_C$.

Testes estatísticos comprovaram a qualidade da metodologia utilizada, incluindo o mapeamento das curvas de nível de χ^2 e a simulação de Monte Carlo de 5001 novos conjuntos de dados.

Com respeito a análise do estado 3_1^- , as distribuições angulares medidas, como era previsto, apresentaram pequena sensibilidade na discriminação de C. Associados ao estado 5_1^- foram observados picos indicativos em espectros medidos em ângulos traseiros.

A inserção dos resultados deste trabalho e a comparação com outros resultados da região de $A \sim 100$, extraídos com método da INC aplicado a espalhamentos inelásticos com projéteis que interagem isoescalarmente com o núcleo, foi possível pois a análise foi realizada de forma consistente e homogênea ao longo desta cadeia e das outras cadeias de isótopos medidas em São Paulo.

Essa comparação focalizando os valores da razão $B(E2)/B(IS2)(e^2)$, permite os seguintes comentários:

(i) Considerando os isótonos medidos, o ^{104}Pd ($N = 58$), da mesma maneira que seu isótono $^{102}\text{Ru}^{(\text{Go96})}$, apresenta uma maior contribuição de prótons em relação aos nêutrons para a excitação do primeiro estado quadrupolar. Seguindo a cadeia de Pd, o ^{106}Pd entretanto revela uma possível diluição desse comportamento não homogêneo, em contraste com o seu isótono $^{104}\text{Ru}^{(\text{Go96})}$ para o qual salienta-se uma maior contribuição dos prótons.

(ii) Acompanhando a evolução dos valores experimentais da razão $B(E2)/B(IS2)(e^2)$, verifica-se que para os isótopos pares de $\text{Ru}^{(\text{Go96})}$ há um crescimento quando N aumenta, enquanto o comportamento é diferenciado para os isótopos pares de Pd.

(iii) Na evolução dos valores de $B(E2)$ obtidos na compilação de Raman^(Ra01), nota-se que entre ^{94}Mo de um lado e ^{104}Ru e ^{110}Pd de outro, o valor de $B(E2)$ varia mais que um fator 4, enquanto, os valores da razão $B(E2)/B(IS2)$ variam de cerca de $1,1 e^2$ ($^{106,110}\text{Pd}$ e ^{100}Ru), a aproximadamente $1,6 e^2$ (^{104}Ru), diferentemente do valor esperado de $B(E2)/B(IS2) \sim 1 e^2$ para o modelo coletivo homogêneo. Além disso, não foi observado um crescimento monotônico com N .

Dentro deste contexto conclui-se que os nêutrons devem ser responsáveis por alguns efeitos importantes fora da interpretação do modelo coletivo simples.

O presente trabalho de Interferência Nuclear Coulombiana em isótopos pares de Pd, conforme já salientado, é inédito na literatura, contudo, existem vários trabalhos referentes a espalhamentos inelásticos em Pd com diferentes projéteis. Alguns resultados obtidos em comum, mesmo sendo obtidos por métodos e modelos diferentes, foram comparados:

(i) Os comprimentos de deformação nuclear e as probabilidades de transição isoscalar $B(IS2)^{(\text{Ri92})}$ apresentam uma diferença sistemática inerente aos modelos empregados, entretanto existe uma evolução similar ao longo da cadeia.

(ii) A razão $|M_n/M_p|$ assume o valor limite N/Z quando é feita a hipótese de que as contribuições para excitação do estado quadrupolar relativas aos prótons e nêutrons são iguais na razão de seus números ($C = 1,00$, modelo coletivo simples^(Be77), $r_M = r_C$). Os resultados extraídos pelo exame do espalhamento

inelástico de dêuterons são menores que a razão N/Z e em média o mesmo comportamento é observado para os valores obtidos da análise do espalhamento inelástico de alfas e resultados de espalhamentos de hádrons^(Ri92). Por outro lado, os valores da razão $|M_n/M_p|$ extraídos através dos espalhamentos inelásticos de π^+ e π^- ^(Pe93) são maiores que N/Z . Este comportamento pode ser observado na Figura 4.2.3. É importante ressaltar que a razão $|M_n/M_p|$ obtida no presente trabalho foi extraída simultaneamente, propiciando valores mais precisos, pois as incertezas se cancelam.

Previsões para os isótopos pares de Pd encontrados na literatura indicam uma mudança de forma ao longo da cadeia de isótopos. Cálculos HFB^(Ma89,Bh96) para a cadeia de Pd revelam uma transição de forma ao redor de $A=108$, pelo efeito de dois fatores: a polarização do orbital $(1g_{9/2})_v$ e a tendência de produção de deformação pela interação nêutron-próton entre as partículas de valência dos orbitais SOP, $(g_{9/2})_x$ e $(g_{7/2})_v$. Cálculos de IBA-2^(Gi98) demonstram uma pequena e suave transição desde o ^{104}Pd até o ^{110}Pd com mistura de simetrias. No presente trabalho os resultados experimentais indicam um comportamento diferenciado para o ^{106}Pd , que apresenta uma descontinuidade na evolução da razão $B(E2)/B(1S2)(e^2)$ com um valor próximo de um, apontando assim para deformações de carga e massa iguais.

Quanto à continuação e complementação do presente trabalho, estão basicamente divididos em duas partes. Primeiramente, seria interessante a continuidade da análise da INC na região $A \sim 100$ com núcleos estáveis de cadeias isotópicas ainda não estudados através desta metodologia. Este panorama permitiria uma análise mais completa da evolução da coletividade associada ao estado 2_1^+ , contribuindo para testar modelos de estrutura nuclear na região de $A \sim 100$, os quais necessitam de dados experimentais ao longo de cadeias. E, por fim, outra possibilidade seria a utilização de outros projéteis isoescalares como ^6Li , ^{10}B e ^{12}C , permitindo comparações e testes da metodologia de análise.

Apêndice A

Método Iterativo de Gauss

O método iterativo de Gauss consiste em aproximar $g(x_i; \mathbf{a})$ por sua expansão de primeira ordem dada pela série de Taylor em torno de uma estimativa \mathbf{a}' , que se supõe próximo do valor de $\hat{\mathbf{a}}$,

$$g(x; \hat{\mathbf{a}}) \cong g(x; \mathbf{a}') + \sum_{k=1}^m \left. \frac{\partial g(x; \mathbf{a})}{\partial a_k} \right|_{\mathbf{a}'} (a_k - a'_k).$$

A aproximação é tanto melhor quanto mais próximo estiver \mathbf{a}' de $\hat{\mathbf{a}}$.

Encontrar o mínimo de Q , em função da diferença $\Delta a_k = a_k - a'_k$, recai na solução de um sistema linear em $\Delta \mathbf{a}$.

O mínimo de Q é calculado resolvendo-se a equação:

$$\mathbf{D} = \mathbf{M} \cdot \Delta \mathbf{a}$$

cuja solução é dada por:

$$\Delta \mathbf{a} = \mathbf{M}^{-1} \cdot \mathbf{D} \quad (\text{A.1})$$

onde o vetor \mathbf{D} é dado por:

$$D_k = \sum_{i=1}^N \frac{[y_i - g(x_i; \mathbf{a}')] \left. \frac{\partial g(x_i; \mathbf{a})}{\partial a_k} \right|_{\mathbf{a}'}}{\sigma_i^2} \quad (\text{A.2}),$$

e a matriz \mathbf{M} , por:

$$M_{kl} = \sum_{i=1}^N \frac{\left. \frac{\partial g(x_i; \mathbf{a})}{\partial a_k} \right|_{\mathbf{a}'}}{\sigma_i^2} \left. \frac{\partial g(x_i; \mathbf{a})}{\partial a_l} \right|_{\mathbf{a}'} \quad (\text{A.3})$$

Com a solução de $\Delta \mathbf{a}$, obtemos os novos parâmetros, $\mathbf{a}'' = \mathbf{a}' + \Delta \mathbf{a}$ (A.4), e é repetido o cálculo, num processo iterativo. O método converge quando o vetor $\Delta \mathbf{a}$ é nulo, indicando a identificação de um mínimo.

Da última iteração obtém-se a estimativa de $\hat{\mathbf{a}}$ e a matriz \mathbf{M}^{-1} é a matriz de covariância dos parâmetros.

No caso do presente trabalho, os parâmetros livres da curva a serem ajustados são δ_N (comprimento de deformação massa) e C (razão entre o comprimento de deformação de carga e massa).

A curva da seção de choque prevista, calculada pelo programa DWUCK4, é uma função discreta, deste modo sempre é feita uma interpolação dos pontos discretos para se obter o valor da seção de choque prevista em um ângulo qualquer.

Para a montagem das matrizes D e M , a maior dificuldade técnica é a estimativa da derivada da curva, pois esta não pode ser representada por uma expressão matemática explicitamente dependente dos parâmetros. Assim o cálculo da derivada, em relação a um parâmetro, é realizado através da variação da seção de choque prevista, provocada por uma variação de um dos parâmetros com os outros mantidos fixos. Ou seja:

$$\left. \frac{\partial g(x; C; \delta_N)}{\partial C} \right|_{a'} \cong \frac{g(x; C' + \Delta C'; \delta_N) - g(x; C' - \Delta C'; \delta_N)}{2\Delta C'} \text{ e}$$

$$\left. \frac{\partial g(x; C; \delta_N)}{\partial \delta_N} \right|_{a'} \cong \frac{g(x; C; \delta'_N + \Delta \delta'_N) - g(x; C; \delta'_N - \Delta \delta'_N)}{2\Delta \delta'_N},$$

sendo a variação nos parâmetros pequena, de modo que o valor calculado se aproxime da derivada no ponto a' .

Com isso as matrizes são construídas através das equações (A.2) e (A.3) e os novos parâmetros são calculados usando-se as equações (A.1) e (A.3). Com os novos parâmetros repete-se o processo até Δa anular-se.

Apêndice B

Simulação de Monte Carlo

Limite de Confiança para parâmetros estimados

Neste apêndice será apresentado o significado das incertezas e informações de como o limite de confiança em parâmetros ajustados pode ser estimado^(Pr89,Kn69).

A Figura B1 mostra um esquema de uma experiência que através de medidas obtêm um conjunto de parâmetros. Os parâmetros verdadeiros são desconhecidos, mas podem ser estatisticamente estimados, junto com erros aleatórios medidos, como um conjunto de dados, que será denotado por $D_{(0)}$. Os dados $D_{(0)}$ são conhecidos e podem ser ajustados pelo método de minimização do χ^2 (ou outra técnica qualquer), obtendo assim os valores dos parâmetros $a_{(0)}$.

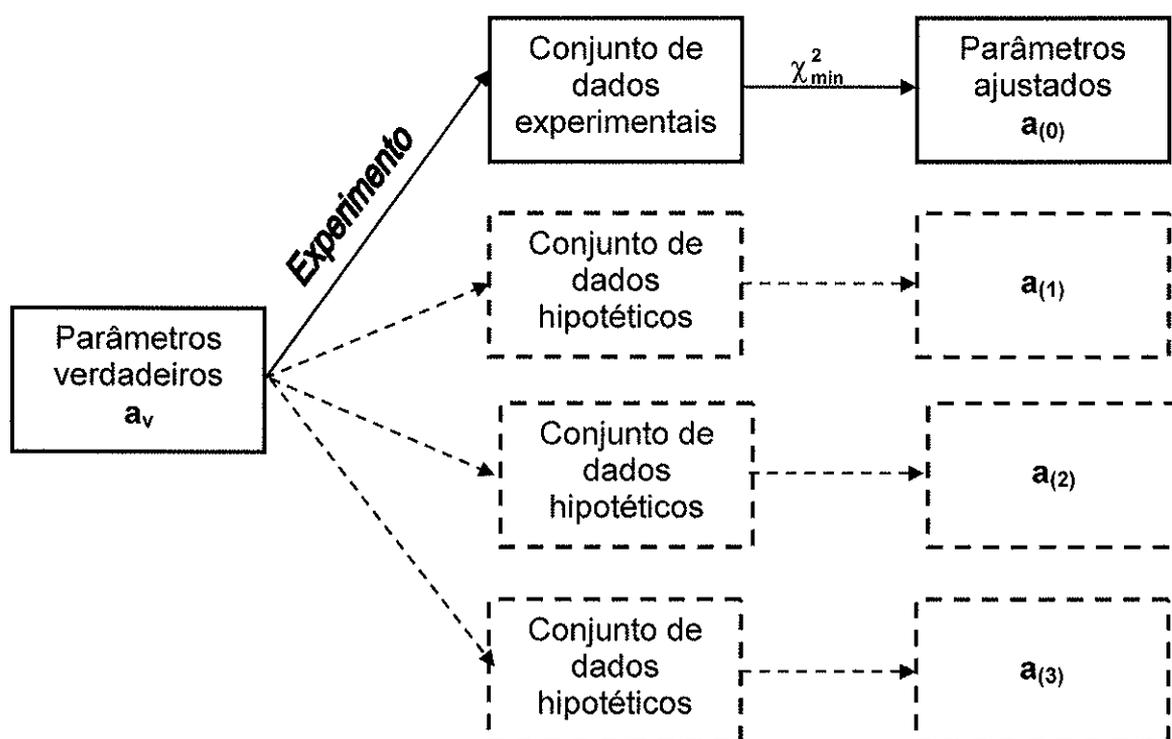


Figura B1: Universo estatístico de dados de um modelo implícito. Os parâmetros verdadeiros a_v são medidos em um conjunto de dados, dos quais parâmetros ajustados $a_{(0)}$ são obtidos. Se a experiência fosse repetida muitas vezes, novos conjuntos de dados e valores de parâmetros ajustados seriam obtidos.

Como os erros medidos têm uma componente aleatória, $D_{(0)}$ não é o único conjunto de dados que permite a estimativa dos parâmetros verdadeiros \mathbf{a}_v . Mais do que isso, existem infinitos conjuntos de dados, chamados “conjunto de dados hipotéticos”, sendo que cada um desses conjuntos pode ser medido ou não. Estes conjuntos de dados serão denotados por $D_{(1)}$, $D_{(2)}$, ... , e cada um deles irá produzir um conjunto de parâmetros ajustados, $\mathbf{a}_{(1)}$, $\mathbf{a}_{(2)}$, ..., respectivamente. Estes parâmetros $\mathbf{a}_{(i)}$ tem uma distribuição de probabilidade no espaço M-dimensional para todos os conjuntos de parâmetros \mathbf{a} possíveis. O conjunto atual obtido $\mathbf{a}_{(0)}$ é uma componente desta distribuição.

Mais importante do que a probabilidade de distribuição de $\mathbf{a}_{(i)}$ seria a distribuição da diferença $\mathbf{a}_{(i)} - \mathbf{a}_v$. Se esta distribuição fosse conhecida, saber-se-ia tudo sobre as incertezas na medida experimental de $\mathbf{a}_{(0)}$.

Então o objetivo é achar uma maneira de estimar ou aproximar a probabilidade de distribuição de $\mathbf{a}_{(i)} - \mathbf{a}_v$ sem saber \mathbf{a}_v e sem ter um universo infinito de conjunto de dados hipotéticos.

Caso Geral: Limite de Confiança pela Simulação de Monte Carlo

É assumido que o formato da distribuição de probabilidade $\mathbf{a}_{(i)} - \mathbf{a}_{(0)}$ é o mesmo, ou muito parecido com o formato da distribuição de probabilidade de $\mathbf{a}_{(i)} - \mathbf{a}_v$. Note que, neste caso não é considerado que $\mathbf{a}_{(0)}$ e \mathbf{a}_v sejam iguais. Somente assume-se que a maneira com que os erros aleatórios entram na experiência e na análise de dados não variam rapidamente como função de \mathbf{a}_v , então $\mathbf{a}_{(0)}$ pode servir como uma aproximação razoável.

Partindo com o parâmetro $\mathbf{a}_{(0)}$, veja Figura 2B, pode-se simular um conjunto de dados sintéticos. O procedimento consiste em sortear números aleatórios da distribuição apropriada de modo a imitar o melhor entendimento dos erros medidos nos aparatos utilizados. Com o sorteio de números aleatórios, foram construídos conjuntos de dados com exatamente o mesmo número de pontos medidos, e precisamente com o mesmo valor de todas as variáveis independentes, como o conjunto de dados atual $D_{(0)}$. Denominam-se estes conjuntos de dados simulados de $D_{(1)}^S$, $D_{(2)}^S$, Por construção, estes supostamente tem a mesma relação estatística com $\mathbf{a}_{(0)}$, como os $D_{(i)}$ tem com \mathbf{a}_v .

Depois, para cada $D_{(j)}^S$ é realizado o mesmo procedimento para a estimação dos parâmetros utilizados para a obtenção de $\mathbf{a}_{(0)}$, método de minimização do χ^2 , resultando nos parâmetros $\mathbf{a}_{(1)}^S, \mathbf{a}_{(2)}^S, \dots$. Cada conjunto de parâmetros simulados resulta em um ponto $\mathbf{a}_{(i)}^S - \mathbf{a}_{(0)}$. Simulando conjuntos de dados suficientes e obtendo assim conjuntos de parâmetros simulados suficientes, pode-se mapear a distribuição de probabilidade desejada em M dimensões.

Mais do que representar todos os detalhes da distribuição de probabilidades dos erros dos parâmetros estimados, é comum resumir a distribuição em forma de limites de confiança. A distribuição de probabilidade total é uma função definida no espaço M dimensional dos parâmetros \mathbf{a} .

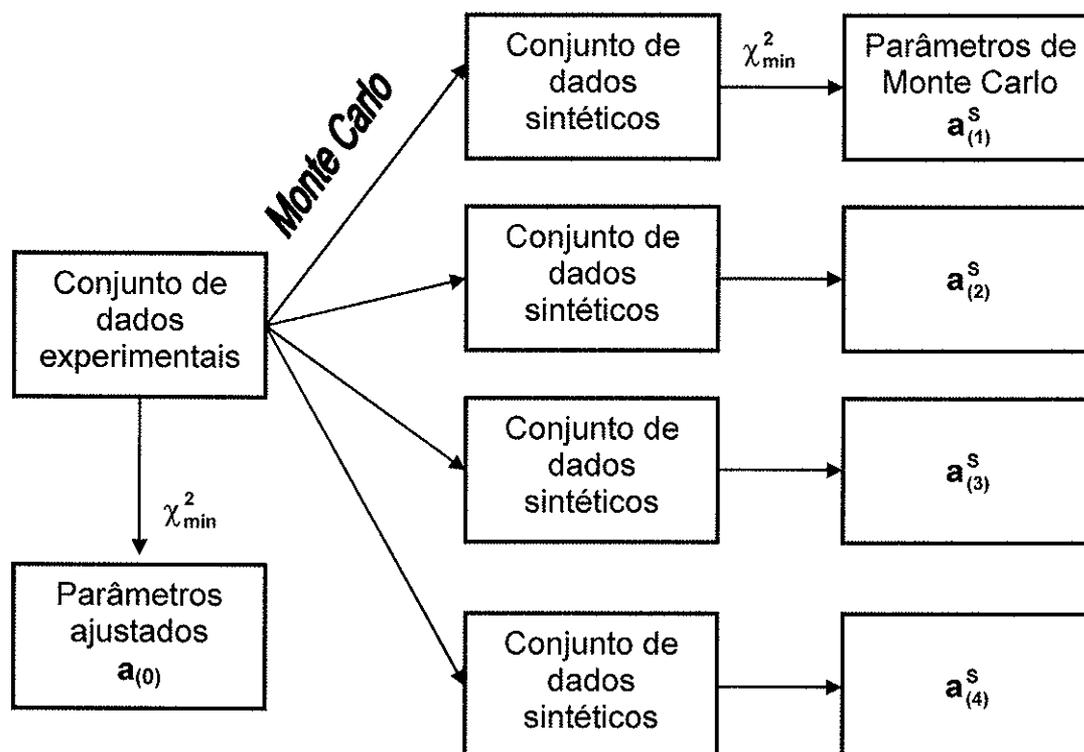


Figura 2B: Simulação de Monte Carlo de uma experiência. Os parâmetros ajustados da experiência atual são usados como aproximação dos parâmetros verdadeiros. Geradores computacionais de números aleatórios são usados para simular vários conjuntos de dados sintéticos. Cada um destes é analisado para a obtenção dos seus parâmetros ajustados. A distribuição destes parâmetros ajustados ao redor da (conhecida) aproximação dos parâmetros verdadeiros, é então estudada.

Sorteio de números aleatórios com uma distribuição normal

Para a realização do sorteio de números aleatórios com distribuição Gaussiana para a determinação dos conjuntos de dados hipotéticos, foram utilizados geradores de números aleatórios com distribuição uniforme que através de métodos de transformação são convertidos em números aleatórios com distribuição normal. Portanto a seguir será primeiramente apresentado o gerador com distribuição uniforme e em seguida a transformação destes números aleatórios em distribuição normal.

Geradores de números aleatórios com distribuição uniforme

Entre os vários geradores aleatórios com distribuição uniforme encontrados na literatura, foi escolhido o denominado RAN1. Este gerador de números aleatórios pode ser programado em uma linguagem computacional e irá gerar a mesma seqüência aleatória (a partir da mesma semente) em qualquer máquina.

O RAN1 é baseado em três geradores lineares relacionados, um é usado para a parte mais significativa do número de saída, a segunda para a parte menos significativa, e o terceiro para controlar a rotina de escolha do número aleatório de saída.

RAN1 é muito melhor do que os três geradores separadamente, seu período é (para todos os propósitos práticos) infinito, e não têm nenhuma correlação seqüencial perceptível.

<pre> FUNCTION ran1(VAR idum: integer): real; (* Programs using RAN1 must declare the following variables VAR glix1,glix2,glix3: integer; glr: ARRAY [1..97] OF real; in the main program. *) CONST m1=259200; ia1=7141; ic1=54773; </pre>	<pre> glix1 := (ic1-idum) MOD m1; glix1 := (ia1*glix1+ic1) MOD m1; glix2 := glix1 MOD m2; glix1 := (ia1*glix1+ic1) MOD m1; glix3 := glix1 MOD m3; FOR j := 1 TO 97 DO BEGIN glix1 := (ia1*glix1+ic1) MOD m1; glix2 := (ia2*glix2+ic2) MOD m2; glr[j] := (glix1+glix2*rm2)*rm1 END; idum := 1 </pre>
--	---

<pre> rm1=3.8580247e-6; (* 1.0/m1 *) m2=134456; ia2=8121; ic2=28411; rm2=7.4373773e-6; (* 1.0/m2 *) m3=243000; ia3=4561; ic3=51349; VAR j: integer; BEGIN IF (idum < 0) THEN BEGIN </pre>	<pre> END; glix1 := (ia1*glix1+ic1) MOD m1; glix2 := (ia2*glix2+ic2) MOD m2; glix3 := (ia3*glix3+ic3) MOD m3; j := 1 + (97*glix3) DIV m3; IF ((j > 97) OR (j < 1)) THEN BEGIN writeln('pause in routine RAN1'); readln END; ran1 := glr[j]; glr[j] := (glix1+glix2*rm2)*rm1 END; </pre>
--	---

Método de Transformação: Distribuição Normal

Considerando números aleatórios com distribuição uniforme, descritos anteriormente, a probabilidade de gerar um número entre x e $x + dx$, denotado por $p(x)dx$, é:

$$p(x)dx = \begin{cases} dx & 0 < x < 1 \\ 0 & \text{caso contrário} \end{cases}$$

A distribuição de probabilidade $p(x)$ é normalizada então:

$$\int_{-\infty}^{\infty} p(x)dx = 1$$

Agora suponha que será gerada uma distribuição uniforme x e então que seja considerada uma função prescrita dela, $y(x)$. A distribuição de probabilidade de y , denotada por $p(y)dy$, é determinada pela lei fundamental de transformação de probabilidades, que é simplesmente:

$$|p(y)dy| = |p(x)dx| \quad \text{ou}$$

$$p(y) = p(x) \left| \frac{dx}{dy} \right|$$

Primeiro método

Usando o método de transformação acima para gerar uma distribuição arbitrária desejada de y , com $p(y) = f(y)$ para uma função positiva f cuja integral seja 1 (Figura 3B), é necessário resolver a equação diferencial:

$$\frac{dx}{dy} = f(y)$$

Mas a solução é simplesmente $x = F(y)$, onde $F(y)$ é a integral indefinida de $f(y)$. A transformação desejada que leva uma distribuição normal em uma distribuição como $f(y)$ é então

$$y(x) = F^{-1}(x)$$

onde F^{-1} é a função inversa de F .

Desde que $F(y)$ é a área sob a curva de probabilidade à esquerda de y , então o resultado anterior consiste em: escolher um número aleatório uniforme x , então achar o valor de y que tem aquela fração x de área da curva de probabilidade a sua esquerda, e retornar o valor de y .

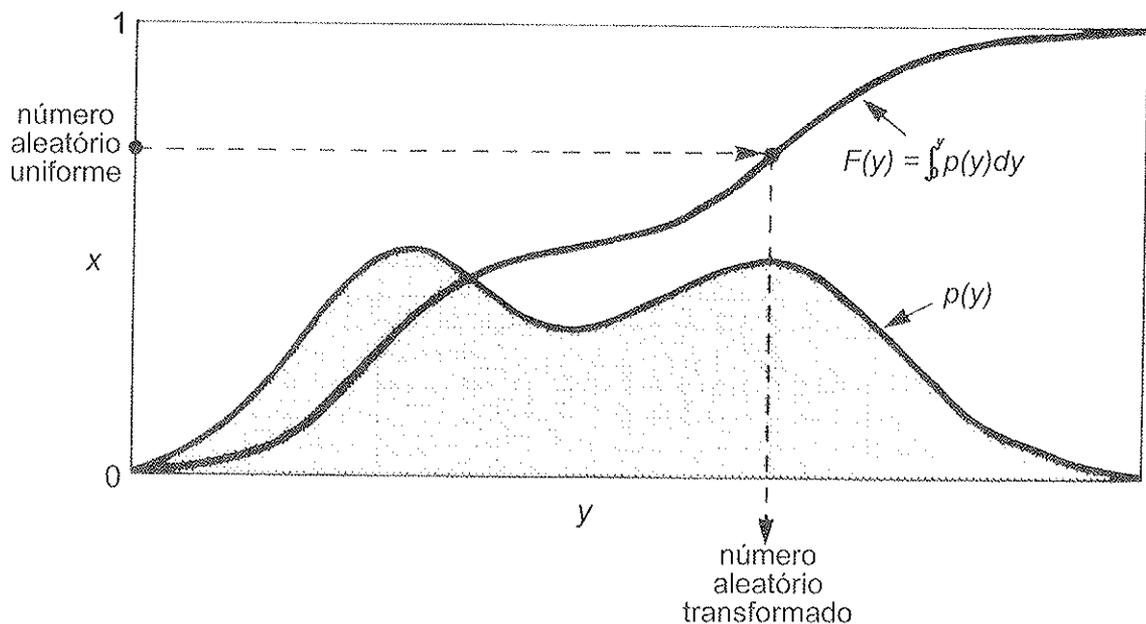


Figura 3B: Método de transformação para gerar uma distribuição aleatória y de uma distribuição de probabilidade conhecida $p(y)$.

No presente trabalho $p(y)$ é uma distribuição gaussiana, e neste caso tem-se:

<pre>procedure SorteiaPontos(NSort: Integer); var x,y,p,x0,Sigma: Double; I,Sinal: Integer; begin for I:=0 to NAng-1 do begin x0:=EPontosInic[I].Secao; Sigma:=2*EPontosInic[I].Sigma; x:=Ran1(idum); Sinal:=Round(IntPower(-1,Round(x*MaxInt) mod 2)); p:=0; y:=Sigma;</pre>	<pre>while Abs(p-x)>1E-8 do begin p:=2*AreaGaussiana(x0,x0+y,x0,Sigma,50); (usando a integral numérica de Gauss- Legendre) y:=y+(x-p)*Sigma; end; y:=y*Sinal/2; EPontos[I].Secao:=x0+y; end; end;</pre>
---	--

Utilizando o método acima para um ponto experimental da distribuição angular da seção de choque para o espalhamento inelástico de dêuterons por ^{104}Pd , associado ao ângulo de $26,0^\circ$ no centro de massa, igual a $0,290 \text{ fm}^2/\text{sr}$ com incerteza de $0,024 \text{ fm}^2/\text{sr}$, e sorteando 5000 pontos, foi obtida uma distribuição representada pelo histograma abaixo (Figura 4B). Neste histograma foi ajustada uma gaussiana, cujos parâmetros correspondem a $x_c = 0,2900$ e $w = 0,0483$, os quais estão em acordo com o ponto experimental original.

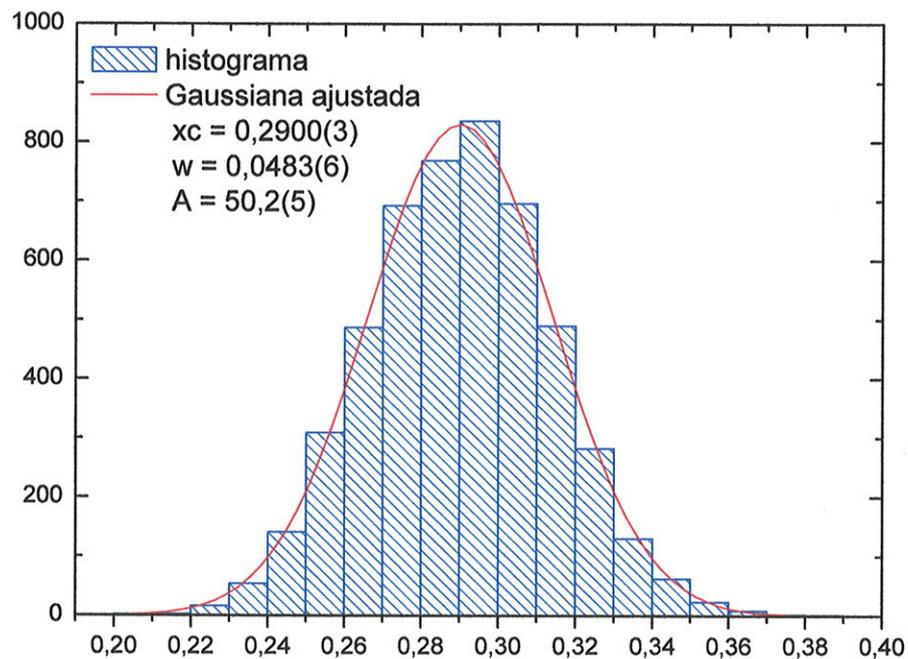


Figura 4B: Histograma de números aleatórios com distribuição gaussiana, gerados pelo método apresentado, a partir de um ponto experimental de valor 0,290 com incerteza de 0,024, com um sorteio de 5001 pontos. A curva Gaussiana ajustada com parâmetros $x_c = 0,2900$ e $w = 0,0483$, compatíveis com o ponto experimental original.

Limite de confiança usando curvas de χ^2 constante

Para os dados experimentais originais medidos, o valor do χ^2 é o mínimo para os parâmetros C e $\delta^N(a_{(0)})$. Com os parâmetros obtidos pela simulação de Monte Carlo ($a_{(1)}^s, a_{(2)}^s, \dots$) o valor do χ^2 será sempre maior. A região contida dentro da curva de uma certa variação de χ^2 , $\Delta\chi^2$, define uma região de confiança ao redor de C e $\delta^N(a_{(0)})$.

A probabilidade de distribuição dos parâmetros, no caso normal, pode ser representada em função do nível de confiança dado pelo $\Delta\chi^2$ (Tabela 1B).

$\Delta\chi^2$ em função do nível de confiança e graus de liberdade		
p	v	
	1	2
39,3%		1,00
68,3%	1,00	2,3
90%	2,71	4,61
95,4%	4,00	6,17
99%	6,63	9,21
99,73%	9,00	11,8
99,99%	15,1	18,4

Tabela 1B: $\Delta\chi^2$ em função do nível de confiança e graus de liberdade

Referências

- (Ar75) A. Arima and F. Iachello, *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1069 (1975).
- (Ar77) A. Arima, T. Otsuka, F. Iachello, and I. Talmi, *Phys. Lett.* **66B**, 205 (1977).
- (Au70) N. Austern, "Direct Nuclear Reaction Theories", John Wiley & Sons, New York (1970).
- (Ba62) R. H. Bassel, G. R. Satchler, R. M. Drisko and E. Ross, *Phys. Rev.* **128**, 2693 (1962).
- (Ba63) W. H. Barkas, *Nuclear research emulsions*, Academic Press, New York, vol I, (1963).
- (Be69) A. M. Bernstein, *Adv. Nucl. Phys.* **3**, 325 (1969).
- (Be77) A. M. Bernstein, V. R. Brown and V. A. Madsen, *Phys. Lett.* **71B**, 48 (1977).
- (Bh96) A. Bharti and S. K. Khosa, *Phys. Rev.* **C53**, 2528 (1996).
- (Bo75) A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure*, Benjamin, New York, (1975).
- (Bv69) P. R. Bevington, *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*, McGraw Hill, New York, (1969).
- (Ca81) R. F. Casten *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **47**, 1433 (1981).
- (Ch90) H. S. Chung and W. D. Myers, *Nucl. Phys.* **A513**, 283 (1990).
- (Cr78) E. R. Cruz, *Dissertação de Mestrado*, IFUSP, (1978).
- (Do71) T.A. Doron, M. Blann, *Nucl. Phys.* **A171**, 273 (1971).
- (Du97) J. L. M. Duarte, G. M. Ukita, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, and L. C. Gomes, *Phys. Rev.* **C56**, 1855-1865 (1997).
- (Ei75) J. M. Eisenberg and W. Greiner, *Nuclear Models*, 2nd ed., North-Holland Publishing Company, Amsterdam, (1975).
- (El61) L. R. B. Elton, *Nuclear Sizes*, Oxford University Press (1961).
- (Er79) J. R. Erskine, *Nuclear Instruments and Methods* **162**, 371-378 (1979).
- (FP77) P. Federman and S. Pittel, *Phys. Lett.* **69B**, 385 (1977).

- (FP78) P. Federman and S. Pittel, *Phys. Lett.* **77B**, 29 (1978).
- (FP79a) P. Federman and S. Pittel, *Phys. Rev.* **C20**, 820 (1979).
- (FP79b) P. Federman, S. Pittel, and R. Campos, *Phys. Lett.* **82B**, 9 (1979).
- (Gi98) A. Giannatiempo, A. Nannini, and P. Sona, *Phys. Rev.* **C58**, 3316 (1998).
- (Go96) L. C. Gomes, L. B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin, *et al.*, *Phys. Rev.* **C54**, 2296-2303 (1996).
- (Gr96) W. Greiner and J. A. Maruhn, *Nuclear Models*, Springer, Berlin, (1996).
- (Ho87) L. B. Horodyski-Matsushigue e J. L. M. Duarte, *Relatório do Departamento de Física Experimental*, IFUSP, 187 (1987).
- (Ho89) L. B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin e J. L. M. Duarte, "Coulomb-Nuclear Interference in Inelastic Scattering of 21 MeV Alpha-Particles on $^{90,92}\text{Zr}$ ", in Internacional Nuclear Physics Conference – IU –PAP, *Proceedings (Contributed Papers)*, Vol. 1, 307 (São Paulo, Brasil, 1989).
- (Ho99) L. B. Horodyski-Matsushigue, G. M. Ukita, T. Borello-Lewin and J. L. M. Duarte, *Phys. Rev.* **C60**, 1-4 (1999).
- (Ia87) F. Iachello and A. Arima, *The Interacting Boson Model* (Cambridge University Press, Cambridge, England 1987).
- (Kh82) S. K. Khosa, P. N. Tripathi, and S. K. Sharma, *Phys. Lett.* **119B**, 257 (1982).
- (Ki02) T. Kibédi and R. H. Spear, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **80**, 35-82 (2002).
- (Kn69) D. E. Knuth, *Seminumerical Algorithms*, vol 2, *The Art of Computer Programming*, Addison-Wesley, (1969).
- (Ko75) M. Koike, T. Suehiro, K. Pingel, K. Komura, I. Nonaka, T. Wada, T. Fujisawa, H. Kamitsubo, T. Nojiri, *Nucl. Phys.* **A248**, 237 (1975).
- (Ku74) P. D. Kunz, *Computer Code DWUCK4*, University of Colorado, (1974).
- (Ku77) P. D. Kunz, *Computer Code CHUCK3*, University of Colorado, (1977).
- (Ma89) P.K. Mattu and S. K. Khosa, *Phys. Rev.* **C39**, 2018 (1989).
- (Mi90) R. Middleton, *A Negative-Ion Cookbook*, University of Pennsylvania, (1990).
- (Ot77) T. Otsuka, A. Arima, F. Iachello, and I. Talmi, *Phys. Lett.* **76B**, 139 (1978).

- (Pe76) C. M. Perey and F. G. Perey, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **17**, Nº 1 (1976).
- (Pe93) R. J. Peterson, *Phys. Rev.* **C48**, 1128 (1993).
- (Pi90) M. Pignanelli, N. Blasi, S. Micheletti, R. De Leo, M. A. Hofstee, J. M. Schippers, S. Y. van der Werf, M. N. Harakeh, *Nucl. Phys.* **A519**, 567 (1990).
- (Pi92) M. Pignanelli, N. Blasi, S. Micheletti, R. De Leo, L. LaGamba, R. Perrino, J. A. Bordewijk, M. A. Hofstee, J. M. Schippers, S. Y. van der Werf, J. Wesseling, M. N. Harakeh, *Nucl. Phys.* **A540**, 27 (1992).
- (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).
- (Pu91) D. Pulino, G. M. Sipahi, G. M. Ukita, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, J. L. M. Duarte, W. G. P. Engel and J. C. de Abreu, *Revista Brasileira de Aplicações de Vácuo*, **10**, Nº 2, (1991).
- (Ra01) S. Raman, C. W. Nestor, JR., and P. Tikkanen, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **78**, 1-128 (2001).
- (Ri92) V. Riech, R. Scherwinski, G. Lindström and E. Fretwurst, *Nucl. Phys.* **A542**, 61-84 (1992).
- (Ro66) R. L. Robinson, J. L. C. Ford, Jr., P. H. Stelson, G. R. Satchler, *Phys. Rev.* **146**, 816 (1966).
- (Ro69) R. L. Robinson, J. L. C. Ford, Jr., P. H. Stelson, T. Tamura, C. Y. Wong, *Phys. Rev.* **187**, 1609 (1969).
- (Sa64) G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **55**, 1 (1964).
- (Sa83) G. R. Satchler., "*Direct Nuclear Reactions*", Oxford University Press, (1983).
- (Sa87) G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **A472**, 325 (1987).
- (Sp67) J. E. Spencer and H. A. Enge, *Nucl. Instr. Methods* **49**, 181 (1967).
- (Uk01) G. M. Ukita, T. Borello-Lewin, L. B. Horodyski-Matsushigue, J. L. M. Duarte, and L. C. Gomes, *Phys. Rev. C* **64**, 014316 (2001).
- (Wa82) G. J. Wagner, P. Grabmayr and H. R. Schmidt, *Phys. Lett.* **113B**, 447 (1982).
- (Wo93) W. Wolf, O. Scholten and R. F. Casten, *Phys. Lett.* **312B**, 372 (1993).