UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

INSTITUTO DE FÍSICA

**"ESTUDO DOS PRIMEIROS ESTADOS COLETIVOS DE
ISÓTOPOS PARES DE RUTÊNIO"**

Comissão Examinadora:

Prof. Diógenes Galetti

Prof. José Roberto Brinatti

Prof. Roberto Vicençotto Ribas

Profa. Thereza Borello-Lewin (orientadora)

Prof. Vito Roberto Vanin

Luiz Carlos Gomes

Tese de doutoramento

Orientadora: Prof.^a Dr.^a Thereza Borello Lewin

Trabalho parcialmente financiado por:
FINEP, FAPESP e CNPq

Ther. Borello Lewin
Eberiz Luiz Caldas

SÃO PAULO

1993

SBI-IFUSP

305M810T2060

539.74
G633e
D
e. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Gomes, Luiz Carlos

Estudo dos primeiros estados coletivos de isótopos
pares de rutênio. São Paulo, 1993.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Insti-
tuto de Física. Departamento de Física Experimental.

Área de Concentração: Física Nuclear

Orientador: Profa. Dra. Thereza Borello Lewin

Unitermos: 1. Estrutura e espectroscopia nuclear;
2. Espalhamentos elástico e inelástico de dêuterons
e alfas; 3. Análise DWBA; 4. Parâmetros de deformação;
5. Isótopos 100, 102, 104 do rutênio; 6. Interferência
nuclear-coulombiana.

USP/IF/SBI - 75/93

ANTES DE TUDO . . .

. . . quero deixar registrados meus agradecimentos a todos aqueles que colaboraram, direta ou indiretamente, no desenvolvimento deste trabalho -

"seu" Mário, na oficina mecânica do Pelletron, e o Messias na eletrônica, sempre disponíveis e atenciosos;

na revelação e leitura das emulsões - Marilena, Cida, Edineusa e Eunice, e, na emergência, Lighia, Luciano e Thereza, e os bolsistas Kita e Marcel;

na árdua e desgastante tarefa de preparar os dias de máquina e participar dos plantões - Kiyomi, Lighia, Luciano, Mazé, Márcia, Suzana, Thereza, Zé e os bolsistas Décio, Edi, Kita e Marcel;

na confecção de alvos, foi essencial a parceria com o Zé (Hirata) como também na preparação e tomada de dados de alfas na câmara de espalhamento.

A participação da Thereza, Lighia e Luciano foi essencial na clara definição dos objetivos, e dos passos mais importantes deste trabalho -

o Luciano, com suas habilidades no campo da informática, propiciou a viabilidade de várias das análises realizadas;

a Lighia, com seu rigor científico e linguagem precisa, atuou todo o tempo melhorando a qualidade do trabalho;

a Thereza, coordenadora do grupo e que aceitou a tarefa

de orientar este trabalho, além de garantir, com muito esforço, as condições materiais para o seu desenvolvimento, foi sempre presente, norteando, incentivando e participando das discussões e estudos que redundaram nesta tese.

Ao Iuda e José Roberto meus agradecimentos pelo interesse e apoio manifestados.

A Dirce, Tania e Ivan, que com bastante paciência me toleraram nestes tempos, e a Dirce, em especial, por assumir também a minha parte, sem perder o bom humor - o meu carinho e o meu amor.

Luiz.

RESUMO

Parâmetros de deformação nuclear de massa, inéditos, e de carga, associados aos primeiros estados 2^+ dos isótopos ^{100}Ru , ^{102}Ru e ^{104}Ru , foram extraídos simultaneamente a partir da análise de espalhamentos inelásticos de dêuterons e partículas alfa. Foram obtidas distribuições angulares, com dêuterons incidentes de 13,2 MeV, detalhando a região de máxima interferência nuclear-coulombiana, utilizando-se emulsões nucleares no plano focal de um espectrógrafo magnético tipo Enge. As medidas de espalhamento elástico e inelástico de partículas alfa foram realizadas, com a utilização de detetores de barreira de superfície, compreendendo funções de excitação, em $\theta_{\text{lab}} = 172,8^\circ$, entre 9 MeV e 17 MeV (incluindo regiões de excitação coulombiana pura e de interferência nuclear-coulombiana), e também distribuições angulares a 22 MeV para o ^{100}Ru . Ajustes das distribuições angulares e funções de excitação dos espalhamentos inelásticos, com previsões DWBA calculadas com fator de forma coletivo, permitiram a extração dos parâmetros de deformação, através de metodologia criticamente estabelecida no presente trabalho. A informação original de estrutura nuclear obtida refere-se a um aumento da deformação nuclear de massa com o acréscimo do número de nêutrons, que entretanto, definitivamente não acompanha o aumento da deformação de carga. A coerência entre os resultados com os dois projéteis e a ótima concordância com dados de excitação coulombiana da literatura convalidam o método de medida e de análise.

A B S T R A C T

Nuclear deformation parameters characterizing separately the mass and the charge contributions to the excitation of the first 2^+ states of ^{100}Ru , ^{102}Ru and ^{104}Ru were simultaneously extracted in the analysis of inelastic scattering of both deuterons and alpha-particles. Angular distributions detailing the region of maximal coulomb-nuclear interference were recorded for deuterons of 13.2 MeV incident energy, with nuclear emulsions at the focal plane of an Enge split-pole magnetic spectrograph. Elastic and inelastic alpha-particle scattering was observed with surface barrier detectors, both as excitation functions at $\theta_{\text{lab}} = 172.8^\circ$, for alpha energies between 9 MeV and 17 MeV (covering pure coulomb excitation and interference), and as an angular distribution for ^{100}Ru at 22 MeV. The deformation parameters were extracted by means of DWBA fits to these data, employing a collective form factor within an analysis method critically established in the present work. The original nuclear structure information thus obtained gives evidence for an increase of the nuclear mass deformation as one or two neutrons pairs are added, but in a definitely less pronounced way than that of the charge deformation. The very good agreement between our results obtained with both deuterons and alphas, and with coulomb excitation experiments, validates the method of measurement and analysis.

ÍNDICE

1. INTRODUÇÃO	1
2. PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.....	7
2.1 O Acelerador e o Feixe	7
2.2 Os Alvos	9
2.3 A Experiência com Déuterons	10
2.3.1 O arranjo experimental e os espectros medidos	11
2.4 A Experiência com Alfas	18
2.4.1 O arranjo experimental e os espectros medidos	18
3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE.	23
3.1 Os Resultados Experimentais.....	23
3.1.1 Medidas efetuadas com feixe de déuterons.....	24
3.1.2 Medidas efetuadas com feixe de alfas.....	31
3.2 Método de Análise.....	42
3.2.1 O modelo óptico na análise do espalhamento elástico.....	43
3.2.2 A Aproximação de Born com Ondas Distorcidas (DWBA), na análise do espalhamento inelástico	46
3.2.3 O Modelo Coletivo na excitação nuclear inelástica.....	49
3.2.4 O Modelo Coletivo na excitação coulombiana...	52
3.3 Informações Espectroscópicas.....	56
3.3.1 As informações obtidas com déuterons.....	62
3.3.2 As informações obtidas com alfas.....	85
3.3.3 Informações espectroscópicas: resultados.....	111

4. DISCUSSÃO E CONCLUSÕES.....	117
4.1 Significado Espectroscópico dos Resultados.....	117
4.2 Sensibilidade dos Dois Projéteis como Ponta de Prova dos Núcleos.....	127
4.3 A Continuidade da Linha de Pesquisa e Sugestões de Futuros Trabalhos.....	153
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.	157

1. INTRODUÇÃO.

A preocupação com o detalhamento de informações sobre tamanhos e formas nucleares é recorrente em Física Nuclear. Realmente, a compreensão de questões mais básicas, tais como o sutil equilíbrio das interações nucleon-nucleon na matéria nuclear, que leva a estados ligados bem definidos, de características frequentemente bastante diferentes em núcleos vizinhos, reflete-se diretamente sobre a adequação das médias macroscópicas, que descrevem as distribuições de massa e carga nesses núcleos, obtidas a partir das previsões microscópicas. Do ponto de vista experimental, são utilizadas pontas de prova, nas quais domina a interação eletromagnética, quando se deseja determinar a distribuição de carga, e sua variação, ao serem excitados diferentes estados do mesmo núcleo; no estudo da distribuição de massa e de sua variação, por outro lado, as experiências são planejadas de tal maneira que haja predominância da interação nuclear forte. Neste caso é indicada a utilização de projéteis que interajam igualmente com prótons e nêutrons do núcleo. Em particular é conveniente a utilização de partículas leves com isospin nulo, $T=0$, tais como a partícula alfa e o dêuteron, que além de interagirem isoescalarmente com o núcleo têm suas estruturas bem conhecidas.

O espalhamento elástico de íons e elétrons tem sido, desde o trabalho pioneiro de Rutherford, fonte de informações

sobre as distribuições de massa e carga do núcleo, uma vez conhecidos o tamanho do projétil e o alcance da interação. No espalhamento inelástico para níveis discretos, por outro lado, salientam-se as variações dessas distribuições entre os estados fundamental e final do núcleo, sendo possível, por intercomparação de dados, analisar as contribuições relativas de nêutrons e prótons à transição. Na literatura especializada, a preocupação em se isolarem as contribuições dos nêutrons às transições de interesse espectroscópico, através do uso de informações colhidas em espalhamento inelástico, data basicamente dos trabalhos do grupo Bernstein, Brown e Madsen (Be 77, Be 81). A intercomparação de dados, então recomendada como a de maior sensibilidade relativa, refere-se a de resultados obtidos no espalhamento de prótons com os obtidos no espalhamento de nêutrons, ambos de energias intermediárias, ou ainda a de resultados do espalhamento de píons negativos com os de píons positivos, entre 160-200 MeV de energia incidente. Embora revistas especializadas registrem inúmeros trabalhos de espalhamento inelástico no período subsequente, na verdade, poucos se preocuparam em realizar estas intercomparações, ou quaisquer outras, que levassem a informações espectroscopicamente relevantes.

Mais recentemente, em programa de estudos de ressonâncias gigantes, visando estabelecer as contribuições relativas de nêutrons e prótons à excitação quadrupolar, grupos de dois importantes laboratórios - Oak Ridge (Ho 91) e Orsay (Al 90) - depararam-se com incoerências nas informações extraídas em

espalhamentos inelásticos de píons (Ul 87), frente àqueles obtidos no espalhamento de ^{17}O (Ho 90). Houve, em consequência, um investimento, pelos mesmos métodos, no exame de estados discretos, cuja estrutura, em princípio, é melhor estabelecida (Ho 91a, Hi 92). Por outro lado, dentro da linha que procura enfocar prótons e nêutrons separadamente, o grupo de pesquisa ao qual pertence o autor foi responsável por expor resultado espectroscópico inusitado no exame do espalhamento inelástico de partículas alfa pelo ^{92}Zr (Ho 87 e Ho 89), já que revelou uma contribuição dos nêutrons à excitação do estado 2_1^+ deste núcleo muito acima das expectativas, em contraposição ao que foi verificado para o ^{90}Zr .

Estão colocadas, portanto, a oportunidade e o interesse de se voltar a testar algumas das hipóteses envolvidas na extração das informações experimentais mencionadas. Seria de boa prática utilizarem-se, ao menos inicialmente, pontas de prova melhor conhecidas. O uso da interação eletromagnética é, sem dúvida, a maneira melhor estabelecida para isolar a resposta dos prótons do núcleo. Por outro lado, a utilização de projéteis que testem prótons e nêutrons da mesma forma, através de uma interação puramente isoescalar, sensível portanto à variação da distribuição de massa, parece uma alternativa adequada.

Do ponto de vista experimental, existindo dúvidas sobre o valor da razão de duas grandezas, é recomendada a medida simultânea e discriminativa destas, com o mesmo equipamento. Nesta situação, eventuais erros sistemáticos tenderiam a se cancelar. Assim dever-se-iam obter, simultaneamente, informações sobre as

variações de carga e de massa na excitação do estado discreto estudado. Medidas de distribuições angulares ou de funções de excitação que caracterizem no espalhamento inelástico: (a) - a região da excitação coulombiana; (b) - a região em que prevalece a interação nuclear e (c) a região de máxima interferência nuclear-coulombiana, exibem exatamente estes pré-requisitos. O Grupo de Emulsões Nucleares do IFUSP tem seguido esta linha de pesquisa, preocupando-se em obter dados de boa qualidade; conseguiu assim, não só determinar adequadamente o mínimo de interferência em medidas com alfas de energia conveniente (Ho 89), mas, também de forma inédita, com dêuterons.

Nesta tese a preocupação centra-se em dois aspectos: (a) firmar a validade da metodologia, por comparação de resultados obtidos com dois projéteis, partículas alfa e dêuterons, sobre os mesmos núcleos alvo, para os quais são referidas na literatura medidas eletromagnéticas confiáveis e independentes; (b) obter informações inéditas de estrutura sobre a variação da distribuição de massas em comparação com a variação da distribuição de cargas. Desde os trabalhos pioneiros de Bohr e Mottelson (Bo 53), sabe-se que características associadas ao primeiro estado quadrupolar em núcleos par-par, refletem propriedades de estrutura nuclear que podem ser postas em confronto significativo com modelos nucleares (Bo 75). Tanto informações experimentais, quanto, mais recentemente, cálculos de campo médio (Ab 90), atestam a importância predominante dos multipolos de ordem menor na expressão da forma nuclear. É natural pois, voltar-se a atenção

primeira aos estados quadrupolares do núcleo. É esperança que a análise dos primeiros estados 2^+ dos isótopos $^{100,102,104}\text{Ru}$, situados na mesma região de massas do ^{92}Zr , mas afastados de camadas fechadas aos quais pôde, no presente trabalho, ser aplicada a metodologia de forma sistemática, possa contribuir na elucidação desta região, sabidamente complexa. Após esta Introdução, o Capítulo 2 trata do Procedimento Experimental, com uma descrição sucinta do acelerador e dos arranjos utilizados nas experiências com dêuterons e alfas. No Capítulo 3 são apresentados as distribuições angulares e funções de excitação medidas, o método de análise e as informações espectroscópicas extraídas. Finalmente no Capítulo 4 é feita uma discussão crítica e comparativa da sensibilidade do método e do significado dos resultados num contexto mais amplo. O trabalho termina com algumas sugestões de continuidade.

2. O PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL.

Duas distintas facilidades disponíveis no acelerador Pelletron do IFUSP - a câmara de espalhamento refrigerada e o espectrógrafo magnético, foram utilizadas neste trabalho. Na primeira, foram realizadas medidas de distribuições angulares e de funções de excitação do espalhamento elástico e inelástico de partículas alfa pelos isótopos $^{100,102,104}\text{Ru}$, e na segunda, de distribuições angulares referentes ao espalhamento inelástico de dêuterons pelos mesmos isótopos.

2.1 O Acelerador e o Feixe.

O Pelletron do Instituto de Física da Universidade de S. Paulo é um acelerador eletrostático do tipo "tandem" (fig. 2.1). O feixe negativo, ao deixar a fonte de íons é pré-acelerado, e o projétil desejado é selecionado por deflexão magnética, em um eletroímã de 90° - o ME-20, penetrando verticalmente no acelerador. A descrição detalhada do acelerador e equipamentos correlatos pode ser encontrada em vários artigos e teses desenvolvidos no Laboratório Pelletron do IFUSP.

Após a primeira fase de aceleração, atraído pelo terminal positivamente carregado, o íon é despido de parte, ou até

Fig. 2.1 - Diagrama do acelerador Pelletron do IFUSP, destacando-se a fonte de íons, o acelerador, o analisador e controlador da energia do feixe.

de todos seus elétrons, tornando-se positivo, sendo pois repelido pelo terminal. Com a ajuda de lentes quadrupolares magnéticas, tripletos eletrostáticos e de simples desviadores magnéticos, focaliza-se e centraliza-se o feixe de íons nas fendas (móveis) de entrada do ME-200 - o eletroímã analisador de 90° , na saída do acelerador, que seleciona a energia desejada. Parte do feixe desviado pelo ímã incide nas fendas de saída, que constituem parte do sistema de controle da energia do feixe.

Após passar pelo ímã seletor de direção, o feixe penetra em uma das seis canalizações que o conduz até a facilidade experimental escolhida para a análise das reações nucleares ali promovidas.

2.2 Os Alvos.

O rutênio metálico, com alta temperatura de fusão (2250 K, à pressão atmosférica) foi evaporado em alto vácuo sobre substrato de carbono de $\approx 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura, utilizando a técnica de bombardeamento eletrônico (Ko 83). Esta técnica, através da focalização de um feixe de elétrons sobre o material que se quer evaporar, permite o aquecimento controlado e localizado deste, evitando danos nas lâminas coletoras, especialmente tratadas e montadas nas vizinhanças. Desta forma, conseguiram-se películas de $5 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ a $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura,

razoavelmente uniformes. A composição isotópica dos alvos, garantida pelo fabricante, dá para o isótopo de número de massa $A=100$ um enriquecimento de $(97,2 \pm 0,1)\%$; para o de $A=102$, $(99,35 \pm 0,03)\%$ e, $(96,39 \pm 0,05)\%$ no caso de $A=104$.

2.3 A Experiência com Dêuterons.

No presente trabalho, no exame do espalhamento inelástico de dêuterons, varre-se detalhadamente a região em que a interferência nuclear-coulombiana é máxima, o que, para dêuterons incidentes com energia em torno de 13 MeV, corresponde à ângulos de espalhamento entre 12° e 26° . Medidas de secções de choque de espalhamento inelástico de dêuterons, em ângulos tão dianteiros como $12,5^\circ$, são possibilitadas pela utilização do espectrógrafo magnético, com a detecção em emulsões nucleares dispostas no plano focal, após cuidados adicionais na moldagem do feixe, ao longo da linha do espectrógrafo.

É conveniente lembrar que feixe de dêuterons, apesar de especialmente interessante para estudos de estrutura nuclear, vêm acompanhado de alta produção de nêutrons, raios γ e X. Isto, associado à grande massa do espectrógrafo dá origem a um grande "background" de pulsos baixos, que se confundem com o pulso da partícula pouco ionizante, acabando por inviabilizar a utilização de detetores a gás, sensíveis à posição.

2.3.1 O arranjo experimental e os espectros medidos.

O feixe negativo de hidrogênio pesado ($^2\text{H}^-$) é extraído diretamente de uma fonte tipo duoplasmatron, e injetado no acelerador de onde emergem, no caso da presente experiência, dêuterons de 13,2 MeV. Após analisado pelo ME-200, o feixe é conduzido e focalizado até o alvo, no interior da câmara de espalhamento, de selagem dinâmica, acoplada ao espectrógrafo.

A parte do alvo iluminada pelo feixe passa a ser o objeto ao qual o espectrógrafo conjugará uma imagem em seu plano focal. Este objeto é definido por um conjunto de duas fendas de definição, F_1 e F_2 (fig. 2.2) de 0,9 mm de largura por 3,0 mm de altura, que colimam o feixe. Para os casos críticos de detecção, isto é, em ângulos bastante dianteiros ($\theta_{\text{lab}} < 20^\circ$), torna-se necessária a transmissão de pelo menos 95% do feixe sob pena de inutilização dos dados - o feixe espalhado pelas fendas, tendo sua energia degradada, dará origem a espalhamentos elásticos no alvo, de variadas energias, fazendo subir a cauda do pico elástico, podendo chegar a encobrir o pico de interesse. A fenda F_3 , denominada de "anti-espalhamento" impede que uma parte significativa destas partículas penetre no espectrógrafo. A presença de outra fenda, a "corta-halo", colocada na entrada da

Fig. 2.2 - Esquema do espectrógrafo magnético do IFUSP. Note-se a câmara de espalhamento, os polos separados e a câmara de detecção.

câmara, completa o conjunto de fendas que torna possível, através da monitoração das correntes nelas incidentes, controlar a direção e a forma do feixe.

O perfil ótimo do feixe, para incidência no alvo é então conseguido, estirando-o ao longo de 3 mm na altura, e comprimindo-o na largura. Isto é feito pela alimentação das lentes quadrupolares duplas da canalização do feixe (próximas à câmara de espalhamento), com correntes bastante diferentes (aproximadamente 2 A e 10 A respectivamente), auxiliado por pequenos ajustes nas duas lentes anteriores e nos desviadores do feixe na canalização.

Ao copo de Faraday, coletor do feixe incidente, é aplicada uma tensão positiva para supressão dos elétrons arrancados. Isto torna confiável a medida da carga do feixe, obtida por integração da corrente depositada no copo de Faraday. Ela é utilizada na normalização dos espectros.

Após espalhados pelo alvo, os dêuterons, direcionados à fenda de entrada do espectrógrafo são admitidos segundo um grande ângulo sólido de 2,67 msr, nesta experiência - um mérito deste tipo de equipamento. Com esta abertura ainda se conseguem minimizar efeitos de aberração óptica e alargamento cinemático, garantindo uma imagem estreita e nítida no plano focal, onde são dispostas as emulsões nucleares.

As partículas de massa m e energia cinética E , admitidas no espectrógrafo, onde atua uma indução magnética B , descrevem uma trajetória cujo raio de curvatura ρ é proporcional à razão entre seu momentum p e sua carga q . Numa aproximação não relativística:

$$\rho = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{m}}{q} \cdot \frac{\sqrt{2E}}{B}$$

Fixada a indução magnética B, trítions de energia E poderiam ter o mesmo raio de curvatura que dêuterons 1,5 vezes mais energéticos. Folhas de alumínio de espessuras convenientes, colocadas antes das emulsões são capazes de impedir que tais trítions as alcance.

O espectrógrafo de Enge de polos separados (Sp 67, Cr 78) possibilita, através dos efeitos de borda, focalização vertical em uma imagem estreita no plano focal primário (fig. 2.2). É possível também compensar, em parte, o efeito do alargamento cinemático das partículas espalhadas, com pequenas correções na posição do plano de deteção, em relação ao plano focal. Através de um dispositivo eletro-mecânico de controle remoto, desloca-se o suporte dos detetores (sejam eles de estado sólido ou emulsões) até que o plano focal calculado recaia sobre ele. Cada posição L, medida ao longo do plano focal em relação a uma origem, corresponde a um raio de curvatura efetivo ρ . A calibração de $\rho \times L$ utilizada foi a devida a L.B. Horodynski-Matsushigue (Ho 87), assim como a localização do plano focal - dentro de $\pm 0,5$ mm, condição precípua à obtenção de boa resolução. As informações específicas para a correta utilização do espectrógrafo magnético encontram-se em um manual, devido a J.L.M. Duarte (Du 81). Com todos os cuidados mencionados, devidamente atentados, em particular com a adequada moldagem do feixe de

déuterons, uma intensa concentração de eventos em poucos canais, pode ressaltar os picos em relação ao fundo, em particular aquele proveniente do espalhamento elástico de partículas do feixe, com energia degradada. Desta forma pôde-se conseguir a ótima resolução de apenas 7 keV.

As emulsões nucleares utilizadas, Kodak, tipo NTB de 50 μm de espessura e Ilford, tipo G5 de 50 μm , foram reveladas, fixando-se assim os traços, nelas registrados pela passagem das partículas.

As leituras das chapas, em retângulos de 0,19 mm x 10 mm, com passos de 0,20 mm, dimensões escolhidas levando-se em conta o tamanho da imagem conjugada pelo espectrógrafo, foram, em parte, feitas por microscopistas do IFUSP especializadas nestas técnicas. Para reduzir as incertezas nestas leituras, os trechos relevantes das emulsões foram lidos concomitantemente por até quatro diferentes microscopistas. Para uma melhor descrição das técnicas e cuidados aplicados, ver (Bo 71, Cr 78).

Espectros associados a diversos ângulos de espalhamento foram medidos para os três isótopos, desde $12,5^\circ$ até 76° em passos variados de 2° a 10° , dependendo dos contaminantes presentes.

Para determinação das secções de choque experimentais inelásticas absolutas, foram medidas as secções de choque elásticas, em vários ângulos, para cada alvo, em cada configuração experimental, uma vez que é inviável a tomada de medidas simultâneas de espalhamento elástico, com a utilização de emulsões nucleares. Desta forma, é possível levar em conta, implicitamente,

a espessura do alvo e a geometria da detecção, desde que se conheçam as previsões do modelo óptico para o espalhamento elástico. A combinação de fatores como contagens de fundo, proximidade (cinemática) de contaminantes, densidade de traços nas emulsões, erros de microscopia, além de contribuições estatísticas, são determinantes da precisão das medidas realizadas.

A qualidade dos espectros obtidos pode ser apreciada pelo exame da figura 2.3 que mostra, para o ângulo de espalhamento $\Theta_{lab} = 24^\circ$, o espectro de dêuteronos de 13,2 MeV espalhados pelo ^{100}Ru , na região do pico associado ao estado 2_1^+ , a 540 keV de energia de excitação.

A escala das ordenadas (número de eventos) é logarítmica. O eixo das abscissas, L, corresponde à distância medida ao longo das chapas de emulsões, em relação à borda, na montagem utilizada. Está também indicada na figura 2.3 a resolução obtida de 7 keV. Essa resolução, nas medidas em ângulos de espalhamento dianteiros, é essencial para salientar o pico inelástico sobre a cauda do pico elástico, como mencionado anteriormente. Nos casos do ^{102}Ru e ^{104}Ru , os estados 2^+ têm uma energia de excitação de 475 keV e 358 keV respectivamente o que torna mais crítica ainda a superposição da cauda do elástico sobre os picos inelásticos.

Fig. 2.3 - Espectro de dêuterons emergentes a 24^0 , no espalhamento $^{100}\text{Ru}(d,d')$, analisados pelo espectrógrafo magnético e registrado em emulsões nucleares. A cauda sobre a qual se assenta o pico do estado 2^+ é referente ao espalhamento sobre carbono.

2.4 A Experiência com Alfas.

No presente trabalho foram medidas as secções de choque de espalhamento elástico e inelástico de partículas alfa, retroespalhadas pelos rutênios de número de massa $A=100$, 102 e 104 , em nove diferentes energias, de 9 a 17 MeV, na região da barreira coulombiana. Foi também medida a distribuição angular das secções de choque de espalhamento elástico e inelástico de partículas alfa a 22 MeV de energia de bombardeio por ^{100}Ru , levando ao estado 2_1^+ .

As secções de choque experimentais foram determinadas em relação às de Rutherford, σ/σ_r , estas, medidas simultaneamente através da detecção das partículas espalhadas elasticamente em ângulo dianteiro. Desta maneira, tanto o número de centros espalhadores no alvo (a espessura), como a corrente integrada do feixe incidente não necessitam ser conhecidos, tornando mais precisas as medidas das secções de choque.

2.4.1 O arranjo experimental e os espectros medidos.

O feixe negativo de $^4\text{He}^-$, extraído de uma fonte de troca de cargas, é produzido inicialmente com carga positiva, através de oscilações RF. As partículas impulsionadas por um campo elétrico,

tornam-se negativas ao passar por uma atmosfera de vapor de potássio. Este feixe, pré-acelerado com 80 kV e analisado magneticamente é injetado no acelerador. As energias utilizadas cobriram a região de 9 a 22 MeV.

A experiência foi realizada na câmara de espalhamento com prato móvel, localizada a 15° na sala experimental B do acelerador Pelletron. Especial atenção foi dada à focalização do feixe no centro da câmara, (fig. 2.4), numa pequena região do alvo de aproximadamente 3 mm de diâmetro, evitando seu espalhamento no colimador do detetor anular de barreira de superfície, usado no exame do retroespalhamento. Este detetor tem espessura sensível de 300 μm , e foi colocado a $\theta_{\text{lab}} = 172,8^{\circ}$ em relação ao feixe incidente.

Para obtenção das funções de excitação utilizaram-se, além desse detetor, dois monitores dispostos simetricamente a 30° (fig. 2.4). Em ângulos traseiros o alargamento cinemático é mínimo, possibilitando a utilização de grande ângulo sólido de detecção, 41 msr neste caso, sem que se deteriore a qualidade dos dados experimentais. Além disto, a separação, em energia, entre grupos de partículas espalhadas elasticamente por contaminantes do alvo é maior nestes ângulos traseiros, facilitando a análise dos resultados.

A distribuição angular foi medida entre 20° e 90° , em passos de 5° , e monitorada por um detetor colocado a 30° . Foram utilizados quatro detetores de barreira de superfície, dispostos sobre o prato móvel na câmara de espalhamento.

Fig. 2.4 - Esquema do arranjo experimental utilizado na detecção de partículas alfas retroespalhadas pelos alvos de rutênio.

Uma eletrônica convencional - constituída de pré-amplificadores, amplificadores e conversores analógico-digitais, trata os pulsos de carga provenientes dos detetores, armazenando os resultados na forma de espectros.

A figura 2.5 mostra, para cada um dos isótopos, o espectro correspondente, em escala logarítmica, medido no retroespalhamento de partículas alfa, à energia de 17 MeV de incidência, no ângulo $\Theta_{lab}=172,8^\circ$. Estão indicados o pico elástico (0^+) e o pico correspondente ao estado 2_1^+ , além da resolução obtida, neste caso, de aproximadamente 40 keV. Note-se que em se tratando de medidas de retroespalhamento, os espectros são muito limpos, sem a contribuição usual da cauda do pico elástico. As resoluções obtidas estão entre 30 e 40 keV.

Fig. 2.5 - Espectros de partículas alfas de 17 MeV de energia incidente, espalhadas por ^{100}Ru , à $172,8^\circ$. Em destaque os picos referentes ao estado fundamental 0^+ , e o primeiro excitado, 2^+ .

3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE.

Neste capítulo são apresentados os resultados das medidas efetuadas, e discutido o método utilizado na análise das informações experimentais, com ênfase na sua fundamentação teórica. É preocupação constante nesse trabalho, delimitar as condições de validade da metodologia empregada.

3.1. Resultados Experimentais.

Conforme salientado na Introdução, medidas que utilizam projéteis de igual número de nêutrons e prótons são, em princípio, adequadas à determinação independente e simples dos parâmetros de deformação associados às distribuições de massa e carga do núcleo alvo. No presente estudo, em particular, é enfocada a deformação (dinâmica ou estática) de multipolaridade $L=2$, associada à excitação do primeiro estado coletivo nos isótopos de número de massa 100, 102 e 104 do rutênio. As medidas necessitam incluir regiões em que as contribuições às secções de choque sejam: predominantemente coulombianas, predominantemente nucleares, além de permitirem a caracterização da região onde as duas contribuições sejam da mesma ordem de grandeza, usualmente denominada, região de interferência nuclear-coulombiana. Para tal

finalidade, foram escolhidos feixes de dêuterons e partículas alfa por serem os projéteis mais leves com isospin $T=0$, e para testar a coerência do método, procurou-se realizar medidas complementares em facilidades de detecção distintas, com ambos os projéteis.

3.1.1. Medidas efetuadas com feixe de dêuterons.

Nas figuras 3.1 a 3.3 estão representadas as distribuições angulares, referidas ao sistema do centro de massa, correspondentes aos espalhamentos inelásticos de dêuterons, levando ao estado 2_1^+ dos isótopos ^{100}Ru , ^{102}Ru e ^{104}Ru respectivamente, à energia incidente de 13,2 MeV, obtidas em emulsões nucleares no espectrógrafo magnético. A máxima abertura angular horizontal de admissão do espectrógrafo é definida pelas características intrínsecas do próprio espectrógrafo garantindo as necessárias correções do plano focal, devidas aos alargamentos cinemáticos dos espalhamentos envolvidos na experiência. Neste caso foi escolhida $\Delta\theta_h = 3,8^\circ$. Na direção ortogonal, a limitação na abertura evita a colisão de partículas com as peças polares do espectrógrafo, assim como efeitos de aberração de imagens. O ângulo sólido resultante foi de 2,68 msr.

As secções de choque foram determinadas em ângulos escolhidos, visando caracterizar não apenas o mínimo de interferência, mas também a estrutura subsequente. O menor ângulo

Fig. 3.1 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . A curva é resultado do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA.

Fig. 3.2 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . A curva é resultado do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA.

Fig. 3.3 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{104}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . A curva é resultado do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA.

observado foi $\theta_{\text{LAB}} = 12,5^\circ$, sendo prejudicadas medidas mais dianteiras devido à crescente contaminação do espectro pela cauda do pico elástico. As secções de choque relativas foram determinadas pela razão entre as contagens (líquidas) dos picos associados aos estados excitados em estudo e o correspondente número de partículas incidentes, no mesmo intervalo de tempo, medido por um integrador de corrente, conectado ao coletor do feixe (copo de Faraday) que atravessa o alvo. Para a obtenção dos fatores de normalização para o cálculo das secções de choque absolutas, foram feitas para cada alvo, em cada período de exposição, medidas das secções de choque de espalhamento elástico para ângulos entre 15° e 80° , nas mesmas condições das medidas efetuadas no espalhamento inelástico. Desta maneira torna-se desnecessário o conhecimento preciso das medidas do ângulo sólido do espectrógrafo e da espessura dos alvos. Contudo, as variações das previsões das secções de choque elásticas com os vários conjuntos de parâmetros ópticos disponíveis levam a desvios, nos fatores de normalização da ordem de 5%.

Estão indicadas nas figuras as incertezas relativas, que variam de 0,5% a 35%, provenientes da superposição das incertezas associadas à flutuação estatística, à reprodutibilidade de leitura das emulsões e, à subtração de contaminações. As contribuições devidas à flutuação estatística atingiram, no máximo, 2% da contagem total; a incerteza devida à leitura microscópica das emulsões pôde ser reduzida para os dados dos isótopos de número de massa 102 e 104 pela realização de repetidas leituras com especial

atenção. Os dados deixam transparecer que, abaixo de aproximadamente 25° , as incertezas são em geral maiores, reflexo da contribuição da cauda do pico elástico. Em outros ângulos, algumas barras de erro maiores correspondem à presença de contaminantes, de massa intermediária, no alvo. Contaminantes como, carbono, nitrogênio e oxigênio merecem destaque especial, como pode ser visto no espectro exibido na figura 2.3, por impossibilitarem a obtenção de dados em determinados trechos das distribuições angulares. A situação mais grave ocorreu na região correspondente ao primeiro máximo no ^{104}Ru ; um alvo, pouco mais limpo, de ^{102}Ru , permitiu a obtenção do ponto em $\theta_{\text{LAB}}=31,5^{\circ}$, situado sobre contaminação por nitrogênio (entre carbono e oxigênio).

As figuras 3.1, 3.2 e 3.3 mostram que, em todos os isótopos conseguiu-se caracterizar, bastante bem, a largura e a profundidade do mínimo de interferência nuclear-coulombiana, situado em 20° , aproximadamente, nos três isótopos. Nestas figuras estão também representadas as previsões teóricas pela DWBA com fator de forma coletivo, ajustadas aos dados, conforme será amplamente discutido na secção 3.3. Estas curvas correspondem a médias tomadas, de forma adequada, sobre a abertura angular experimental de admissão do espectrógrafo, o que produziu alterações perceptíveis apenas nos mínimos de interferência, conforme ilustrado na figura 3.4.

Fig. 3.4 - Comparação entre curvas, diretamente proveniente do cálculo DWBA (s/ média), com aquela em que foi feita a média (c/ média) sobre a abertura angular do espectrógrafo.

3.1.2. Medidas efetuadas com feixe de partículas alfas.

As figuras 3.5, 3.6 e 3.7 apresentam as funções de excitação obtidas entre as energias de 9 MeV e 17 MeV, no espalhamento inelástico de partículas alfa por ^{100}Ru , ^{102}Ru e ^{104}Ru , respectivamente, levando ao primeiro estado excitado. As medidas foram realizadas através de detetor anular de silício, disposto à $\theta_{\text{LAB}}=172,8^\circ$ na câmara de espalhamento, correspondendo a uma abertura angular $\Delta\theta=2,85^\circ$ e a um ângulo sólido $\Delta\Omega=40,7$ msr. É de se notar que as incertezas relativas nesses dados são menores que 3%, e correspondem basicamente a incertezas estatísticas. Na situação de retroespalhamento o efeito cinemático encarrega-se de separar as contaminações mais importantes, correspondentes a elementos leves e de massa intermediária. A ângulos traseiros, a contribuição da cauda do pico elástico é praticamente desprezível, em situação de colimação adequada do feixe. Por outro lado, o pequeno alargamento cinemático nestes ângulos, permite o aumento da abertura angular, com pouco prejuízo à resolução em energia.

Para determinação das secções de choque absolutas, dois monitores detetaram, simultaneamente, partículas espalhadas em $\pm 30^\circ$ o que, nas energias envolvidas corresponde a espalhamento Rutherford. Medidas bastante cuidadosas dos ângulos sólidos dos detetores, anular e monitores, assim como dos respectivos ângulos de espalhamento, reduziram a cerca de 2% o erro sistemático nestas medidas. Estão também representadas nas figuras, as previsões

Fig. 3.5 - Função de excitação do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . A curva é resultado do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA.

Fig. 3.6 - Função de excitação do espalhamento inelástico de alfas por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . A curva é resultado do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA.

Fig. 3.7 - Função de excitação do espalhamento inelástico de alfas por ^{104}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . A curva é resultado do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA.

teóricas do modelo coletivo em uma etapa, no formalismo DWBA, conforme ajuste a ser discutido na secção 3.3.

Em cada função de excitação, os três primeiros pontos experimentais correspondem, como se verá, à excitação coulombiana, servindo assim de referência para a extração do parâmetro de deformação de carga. Percebe-se, pela inclinação decrescente indicada por esses três pontos, na sequência dos isótopos estudados, a influência determinante do pequeno decréscimo do módulo do Q da reação, na excitação coulombiana. Também as previsões teóricas a refletem corretamente, uma vez que, nesta região de energias, mudanças nos parâmetros de deformação de carga corresponderiam apenas a diferentes fatores de escala nos três isótopos. O fato do andamento geral da secção de choque experimental, em função da energia do projétil, ser adequadamente descrito pelos cálculos simples realizados, é forte indício de que nos espalhamentos inelásticos de partículas alfa, a essas energias, contribuições de excitação em duas ou mais etapas, e de espalhamento via núcleo composto, são pouco importantes.

No intuito de confirmar a contribuição nuclear à essas excitações, extraídas na análise das funções de excitação acima mencionadas e na análise das distribuições angulares medidas com feixe de dêuterons, foi determinada uma única distribuição angular com feixe de alfas à energia de 22 MeV. A figura 3.8 mostra essa distribuição angular para o isótopo ^{100}Ru , medida em pequenos detetores de silício. Não foi possível caracterizar o mínimo de interferência nuclear-coulombiana, uma vez que não se conseguiram

Fig. 3.8 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . A curva é resultado do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA.

dados a ângulos de espalhamento entre 26° e 40° . A curva indicada é o ajuste independente adotado na análise desses dados, no modelo já mencionado.

Foram ainda medidas funções de excitação nos três isótopos e uma distribuição angular para o ^{100}Ru , do espalhamento elástico de partículas alfa, nessas mesmas energias incidentes de interesse. Estas determinações visaram o teste da adequação dos parâmetros ópticos, disponíveis na literatura para partículas alfa, visto que inexistem famílias globais estabelecidas para elas. Estes resultados experimentais, com as curvas obtidas com os potenciais ópticos correspondentes são apresentadas nas figuras 3.9, 3.10, 3.11 e 3.12.

Fig. 3.9 - Função de excitação do espalhamento elástico de alfas por ^{100}Ru , expressa em relação às secções de choque de Rutherford . Os pontos são experimentais e a curva é resultado de cálculos utilizando o modelo óptico.

Fig. 3.10 - Função de excitação do espalhamento elástico de alfas por ^{102}Ru , expressa em relação às secções de choque de Rutherford . Os pontos são experimentais e a curva é resultado de cálculos utilizando o modelo óptico.

Fig. 3.11 - Função de excitação do espalhamento elástico de alfas por ^{104}Ru , expressa em relação às secções de choque de Rutherford . Os pontos são experimentais e a curva é resultado de cálculos utilizando o modelo óptico.

Fig. 3.12 - Distribuição angular do espalhamento elástico de alfas por ^{100}Ru , expressa em relação às secções de choque de Rutherford . Os pontos são experimentais e a curva é resultado de cálculos utilizando o modelo óptico.

3.2. Método de Análise.

Centrado o interesse do presente trabalho na caracterização dos primeiros estados 2^+ dos núcleos $^{100,102,104}\text{Ru}$, o método de análise dos dados pôde restringir-se às reações diretas, transições em uma etapa com predominância do espalhamento elástico, sem excitação do projétil. De fato, sendo dêuteron e alfas os projéteis, a excitação virtual destes pode ser desprezada em vista das energias de excitação envolvidas. Por outro lado, nas energias incidentes em questão, ao redor da barreira coulombiana, e para projéteis compostos, tanto a contribuição "compound elastic", quanto a excitação de um estado discreto a baixa energia é, em geral desprezível. Também a excitação dos estados 2_1^+ desta região de massas, de características coletivas, é pouco afetada pela população de estados intermediários, todos situados em energias maiores. Por outro lado, também o acoplamento entre os próprios estados quadrupolares e o estado fundamental, que lhes é relacionado, não é suficientemente forte para necessitar de descrição no formalismo de canais acoplados (Sa 83).

Consideradas estas condições, a análise dos dados foi efetuada dentro da Aproximação de Born com Ondas Distorcidas (DWBA), (Ba 62, Sa 64), cujos fundamentos são descritos na secção 3.2.2. Na secção 3.2.1 são apresentados os aspectos essenciais da descrição do espalhamento elástico no modelo óptico, tanto por necessidade de uma melhor compreensão da DWBA, quanto para embasar

a discussão posterior.

Nas secções 3.2.3 e 3.2.4, finalmente, discute-se a interpretação da transição inelástica dentro do modelo coletivo, com contribuição de ambas as interações, nuclear e coulombiana.

A análise coletiva no formalismo DWBA não distingue excitações rotacionais e vibracionais, resultando na extração de uma deformação média, que pode ser associada a qualquer destas formas de excitação.

Estados 2^+ , sendo excitações coletivas e de paridade natural, são predominantemente populados sem mudança da orientação do spin do projétil (sem "spin-flip"). Desta forma, para alvos par-par é possível fazer-se a discussão desconsiderando os spins, facilitando sobremaneira os cálculos das secções de choque. Sendo ainda, os projéteis em questão, dêuterons e alfas, não há também transferência de isospin, e a transição portanto é isoescalar ($\Delta T=0$).

3.2.1. O modelo óptico na análise do espalhamento elástico.

A descrição do espalhamento elástico de dois núcleos é usualmente feita representando a interação entre eles por um potencial U' , complexo, que não depende das coordenadas internas dos dois núcleos, embora possa depender de seus spins. O potencial U' pode modificar o movimento relativo, a orientação dos spins mas

não promover a excitação dos núcleos. O efeito dos outros canais é levado em conta globalmente, pela remoção de parte do fluxo do canal elástico, através da parte imaginária do potencial.

Para salientar as idéias básicas, considere-se o espalhamento elástico de núcleos de spin nulo, e cuja distribuição de massas seja muito próxima da esférica. Neste caso, $U'(r)$ é central, e a equação de Schroedinger pode ser escrita explicitamente :

$$\left[E + \frac{\hbar^2}{2\mu} \nabla^2 - U'(r) \right] \chi = 0, \quad \text{onde } E \text{ é a energia no}$$

sistema do centro de massa, e μ a massa reduzida.

Costuma-se expressar $U'(r)$ em duas parcelas:

$U'(r) = U_c(r) + U(r)$, em que $U_c(r)$ é o potencial coulombiano de duas cargas pontuais que engloba todos os efeitos de longo alcance, e $U(r)$, de curto alcance, representa os efeitos do campo nuclear, e pode também incluir qualquer desvio que o potencial coulombiano tenha da sua dependência de $1/r$.

Desta forma, podemos escrever :

$$\left[\nabla^2 + k^2 - \frac{2\eta k}{r} - \frac{2\mu}{\hbar^2} U(r) \right] \chi(\vec{k}, \vec{r}) = 0, \quad \text{com}$$

$$\eta = \frac{Z_a Z_A e^2 \mu}{\hbar^2 k}, \quad \text{o parâmetro de Sommerfeld, e} \quad k^2 = \frac{2\mu E}{\hbar^2}.$$

A função de onda χ^+ , solução da equação acima, pode ser escrita

como:

$$\chi^+(\vec{k}, \vec{r}) = \chi_c^+(\vec{k}, \vec{r}) + \chi_{\text{esp}}'(\vec{k}, \vec{r}), \quad \text{onde}$$

$\chi_c^+ = \left(\chi_{c, \text{inc}} + \chi_{c, \text{esp}} \right)$ é a onda coulombiana (incidente + espalhada) e $\chi_{\text{esp}}'(\vec{k}, \vec{r})$, a onda espalhada adicional, com os comportamentos assintóticos :

$$\chi_{c, \text{inc}} \longrightarrow \left[1 + \frac{\eta^2}{i(kr - \vec{k} \cdot \vec{r})} \right] \cdot \exp \left\{ i \left[\vec{k} \cdot \vec{r} + \eta \cdot \ln(kr - \vec{k} \cdot \vec{r}) \right] \right\}, \quad e,$$

$$\chi_{c, \text{esp}} \longrightarrow f_c(\theta) \frac{1}{r} \exp \left[i \left(kr - \eta \cdot \ln(2kr) \right) \right], \quad \text{com}$$

$$f_c(\theta) = - \frac{\eta}{2k \sin^2(\theta/2)} \exp \left(-i\eta \cdot \ln[\sin^2(\theta/2)] + 2i\sigma_0 \right), \quad e,$$

$$\chi_{\text{esp}}' \longrightarrow \frac{1}{r} f'(\theta) \exp \{ i [kr - \eta \cdot \ln(2kr)] \}, \quad \text{com}$$

$$f'(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell} \left[(2\ell+1) \cdot (S_{\ell}-1) \cdot P_{\ell}(\cos\theta) \exp(2i\sigma_{\ell}) \right],$$

onde os σ_{ℓ} são os "phase shifts" coulombianos e S_{ℓ} , os correspondentes elementos de matriz de espalhamento. É comum escrever-se:

$S_{\ell} = \eta_{\ell} \exp(2i\delta_{\ell})$, e portanto, $\eta_{\ell} = |S_{\ell}|$. Costuma-se denominar η_{ℓ} , coeficiente de reflexão.

A amplitude de espalhamento total é então calculada, somando as contribuições coulombiana e nuclear,

$$f(\theta) = f_c(\theta) + f'(\theta).$$

A secção de choque comportará pois, efeitos de interferência entre os dois processos:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f_c(\theta) + f'(\theta)|^2.$$

A inversão temporal da solução χ^+ leva à solução χ^- que, assintoticamente tem a forma de uma onda coulombiana, adicionada às ondas esféricas incidentes.

Para núcleos colidentes, com spin não nulo, é necessário levar em conta todos os acoplamentos possíveis, que respeitem a conservação do momento angular total (spins e momento angular relativo), e de sua projeção.

3.2.2. A Aproximação de Born com Ondas Distorcidas (DWBA), na análise do espalhamento inelástico.

A hipótese básica das teorias de ondas distorcidas (DW), é que na colisão de dois núcleos, o evento largamente preponderante é o espalhamento elástico. Supõe-se ainda que os outros canais abertos não sejam fortemente correlacionados entre si e, que nenhum se destaque significativamente frente aos demais. Na Aproximação de Born com Ondas Distorcidas, o movimento relativo nos canais de entrada e saída é descrito respectivamente por χ_i^+ e χ_f^- . Indicando ainda por $\phi_i(\xi_i)$ e $\phi_f(\xi_f)$ as funções de onda intrínsecas do núcleo alvo e residual, e desprezando eventual

excitação do projétil, o elemento de matriz de transição no espalhamento inelástico é:

$$T_{f,i}^{DW}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) \cong \langle \chi_f^-(\vec{k}_f, \vec{r}_f) \phi_f(\xi_f) | \psi_f(\xi_f, \vec{r}_f) | \phi_i(\xi_i) \chi_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}_i) \rangle,$$

onde $\psi_f(\xi_f, \vec{r}_f)$ é o potencial efetivo responsável pela transição.

Nesta descrição são desprezados os termos que envolvem processos de espalhamento múltiplo, em que o potencial atua mais de uma vez e o núcleo alvo passa por estados intermediários.

O cálculo do elemento de matriz reduz-se a uma integral tripla (no lugar de uma sêxtupla), considerando que o espalhamento inelástico seja descrito por um potencial local, sem termo de troca, caso em que $\vec{r}_f$ e $\vec{r}_i$ são paralelos, $\vec{r}_f = \lambda \vec{r}_i$, em que λ é a razão entre as massas dos núcleos alvo e residual:

$$T_{f,i}^{DW}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) \cong \int \chi_f^-(\vec{k}_f, \lambda \vec{r})^* \langle \phi_f | \psi_f(\xi_f, \vec{r}) | \phi_i \rangle \chi_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}) d\vec{r}.$$

Nesta forma de expressar $T_{f,i}^{DW}$, o elemento de matriz $\langle \phi_f | \psi_f(\xi_f, \vec{r}) | \phi_i \rangle$, que contém todas as informações sobre a estrutura nuclear, as regras de seleção de L, e paridade, aparece explicitamente fatorado.

Para simplificar a discussão e salientar os elementos essenciais do processo, passa-se doravante a considerar alvo e projétil com spins nulos.

Separando-se a parte angular da radial no elemento de matriz, obtém-se:

$$\langle \phi_f | \chi_f(\xi_f, \vec{r}) | \phi_i \rangle_{LM} = f_L(r) \left[i^L Y_L^M(\hat{r}) \right]^*,$$

onde Y_L^M é um harmônico esférico correspondente ao momento angular transferido L , com projeção M , e $f_L(r)$ é conhecido como fator de forma radial. Escreve-se então a amplitude de transição T_M^{DW} , que deixa o núcleo residual com spin L e projeção M , como :

$$T_M^{DW}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) \cong i^{-L} \int \chi_f^-(\vec{k}_f, \lambda \vec{r})^* f_L(r) Y_L^M(\hat{r})^* \chi_i^+(\vec{k}_i, \vec{r}) d\vec{r}.$$

Expandindo as ondas distorcidas χ em ondas parciais, integrando os harmônicos esféricos e definindo a direção do eixo z ao longo de $\vec{k}_i$, e y ao longo de $(\vec{k}_i \wedge \vec{k}_f)$, encontra-se para $M \geq 0$:

$$T_M^{DW}(\vec{k}_f, \vec{k}_i) \cong (2L+1)^{1/2} \sum_{\ell_f, \ell_i} \left[I_{L, \ell_f, \ell_i}^{\ell_f, \ell_i} \cdot \Gamma_{\ell_f, \ell_i}^{L, M} \cdot P_{\ell_f}^M(\cos\theta) \right], \quad (1)$$

Os coeficientes $\Gamma_{\ell_f, \ell_i}^{L, M}$ são fatores geométricos, e contém coeficientes de Clebsch-Gordan que levam em conta os adequados acoplamentos de ℓ_f , ℓ_i e L . Os $P_{\ell_f}^M(\cos\theta)$ são polinômios associados de Legendre, com $\cos(\theta) = \hat{k}_i \cdot \hat{k}_f$ e, $I_{L, \ell_f, \ell_i}^{\ell_f, \ell_i}$, as integrais radiais, são dadas por:

$$I_{L, \ell_f, \ell_i}^{\ell_f, \ell_i} = \frac{(4\pi)^{1/2}}{\lambda k_f k_i} \int \chi_{\ell_f}(k_f, \lambda r) f_L(r) \chi_{\ell_i}(k_i, r) dr. \quad (2)$$

A secção de choque diferencial de espalhamento

inelástico fica então :

$$\frac{d\sigma_{f,i}}{d\Omega} = \left(\frac{\mu}{2\pi\hbar^2} \right)^2 \frac{k_f}{k_i} \sum_M |T_M^{DW}|^2, \quad (3)$$

onde μ é a massa reduzida do sistema.

3.2.3. O Modelo Coletivo na excitação nuclear inelástica.

A excitação coletiva de estados nucleares de baixa energia é atribuída a rotações do núcleo - quando ele é estaticamente deformado, ou a oscilações da forma ao redor de uma configuração esférica, que caracterizam as vibrações. A hipótese básica do modelo coletivo é a de associar o potencial efetivo $U_f(\xi_f, \vec{r})$, responsável por essa excitação à não-esfericidade do potencial óptico, numa extensão natural do modelo óptico.

O potencial óptico $U(r)$, esfericamente simétrico, é função da distância entre as superfícies dos núcleos colidentes, isto é, $(r - R_0)$, onde r é a distância entre os centros dos núcleos e, R_0 , constante, é a distância entre estes quando as superfícies estão em contacto. No modelo óptico deformado considera-se que a distância entre os centros dos núcleos, $R(\theta, \phi)$, já agora não mais constante, seja descrita por:

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

em que os parâmetros α_{LM} descrevem a deformação caracterizada por L e M.

Na hipótese de excitações vibracionais do núcleo alvo, o raio de sua superfície, $R'(\theta, \phi)$ é obtido pela subtração do raio do projétil, suposto esférico:

$$R'(\theta, \phi) = R(\theta, \phi) - R_{\text{proj}} \quad \text{e, da mesma forma } R'_0, \\ \text{constante é:} \quad R'_0 = R_0 - R_{\text{proj}}.$$

Subtraindo-se o raio do projétil dos dois lados da expressão de $R(\theta, \phi)$ acima, obtém-se:

$$R'(\theta, \phi) = R'_0 \left[1 + \frac{R_0}{R'_0} \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \phi)^* \right].$$

Portanto, as variáveis dinâmicas da oscilação do núcleo, em relação à forma esférica, são descritas pelo produto $\left(R_0/R'_0 \right) \alpha_{LM}$.

Desenvolver-se-á, a seguir, o modelo coletivo para excitações vibracionais, nos casos em que não há mudanças na projeção, tanto do isospin, quanto do spin intrínseco do projétil.

É usual supor-se, considerando o projétil esférico, que a forma do potencial óptico nuclear do sistema segue a deformação de massas do núcleo alvo. O potencial óptico deformado, expandido até primeira ordem será :

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

efetivo $u_f(\xi_f, \vec{r})$ será então :

$$\begin{aligned}
\psi_f(\xi_f, \vec{r}) &= U[r-R(\theta, \phi)] - U(r-R_0) \cong \\
&\cong - \frac{dU(r-R_0)}{dr} R_0 \sum_{LM} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \phi)^*.
\end{aligned}$$

No modelo vibracional tem-se:

$$\alpha_{LM} = \frac{R'_0}{\bar{R}_0} \left(\frac{\hbar \omega_L}{2 C_L} \right)^{1/2} \left[b_{LM} + (-1)^{L-M} b_{L, -M}^* \right] = (-1)^{L-M} \alpha_{L-M}^*,$$

onde b_{LM} e $(-1)^{L-M} b_{L, -M}^*$ são, respectivamente os operadores de aniquilação e de criação de fonons de energia $\hbar \omega_L$, e C_L , o parâmetro da força restauradora.

Com estas considerações o fator de forma $f_L(r)$, que dá conta da excitação do estado de um fonon, de momento angular L e projeção M , é :

$$f_L(r) = - \left(\frac{\hbar \omega_L}{2 C_L} \right)^{1/2} R'_0 \frac{dU(r-R_0)}{dr}.$$

Escolhendo-se um formato adequado para $U(r-R_0)$, o de Woods-Saxon por exemplo, fica possível calcular-se as integrais radiais (2), de tal forma que a amplitude de transição $T_M^{DW}(\vec{k}_f, \vec{k}_i)$ dada em (1) pode ser determinada para o L desejado. Finalmente no cálculo da secção de choque (3) fatora-se, da somatória incoerente sobre os M 's, o termo $(2L+1) \cdot \frac{\hbar \omega_L}{2 C_L} R_0'^2$, ou seja $\beta_{mL}^2 R_0'^2$, onde β_{mL}^2 é

o quadrado do *parâmetro de deformação de massa* definido por :

$$\beta_{mL}^2 = \langle 0 | \sum_M | (R_0/R'_0) \alpha_{LM} |^2 | 0 \rangle, \quad \text{e que representa o}$$

desvio quadrático médio da esfericidade, para o núcleo alvo, no estado fundamental, devido a oscilações de ponto zero do oscilador L correspondente. O produto $\beta_{mL} R'_0$ é conhecido por *comprimento de deformação* δ_L e é também igual a $\beta_L R_0$, expressão que define o usualmente denominado *parâmetro de deformação* β_L , que inclui o projétil.

Para estados rotacionais em núcleos axialmente simétricos, a DWBA em primeira ordem resulta em expressões formalmente idênticas, sendo $\beta_{mL} = (R_0/R'_0) \alpha_{L0}$ interpretado como o parâmetro que descreve a deformação estática de ordem L.

3.2.4. O Modelo Coletivo na excitação coulombiana.

A simplificação teórica, que advém do conhecimento analítico da interação elétrica entre duas cargas, permite que se parta de uma descrição microscópica da energia potencial de interação entre projétil de carga Z_a e o núcleo alvo de carga Z_A ,

$$U_c = \sum_{i=1}^{Z_A} \sum_{j=1}^{Z_a} \left(\frac{e^2}{r_{ij}} \right) = \sum_{LM} U_{c,LM}(r, \xi) \left[i^L Y_L^M(\hat{r}) \right]^*,$$

onde se efetuou a expansão em multipolos usual.

Supondo o projétil esférico, não sujeito a excitações e a interpenetração das distribuições de carga entre alvo e

projétil, os coeficientes da expansão se resumem a:

$$U_{C,LM}(r, \xi_f) = i^L \left(\frac{4\pi Z_a e}{2L+1} \right) Q_{pLM}(\xi_f) \left(1/r^{L+1} \right), \quad \text{onde}$$

$$Q_{pLM}(\xi_f) = e \sum_{p=1}^Z r_p^L Y_L^M(\hat{r}_p) \quad \text{é o momento de multipolo}$$

elétrico de ordem L, M do núcleo residual e $\vec{r}_p$, o vetor posição de cada próton em relação ao centro de massa do núcleo.

A descrição do momento Q_{pLM} é usualmente feita, numa visão macroscópica, em termos da densidade de carga $\rho_p(\vec{r}_p)$, função contínua de $\vec{r}_p$:

$$Q_{pLM}(\xi_f) = \int_A \rho_p(\vec{r}_p) r_p^L Y_L^M(\hat{r}_p) d\vec{r}_p.$$

Supondo a distribuição de cargas do núcleo não esférica, e com o intuito de destacar os efeitos dos desvios da esfericidade, escreve-se a densidade de carga como função da distância de cada ponto à superfície do núcleo, caracterizada por $R_p(\theta, \phi)$, como $\rho_p[r_p - R_p(\theta, \phi)]$. A expansão de ρ_p até primeira ordem, é feita ao redor do raio R_{op} , característico da distribuição esférica, sobre a qual se considera a pequena deformação:

$$\rho_p[r_p - R_p(\theta, \phi)] \cong \rho_p(r_p - R_{op}) - R_{op} \frac{d\rho_p(r_p - R_{op})}{dr_p} \left[\sum_{LM} \alpha_{pLM} Y_L^M(\theta, \phi)^* \right].$$

A expressão de $Q_{pLM}(\xi_f)$ é, portanto, escrita como a soma de dois termos, onde o termo que envolve a não esfericidade, responsável pela excitação coulombiana, aqui indicado por $Q_{pLM}^{(1)}(\xi_f)$ é:

$$Q_{pLM}^{(1)}(\xi_f) = -i^{-L} \alpha_{pLM} R_{Op} \int_0^{\infty} \frac{d\rho_p(r_p - R_{Op})}{dr_p} r_p^{L+2} dr_p, \quad \text{onde}$$

pode-se estender a integral, formalmente, até o infinito.

A partir de $Q_{pLM}^{(1)}(\xi_f)$, calcula-se o coeficiente, $U_{c,LM}(r, \xi_f)$, também associado à não esfericidade, chegando-se desta maneira ao fator de forma para a excitação coulombiana. Este, no caso em que se considera a distribuição esférica de cargas com corte abrupto em R_{Op} , é nulo para $r < R_{Op}$, e para $r > R_{Op}$ fica expresso por:

$$f_L^c(r) = \alpha_{pLM} \left(\frac{3Z_a Z_A e^2}{2L+1} \right) \cdot \frac{R_{Op}^L}{r^{L+1}} \quad \text{ou ainda,}$$

$$f_L^c(r) = x \alpha_{mLM} \left(\frac{3Z_a Z_A e^2}{2L+1} \right) \cdot \frac{R_{Op}^L}{r^{L+1}}, \quad \text{onde}$$

x é o fator que relaciona a deformação de carga elétrica com a deformação de massa. A constante R_{Op} é mais comumente escrita como R_{Oc} .

A probabilidade reduzida de transição $B(EL)$ para excitação do multipolo elétrico L , a partir do estado fundamental é expressa por :

$$B(EL)\uparrow = \sum_M |\langle LM | Q_{pLM} | 00 \rangle|^2.$$

Dentro do modelo adotado, para uma distribuição basicamente esférica de cargas no estado fundamental, com corte abrupto em R_{oc} , pode-se escrever:

$$B(EL)\uparrow = \left| \frac{3}{4\pi} Z_A \beta_{CL} R_{oc}^L \right|^2 e^2, \quad \text{onde } \beta_{CL} \text{ é o}$$

parâmetro de deformação de cargas que, na presente descrição é proporcional ao parâmetro de deformação de massa β_{mL} e a β_L . Isto é: $\beta_{CL} = x \beta_{mL} = \text{couex } \beta_L$, expressão que define o fator couex.

Note-se que, incluir a excitação coulombiana no modelo coletivo, corresponde a acrescentar ao fator de forma nuclear, um termo coerente que representa a possibilidade de excitar o mesmo estado, por meios eletromagnéticos, sensível à deformação de carga, isto é:

$$f_L(r) = f_L^N(r) + f_L^C(r).$$

No cálculo da secção de choque (3), com esse fator de forma, o quadrado do parâmetro de deformação, β_L^2 , novamente é fatorado.

3.3. Informações Espectroscópicas.

A análise dos dados experimentais seguiu a metodologia exposta na secção 3.2, dentro de uma preocupação constante com a definição de um intervalo de confiança associado às informações espectroscópicas extraídas. A literatura especializada é omissa sobre vários aspectos que serão analisados criticamente a seguir e, na verdade, não é raro encontrarem-se em publicações experimentais, inconsistências que prejudicam os resultados finais.

Inicialmente, para encaminhar a discussão, será abordada a prática da utilização do modelo óptico na análise do espalhamento elástico e sua influência na análise do espalhamento inelástico.

É usual considerar-se para o potencial $U(r)$ um formato de Woods-Saxon, consistindo de uma parte nuclear - real (V), e de uma parte imaginária, podendo esta ser tanto de volume, (W_v), como de superfície, (W_d), ou ambas, e de um potencial coulombiano de uma esfera uniformemente carregada, U_c :

$$U(r) = -V.f(r,r_0,a_0) - iW_v f(r,r_v,a_v) - iW_d [df(r,r_d,a_d)/dr],$$

$$\text{e } U_c(r) = KZ_A Z_a e^2 / r \text{ para } r > R_c, \text{ e } KZ_A Z_a e^2 r^2 / R_c \text{ para } r < R_c,$$

onde $R_c = r_c A^{1/3}$; $f(r,r_j,a_j)$ é a expressão usual de Woods-Saxon :

$$f(r, r_j, a_j) = \left\{ 1 + \exp \left[(r - R_j) / a_j \right] \right\}^{-1}, \quad \text{com } R_j = r_j A^{1/3}$$

em que j representa p , v ou d .

No caso dos potenciais ópticos utilizados na análise de dados colhidos com íons leves (até ^4He), o parâmetro r_j engloba implicitamente o tamanho do projétil.

Conforme exposto na descrição do método, a adequada parametrização do potencial óptico é essencial na análise do espalhamento inelástico por dois motivos: define as ondas incidente e espalhada e também determina o fator de forma coletivo. É profundamente descaracterizador do método, proceder a reajustes "ad-hoc" de parâmetros ópticos sem uma ampla base de dados, sob pena de invalidar as informações espectroscópicas extraídas.

O espalhamento elástico de dêuterons foi analisado no trabalho pioneiro de Perey e Perey (Pe 63), e outros posteriores (Pe 74, Pe 76) que estabeleceram parâmetros ópticos, a partir de dados experimentais, em uma extensa região de massas e a energias incidentes entre 11,8 MeV e 27 MeV. Em particular, foram incluídos dados entre níquel e ouro, e entre titânio e chumbo, às energias de 13,5 e 15,0 MeV respectivamente, cobrindo bem a região de interesse deste estudo. Posteriormente, Daehnick, Childs e Vrcelj, (Da 80) ampliaram a análise até 90 MeV, excluindo, no entanto, os dados de 13,5 a 15,0 MeV. Um trabalho anterior de Childs à 17 MeV (Ch 74), é, na região de massas de nosso interesse, a única novidade incorporada por estes autores.

Os dois estudos realizados, (Pe 74 , Da 80) recomendam famílias de parâmetros coerentes com informações de cálculos de convolução (folding) adiabáticos (Ke 73), que consideram a interação do dêuteron com um núcleo como superposição daquelas do próton e do nêutron constituintes, tomada a média sobre o movimento interno. Estas famílias foram extensivamente utilizadas na análise de reações induzidas por dêuteron, tanto de transferência de poucos nucleons quanto em espalhamento inelástico, e são consideradas bem estabelecidas.

Existe ainda um estudo global com dêuteron polarizados a baixas energias incidentes, 9 MeV a 13 MeV, realizado por Lohr e Haeberli (Lo 74) entre alumínio e estanho que, entretanto, fixou o parâmetro de geometria no valor $r_0 = 1,05$ fm, bem abaixo daquele recomendado por cálculos de convolução, sendo, conseqüentemente pouco aplicado.

Enquanto os parâmetros ópticos globais para dêuteron podem ser considerados conhecidos para $A \geq 30$ e entre 12 MeV e 100 MeV aproximadamente (Bo 88), a mesma afirmação não se aplica aos parâmetros ópticos relacionados às partículas alfa. De fato apenas um estudo global, realizado por England et al (En 82), cobrindo a região restrita de $A = 50$ até $A = 90$ e unicamente à energia incidente de 25 MeV, é relatado na literatura. As ambiguidades, dos tipos discreto e contínuo existentes na determinação de parâmetros ópticos (Sa 83), tornam-se mais evidentes para projéteis com maior número de massa. São poucos também os estudos de convolução a partir da interação nucleon-nucleon (em geral

realizados para energias incidentes bastante superiores (Ko 82). Assim a escolha da família recomendada por England, entre as várias que se ajustam aos dados, teve que ser feita por extrapolação dos resultados obtidos por outros autores a energias superiores. Entende-se hoje, (Sa 83), que as ambiguidades mencionadas são características intrínsecas das análises por modelo óptico quando restritas a dados em baixa e média energias incidentes. Efetivamente, elas só podem ser resolvidas se incluídos dados em que a energia cinética por nucleon do projétil for suficiente para garantir que em média, as colisões destes com nucleons do alvo resultem em partículas espalhadas, e de recuo com energias acima das energias de ligação. As consequências da existência de ambiguidades serão melhor explicitadas no próximo capítulo deste trabalho.

A metodologia de análise do espalhamento inelástico, conforme exposto na secção 3.2.4, mostra que é possível determinar de forma unívoca e absoluta tanto $B(EL)$ quanto δ_L , por comparação das secções de choque experimentais com aquelas previstas na DWBA, desde que o mínimo da interferência nuclear-coulombiana esteja bem caracterizado e se disponha também de dados suficientes em regiões de ângulos ou de energias incidentes maiores. De fato, a combinação de parâmetros que pode ser fatorada em associação ao fator de forma coulombiano $f_L^C(r)$ é:

$$\left(\text{couex}^2 \beta_L^2 R_c^{2L} \right)^{1/2}, \text{ expressão esta proporcional ao}$$

$[B(EL)]^{1/2}$; junto ao fator de forma nuclear, fatora-se o produto

$\left(\beta_L^2 R_0^2\right)^{1/2} = \left(\delta_L^2\right)^{1/2}$, característico da deformação de massa do núcleo, onde R_0 é determinado pela geometria da parte real do potencial óptico em questão.

A extração do parâmetro de deformação de carga, $\beta_{CL} = \text{couex.} \beta_L$, requer informações adicionais sobre o raio associado à esfera de corte abrupto, R_c , que representa, em média, a distribuição de carga do núcleo. A relação entre este raio, R_c (raio equivalente), e aquele correspondente ao ponto de meia densidade na distribuição de Woods-Saxon, R_{WC} , de difusividade a_{WC} , com mesmo raio quadrático médio é:

$$R_c^2 = \frac{R_{WC}^2}{1+k^2} \left(1 + \frac{10}{3}k^2 + \frac{7}{3}k^4\right), \quad \text{com } k = \frac{\pi a_{WC}}{R_{WC}}.$$

Um exame de resultados experimentais sobre a distribuição da carga nuclear, parametrizada no formato de Woods-Saxon obtida através de estudos de espalhamento inelástico de elétrons e análise de átomos muônicos, catalogados por Elton (El 61), por Barrett e Jackson (Ba 79) e por De Vries (Vr 87) indica o valor 1,22 fm para r_c , associado ao raio equivalente, $R_c = r_c A^{1/3}$.

O parâmetro de deformação de massa é obtido a partir do comprimento de deformação experimental $\delta_L = \beta_{mL} R'_0$, com $R'_0 = r'_0 A^{1/3}$. Chung e Myers (Ch 90) indicam para a distribuição da massa nuclear difusa o valor 1,13 fm para r'_0 . O raio da esfera de corte abrupto, igual ao raio médio da distribuição de Woods-Saxon caracterizada pelos parâmetros $r'_0 = 1,13$ fm e $a'_0 = 0,52$ fm (valores usuais na

região de massas em questão) é $1,16A^{1/3}(\text{fm})$, segundo parametrização de Owen e Satchler (Ow 64). Assim, o parâmetro de deformação de massa, a ser comparado com o parâmetro de deformação de carga, é o fator de escala obtido com esse raio, a partir do comprimento de deformação experimental.

Os cálculos das secções de choque das previsões teóricas foram feitos com o programa DWUCK (Ku 74) quer na análise do espalhamento inelástico de dêuterons, quer na de alfas, com a preocupação de incluir número suficiente de ondas parciais para o adequado tratamento da interação coulombiana, de longo alcance. Para simular a não localidade dos potenciais ópticos, o programa incorpora uma correção (Mu 67) que multiplica a função de onda, obtida com os potenciais locais, pelo fator:

$$W(r) = \left[1 - \frac{\mu \beta^2}{2 \hbar} V(r) \right]^{-1/2} \quad \text{onde } \mu \text{ é a massa}$$

reduzida do sistema, e o parâmetro β é 0,54 para dêuterons e 0,2 para alfas.

3.3.1 As informações obtidas com dêuterons.

Como já amplamente discutido, para obtenção de informações espectroscópicas confiáveis é recomendada a utilização de conjuntos de parâmetros ópticos, que descrevam medianamente, na região de massas e energias em enfoque, as funções de onda do espalhamento elástico. Conjuntos baseados em sistemáticas amplas, podem chegar a prescrições globais não tão adequadas, no entanto, nas porções limítrofes da sua região de validade (em massa e energia). A discussão a seguir procura ilustrar justamente este tema, na comparação entre previsões das sistemáticas devidas ao grupo de Daehnick (Da 80, Ch 74). As figuras 3.13 e 3.14 apresentam, respectivamente, as distribuições angulares do espalhamento elástico e inelástico (estado 2_1^+), previstas para dêuterons de 17 MeV, sobre ^{102}Ru , na prescrição destes dois trabalhos (Cj.II - Da 80, e Cj.III - Ch 74), em comparação, também àquele, básico em baixa energia, de Perey e Perey (Pe 76), indicado por Cj.I. A energia de 17 MeV foi escolhida para essa comparação, uma vez que o trabalho de Childs et al (Ch 74) é específico à esta energia, que por outro lado é limítrofe para a análise global de Daehnick et al (Da 80). Note-se que as previsões para o espalhamento inelástico foram normalizadas entre si, no primeiro pico, pelos fatores indicados entre parênteses, junto à identificação do conjunto. Ressalte-se que há necessidade de uma normalização relativa de quase +20% na comparação entre os

Fig. 3.13 - Distribuições angulares do espalhamento elástico de dêuterons por ^{102}Ru , expressas em relação às secções de choque de Rutherford, calculadas utilizando o modelo óptico, e os diversos conjuntos de parâmetros ópticos indicados.

Fig. 3.14 - Distribuições angulares do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , calculadas pela DWBA, utilizando os conjuntos de parâmetros ópticos indicados, e normalizadas ao primeiro pico obtido para o Cj.I.

resultados das análises, restrita (Cj.III) e ampla (Cj.II), realizadas pelo mesmo grupo (Childs e Daehnick).

Conforme seria de se esperar, as três previsões concordam, no andamento geral, para ambos espalhamentos. Nota-se, entretanto, que existe uma concordância mais próxima quanto à forma, no espalhamento inelástico, entre as previsões de Child, (Cj.III) e Perey, (Cj.I), do que entre estas e as do estudo amplo do próprio grupo de Daehnick, (Cj.II). Em especial, para ângulos $\leq 60^\circ$, as previsões relativas dos dois conjuntos de baixa energia (I e III), diferem, no máximo 5%. O exame das figuras 3.13 e 3.14 mostra, por outro lado, que nesta mesma região angular, os resultados obtidos com o Cj. II estão, para o espalhamento elástico, parcialmente fora de fase, e para o espalhamento inelástico, indicam diferenças apreciáveis, especialmente no importante mínimo de interferência nuclear-coulombiana, em torno de 14° .

As figuras 3.15 e 3.16, na sequência da apresentação, referem-se às previsões das sistemáticas de Perey e Perey (Cj.I), já abordadas, e às de Lohr e Haeberli (Lo 74), específicas a energias mais baixas (Cj.IV). Nesse caso a comparação é feita à energia de dêuterons de 13,2 MeV, correspondente aos dados deste trabalho. A estrutura geral é também semelhante, e segue as expectativas de alargamento do padrão, em função do abaixamento da energia incidente. Percebe-se, no entanto, que o Cj.IV prevê, de modo geral, maior estruturação, sendo mais raso porém, o mínimo de interferência. Esta característica pode ser decorrência do baixo

Fig. 3.15 - Distribuições angulares do espalhamento elástico de dêuterons por ^{102}Ru , expressas em relação às secções de choque de Rutherford, calculadas utilizando o modelo óptico, e os diversos conjuntos de parâmetros ópticos indicados.

Fig. 3.16 - Distribuições angulares do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , calculadas pela DWBA, utilizando os conjuntos de parâmetros ópticos indicados, e normalizadas ao primeiro pico obtido para o Cj.I.

valor tomado para o parâmetro r_0 no Cj.IV, em desacordo com cálculos de convolução, conforme já referido anteriormente.

As argumentações até aqui desenvolvidas, levando em conta a base de dados que deu origem aos conjuntos globais de parâmetros ópticos focalizados, apontaram a escolha do Cj.I de Perey e Perey (Pe 76), que melhor cobre o intervalo de massas e energias do presente trabalho, para a análise dos dados experimentais.

A tabela 3.1 particulariza as prescrições dos conjuntos I a IV para o ^{102}Ru , nas duas energias de incidência mencionadas.

Tab. 3.1 - Conjuntos de parâmetros ópticos utilizados na descrição do espalhamento de dêuterons por ^{102}Ru .

conj.	E(MeV)	V(MeV)	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	$W_D(\text{MeV})$	$r_D(\text{fm})$	$a_D(\text{fm})$	$r_C(\text{fm})$	ref.
I	13,2	96,9	1,15	0,81	18	1,34	0,68	$1,30^a$	Pe76
I	17,0	96,1	1,15	0,81	19	1,34	0,68	$1,30^a$	Pe76
II	17,0	92,4	1,17	0,738	12,6	1,325	0,86	1,30	Da80
III	17,0	102,5	1,10	0,82	15,9	1,28	0,77	1,30	Ch74
IV	13,2	112	1,05	0,86	10,0	1,43	0,78	1,30	Lo74

(a) O valor indicado por Pe76 é $r_C=1,15\text{fm}$.

Percebe-se, pela comparação dos parâmetros do Cj.I em 17 MeV e 13,2 MeV que a dependência em energia se restringe às profundidades dos poços real e imaginário, sendo, em particular no primeiro, bastante fraca. De fato, são previstas para dêuterons, tanto por Perey (Pe 76), quanto por Daehnick (Da 80), diminuições em V da ordem de 0,2 MeV, por MeV de acréscimo na energia incidente, enquanto Lohr e Haeberli (Lo 74) não conseguiram definir qualquer dependência com a energia, no intervalo pesquisado.

Nesta tabela, assim como em todos os cálculos efetuados neste trabalho, foram omitidos os termos correspondentes à interação spin-órbita definidos por (Da 80, Ch 74 e Lo 74). Realmente, comparações feitas com base nas recomendações de (Ch 74) para os parâmetros de spin órbita, mostram, em 17 MeV, conforme figura 3.17, resultados indistinguíveis frente à precisão experimental.

Nas comparações até agora efetuadas entre as previsões calculadas a partir dos quatro conjuntos de parâmetros, adotou-se o valor $r_c = 1,30$ fm, assim como o valor 1,00 para o fator $couex$ para possibilitar confronto coerente no espalhamento inelástico. Valores entre 1,15 fm e 1,30 fm tem sido adotados para o raio coulombiano reduzido r_c , sem maiores restrições, quando se analisam apenas resultados do espalhamento elástico, por serem as previsões para este, pouco sensíveis a variações do raio coulombiano, no intervalo mencionado. A figura 3.18, de fato mostra que o valor de r_c , no intervalo entre 1,30 fm e 1,15 fm, em

Fig. 3.17 - Influência da interação spin-órbita na distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . Os cálculos foram feitos pela DWBA, utilizando o Cj.III de parâmetros ópticos.

Fig. 3.18 - Influência do raio coulombiano reduzido r_c na distribuição angular do espalhamento elástico de dêuterons por ^{102}Ru , calculada utilizando o modelo óptico, e o Cj.I de parâmetros.

quase nada afeta a previsão do espalhamento elástico, já que, conforme será discutido, o projétil não penetra na região de cargas do núcleo alvo. A figura 3.19 evidencia que, como seria esperado a partir da variação correspondente de $B(E2)$, o valor de r_c influi, tanto na forma, sobretudo na região do mínimo de interferência nuclear-coulombiana (em torno de $\theta_{cm} = 19^\circ$), quanto no fator de normalização, no caso do espalhamento inelástico. A escolha criteriosa do valor 1,22 fm, mencionada na introdução desta secção, é pois fundamental na correta determinação do parâmetro de deformação da carga do núcleo; outro valor para r_c poderia também conduzir a um bom ajuste, desde que se variasse o fator couex, uma vez que o fator de forma coulombiano é proporcional a

$$\left[(\text{couex})^2 R_c^{2L} \beta_L^2 \right]^{1/2}.$$

Esta ambiguidade pode ser observada na figura 3.20 onde não foram feitas normalizações. Uma outra faceta dessa ambiguidade pode ser apreciada na figura 3.21, que apresenta variações em couex, complementares àquelas realizadas em r_c , na figura 3.19. Percebe-se que essas duas figuras são muito semelhantes.

A figura 3.22 traz, sem normalizações, as previsões para o espalhamento inelástico de dêuterons excitando o estado 2_1^+ do ^{102}Ru , quando são considerados fatores couex bastante diferentes. Nota-se que as secções de choque aumentam sistematicamente para couex maiores, mas que há também uma variação da envoltória dos picos das oscilações que se torna mais íngreme. O mínimo de interferência nuclear-coulombiana, por outro lado, na situação de

Fig. 3.19 - Influência do raio coulombiano reduzido r_c na distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , calculadas pela DWBA, utilizando o Cj.I de parâmetros ópticos. As curvas foram normalizadas àquela obtida para $r_c=1,22 \text{ fm}$, no primeiro pico.

Fig. 3.20 - Ambiguidade verificada nas distribuições angulares do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do estado 2_1^+ , devida aos parâmetros r_c e couex. Os cálculos foram feitos pela DWBA utilizando o Cj.I de parâmetros ópticos.

Fig. 3.21 - Influência do parâmetro couex na distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , calculadas pela DWBA, utilizando o Cj.I de parâmetros ópticos. As curvas foram normalizadas àquela obtida para couex = 1,0, no primeiro pico. Compare com a fig.3.19.

Fig. 3.22 - Andamento da distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , para amplas variações de couex. Os cálculos foram feitos pela DWBA, utilizando o Cj.I de parâmetros ópticos.

energia de excitação correspondente ao ^{102}Ru , é mais profundo para valores de couex próximos a 1,0, sendo mais raso tanto para couex baixos, quanto altos. As características acima discutidas permitem uma seleção dos valores de couex que melhor ajustem os dados conforme verificado na figura 3.23. Nota-se que, não apenas o mínimo de interferência é ajustado de maneira diferente por couex igual a 0,7 e a 1,2, mas também que o andamento geral das previsões, em especial no segundo e terceiros picos, claramente seleciona este último valor. O mesmo pode-se dizer para couex=1,70.

A sensibilidade do método pode, finalmente, ser aferida ao examinar-se a figura 3.24, onde foram contrapostos aos dados três curvas com pequenas variações de couex, que levam a diferentes parâmetros de deformação $\beta(d)$ (denominado aqui $\beta^N(d)$); lembrando que $\beta^C = \text{couex} \cdot \beta^N$, percebe-se que a variação percentual deste parâmetro é menor que a dos couex e de que β^N , já que estes apresentam correlação negativa. Os ajustes apresentados na figura 3.24 refletem as incertezas avaliadas para os parâmetros couex e $\beta^N(d)$ a partir da experiência anterior do autor em análises envolvendo previsões obtidas na DWBA. No entanto, neste caso, frente às incertezas percentuais muito diferentes nas secções de choque experimentais, para os vários ângulos, nos vários isótopos, sentiu-se a necessidade do respaldo de uma análise estatística, para melhor fundamentar a atribuição das incertezas a $\beta^N(d)$ e, em especial a β^C . Desta análise foram excluídos os pontos experimentais afetados de incertezas relativas superiores a

Fig. 3.23 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . As curvas são resultados do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA, utilizando o Cj.I de parâmetros ópticos.

Fig. 3.24 - Sensibilidade do ajuste de cálculos DWBA aos dados experimentais, quando se varia o parâmetro couex na distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . Foi utilizado o Cj.I de parâmetros ópticos.

20%, (situação exclusiva do ^{100}Ru) e aqueles distantes do ajuste visual mais de tres barras de incerteza. Foram obtidas curvas de nível de χ^2 em função dos dois parâmetros de ajuste, β^N e couex , que para o ^{102}Ru são apresentadas na figura 3.25. Para todos os isótopos, os valores determinados para os dois parâmetros, no mínimo de χ^2 coincidiu, na prática, com as atribuições anteriores, enquanto as incertezas resultaram, em geral, da ordem de 20% a 30% menores. O critério de atribuição das incertezas seguiu o exposto por Bevington (Be 69), que recomenda o acréscimo de 1 ao χ^2_{min} (correspondendo à inclusão de um grau de liberdade), considerando a proporcionalidade da razão entre o χ^2_{min} obtido, e o número de graus de liberdade. Isto, na prática, delimitou as incertezas dos parâmetros ajustados, tomados entre as curvas de χ^2_{min} e aquelas de χ^2 , 14%, 11% e 11% maiores que χ^2_{min} , para os tres isótopos $^{100,102,104}\text{Ru}$, respectivamente. Na figura 3.25 pode ser observado que as curvas de nível correspondem aproximadamente a elipses cujos eixos principais, definiram novos parâmetros, estes independentes, e cujas amplitudes de variação foram propagadas aos três parâmetros de interesse físico. As figuras 3.26, 3.27 e 3.28 apresentam para os três isótopos os ajustes de mínimo χ^2 e aqueles correspondentes às variações previstas pelas incertezas determinadas. Percebe-se que as incertezas extraídas nesta análise refletem adequadamente a qualidade diferenciada dos dados nos três núcleos em exame, já comentada na secção 3.1.1, resultando em valores crescentes destas, para os isótopos ^{102}Ru , ^{104}Ru e ^{100}Ru .

Os resultados extraídos para os parâmetros de

Curvas de nível para χ^2

Fig. 3.25 - Curvas de nível dos χ^2 referentes ao ajuste aos dados experimentais, de cálculos DWBA, em função dos parâmetros de ajuste, couex e β^N .

Fig. 3.26 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{100}Ru . As curvas são resultado do ajuste aos dados experimentais, de cálculos DWBA, utilizando os parâmetros couex e β^N determinados no mínimo de χ^2 , e considerando suas incertezas.

Fig. 3.27 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{102}Ru . As curvas são resultado do ajuste aos dados experimentais, de cálculos DWBA, utilizando os parâmetros couex e β^N determinados no mínimo de χ^2 , e considerando suas incertezas.

Fig. 3.28 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{104}Ru . As curvas são resultado do ajuste aos dados experimentais, de cálculos DWBA, utilizando os parâmetros couex e β^N determinados no mínimo de χ^2 , e considerando suas incertezas.

deformação, tanto de carga quanto de massa, através deste estudo de espalhamento de dêuterons, serão apresentados e comentados frente aos obtidos no espalhamento de alfas, em confronto com trabalhos de excitação coulombiana, sob forma de tabela no final deste capítulo.

3.3.2. As informações obtidas com partículas alfa.

Diferentemente do que ocorre com dêuterons que têm, como vimos, sistemáticas globais de parâmetros ópticos bem estabelecidas, a literatura registra para partículas alfa, na região de massa e energia pertinente ao nosso estudo, apenas conjuntos de parâmetros ópticos esparsos, específicos a poucos núcleos e determinadas energias. Somente uma sistemática (En 82), é relatada na região de massas $98 > A > 51$, à energia de 25 MeV.

Na tabela 3.2 estão dispostos alguns destes conjuntos de parâmetros, além daquele correspondente à sistemática de England, et al (En 82), referido como Cj.IV. As análises com potencial óptico para reações com alfas têm considerado, em geral, uma forma volumétrica para o potencial imaginário, e este é o caso de todos os conjuntos citados na tabela 3.2. O Cj.I foi obtido por Y.S.Park e colaboradores, (Pa 71), na análise do espalhamento de alfas de 20 MeV em ítrio; o Cj.II, por E.J.Martens e colaboradores, (Ma 68), através do ajuste de dados de espalhamento elástico de alfas

de 31 MeV, por ^{90}Zr e ^{92}Mo ; o Cj.III, por M. Wit et al. (Wi 75), a energias de 18 MeV a 25 MeV, em ítrio e zircônio; o Cj.V, por D. Rychel e colaboradores, (Ry 87) através de espalhamento de alfas a 35,4 MeV por $^{90,92,94,96}\text{Zr}$, e o Cj.VI, por Matsuda e colaboradores, (Ma 72), no estudo de espalhamento de alfas de 30,9 MeV por ^{100}Mo .

A figura 3.29 apresenta as distribuições angulares das razões das secções de choque medidas para o espalhamento elástico

Tab. 3.2 - Conjuntos de parâmetros ópticos utilizados na descrição do espalhamento de partículas alfas por núcleos de massa próxima a $A=100$.

conj.	V(MeV)	$r_0(\text{fm})$	$a_0(\text{fm})$	W(MeV)	$r_V(\text{fm})$	$a_V(\text{fm})$	$r_C(\text{fm})$	ref.
I	177,2	1,44	0,514	19,84	1,460	0,445	1,40	Pa 71
II	42,8	1,58	0,574	10,40	1,580	0,574	1,20	Ma 68
III	230,5	1,26	0,554	23,50	1,260	0,554	1,26	Wi 75
IV	(a)	(b)	(c)	(d)	1,670	0,280	1,30	En 82
V	132,4	1,41	0,589	21,65	1,412	0,589	1,40	Ry 87
VI	186,9	1,40	0,562	26,90	1,396	0,562	1,30	Ma 72

(a) $V = 204 - 1,105A$

(b) $r_0 = 1,48 + 0,00074A$

(c) $a_0 = 0,618 - 0,0012A$

(d) $W = 44,3 - 0,32A$

Fig. 3.29 - Distribuições angulares do espalhamento elástico de alfas por ^{100}Ru , expressas em relação às secções de choque de Rutherford, calculadas utilizando o modelo óptico, e os diversos conjuntos de parâmetros ópticos indicados.

de alfas, à energia de 22 MeV de incidência, em relação às de Rutherford, em confronto com as calculadas pelo programa DWUCK (Ku 74), com os seis conjuntos de parâmetros ópticos da tabela 3.2. O raio coulombiano reduzido, r_c foi alterado para 1,30 fm, em todos os casos, à semelhança da análise com dêuterons, para propiciar comparações coerentes. De modo geral todos os conjuntos, à exceção do Cj.III, descrevem a tendência dos dados experimentais, sem conseguir, no entanto, reproduzir detalhes das oscilações. Destacam-se apenas as previsões do Cj.III, que superestimam a razão σ/σ_R em praticamente todo o intervalo angular estudado. Seus parâmetros são provenientes de ajuste de dados em que se preocupou essencialmente com a região de ângulos traseiros superiores a $\approx 140^\circ$, inexistindo, naquele estudo, informações experimentais para ângulos inferiores a $\approx 50^\circ$. Resultaram assim, ajustes pobres em ângulos intermediários, conforme pode ser apreciado na figura 3.29, e com isto, parâmetros geométricos sensivelmente diferentes da sistemática da região (tab.3.2.).

No presente trabalho optou-se por utilizar os parâmetros do Cj.IV por se tratar do único global. Entretanto, pode ser observado na figura 3.29 que este conjunto dá origem, acima de 50° , a uma tendência decrescente da secção de choque, menos pronunciada do que a devida, em média, aos outros conjuntos, em desacordo com os dados experimentais. Parece que a extrapolação da difusividade, para $A > 93$, na prescrição global, dá origem a valores demasiadamente pequenos ($a_0 = 0,500 \text{ fm}$). Pequenas variações no parâmetro de difusividade, a_0 , afetam a inclinação das curvas

calculadas como mostrado na figura 3.30. Como será visto na sequência, o valor de a_0 que produz descrições adequadas, quer das distribuições angulares dos espalhamentos elástico e inelástico, quer das funções de excitação elásticas e inelásticas, de todos três isótopos estudados é, $a_0 = 0,515$ fm, que é, também o valor do melhor ajuste citado por England et al (En 82), para o ^{93}Nb . Nas análises que se seguem, este valor foi utilizado, assim como 1,22 fm para r_c , como discutido anteriormente, a menos que explicitamente indicado.

Os seis conjuntos citados na tabela 3.2 foram, conforme já mencionado, determinados no ajuste de dados de espalhamento elástico, obtidos entre 18 MeV e 35 MeV de energia incidente. O fato de reproduzirem as feições essenciais do espalhamento elástico quando aplicados à energia de 22 MeV, e para outros núcleos da região, demonstra a generalidade dos conceitos envolvidos na descrição por modelo óptico, em concordância com a realidade experimental. Assim, foi demonstrado para outros projéteis (prótons e dêuterons) que, em parametrizações globais, os parâmetros geométricos, especialmente os associados à parte real, podem ser mantidos praticamente constantes e que a dependência com a energia incidente pode ser reduzida àquelas das profundidades dos poços real e imaginário (Pe 76, Da 80). O trabalho teórico de T. Fliessbach (Fl 79) preocupou-se com a dependência da profundidade do potencial real, com a energia incidente das alfas (E), e indica para a região de $A \approx 90$, uma tendência crescente até ≈ 50 MeV, ocorrendo, para energias maiores

Fig. 3.30 - Influência da difusividade a_0 do potencial real na distribuição angular do espalhamento elástico de alfas por ^{100}Ru , calculada utilizando o modelo óptico, e o Cj.IV de parâmetros.

o decréscimo usual previsto por cálculos simples de convolução. O comportamento de $V(E)$ para a faixa de energias do presente trabalho é praticamente linear e sofre uma variação de apenas +0,1% por MeV, atribuída por Fliessbach à uma predominância do efeito do princípio de Pauli, nessa região de energia.

Pelos motivos acima mencionados, optou-se então por não se incluir correções nos parâmetros do Cj.IV, devidas a variações da energia, em todos os ajustes efetuados na análise dos dados do presente trabalho. É interessante notar que, pelos cálculos de Fliessbach, também é esperada uma fraca dependência da profundidade do poço real com o número de massa A , na região de massas de interesse. Isto explica, grosso modo, a adequação dos conjuntos empíricos I a VI referentes a ajustes entre $A=89$ e $A=100$, conforme salientado nos comentários à figura 3.29.

Na descrição da distribuição angular do espalhamento inelástico, de novo, as previsões com os vários conjuntos de parâmetros ópticos fornecem curvas que, de forma geral, reproduzem a tendência das secções de choque experimentais (fig. 3.31). O Cj.III repete sua discordância dos demais, em particular do Cj.IV como se observa na figura 3.32, apresentando amplas defasagens até a região de aproximadamente 70° . É de se notar, em particular, a grande discrepância na região do mínimo de interferência, fruto provavelmente, do baixo valor de seu parâmetro radial r_0 . Os demais conjuntos, como se vê nas figuras 3.33 e 3.34 propiciam descrições bem mais próximas às do Cj.IV. A figura 3.35 destaca a influência da difusividade a_0 , agora no espalhamento inelástico.

Fig. 3.31 - Distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . As curvas são resultados do ajuste aos dados experimentais de cálculos DWBA, utilizando os diversos conjuntos de parâmetros ópticos indicados.

Fig. 3.32 - Comparação entre as distribuições angulares do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . calculadas pela DWBA, utilizando os conjuntos de parâmetros ópticos indicados.

Fig. 3.33 - Comparação entre as distribuições angulares do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . calculadas pela DWBA, utilizando os conjuntos de parâmetros ópticos indicados.

Fig. 3.34 - Comparação entre as distribuições angulares do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . calculadas pela DWBA, utilizando os conjuntos de parâmetros ópticos indicados.

Fig. 3.35 - Influência da difusividade a_0 do potencial real na distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , calculada utilizando o modelo óptico, e o Cj.IV de parâmetros.

Aqui, mais ainda que nos dêuterons a influência da escolha do raio r_c é notável não somente na região da interferência nuclear-coulombiana, como em ângulos mais traseiros. A figura 3.36 evidencia esta afirmação; nela, as curvas foram normalizadas, no segundo máximo, àquela correspondente ao valor de $r_c=1,22$ fm. A ambiguidade, resultante do produto constante, $(\text{couex}) \times r_c^2$, relatada para os dêuterons, como não poderia deixar de ser, aqui também se verifica (fig.3.37). Na figura seguinte (fig.3.38), constata-se que o comportamento geral das previsões, quando se varia couex em grandes passos, é muito semelhante ao que ocorre no espalhamento inelástico de dêuterons. Observe-se, no entanto que a escala vertical, na distribuição angular de alfas, corresponde a mais de duas décadas, consequência da maior variação da secção de choque no intervalo de ângulos de espalhamento considerado. O padrão angular básico de difração é, neste caso, mais comprimido, resultante do menor comprimento de onda associado às alfas. O mínimo da interferência nuclear-coulombiana tem andamento, em função de couex, semelhante ao verificado para os dêuterons, porém mais pronunciado. Para couex muito pequeno, predomina a parte nuclear, dando origem a figura de difração bem caracterizada; com couex grande, a predominância da interação coulombiana, conforme esperado, alisa o padrão de difração e aumenta sua declividade. A figura 3.39 indica que os dados da distribuição angular são capazes de discriminar contra valores pequenos de couex, apesar da falta de medidas ao redor do mínimo de interferência. Ali foram feitas variações de $\pm 0,50$ ao redor do valor de $\text{couex}=1,30$. A

Fig. 3.36 - Influência do raio coulombiano reduzido r_c na distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , calculadas pela DWBA, utilizando o Cj.IV de parâmetros ópticos. As curvas foram normalizadas àquela obtida para $r_c = 1,22 \text{ fm}$, no segundo pico.

Fig. 3.37 - Ambiguidade verificada nas distribuições angulares do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do estado 2_1^+ , devida aos parâmetros r_c e couex. Os cálculos foram feitos pela DWBA utilizando o Cj.IV de parâmetros ópticos.

$$E_{\text{INC}} = 22 \text{ MeV}$$

Fig. 3.38 - Influência do parâmetro couex na distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , calculadas pela DWBA, utilizando o Cj.IV de parâmetros ópticos. Destaque-se o andamento do mínimo de interferência, discreto para couex=0,2, ampliando-se para couex=0,6, reduzindo-se em seguida.

Fig. 3.39 - Influência do parâmetro couex na distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ , calculadas pela DWBA, utilizando o Cj.IV de parâmetros ópticos. Destaque-se a capacidade dos dados de discriminar contra valores pequenos de couex.

discriminação contra valores maiores, no entanto, é marginal. Na figura 3.40, finalmente é apresentado o ajuste selecionado para os dados da distribuição angular, partindo de valores de $B(E2)$ da literatura (Hi 84) que leva aos valores $\text{couex}=1,35$ e $\beta^2=0,0240$. Estão mostradas também as previsões correspondentes a um intervalo simétrico ao redor deste valor de couex , além da curva referente a $\text{couex}=1,70$. Definido o valor de $\text{couex}=1,35$, a figura 3.41 mostra a variação do fator de normalização aceita pelos dados.

Conforme mencionado no início deste capítulo, a análise comparativa dos três isótopos de rutênio por intermédio de partículas alfa, foi realizada através de medidas de funções de excitação. O método utilizado é aqui ilustrado, tomando o isótopo ^{100}Ru como exemplo. A figura 3.42 mostra a função de excitação do espalhamento elástico, e o respectivo ajuste a partir do Cj.IV de parâmetros ópticos, com pequenas variações da difusividade do potencial real. Nota-se que o valor $a_0=0,510$ fm seria selecionado por estes dados, se tomados de forma independente; já nos casos dos isótopos $^{102,104}\text{Ru}$, os valores $a_0=0,515$ fm e $a_0=0,517$ fm, respectivamente, seriam preferidos pelos ajustes. Conforme salientado anteriormente, optou-se por adotar o valor $a_0=0,515$ fm para todos, que concilia as descrições, tanto das distribuições angulares, quanto das funções de excitação elástica e inelástica.

A figura 3.43 evidencia a seleção de $B(E2)$ que se processa a partir dos dados de baixa energia nas funções de excitação do espalhamento inelástico. De fato, as três previsões teóricas correspondentes a grandes variações de couex , necessitam

Fig. 3.40 - Sensibilidade do ajuste de cálculos DWBA aos dados experimentais, quando se varia o parâmetro couex na distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ . Os pontos são experimentais.

Fig. 3.41 - Sensibilidade do ajuste de cálculos DWBA aos dados experimentais, mantido fixo o parâmetro couex na distribuição angular do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ .

Fig. 3.42 - Influência da difusividade a_0 do potencial real na função de excitação do espalhamento elástico de alfas por ^{100}Ru , calculada utilizando o modelo óptico, e o Cj.IV de parâmetros. Os pontos são experimentais.

Fig. 3.43 - Função de excitação do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do estado 2_1^+ . As curvas são resultados de cálculos DWBA nas condições indicadas. O valor de $B(E2)$ é definido pelos dados de baixa energia.

de fatores de normalização, conforme ilustrado nesta figura, cujos produtos por $(\text{couex})^2$, revelam diferenças entre si menores que 1%. Percebe-se, por outro lado, que os dados em energias maiores, claramente selecionam o valor intermediário de couex. Fazendo a normalização das curvas na região de energias mais altas, resulta a fig. 3.44, com os fatores de normalização indicados. A eventual ausência de dados abaixo de 15 MeV, levaria a uma indefinição no valor de couex, para o caso exibido, refletida em uma incerteza em β_2^C de aproximadamente $\pm 25\%$ em torno do valor ajustado. Nota-se, a partir das figuras 3.43 e 3.44 que há uma acentuada modificação na forma da função de excitação quando se varia couex - há uma nítida preferência pela forma correspondente ao valor couex=1,30. A sensibilidade dessa escolha pode ser aferida na fig. 3.45, que apresenta os dados, em confronto com as previsões correspondentes a variações de apenas $\pm 0,05$ no valor de couex. Os ajustes efetuados para as funções de excitação correspondentes aos isótopos $^{102,104}\text{Ru}$, têm sensibilidades semelhantes à do ^{100}Ru . As diferenças no formato das "curvas" experimentais são reproduzidas corretamente graças ao adequado balanço entre os efeitos ocasionados pelos diferentes valores de Q das reações, e os diversos fatores couex, como se observa na fig. 3.46. A atribuição dos desvios nos parâmetros determinados pôde ser feita pelo autor graças à utilização de critérios judiciosos, baseados em experiências pregressas, aliada ao fato de que tanto β^C como β^N puderam ser extraídos de forma independente (fig. 3.43 e 3.44).

Fig. 3.44 - Função de excitação do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do estado 2_1^+ . As curvas são resultados de cálculos DWBA nas condições indicadas. O valor de $B(E2)$ é definido pelos dados de baixa energia.

Fig. 3.45 - Sensibilidade do ajuste de cálculos DWBA aos dados experimentais, quando se varia o parâmetro couex na função de excitação do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru , com excitação do primeiro estado 2^+ .

Fig. 3.46 - Funções de excitação do espalhamento inelástico de alfas por $^{100,102,104}\text{Ru}$, com excitação do estado 2_1^+ . As curvas são resultados de cálculos DWBA, nas condições indicadas e ajustadas aos dados experimentais.

3.3.3. Informações espectroscópicas: resultados.

Concluindo este capítulo, apresentam-se em tabelas os resultados das análises realizadas seguindo a metodologia discutida, tanto com dêuterons, quanto com alfas. A tabela 3.3

Tab. 3.3 - Parâmetro de deformação - β_2^N ; comprimento de deformação nuclear - δ_2^N ; razão entre β_2^C e β_2^N - couex, obtidos neste trabalho, com dêuterons (d) e alfas (α), para a transição ao primeiro estado 2^+ dos $^{100,102,104}\text{Ru}$.

A	$\beta_2^N(\text{d})$	$\beta_2^N(\alpha)$	$\delta_2^N(\text{d}) (\text{fm})$	$\delta_2^N(\alpha) (\text{fm})$	couex(d)	couex(α)
100	0,200(15)	0,155(6) *	1,07(8)	1,12(5) *	1,12(12)	1,35(5) *
		0,157(5) **		1,13(3) **		1,30(5) **
102	0,203(6)	0,155(5)	1,09(3)	1,12(3)	1,16(6)	1,45(5)
104	0,225(7)	0,164(5)	1,22(4)	1,20(4)	1,10(7)	1,55(5)

(*) - Obtido a partir da distribuição angular;

(**) - obtido a partir da função de excitação.

mostra os valores obtidos, para a transição ao primeiro estado 2^+ nos três isótopos estudados, das grandezas: $\beta_2^N(f)$ - parâmetro de deformação (onde f identifica o projétil); $\delta_2^N(f)$ - comprimento de deformação nuclear; o fator $\text{couex}(f)$, e os respectivos desvios. Conforme fundamentado nas secções 3.2.3 e 3.2.4, $\beta_2^N(f)$ e $\text{couex}(f)$ são dependentes do projétil e, apenas os comprimentos de deformação são grandezas intercomparáveis. Estes, por sua vez, extraídos a partir de medidas em até três situações experimentais diferentes, estão em ótimo acordo, atestando a confiabilidade do método dentro da precisão atingida. Os desvios listados na tabela correspondem exclusivamente a incertezas do tipo casual e foram atribuídos, tomando-se as incertezas das medidas, e seus reflexos sobre a escolha dos fatores couex e de normalização β^2 , considerados em relação ao acordo médio com as previsões da DWBA.

A partir das informações experimentais resumidas na tabela 3.3, como discutido na introdução da secção 3.3, são determinados os parâmetros de deformação β_2^C e β_2^m associados, respectivamente, às distribuições de carga e de massa no núcleo. Estas grandezas são apresentadas, para os três isótopos em estudo, na tabela 3.4, novamente como resultado dos diversos tipos de medidas realizadas. As deformações de massa seguem diretamente dos comprimentos de deformação e, em consequência apresentam concordância equivalente. Com relação a β_2^C , os resultados obtidos com partículas alfa vêm acompanhados de desvios casuais de apenas 1,5%, devido à existência de medidas em região correspondente à excitação coulombiana pura, o que não ocorre nas medidas com

Tab. 3.4 - Parâmetro de deformação de massa - β_2^m ; Parâmetro de deformação de carga - β_2^c , obtidos neste trabalho, com dêuterons (d) e alfas (α), para a transição ao primeiro estado 2^+ dos $^{100,102,104}\text{Ru}$.

A	$\beta_2^m(\text{d})$	$\beta_2^m(\alpha)$	$\beta_2^c(\text{d})$	$\beta_2^c(\alpha)$
100	0,198(15)	0,208(8) * 0,210(6) **	0,223(9)	0,213(21) * 0,204(3) **
102	0,201(4)	0,207(6)	0,232(3)	0,225(3)
104	0,223(7)	0,219(7)	0,248(9)	0,255(4)

(*) - Obtido a partir da distribuição angular.

(**) - Obtido a partir da função de excitação.

dêuterons. Nestes, os desvios são diferentes para cada isótopo, sendo até três vezes maior que aqueles das alfas. Conforme destacado nas secções 3.1.1 e 3.3.1, os dados referentes ao espalhamento inelástico de dêuterons no ^{100}Ru são de precisão inferior aos demais, e o β_2^c correspondente é o resultado que mais se afasta dos de alfa; entretanto, mesmo para esse isótopo se for considerado o dobro das barras de erro, estas se sobrepõem. A precisão atribuída tanto aos dados de alfa quanto aos de

dêuterons, no caso do ^{102}Ru é melhor do que 1,5% e não causa surpresa maior o fato das barras de erro apenas se tocarem, uma vez que não se tem como descartar a existência de erros sistemáticos, pequenos a esse nível. Finalmente o ^{104}Ru apresenta $\beta^c(f)$ plenamente compatíveis, dentro de suas incertezas, que são maiores.

Na tabela 3.5, são apresentados, finalmente, os

Tab. 3.5 - Valores dos parâmetros de deformação de massa - β_2^m (valores médios, ponderados); parâmetro de deformação de carga - β_2^c , obtidos neste trabalho, com dêuterons e alfas, para o primeiro estado 2^+ dos $^{100,102,104}\text{Ru}$. As três últimas colunas referem-se a experiências de excitação coulombiana.

A	$\beta_2^m(\text{med})^{(a)}$	$\beta_2^c(\text{med})^{(a)}$	$\beta_2^c^{(b)}$	$\beta_2^c^{(c)}$	$\beta_2^c^{(d)}$
100	0,208(5)	0,206(3)	0,2085(6)	0,2087(13)	-
102	0,203(3)	0,229(2)	0,2296(15)	0,2344(22)	0,2301(19)
104	0,221(5)	0,254(4)	0,2601(19)	0,2641(20)	-

(a) (p.t.)

(b) (Hi 84)

(c) (La 80)

(d) (Bo 79)

resultados do presente trabalho em comparação a informações eletromagnéticas, determinadas a partir de experiências de excitação coulombiana por J. H. Hirata (Hi 84), Landsberger et al. (La 80) e Bockisch et al. (Bo 79). A deformação de massa, tabelada, informação inédita obtida no presente estudo, representa a média ponderada sobre os valores extraídos a partir das medidas com dêuterons e alfas, em cada isótopo. Existem apenas dois trabalhos citados nas compilações recentes das cadeias de massa (Si 90, Fr 91, Bl 91), referentes a espalhamento inelástico com projéteis de interação isoescalar. Um deles de Rekstad e Tjöm (Re 77), utilizando dêuterons de 12 MeV, mediu distribuições angulares para $^{102,104}\text{Ru}$, em ângulos maiores que 40° e 45° respectivamente. Empregando potenciais ópticos localmente ajustados, determinaram fatores de normalização que levam a comprimento de deformação δ_2 , de respectivamente 1,23 fm e 1,34 fm. Estas determinações não podem, no entanto ser colocadas em confronto direto com os comprimentos de deformação da tabela 3.3, uma vez que não houve por parte daqueles autores a preocupação de estabelecer uma descrição confiável da excitação coulombiana, importante na energia de dêuterons daquele estudo. O outro trabalho (Vo 76), um espalhamento inelástico de alfas de 104 MeV sobre ^{100}Ru , populando o estado 2_1^+ , é na verdade uma complementação, dentro do amplo estudo da reação $^{104}\text{Mo}(\alpha, 4n)^{100}\text{Ru}$, em que foram medidos apenas três ângulos de espalhamento. Este trabalho cita como resultado, um valor $B(E2) = (0,45 \pm 0,10) e^2 b^2$ que, se interpretado não como $B(E2)$, uma vez que o projétil é sensível não apenas aos prótons do

núcleo-alvo, mas como referente à distribuição de massa, levaria a um $\delta_2^m = (1,06 \pm 0,12)$ fm, valor este, claramente, de limitada confiabilidade. Um último estudo, não referido na compilação é o devido a Clement et al (Cl 86), que analisou o espalhamento de dêuterons de 23 MeV por ^{104}Ru , no formalismo de canais acoplados e apresenta o valor extraído diretamente para o elemento de matriz quadrupolar de massa, associado à transição para o estado 2_1^+ . Este valor pode ser comparado, dentro das limitações das análises, com o valor β_2^m extraído no presente trabalho, conforme discussão a ser apresentada no próximo capítulo.

Para a deformação de carga, são listadas na tabela 3.5 as médias ponderadas sobre os valores extraídos dos dados, referentes aos espalhamentos com dêuterons e alfas. Percebe-se que já, entre os valores de β_2^c extraídos na análise de excitação coulombiana, (Hi 84, La 80, Bo 79), não há acordo dentro da precisão citada pelos autores, exceção feita aos resultados de Hirata (Hi 84) e Bockisch (Bo 79) para o ^{102}Ru . A mesma tendência crescente do parâmetro de deformação de carga, em função do número de nêutrons, é entretanto reproduzida em todos os estudos, ficando evidente o comportamento diferenciado do parâmetro de massa, dada a boa precisão alcançada no presente trabalho.

Limitou-se esta secção, à apresentação dos resultados espectroscópicos extraídos neste e em outros trabalhos. A discussão mais ampla destes resultados, tanto do ponto de vista da sua coerência interna, como comparativa com os obtidos nas outras experiência citadas, será feita no próximo capítulo.

4. DISCUSSÃO E CONCLUSÕES

Neste capítulo discute-se o significado dos resultados do presente trabalho em um contexto mais amplo, avaliando, crítica e comparativamente, as informações espectroscópicas extraídas, e a sensibilidade dos dois projéteis, utilizados como ponta de prova dos núcleos de rutênio. A continuidade desta linha de pesquisa e sugestões de futuros trabalhos encerram o capítulo.

4.1 Significado Espectroscópico dos Resultados.

A parametrização das informações espectroscópicas obtidas por intermédio do espalhamento inelástico, em termos das deformações β , pode ser vista de uma forma semelhante à parametrização por intermédio dos fatores espectroscópicos S , dos resultados de reações de transferência de um nucleon. De fato, se estes últimos medem o parentesco entre o estado excitado no núcleo residual, e a configuração do estado fundamental do núcleo alvo acoplado a uma partícula ou um buraco, é possível considerar que a redução dos dados segundo a metodologia utilizada nesse trabalho, quantifica a coletividade da excitação, a partir do estado fundamental, sem se preocupar com suas características específicas. Este enfoque é coerente com o que tem sido advogado

pelo grupo ao qual pertence o autor, dentro da linha de pesquisa que estuda o espalhamento inelástico para obtenção de informações espectroscópicas (Ho 78, Ho 86, Ho 89). Atitude semelhante foi adotada anteriormente na sistematização de informações eletromagnéticas, especialmente no que se refere a excitações quadrupolares (Gr 62, St 65, Ra 88).

Na extração de fatores espectroscópicos, está estabelecido o uso de potenciais ópticos globais e de fatores de forma padronizados, onde se deve ter o cuidado de mencionar eventuais correções efetuadas; já na análise do espalhamento inelástico, na região em que a interação nuclear forte predomina, a literatura continua registrando a utilização de parâmetros de potencial óptico localmente ajustados e de reduções, por exemplo pelo método de canais acoplados, sem a devida especificação da influência das hipóteses envolvidas. Em contraposição, como salientado no capítulo anterior, a prática adotada neste trabalho, procura analisar os dados de uma forma que garanta a intercomparação dos resultados. Assim, a redução através da DWBA, aqui empregada, é formalmente independente do caráter estático ou dinâmico da deformação suposta e, na verdade, pode-se considerar que a contribuição de quaisquer transições nucleônicas, que ajam cooperativamente, esteja sendo medida através do parâmetro β correspondente. Está claro que, de forma completamente análoga à rotina de análise na espectroscopia de poucas partículas, a extração dos parâmetros β só tem sentido quando o momento angular transferido na transição, considerada predominantemente de uma

etapa, estiver caracterizado experimentalmente através de estruturas típicas nas distribuições angulares ou funções de excitação. Em analogia, também, à confiabilidade de cerca de 20%, usualmente atribuída aos fatores espectroscópicos medidos, é evidente que a atitude proposta está associada à aceitação, a priori, da idéia de que os parâmetros de deformação estarão sujeitos a incertezas decorrentes de erros sistemáticos inerentes ao método de análise. O presente trabalho inovou ao efetuar medidas simultâneas das coletividades associadas não apenas à carga (β_2^c), mas também à massa nuclear como um todo (β_2^m), através da técnica de interferência nuclear-coulombiana aqui, pela primeira vez, aplicada a projétil tão leve quanto o dêuteron. Na extração concomitante de β^c e β^m , alguns erros sistemáticos, especialmente de cunho experimental são cancelados, evidenciando diferenças que, em medidas independentes poderiam ser encobertas.

Dada a importância dos primeiros estados quadrupolares de núcleos par-par do ponto de vista espectroscópico e a especial adequação do método ao estudo destes, uma vez que a excitação coulombiana, intensa para baixas multipolaridades, facilita, neste caso, a extração de β^c , é natural o enfoque experimental nestas excitações. Reforçando este interesse, é de se notar que na literatura existem, desde muito, compilações dos valores de β_2^c correspondentes aos estados 2_1^+ , (St 65, Ra 87), faltando, no entanto, sistemáticas com valores confiáveis de β_2^m , lacuna esta a ser preenchida. Comenta-se, a seguir, o significado espectroscópico dos resultados obtidos no presente trabalho, para

os primeiros estados 2^+ nos $^{100,102,104}\text{Ru}$, sem no entanto, neste momento, aprofundar-se a discussão da adequação de modelos estabelecidos na descrição desses núcleos.

A Figura 4.1, que representa os dados da tabela 3.4, ilustra o acordo básico das informações experimentais determinadas com os dois projéteis. Observa-se que, diferentemente do que se verificou para o ^{92}Zr (Ho 89), onde β_2^m é da ordem do dobro de β_2^c , no caso dos isótopos de rutênio, os parâmetros β_2^m , associados aos estados 2_1^+ , são da mesma ordem, ou até menores que aqueles de carga. Percebe-se, ainda, a tendência geral crescente dos parâmetros de deformação, em função do número de massa do núcleo.

Na figura 4.2 estão representadas as médias ponderadas dos resultados das experiências realizadas no presente trabalho, (tabela 3.5), em confronto, também, com informações eletromagnéticas de outros autores. A figura reflete a existência de diferenças sistemáticas ao nível de 1%, já comentadas na secção 3.3.3, entre as próprias informações para β_2^c extraídas por excitação coulombiana pura; os valores de β_2^c do presente trabalho encontram-se, em geral, ainda ligeiramente abaixo. Desconsideradas as diferenças sistemáticas, a figura 4.2 mostra a coerência de todas as informações experimentais quanto a um aumento monotônico na deformação da distribuição de carga em função do acréscimo de nêutrons. A figura 4.2 salienta, por outro lado, o resultado experimental inédito deste trabalho, que é a evidência de que a deformação de massa não acompanha, na mesma proporção, o aumento da deformação de carga. O valor quotado de β_2^m , resultado

Parâmetros de Deformação

(Presente Trabalho)

Fig. 4.1 - Parâmetros de deformação, de massa e de carga, dos isótopos $^{100,102,104}\text{Ru}$, extraídos no presente trabalho, através do espalhamento inelástico de dêutrons e de alfas.

Parâmetros de Deformação

Fig. 4.2 - Comparação dos parâmetros de deformação de carga, dos isótopos $^{100,102,104}\text{Ru}$, extraídos no presente trabalho, com outros da literatura. São mostrados também os parâmetros de deformação de massa obtidos no presente trabalho.

da média ponderada das experiências com os dois projéteis, coincide com β_2^C para o ^{100}Ru , e é menor que este, de respectivamente 11% e 13% nos isótopos $^{102,104}\text{Ru}$. Pela redução de dados adotada, se o raio de massa reduzido utilizado, $r'_0 = 1,16$ fm, fosse substituído por 1,2 fm, usual na literatura, todos os β_2^m diminuiriam de um fator sistemático de aproximadamente 3%. O comportamento em função de A, que se considera bem determinado, é preservado, a menos que a influência do acoplamento de canais se prove mais dependente de A do que o esperado, o que não parece ser o caso. A consideração deste efeito tenderia, a elevar os valores de β_2^m extraídos. No entanto, a estimativa que se faz (Sa 83) indica uma diferença de apenas 1% a 2% quando a deformação varia de 0,20 a 0,25, mantidos os outros parâmetros. De fato, a análise realizada por Clement et al (Cl 86), no formalismo de canais acoplados, de uma experiência de espalhamento (d,d') pelo ^{104}Ru , com dêuterons de 23 MeV, combinada com o valor de B(E2) da literatura (La 80, Hi 84), leva a valores de β_2^m , $(8 \pm 2)\%$ menores do que β_2^C , o que está em acordo com os $(13 \pm 3)\%$ obtidos no presente estudo. Note-se que no trabalho de Clement et al (Cl 86), é apontado explicitamente que a transição para o estado 2_1^+ é dominada pela amplitude do processo em uma etapa e que não foi possível o ajuste mantendo a deformação de massa igual à de carga. Para proceder a redução acima mencionada, a razão entre o quadrado do elemento de matriz quadrupolar de massa (probabilidade reduzida de transição isoescalar) e o valor de B(E2) foi tomada em correspondência à razão $\left(\beta_2^m/\beta_2^C\right)^2$, conforme já sugerido por

Bernstein e colaboradores (Be 77).

A utilização de projéteis de interação não puramente isoescalar, tais como próton, nêutron, trítio, ^3He , etc, realçaria, de forma diferenciada, a contribuição de prótons e nêutrons à transição (Be 81), pois próton, ^3He , etc são mais sensíveis à contribuição dos nêutrons, enquanto nêutron, trítio, etc, à dos prótons. A dificuldade da análise destas reações com projéteis com energias da ordem de dezenas de MeV, decorre, no entanto, da ausência, por ora, de um embasamento teórico mais firme para os fatores, da ordem de 3, usualmente atribuídos (Be 81), à intensidade da interação entre nucleons de espécie diferente quando comparada com a interação entre nucleons de mesma espécie. Existe apenas um estudo de espalhamento inelástico de prótons sobre isótopos de rutênio, relatado na literatura. Trata-se de um trabalho do próprio grupo de pesquisa (Si 87) sobre o ^{100}Ru , com prótons de 16 MeV, que resultou em $\beta_2^N(p,p') \cong \beta_2^m$, coerente com as informações deste estudo, que indicou iguais deformações de massa e carga para esse isótopo.

Uma possível interpretação do resultado aqui obtido, que indica $\beta_2^C \cong \beta_2^m$ para os três isótopos é feita a seguir. Deformações quadrupolares intrínsecas de sinais opostos, para prótons e nêutrons são altamente prováveis em núcleos do tipo partículas de nêutrons e buracos de prótons (caso dos isótopos de rutênio em relação às camadas fechadas $N=Z=50$), ou buracos de nêutrons e partículas de prótons. O sinal negativo determinado para o momento de quadrupolo elétrico estático Q_2 , nos trabalhos de Hirata (Hi

84) e Landsberger (La 80), é indicativo de uma distribuição do tipo prolata para os 44 prótons dos isótopos de rutênio em exame. Assim, utilizando uma linguagem totalmente macroscópica, $\beta_2^c \geq \beta_2^m$, pode significar que, com o acréscimo de nêutrons, acima de $N=56$, estes ocupem orbitais tais que sua distribuição tenda a uma situação oblata, podendo levar a um núcleo sem simetria axial, usualmete referido na literatura como triaxial, não necessariamente rígido. Para o ^{104}Ru em particular, cálculos do tipo IBA sobre extensas informações, mas apenas eletromagnéticas, colhidas em experiências de excitação coulombiana múltipla (St 82, St 84), puderam prever triaxialidade deste tipo através da inclusão do bóson g (St 84), ou de uma extensão do IBA-2 com o acréscimo de mais um termo, tipo quadrupolo-quadrupolo, entre nucleons de mesma espécie (Di 82), na hamiltoniana.

A adequada sistematização dos resultados experimentais facilita a apreensão de seu significado espectroscópico. Assim a redução de $B(E2)$ para $\left(\beta_2^c\right)^2$ retira das informações experimentais parte de sua dependência associada ao "tamanho" do núcleo, conforme pode ser também verificado na secção 3.2.4. A redução adicional, que envolve a expressão do parâmetro de deformação β_2^c , em unidades de partícula única, coloca essas informações em nível de igualdade ao longo da tabela periódica, evidenciando regularidades que seriam camufladas na comparação direta dos $B(E2)$. Sugere-se aqui que redução análoga seja aplicada aos parâmetros β_2^m . Na tabela 4.1 apresentam-se os parâmetros de deformação, em unidades de partícula única, utilizando-se a mesma

Tab. 4.1 - Parâmetros de deformação relativos aos de partícula única para os estados 2_1^+ dos isótopos $^{100,102,104}\text{Ru}$.

A	β_2^C/β_2^{sp} (a)	β_2^m/β_2^{sp} (a)	β_2^C/β_2^{sp} (b)
100	5,65	5,67	5,4
102	6,23	5,64	6,0
104	7,06	6,12	6,6

(a) presente trabalho;

(b) previsões da sistemática regional de (Ra 89).

expressão de β_2^{sp} tanto na redução do parâmetro de deformação de carga quanto na redução do parâmetro de massa. A expressão $\beta_2^{sp} = 1,59/Z$ é usualmente utilizada (St 65, Ra 88), e é derivada diretamente das unidades de Weisskopf para $B(E2)$ pela transformação, também empregada neste trabalho (vide secção 3.2), entre probabilidades reduzidas de transição e fatores de deformação. A última coluna da tabela 4.1 lista as previsões para $\left(\beta_2^C/\beta_2^{sp}\right)$ obtidas através da sistemática (regional) de Raman (Ra 89), para a região $28 \leq Z \leq 50$ e $50 \leq N \leq 82$. Esta sistemática relaciona diretamente a razão $\left(\beta_2^C/\beta_2^{sp}\right)$ com o produto $N_n N_p$, respectivamente o número de nêutrons e de buracos de prótons de

valência. Verifica-se que estas previsões são próximas e, na verdade, intermediárias, para o ^{102}Ru e ^{104}Ru , aos resultados experimentais para β_2^c e β_2^m , indicando a regularidade destes em função de $N_n N_p$. Os quadrados das quantidades relacionadas na tab. 4.1, $\left(\beta_2^m/\beta_2^{sp}\right)^2$ e $\left(\beta_2^c/\beta_2^{sp}\right)^2$ têm valores no intervalo $(3-5) \times 10$ e podem ser associados, numa interpretação simplista, ao número de partículas participantes das transições em estudo, evidenciando a coletividade do processo.

4.2 Sensibilidade dos Dois Projéteis como Ponta de Prova dos Núcleos.

Conforme salientado ao longo deste trabalho, foi feito, sempre que possível, uma opção consciente pelas metodologias experimental e de análise que estivessem melhor estabelecidas. Assim escolheu-se comparar entre si, e com resultados de métodos eletromagnéticos as informações obtidas com projéteis que interajam isoescalarmente com o núcleo, com parâmetros característicos melhor conhecidos. Nesta secção serão detalhadas semelhanças e diferenças dos espalhamentos com os dois projéteis.

A figura 4.3, onde são comparadas distribuições angulares previstas por cálculos DWBA para o espalhamento de dêuterons de 13,2 MeV com aqueles obtidos, ora "desligando-se" a excitação coulombiana ($\text{couex}=0$), ora "desligando-se" a excitação

Fig. 4.3 - Comparação das distribuições angulares previstas por DWBA (couex = 1,10) para espalhamento inelástico de dêuterons, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma, ora a excitação coulombiana (couex=0), ora, a nuclear (couex=1,10; V=W=0).

nuclear ($V=W=0$), no fator de forma, comprova que o mínimo observado experimentalmente em $\theta \approx 20^\circ$ é associado à interferência entre as duas amplitudes. Mostra ainda, como seria de se esperar, que suprimida a excitação coulombiana, o padrão básico de difração se manifesta mais claramente, aproximando-se do formato da distribuição angular completa para $\theta > 45^\circ$. Fica evidente na figura que, a ausência de medidas em pequenos ângulos de espalhamento permitiria ajustes até com $\text{couex}=0$, situação destituída de qualquer significado físico. A contribuição da excitação coulombiana para sensíveis modificações do formato limita-se pois, no caso do espalhamento de dêuterons, à energia em torno de 13 MeV, a ângulos menores que $\approx 40^\circ$. A figura 4.4 demonstra de forma cabal que se fosse considerado, no caso em discussão, o acoplamento apenas real na excitação ($W=0$ no fator de forma), o ajuste ficaria altamente prejudicado. Um fator de normalização, que porventura se quisesse extrair a partir de dados em ângulos maiores, seria da ordem de 4 vezes maior do que o correto, indicando a decisiva contribuição da parte imaginária do potencial óptico deformado, no caso do espalhamento inelástico de dêuterons.

Analogamente ao mostrado para dêuterons, apresenta-se na figura 4.5 a distribuição angular para o espalhamento inelástico de alfas de 22 MeV, calculada pela DWBA e ajustada aos dados, juntamente com as curvas referentes aos cálculos em que foram "desligadas" no fator de forma: a excitação coulombiana ($\text{couex}=0$), e a excitação nuclear ($V=W=0$). De novo, como nos dêuterons, o

Fig. 4.4 - Comparação das distribuições angulares previstas por DWBA (couex = 1,10) para espalhamento inelástico de dêuterons, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma apenas a parte imaginária do potencial nuclear (couex=1,10; W=0).

Fig. 4.5 - Comparação das distribuições angulares previstas por DWBA (couex = 1,40) para espalhamento inelástico de alfas, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma, ora a excitação coulombiana (couex=0), ora, a nuclear (couex=1,40; V=W=0).

mínimo previsto, aqui em torno de 30° , é resultado da interferência entre as duas amplitudes. Nota-se, como era de se esperar, uma contribuição mais relevante da excitação coulombiana do que no caso dos dêuterons, o que provoca o esmaecimento do padrão de difração, visível na parte nuclear. Quando se "desliga" no fator de forma apenas a parte imaginária, mantendo-se o acoplamento real, o efeito é o de ampliar medianamente as secções de choque para ângulos maiores que $\approx 46^{\circ}$ (fig. 4.6), mostrando a importância relativamente menor deste acoplamento para alfas do que para dêuterons. As figuras 4.7, 4.8 e 4.9 mostram as distribuições angulares do espalhamento inelástico de alfas (até 180°), calculadas pela DWBA, em três das energias em que foram medidas as funções de excitação. A primeira delas (fig. 4.7), com $E_{INC} = 9$ MeV mostra contribuição da parte nuclear (couex=0) praticamente nula, mesmo nos ângulos traseiros (uma parte em 10^5), caracterizando a região como puramente coulombiana. À energia intermediária no presente estudo, $E_{INC} = 14$ MeV, a figura 4.8 mostra uma situação diferente em que a parte coulombiana, (couex=1,30; V=W=0) para ângulos traseiros é da mesma ordem que a nuclear (couex=0), caracterizando assim a região mais intensa da interferência nuclear-coulombiana. Aumentando mais ainda a energia, $E_{INC} = 17$ MeV, (fig. 4.9), vê-se o deslocamento da região de máxima interferência para ângulos em torno de 90° e, na região em que foi medida a função de excitação percebe-se a clara predominância da parte nuclear (uma ordem de grandeza, aproximadamente, acima da coulombiana). As figuras 4.10 e 4.11

Fig. 4.6 - Comparação das distribuições angulares previstas por DWBA (couex = 1,40) para espalhamento inelástico de alfas, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma apenas a parte imaginária do potencial nuclear (couex=1,40; W=0).

Fig. 4.7 - Comparação das distribuições angulares previstas por DWBA ($\text{couex} = 1,30$) para espalhamento inelástico de alfas, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma a excitação coulombiana ($\text{couex}=0$). O espalhamento, nesta energia, é praticamente coulombiano.

Fig. 4.8 - Comparação das distribuições angulares previstas por DWBA (couex = 1,30) para espalhamento inelástico de alfas, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma, ora a excitação coulombiana (couex=0), ora, a nuclear (couex=1,30; V=W=0). Nesta energia, e para ângulos traseiros, as interações são da mesma ordem de grandeza.

Fig. 4.9 - Comparação das distribuições angulares previstas por DWBA (couex = 1,30) para espalhamento inelástico de alfas, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma, ora a excitação coulombiana (couex=0), ora, a nuclear (couex=1,30; V=W=0). Nesta energia, e para ângulos traseiros, há a predominância da interação nuclear forte.

Fig. 4.10 - Comparação das funções de excitação previstas por DWBA (couex=1,30) para espalhamento inelástico de alfas, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma, ora a excitação coulombiana (couex=0), ora, a nuclear (couex=1,30; V=W=0).

Fig. 4.11 - Comparação das funções de excitação previstas por DWBA (couex=1,30) para espalhamento inelástico de alfas, com aquelas obtidas, "desligando-se" no fator de forma, ora a excitação coulombiana (couex=0), ora, a nuclear (couex=1,30; $V=W=0$). As curvas foram ajustadas aos dados experimentais.

sintetizam estes comportamentos na função de excitação onde ficam explícitas as regiões de energias de bombardeio em que predominam: a interação coulombiana - até ≈ 12 MeV, e a interferência nuclear-coulombiana - acima de 12 MeV. A interação nuclear forte supera a coulombiana a partir de $\approx 14,2$ MeV, interferindo com esta de forma ainda considerável, mesmo na máxima energia da função de excitação medida, $E_{INC}=17$ MeV. O bom ajuste dos detalhes da função de excitação experimental, em particular entre 10 e 16 MeV (fig. 4.11), ilustra a sensibilidade destas medidas ao escalonamento relativo das amplitudes nuclear e coulombiana.

A discussão precedente, fundamentada na análise das figuras 4.3 a 4.11 salienta que as contribuições relativas das interações nuclear e coulombiana nos processos envolvendo espalhamento inelástico com as duas pontas de prova (dêuterons e alfas) são claramente distintas, levando, no entanto, a informações espectroscópicas coerentes. Os aspectos que indicam semelhanças serão apresentados a seguir através de um "mapeamento espacial" da secção de choque. Um estudo da "distribuição radial" da secção de choque total pode evidenciar em que distâncias entre os centros dos pares colidentes há maior contribuição ao espalhamento. Para a obtenção destas distribuições foram feitos cálculos da secção de choque $\sigma^*(r_{min})$ integrada em ângulo, onde r_{min} representa um corte inferior na integral radial da matriz de transição (vide secção 3.2.2). Desta forma, desconsideram-se não somente as contribuições à secção de choque que seriam provenientes da região de $r=0$ até $r=r_{min}$, como também as

interferências destas contribuições com aquelas provenientes da região entre $r_{\min}$ e $R_{\max}$, este último correspondente ao corte superior na integral mencionada. As figuras 4.12 e 4.13 mostram, respectivamente, os resultados dos cálculos de $\sigma^*(r_{\min})$ para os espalhamentos inelásticos de dêuterons e alfas pelo ^{100}Ru , populando o estado 2_1^+ . Nelas são apresentados três cálculos distintos em que foram considerados, no fator de forma: a interação completa; apenas a interação nuclear ($\text{couex}=0$) e apenas a interação coulombiana ($V=W=0$). A distribuição radial completa das secções de choque $\sigma^*(r_{\min})$ para o espalhamento inelástico de dêuterons (fig. 4.12) mostra que a região interior a ~ 4 fm não influi neste tipo de reação, e acima de 11 fm a contribuição é praticamente toda coulombiana, como era de se esperar. A queda abrupta em $\sigma^*(r_{\min})$ mostra que a contribuição nuclear ao processo concentra-se ao redor de 8,5 fm, valor doravante indicado por $R_e(d)$. O espalhamento de alfas (fig 4.13) mostra, analogamente, uma região de raio ~ 6 fm que não participa do processo e uma contribuição apenas da interação coulombiana, a partir de 11 fm. A queda ainda mais abrupta em $\sigma^*(r_{\min})$ indica que a contribuição nuclear ao processo é localizada, neste caso, ao redor de $R_e(\alpha) = 9$ fm. Comparando as figuras 4.12 e 4.13 fica evidenciada, novamente, a importância relativamente maior da interação coulombiana no espalhamento de alfas, nestas energias. Tanto no caso das alfas como no dos dêuterons pode-se notar que o padrão de oscilação de $\sigma^*(r_{\min})$ se manifesta nos cálculos que consideram a interação completa, da mesma forma que naqueles em que se toma

Fig. 4.12 - "Distribuições radiais" das secções de choque totais (integrada em ângulos) para espalhamento inelástico de dêuterons. r_{min} representa um corte inferior na integral radial da matriz de transição. A curva couex=0 foi obtida "desligando-se" no fator de forma a excitação coulombiana; na, $V=W=0$, "desligou-se" a nuclear.

Fig. 4.13 - "Distribuições radiais" das secções de choque totais (integrada em ângulos) para espalhamento inelástico de alfas. $r_{\min}$ representa um corte inferior na integral radial da matriz de transição. A curva couex=0 foi obtida "desligando-se" no fator de forma a excitação coulombiana; na, $V=W=0$, "desligou-se" a nuclear.

apenas a interação nuclear no fator de forma, conforme mostram as figuras 4.13 e 4.12. Estas oscilações que resultam da exclusão nos cálculos, de sucessivas regiões (com corte abrupto), cujo limite é $r_{\min}$, refletem as diferentes contribuições das superposições dos χ_{1_i} e χ_{1_f} (ondas parciais do espalhamento elástico, nos canais de entrada e saída respectivamente), mediadas pelo fator de forma (vide secção 3.2.2). Comparando o período de oscilação dos padrões obtidos com dêuterons e alfas percebe-se um fator de aproximadamente 2, que é também a razão entre os respectivos comprimentos de onda associados às ondas livres. Os dois projéteis identificam no núcleo alvo, aproximadamente a mesma faixa onde se concentra a quase totalidade da participação da interação nuclear. Esta faixa corresponde à região em que a intensidade do potencial óptico real, V , é apenas alguns por cento de seu valor máximo, como pode ser verificado para as partículas alfa e dêuterons, respectivamente nas figuras 4.14 e 4.15, caracterizando estas reações como extremamente periféricas. A figura 4.14 representa o poço real correspondente a três conjuntos de parâmetros ópticos de alfas (tab. 3.2) para o ^{100}Ru , de geometrias e profundidades variadas. Estão também indicados os raios referentes à meia profundidade desses potenciais, R_I , R_{II} e R_{IV} , todos diferentes entre si, mas muito menores do que $R_e(\alpha)$, obtido nesta análise como característico da região crítica para o espalhamento. Note que estes três conjuntos, que descrevem de forma semelhante, quer o espalhamento elástico, quer o inelástico para o estado 2^+ (vide fig. 3.29 e 3.31) apresentam valores muito semelhantes para

Fig. 4.14 - Parte real de potenciais ópticos utilizados na análise das distribuições angulares dos espalhamentos de alfa por ^{100}Ru à energia incidente de 22 MeV.

Fig. 4.15 - Parte real de potenciais ópticos utilizados na análise das distribuições angulares dos espalhamentos de dêuterons por ^{100}Ru à energia incidente de 13,2 MeV.

os poços reais nesta região crítica. No caso dos potenciais ópticos estabelecidos para dêuterons não há variações de profundidades e geometrias tão pronunciadas como para alfas (vide tab. 3.1 e fig. 4.15), sendo os raios de meia profundidade da parte real, para o ^{100}Ru , mais internos. Na região de $R_e(d)$ da presente análise, também para dêuterons, o valor de $V(r)$ se reduz a cerca de 2% da máxima profundidade, para ambos os conjuntos. Na figura 4.16 estão representadas as partes reais dos fatores de forma derivados dos $Cj.I$ e $Cj.IV$ para partículas alfa, bem como o fator de forma coulombiano, este considerado nulo, como salientado na secção 3.2, para distâncias menores do que R_c . Percebe-se que, novamente, embora os fatores de forma nucleares sejam bastantes diferentes para valores inferiores a 7 fm, há convergência na região de $R_e(\alpha)$. Por outro lado, os fatores de forma reais para espalhamento de dêuterons (fig. 4.17), são bastante semelhantes para os dois conjuntos.

Com o intuito de isolar a contribuição apenas da superposição das ondas parciais χ_{l_i} e χ_{l_f} no comportamento da "distribuição radial" da "secção de choque inelástica", foram realizados cálculos DWBA, impondo fator de forma unitário na integral radial no intervalo entre 0 e $r_{\max}$ (na verdade, um fator de forma em degrau, que se anula a partir de $r_{\max}$), resultando no que se passa a denominar "secção de choque $\sigma^{**}(r_{\max})$ ". Já que o espalhamento de alfas é mais periférico, este cálculo é apresentado somente para o espalhamento de dêuterons, por vezes considerado na literatura como sensível ao interior do núcleo. A

$^{100}\text{Ru} (\alpha, \alpha') ^{100}\text{Ru} (2^+)$

Fator de Forma

Fig. 4.16 - Parte real de fatores de forma nucleares utilizados na análise do espalhamento inelástico de alfas por ^{100}Ru . É também mostrado o fator de forma coulombiano.

Fig. 4.17 - Parte real de fatores de forma nucleares utilizados na análise do espalhamento inelástico de dêuterons por ^{100}Ru . É também mostrado o fator de forma coulombiano.

figura 4.18 representa os resultados desses cálculos para o ^{100}Ru em duas situações, considerando-se transferência: (a) de duas unidades de momento angular e diferenças de comprimentos de onda nos canais de entrada e saída, (de acordo com o Q da reação para o estado 2^+_{11}), (b) $L=0$ e $Q=0$, correspondendo à análise da superposição das ondas parciais no canal de entrada. A figura mostra que há um comportamento geral extremamente semelhante nos dois casos, havendo um incremento de aproximadamente sete ordens de grandeza, que ocorre até $r_{\text{max}} \approx 10$ fm, seguido por um crescimento monotônico, menos acentuado, até 80 fm. A fig. 4.19 que se segue, mostra que este crescimento menos acentuado resulta, basicamente, de um aumento no volume de integração. De fato $d\sigma^{**}(r_{\text{max}})/dV$ apresentado nesta figura é o cálculo da diferencial de σ^{**} , normalizada pelo volume da casca esférica correspondente, e revela uma tendência à estabilização a partir de aproximadamente 10 fm. Fica também caracterizada uma região de transição muito abrupta, que cobre várias ordens de grandeza entre $r_{\text{max}} = 6,5$ fm e 10 fm. Na região interior a 6,5 fm, o crescimento observado na figura 4.18, é devido, basicamente a um efeito volumétrico. A figura 4.19, por outro lado, evidencia que, de fato, são as características do espalhamento elástico que condicionam a região crítica do espalhamento inelástico. A introdução do fator de forma do modelo coletivo na integral radial, no lugar do fator de forma em degrau, transformaria $\sigma^{**}(R_{\text{max}})$ na secção de choque total de espalhamento inelástico. Percebe-se que os cálculos DWBA são, mesmo para dêuterons de 13 MeV, extremamente insensíveis ao

Fig. 4.18 - "Distribuições radiais das secções de choque totais" (integrada em ângulos) para espalhamento inelástico de dêuterons. r_{max} representa um corte superior na integral radial da matriz de transição. A imposição de um fator de forma nuclear unitário destaca a contribuição das ondas parciais ao espalhamento.

Fig. 4.19 - Densidade volumétrica das "distribuições radiais das secções de choque totais" (integrada em ângulos) para espalhamento inelástico de dêuterons. r_{max} representa um corte superior na integral radial da matriz de transição.

fator de forma abaixo de 6,5 fm, e que são esperadas contribuições mais importantes quase 2 fm além. Esta região é certamente periférica ao núcleo e bem externa também à região ao redor da meia profundidade do potencial óptico real, em 5,3 fm que coincide com o extremo do fator de forma coletivo (vide fig. 4.15 e 4.17). Comportamento análogo é verificado no caso do espalhamento de alfas o que justifica a irrelevância das grandes diferenças entre os fatores de forma (fig. 4.16) para as previsões do espalhamento inelástico, bem como a não influência do corte abrupto no fator de forma coulombiano.

O estudo ora realizado demonstra que tentativas de analisar dados obtidos com projéteis de $A \geq 2$, na região de energias acessíveis a aceleradores na faixa dos "Tandem", com fator de forma do tipo microscópico (que procura descrever a transição a partir de seus ingredientes nucleônicos), não podem ser discriminativas de seus detalhes internos. Quando o intuito for o de medir a intensidade e classificar a transição, é definitivamente vantajosa a utilização de um fator de forma macroscópico, derivado do modelo do potencial óptico deformado.

4.3 A Continuidade da Linha de Pesquisa e Sugestões de Futuros Trabalhos.

A utilização do espalhamento inelástico para a obtenção de informações espectroscópicas relacionadas com deformações de massa e de carga requer, idealmente, medidas detalhadas não apenas da região de máxima interferência nuclear-coulombiana como também de seu entorno, delimitado pela razão entre as amplitudes, nuclear/coulombiana - por um lado, e coulombiana/nuclear - pelo outro, de aproximadamente dez. Na prática, porém, as condições experimentais nem sempre permitem essa caracterização, na faixa de ângulos ou energias, e com o detalhamento necessários.

As condições atuais do acelerador Pelletron do IFUSP indicam para limites extremos de utilização, os valores 6 MeV e 18 MeV de energia de dêuterons, e de 9 MeV e 27 MeV de alfas, estas, atualmente não disponíveis. As faixas de energias mencionadas são suficientes, no caso de $Z \approx 40$, para a completa caracterização pretendida. A opção pela energia de bombardeio de dêuterons de 13,2 MeV neste trabalho, levou em conta o fato dos parâmetros ópticos globais serem bem estabelecidos na literatura, apenas acima de 12 MeV. O detalhamento experimental de distribuições angulares ou de funções de excitação, por outro lado, tem limitações que advém da presença inevitável de contaminantes nos alvos, mesmo que em pequenas proporções; da superposição, também inevitável, da cauda do pico elástico, e das

incertezas estatísticas na aquisição dos dados.

A vivência acumulada na extração de informações espectroscópicas a partir de espalhamento inelástico com alfas e dêuterons indica que apenas com o estudo da região de interferência não resultam valores para β^c com precisão competitiva frente àqueles extraídos quando se consegue isolar, no processo, a contribuição da interação coulombiana. Ficou evidente finalmente que a utilização de feixe de alfas nas condições atuais do Laboratório Pelletron do IFUSP permitiria a determinação de ambos os parâmetros β^N e β^c com muito boa precisão, na mesma experiência e, portanto, livres de erros sistemáticos de escala. Esta é uma das razões do empenho do Grupo de Pesquisas em reequipar o Laboratório com uma fonte de íons de troca de carga.

A proposta de utilização de feixe de dêuterons dentro da linha de pesquisa aberta refere-se a medidas de distribuições angulares, em duas energias, 10 MeV e 18 MeV por exemplo. A energia incidente mais baixa melhora, em relação aos 13,2 MeV deste trabalho, a determinação da deformação de cargas. Quanto aos parâmetros ópticos, sente-se agora mais segurança na extrapolação dos parâmetros globais até 2 MeV abaixo da faixa recomendada de utilização, desde que guiada por medidas de espalhamento elástico. Medidas a 18 MeV, por outro lado, permitem a extração mais precisa de β^N , uma vez conhecido o parâmetro couex. O interesse espectroscópico por excitações de multipolaridades maiores, em particular a octopolar, reforça o interesse na fonte alfa; mas, uma caracterização, embora menos precisa, também é possível com o

feixe de dêuterons, nas condições acima mencionadas.

A capacidade de adquirir dados de qualidade, aliada à confiabilidade da metodologia testada, e a coerência das informações espectroscópicas extraídas no presente trabalho, reforçaram, no Grupo de Pesquisas, o propósito de dar continuidade a esta linha, iniciada em isótopos de zircônio, e já também em andamento em isótopos de molibdênio (*Uk 92*). A extensão deste estudo a nuclídeos mais leves dessa região, tem como candidatos naturais os isótopos de estrôncio, sob muitos aspectos, semelhantes aos isótopos de zircônio.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- Ab 90 - S. Aberg, H. Flocard e W. Nazarewicz
Am. Rev. Nucl. Part. Sci. 40 (1990) 439.
- Al 90 - N. Alamanos et al.
Rapport Annuel - Institute de Physique Nucléaire
Orsay, (1990) 62.
- Ba 62 - R.H. Bassel, R.M. Drisko e G.R. Satchler.
Progress Report - ORNL-3240.
Oak Ridge (1964) 1.
- Ba 79 - R. Barret e D.F. Jackson.
"Nuclear Sizes and Structure", Clarendon Press
Oxford (1979).
- Be 69 - P.R. Bevington.
"Data Reduction and Error Analysis for the
Physical Sciences", McGraw Hill
New York (1969).
- Be 77 - A.M. Bernstein, V.R. Brown e V.A. Madsen.
Phys. Lett. 71B (1977) 48.
- Be 81 - A.M. Bernstein, V.R. Brown e V.A. Madsen.
Phys. Lett. 103B (1981) 255.
- Be 81 - A.M. Bernstein, V.R. Brown e V.A. Madsen.
Phys. Lett. 106B (1981) 259.
- Bl 91 - J. Blachot.
Nucl. Data Sheets 64 (1991) 31.
- Bo 53 - A. Bohr e B.R. Mottelson.
Kgl. Dan. Vid. Sels. Mat.-Fys. Medd 27 (1953) 16.
- Bo 71 - T. Borello.
Estudo da Estrutura dos Núcleos ^{113}Sn e ^{123}Sn .
Tese de Doutorado, IFUSP (1971).

- Bo 75 - A. Bohr e B.R. Mottelson.
"Nuclear Structure", Benjamin, Reading,
Massachusetts (1975).
- Bo 79 - A. Bockisch, M. Miller, A.M. Kleinfeld, A.
Gelberg e U. Kaup.
Z. Phys. A292 (1979) 265.
- Bo 88 - J. Bojowald et al.
Phys. Rev. C38 (1988) 1153.
- Ch 74 - J.D. Childs, W.W. Daehnick e M.J. Spisak.
Phys. Rev. C10 (1974) 217.
- Ch 90 - H.S. Chung e W.D. Myers.
Nucl. Phys. A513 (1990) 283.
- Cl 86 - H. Clement et al.
Nucl. Phys. A451 (1986) 219.
- Cr 78 - E.R. Cruz.
Estudo das Características de um Espectrógrafo
Magnético.
Dissertação de Mestrado, IFUSP (1978).
- Da 80 - W.W. Daehnick, J.D. Childs e Z. Vrcelj.
Phys. Rev. C21 (1980) 2253.
- Di 82 - A.E.L. Dieperink e R. Bijker.
Phys. Lett. 116B (1982) 77.
- Du 81 - J.L.M. Duarte.
"Manual do Espectrógrafo Magnético"
Publ. Interna, IFUSP (1981).
- El 61 - L.R.B. Elton.
"Nuclear Sizes".
Oxford University Press (1961).
- En 82 - J.B. England et al.
Nucl. Phys. A388 (1982) 573.

- Fl 79 - T. Fliessbach.
Nucl. Phys. A315 (1979) 109.
- Fr 91 - D. de Frenne e E. Jacobs.
Nucl. Data Sheets 63 (1991) 406.
- Gr 62 - L. Grodzins.
Phys. Lett. 2 (1962) 88.
- Hi 84 - J.H. Hirata.
Momento de Quadrupolo do Primeiro Estado dos
Isótopos 100, 102 e 104 do Rutênio.
Tese de Doutorado, IFUSP (1984).
- Hi 92 - N.M. Hintz et al.
Phys. Rev. C45 (1992) 601.
- Ho 78 - L.B. Horodyski-Matsushigue.
Estudos de Aspectos Coletivos de um Núcleo de
Número de Massa Ímpar : ^{91}Zr
Dissertação de Mestrado, IFUSP (1978).
- Ho 86 - L.B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin e
O. Dietzsch.
Phys. Rev. C33 (1986) 1594.
- Ho 87 - L.B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin e
O. Dietzsch.
Rel. do Departamento de Física Experimental.
IFUSP (1987).
- Ho 89 - L.B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin e
J.L.M. Duarte.
Proc. da Int. N. Physics Conference - IUPAP
S. Paulo - Brasil, vol.1 (1989) 307.
- Ho 90 - D.J. Horen et al.
Phys. Rev. C42 (1990) 2412.
- Ho 91 - D.J. Horen et al.
Progress Report - ORNL-6689
Oak Ridge (1991) 28.

- Ho 91a - D.J. Horen et al.
Phys. Rev. C44 (1991) 128.
- Ke 73 - P.W. Keaton e D.D. Armstrong.
Phys. Rev. C8 (1973) 1692.
- Ko 82 - A.M. Kobos et al.
Nucl. Phys. A384 (1982) 65.
- Ko 83 - K. Koide et al.
Nucl. Inst. and Methods, 215 (1983) 61
- Ku 74 - P.D. Kunz.
A versão DWUCK4 - Comunicação particular.
Universidade do Colorado (1974).
- La 80 - S. Landsberger, R. Lecomte, P. Paradis e S. Monaro.
Phys. Rev. C21 (1980) 588.
- Lo 74 - J.M. Lohr e W. Haeberli.
Nucl. Phys. A232 (1974) 381.
- Ma 68 - E.J. Martens e A.M. Bernstein.
Nucl. Phys. A117 (1968) 241.
- Ma 72 - K. Matsuda et al.
J. Phys. Soc. Japan 33 (1972) 298.
- Mu 67 - G. Muehllehner, A.S. Poltorak, W.C. Parkinson e R.H. Bassel.
Phys. Rev. 159 (1967) 1039.
- Ow 64 - L.W. Owen e G.R. Satchler.
Nucl. Phys. 51 (1964) 155.
- Pa 71 - J.Y. Park e G.R. Satchler.
Part. Nucl. 1 (1971) 233.
- Pe 63 - F.G. Perey e G.R. Satchler.
Phys. Lett. 5 (1963) 212.

- Pe 74 - C.M. Perey e F.G. Perey.
At. Data and Nucl. Data Tables 13 (1974) 293.
- Pe 76 - C.M. Perey e F.G. Perey.
At. Data and Nucl. Data Tables 17 (1976) 1.
- Ra 87 - S. Raman et al.
At. Data and Nucl. Data Tables 36 (1987) 1.
- Ra 88 - S. Raman, C.W. Nestor Jr. e K.H. Bhatt.
Phys. Rev. C37 (1988) 805.
- Ra 89 - S. Raman, C.W. Nestor Jr., S. Kahane e K.H. Bhatt.
At. Data and Nucl. Data Tables 42 (1989) 1.
- Re 77 - J. Rekstad e P.O. Tjöm.
J. Phys. G: Nucl. Phys. 3 (1977) 411.
- Ry 87 - D. Rychel et al.
Z. Phys. A, Atoms and Nuclei 326 (1987) 455.
- Sa 64 - G.R. Satchler.
Nucl. Phys. 55 (1964) 1.
- Sa 83 - G.R. Satchler.
"Direct Nuclear Reactions", Clarendon Press, Oxford (1983).
- Si 87 - S. Sirota.
Espalhamento Inelástico de Prótons no ^{100}Ru .
Dissertação de Mestrado, IFUSP (1987).
- Si 90 - B. Singh e J.A. Szues.
Nucl. Data Sheets 60 (1990) 86.
- Sp 67 - J.E. Spencer e H.A. Enge.
Nucl. Inst. and Meth. 49 (1967) 81.
- St 65 - P.H. Stelson e L. Grodzins.
Nucl. Data A1 (1965) 21.

- St 82 - J. Stachel et al.
Nucl. Phys. A383 (1982) 429.
- St 84 - J. Stachel et al.
Nucl. Phys. A419 (1984) 589.
- Uk 92 - G.M. Ukita et al.
XV Reunião de Trabalho - Física Nuclear no
Brasil. Caxambu (1992) 37.
- Ul 87 - J.L. Ullman et al.
Phys. Rev. C35 (1987) 1099.
- Vo 76 - M.J.A. De Voigt et al.
Nucl. Phys. A270 (1976) 141.
- Vr 87 - H. De Vries, C.W. De Jager e C. De Vries.
At. Data and Nucl. Data Tables 36 (1987) 495.
- Wi 75 - M. Wit et al.
Phys. Rev. C12 (1975) 1447.