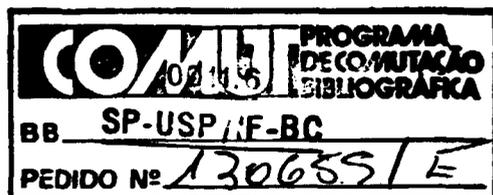


UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA



ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE PRÓTONS NO ¹⁰⁰RU

SILVIA SIROTA

Dissertação de Mestrado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para obtenção do título de Mestre em Ciências.

Orientadora:
Profª Drª Theresz Escalio-Levin



SÃO PAULO

1987

RESUMO

Aspectos da estrutura nuclear do ^{100}Ru foram investigados por intermédio do espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^*$, com prótons de 16 MeV, tendo sido identificados 21 estados. Os prótons emergentes foram analisados por um espectrógrafo magnético de polo partido do tipo Enge, obtendo-se uma resolução de ≈ 9 keV. Foram obtidos os parâmetros de deformação β_2 , β_3 e β_4 , associados aos estados 2^+ , 3^- e 4^+ a 0,539; 2,166 e 2,367 MeV, fortemente excitados, a partir das distribuições angulares medidas e previsões DWBA com fator de forma coletivo. A intensa transição para o estado 4^+ indica a importância da consideração de graus de liberdade hexadecapolar nessa região de massa.

ABSTRACT

Aspects of nuclear structure of ^{100}Ru were investigated by inelastic scattering of 16 MeV protons to 21 states in ^{100}Ru . The outgoing protons were analysed with an Enge split-pole magnetic spectrograph with an energy resolution of ≈ 9 keV. The deformation parameters β_2 , β_3 and β_4 associated with the strongly excited 2^- , 3^- and 4^- states at 0.539, 2.166 and 2.367 MeV were obtained from the comparison of experimental angular distributions and predictions of the DWBA (Distorted Wave Born Approximation) with collective form factor. An intense transition strength to the 4^- state indicates the importance of considering hexadecapole degrees of freedom in this mass region.

I N D I C E

INTRODUÇÃO	1
Capítulo I: A EXPERIÊNCIA	3
I.1 - O acelerador e o feixe de partículas	3
I.2 - Alvo	5
I.3 - Câmara de espalhamento	6
I.4 - Espectrógrafo magnético	8
I.5 - Detetores	11
Capítulo II: REDUÇÃO DOS DADOS	16
II.1 - Identificação dos picos	16
II.2 - Determinação da energia de excitação dos níveis observados	21
II.3 - Determinação da seção de choque relativa e absoluta	25
Capítulo III: ANÁLISE DAS DISTRIBUIÇÕES ANGULARES	31
III.1 - Aproximação de Born com Ondas Distorci- das (DWBA)	32
III.2 - Fator de forma do modelo coletivo	35
III.3 - Cálculos DWBA - Potenciais ópticos	40
III.4 - Determinação do momento angular e extra- ção do parâmetro de deformação	45
Capítulo IV: DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO	50
IV.1 - ^{100}Ru : comparação com outras informações experimentais	50
IV.2 - Excitação hexadecapolar: informações ex- perimentais e inserção na região	55
REFERÊNCIAS	61
APÊNDICE: VERIFICAÇÃO DO PLANO FOCAL.	65

INTRODUÇÃO

Os isótopos de Rutênio ($Z=44$) pertencem a uma região de núcleos considerada como sendo de transição entre propriedades vibracionais e rotacionais, e apresentam características de estrutura não inteiramente compreendidas até agora ($Du87'$, $Hi84$, $St82$, $Va85$, $Wh86$). Os estudos experimentais sistemáticos disponíveis na literatura se referem, basicamente, a reações $(He, xn\gamma)$ ($Ka83$, $Ka86$, $Kl75$, $Le71$, $Le71'$, $Vo76$) e excitação coulombiana ($La80$, $Hi84$). Focalizando a transição nos seus vários aspectos, percebe-se a importância do acompanhamento da mudança das propriedades nucleares em função do número de massa, conforme evidenciado também por outras reações.

O grupo de pesquisa a que pertencemos vem desenvolvendo, junto ao laboratório Pelletron, com a utilização do espectrógrafo magnético, investigações experimentais por intermédio de reações de transferência de um nêutron tais como $^{100}Ru(d,p)^{101}Ru$ ($Du80$), $^{101}Ru(d,p)^{102}Ru$ ($Pa81$), $^{101}Ru(d,t)^{100}Ru$ ($Sa81$) e $^{100-102-104}Ru(d,t)^{99-101-103}Ru$ ($Du87$) que, como característica, evidenciam componentes de partícula (ou buraco) independente nos estados nucleares. Para interpretação dos resultados obtidos, fez-se necessária complementação de dados visando a obtenção de informações quanto aos comportamentos coletivos. Assim sendo, deu-se sequência ao programa de pesquisa nesses núcleos, através de experiências de espalhamento inelástico de prótons nos $^{100-102-104}Ru$, referindo-se este

trabalho, em particular, ao estudo das componentes coletivas no isótopo ^{100}Ru .

Neste estudo, estão sendo enfocados os estados fortemente populados por espalhamento inelástico de prótons. Essas transições são bem descritas na aproximação DWBA (Aproximação de Born com Ondas Distorcidas) com fator de forma coletivo. A comparação dos formatos das distribuições angulares experimentais com os previstos pelo modelo coletivo, permite a obtenção dos momentos angulares transferidos L , enquanto as intensidades fornecem os parâmetros de deformação β_L .

No capítulo I, são descritos o equipamento utilizado e o método experimental adotado na coleta dos dados do espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^*$. O procedimento seguido na identificação dos níveis de ^{100}Ru , obtenção das energias de excitação e distribuições angulares, é apresentado no capítulo II.

No capítulo III é descrito o método de análise das distribuições angulares visando a obtenção de L e β_L . No capítulo IV, os resultados do presente trabalho são sistematizados, comparados com outras informações experimentais e é discutida a inserção das informações em um contexto mais amplo.

CAPÍTULO I: A EXPERIÊNCIA

As medidas para o estudo do espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^-$ foram realizadas no laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo. Utilizou-se um feixe de prótons de 16 MeV de energia e as partículas emergentes foram analisadas por um espectrógrafo magnético e detetadas no plano focal do mesmo.

Neste capítulo são descritos os equipamentos usados para produzir, acelerar e focalizar o feixe de prótons até o alvo de Rutênio, como também os utilizados para analisar e detetar as partículas emergentes.

I.1 - O ACELERADOR E O FEIXE DE PAR

O feixe de ions negativos (H^-), produzido por uma fonte de ions do tipo "duoplasmatron", é desviado de 90° ao sair da fonte, por um eletroímã defletor (ME-20) e injetado verticalmente no acelerador Pelletron tipo "tandem" BUD. Estes ions negativos são acelerados (atraídos) até o terminal que pode ser carregado até um máximo de 8 MV (fig.I.1.1). Ao atingirem o terminal, os ions negativos atravessam uma folha fina de carbono onde perdem elétrons ("stripping") e tornam-se positivos sendo novamente acelerados (repelidos) até a saída do acelerador.

O feixe, após ter saído do "tandem", é desviado de 90° por um eletroímã analisador (ME-200) que define a sua energia,

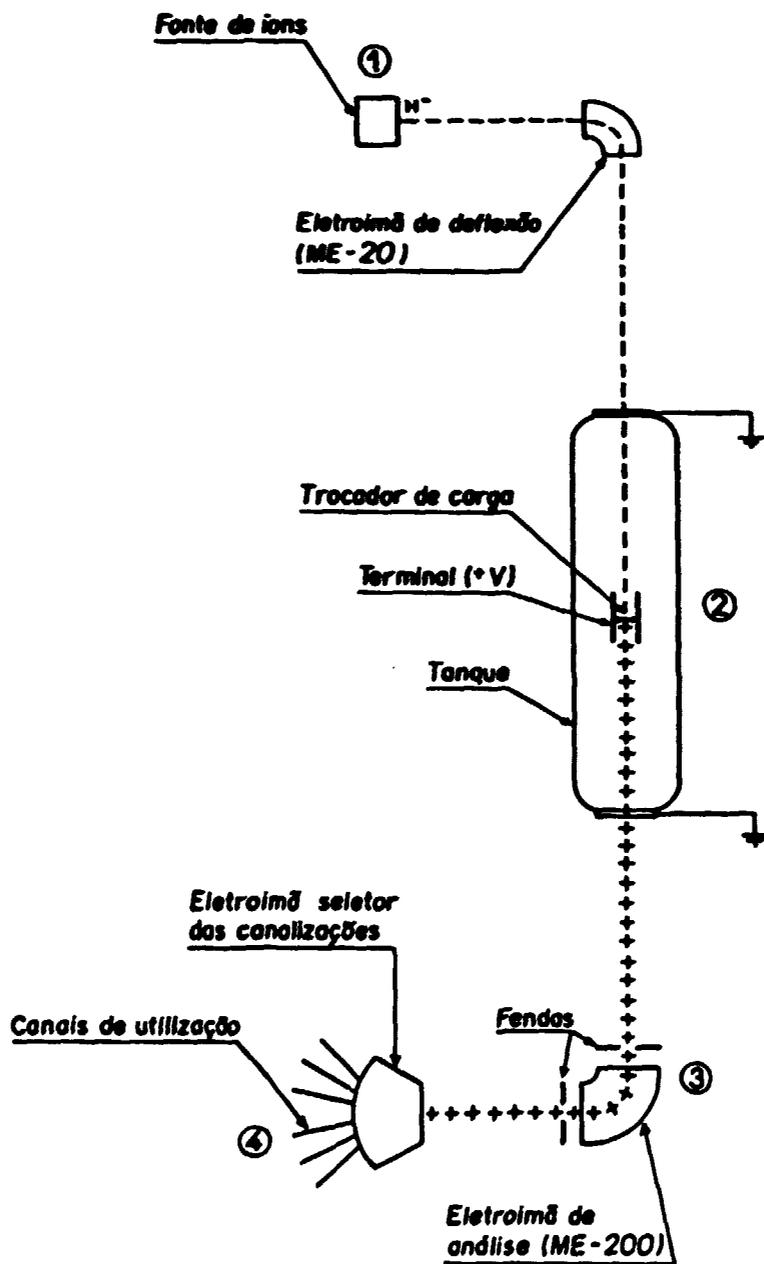


Fig. 1.1.: Esquema do percurso do feixe: sua produção (1), aceleração e troca de carga (2), análise em energia (3) e incidência no alvo (4).

para um dado estado de carga das partículas (Ro75). A energia do feixe é determinada através de uma relação de calibração, previamente obtida (Hi75, Pe75 e Ro75) a partir da medida, com um fluxômetro de ressonância magnética nuclear, do campo magnético existente no analisador.

Na saída do eletroímã, a abertura vertical de um conjunto de fendas determinam a dispersão em energia. A abertura das fendas é escolhida levando-se em conta a resolução experimental desejada, a intensidade e a estabilidade do feixe incidente no alvo. Há um sistema de controle da energia do feixe ligado à medida de corrente nestas fendas.

Ao sair do ME-200, o feixe é desviado, por eletroímã seletor, para uma das seis canalizações da área experimental.

1.2 - ALVO

As amostras de Rutênio enriquecido, na forma de pó metálico, foram evaporadas em vácuo, por bombardeamento eletrônico, utilizando-se um cadinho de Tungstênio com geometria especial, sobre uma lâmina de vidro recoberta com uma fina camada de carbono (10-20 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$). O Carbono foi escolhido como suporte dos alvos por sua resistência mecânica, boa condutividade térmica e, principalmente, por ser bem mais leve que o núcleo de interesse, permitindo, por conseguinte, que os

espalhamentos por ele causados sejam facilmente reconhecidos nos espectros a serem analisados^(*).

A espessura do alvo foi determinada pela comparação de medidas de seção de choque relativa de espalhamento elástico de prótons com previsões do modelo óptico. O alvo utilizado possui 24 µg/cm² de espessura e sua composição isotópica, segundo o fornecedor (ORNL - Separated Isotopes Division), está especificada na tabela I.2.1.

Tabela I.2.1. Comparação isotópica (%) do alvo, segundo a análise do ORNL.

isótopo	⁹⁶ Ru	⁹⁸ Ru	⁹⁹ Ru	¹⁰⁰ Ru	¹⁰¹ Ru	¹⁰² Ru	¹⁰⁴ Ru
%	0,05	0,05	0,054	97,24	1,20	0,83	0,19

1.3 - CÂMARA DE ESPALHAMENTO

O feixe proveniente do sistema de análise do acelerador, ao entrar na canalização, é focalizado pela lente quadrupolar e pelo conjunto de fendas F1, F2 e F3, como mostra a fig. 1.3.1.

 (*) Alvo confeccionado por J.L.M. Duarte .

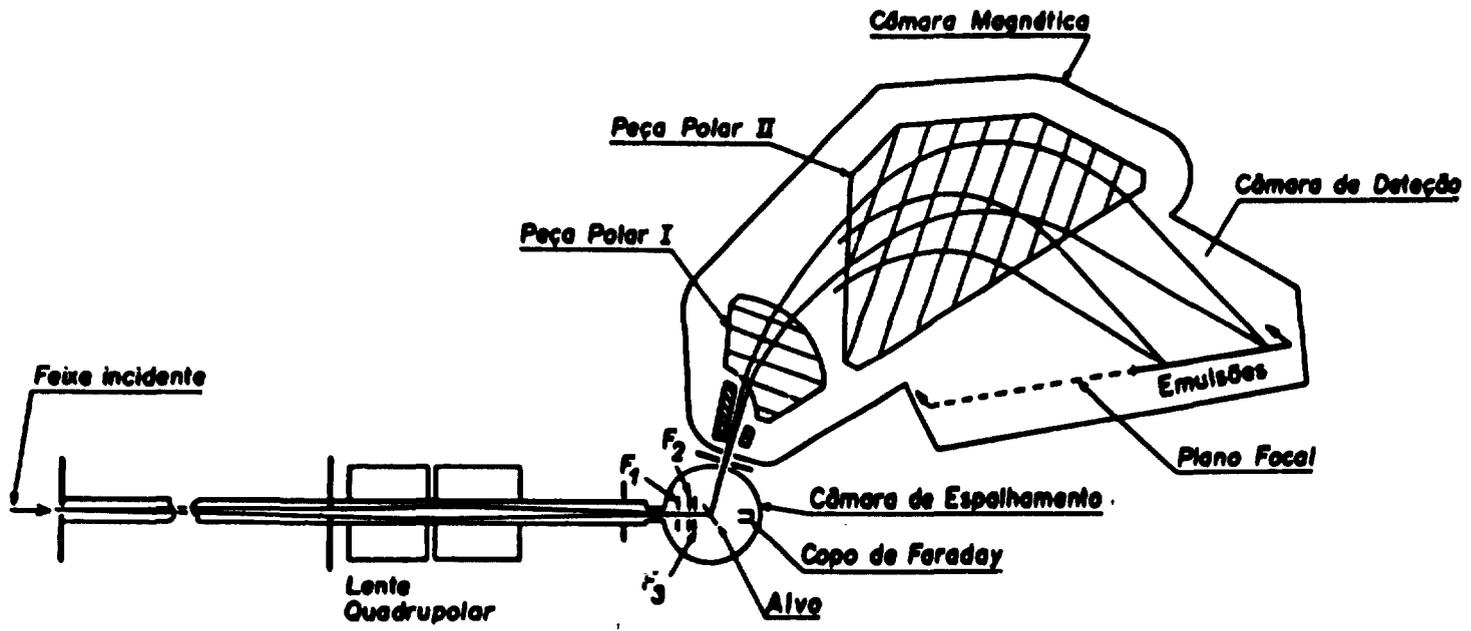


Fig.1.3.1.: Esquema da câmara de espalhamento e do espectrógrafo magnético.

O tamanho do objeto para o espectrógrafo - área do alvo onde ocorre a reação - é definido por um conjunto de fendas F1 e F2 (fendas de definição), que interceptam o feixe no interior da câmara de espalhamento. As fendas são retangulares de 1.0 mm de largura por 2.0 mm de altura. Para diminuir o número de partículas que, espalhadas nas bordas das fendas, incidem no alvo, utiliza-se a fenda F3 de "anti-espalhamento" de dimensões ligeiramente maiores do que as das fendas de definição (2,0mm x 3,0mm).

Utiliza-se, para a coleção do feixe, um copo de Faraday eletricamente isolado, com supressão de 500 V, o qual possibilita a determinação da carga total incidente durante as medidas, posteriormente utilizada no cálculo das seções de choque (sec.II.3).

1.4 - ESPECTRÓGRAFO MAGNÉTICO

No campo da Física Nuclear, a utilização de espectrógrafos magnéticos, juntamente com vários detetores em sua superfície focal, tornou-se um método preciso para a análise dos produtos de uma dada reação.

O espectrógrafo de Enge utilizado (fig.I.3.1), do tipo "polo partido" (Sp67), possui dois conjuntos de peças polares desenhadas para possibilitar (Cr78):

- focalização bi-direcional, ou seja, que o foco radial

(horizontal) coincide, espacialmente, com o foco transversal (vertical);

- correção da dispersão em energia, causada pelo alargamento cinemático da reação, onde partículas de momentos ligeiramente diferentes por efeito da cinemática da colisão, emitidas com uma pequena variação em suas direções, converjam para a mesma região focal;
- detecção de um amplo espectro de energias simultaneamente.

Ao entrar no espectrógrafo, na região de campo constante, as partículas carregadas emergentes da reação percorrem trajetórias circulares paralelas às peças polares e perpendiculares ao campo magnético que as deflete, conforme a relação momento/carga:

$$\rho = \frac{p}{qB} = \frac{\sqrt{E^2 + 2EE_0}}{qBc} \quad (I.4.1)$$

onde ρ é o raio de curvatura efetivo da trajetória; p o módulo do momento; c a velocidade da luz; E_0 a energia de repouso; E a energia cinética correspondente ao momento p e B o módulo da indução magnética.

Os campos de borda permitem a focalização, assim, ao sair da câmara magnética, as partículas com dada razão p/q convergem para uma imagem, cuja posição é determinada pelo valor do campo magnético. O conjunto de todos os pontos-imagem,

correspondentes a diferentes valores de p , forma uma superfície cilíndrica vertical de 38 m de raio chamada de "plano focal".

Como o ângulo sólido do espectrógrafo admite partículas num intervalo $\theta \pm \Delta\theta$, o plano focal depende da reação a ser observada, ou seja, é função do alargamento cinemático reduzido:

$$a_c = \frac{1}{2E} \frac{dE}{d\theta} \quad (1.4.2)$$

onde E é a energia da partícula emergente da reação e θ o ângulo de espalhamento no laboratório.

O plano de detecção, para uma reação, é obtido através da interpolação entre os planos focais correspondentes aos grupos de partículas associadas aos estados de mais baixa e mais alta energias de excitação, que serão detetados ao longo deste plano.

Pode-se determinar a energia dos grupos de partículas emergentes medindo-se a posição (L), ao longo do plano de detecção, correspondente a um determinado raio de curvatura da partícula dentro do campo magnético. A relação $\rho \times L$ foi determinada através do estudo da reação $^{101}\text{Ru}(d,t)^{100}\text{Ru}$ (Sa79) e é linear com boa aproximação. Os valores da energia de excitação utilizados foram os adotados por Kocher (Ko74), com incertezas inferiores a 0,5 keV.

O poder de resolução, do espectrógrafo magnético, definido como a razão entre a energia e a resolução em energia

das partículas analisadas, depende para dado arranjo experimental, dentre vários fatores, da largura do objeto utilizado, à qual está associada a largura da imagem no plano focal. A razão entre a largura da imagem e a largura do objeto é chamada magnificação: magnificação vertical (M_v) para a altura e magnificação horizontal (M_h) para a largura. No espectrógrafo utilizado, $M_v \approx 3$, $M_h \approx 0,3$ e o poder de resolução para objeto de largura desprezível é 2500, sendo o obtido nesta experiência ≈ 1800 .

O sistema de fendas existente entre a câmara de espalhamento e o espectrógrafo define o ângulo sólido para a detecção das partículas e limita a divergência nos ângulos de penetração das mesmas, diminuindo a possibilidade de efeitos de aberrações e permitindo a obtenção de imagens estreitas e bem formadas ao longo do plano de detecção. Manteve-se a abertura das fendas subentendendo o ângulo sólido de 2,675 msr.

I.5 - DETETORES

Os prótons espalhados inelasticamente foram detetados ora por emulsões nucleares, ora por um detetor de barreira de superfície sensível à posição, expostos no plano de detecção. A montagem que permite posicionamento adequado está esquematizada na figura I.5.1. As leituras de X_1 e X_2 descrevem a posição do plano de detecção. Por outro lado, as leituras de Y_c e Z permitem o posicionamento do detetor nesse plano.

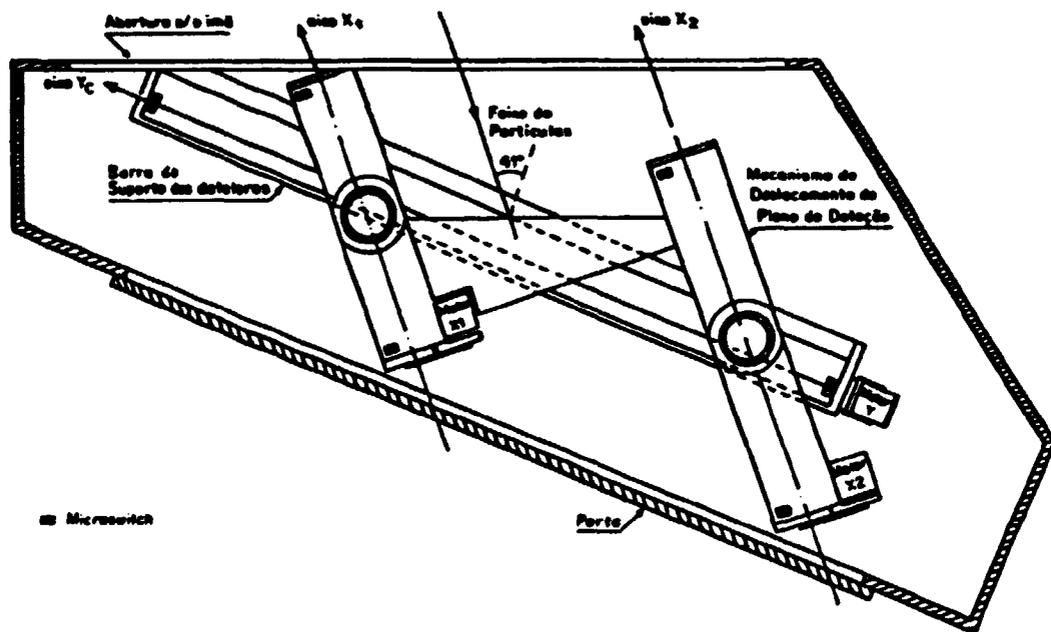


Fig.1.5.1.: Vista superior da câmara de detecção do espectrógrafo magnético.

Em cada irradiação de emulsões, foram utilizadas duas chapas Kodak tipo NTB de 50 μm de espessura, para detetar as partículas emergentes da reacção ao longo de aproximadamente 50 cm do eixo Y_c .

As partículas marcam sua trajetória ionizando a emulsão. Após a revelação, segundo indicações do próprio fabricante, é feita a localização e contagem dos traços de ≈ 70 μm de projecção, por microscopistas. A leitura das chapas foi feita em retângulos de $(0,19 \times 10)$ mm^2 , em passos de 0,20 mm (Bo71). Estas dimensões levam em conta o tamanho do objeto e as magnificações horizontal e vertical do espectrógrafo.

As partículas indesejadas, não separadas pelo campo magnético, podem ser impedidas de atingirem a emulsão nuclear, desde que sejam mais ionizantes que as partículas de interesse. Para isso, colocam-se absorvedores de alumínio de espessura conveniente, variável ao longo do plano de detecção, de tal forma a absorver outras partículas como dêuterons, trítions, alfas etc., e permitindo a obtenção de traços de prótons facilmente visíveis, os quais correspondem a energias entre 4 e 9 MeV. Vale a pena ressaltar que, no caso de se detetar prótons com emulsões nucleares, o uso de absorvedores não degrada a resolução e, evidentemente, não requer qualquer uso de eletrônica.

Utilizou-se, além de emulsões nucleares, um detetor sensível à posição (DSP) do tipo barreira de superfície com (8×25) mm^2 de área sensível e 500 μm de espessura.

O circuito eletrônico associado ao detetor é bastante simples, conforme está indicado na figura 1.5.2. É constituído, basicamente, do DSP, do qual se extraem dois sinais: um pulso com altura proporcional à energia depositada no detetor e outro pulso proporcional ao produto energia x posição. A cada uma destas saídas são ligados pré-amplificadores e amplificadores lineares. Em seguida, ambos os sinais são injetados em um módulo divisor que fornece, na saída, um pulso proporcional à posição. Utilizou-se também o Sistema de Aquisição de Dados Estocásticos (SADE) do laboratório Pelletron.

A resolução em energia, obtida nesta experiência, foi de ≈ 9 keV nas medidas com emulsão nuclear e ≈ 14 keV para os dados obtidos a partir do DSP.

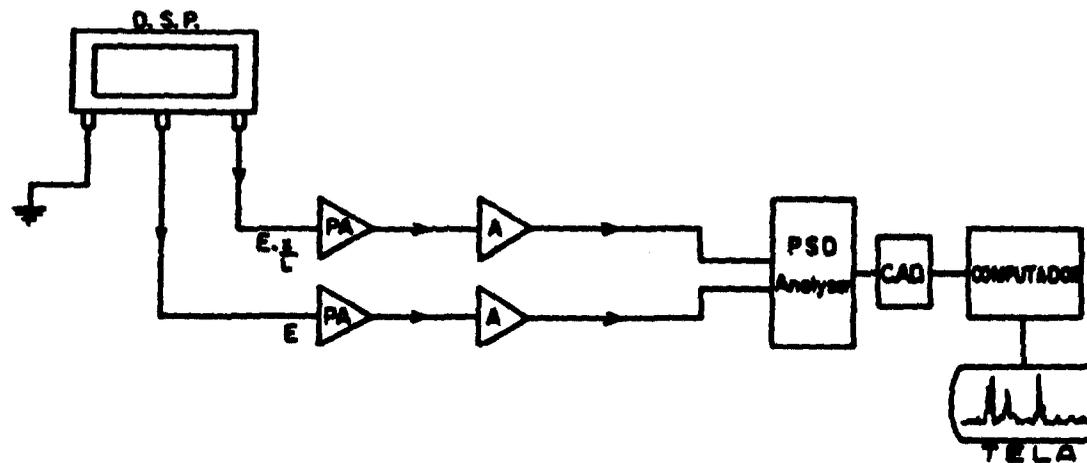


Fig.1.5.2.: Esquema da eletrônica utilizada: DSP - Detetor Sensível à Posição; PA - Pré-Amplificador; A - Amplificador Linear; PSD-Analyser - Analisador de Detetor Sensível à Posição; CAD - Conversor Analógico Digital; Computador e Tela.

CAPÍTULO II. REDUÇÃO DOS DADOS

Os espectros relativos ao espalhamento inelástico $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}$ foram obtidos em dois períodos. No primeiro, utilizando-se emulsão nuclear, foram medidos espectros num total de 11 ângulos de espalhamento compreendidos entre 24° e 90° . No segundo período, para detalhamento das distribuições angulares, utilizou-se um detetor sensível à posição (barreira de superfície), com o qual foram medidos trechos de espectros referentes a níveis de particular interesse.

Este capítulo descreve a análise dos espectros e o tratamento dos dados obtidos, da seguinte forma:

- a. identificação dos picos, nos espectros, associados aos grupos de prótons provenientes do espalhamento em estudo (sec. II.1);
- b. cálculo das energias de excitação dos níveis do ^{100}Ru (sec. II.2);
- c. cálculo das seções de choque experimentais (sec. II.3).

II.1 - IDENTIFICAÇÃO DOS PICOS

A partir dos espectros obtidos no primeiro período de coleta de dados, identificaram-se 21 grupos de prótons correspondentes a estados do ^{100}Ru até a energia de excitação de

aproximadamente 3 MeV, como mostra o espectro típico da figura II.1.1 correspondente ao ângulo de espalhamento de 54°.

Existem regiões de interesse, nesses espectros, em que a presença de picos de contaminantes leves (^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{28}Si , ...) dificulta a análise dos picos associados ao espalhamento em estudo, como ressalta o espectro típico, correspondente ao ângulo de 70°, da figura II.1.2.

Os grupos de partículas emergentes do espalhamento nos elementos leves do alvo são facilmente separáveis dos que provêm do espalhamento nos elementos de massa intermediária como o ^{100}Ru . De fato, os picos correspondentes aos contaminantes, além de serem desfocados e mais largos, apresentam posições nos espectros que se modificam mais rapidamente por condições cinemáticas, do que os picos associados ao Rutênio, nos sucessivos ângulos de espalhamento. Por outro lado, os picos do Rutênio, além de serem focados, mantêm distância relativa constante nos diferentes ângulos de espalhamento pois a diferença dos momentos das partículas correspondentes a dois estados quaisquer do núcleo residual é praticamente independente do ângulo de espalhamento, uma vez que se pode desprezar a diferença de recuos do núcleo ($A = 100$) frente ao projétil utilizado ($A = 1$). Na figura II.1.3 estão representadas as projeções dos picos no eixo Y_c (posição ao longo da chapa) nos vários espectros, ilustrando que, para os picos correspondentes aos estados do ^{100}Ru , as distâncias relativas permanecem aproximadamente constantes.

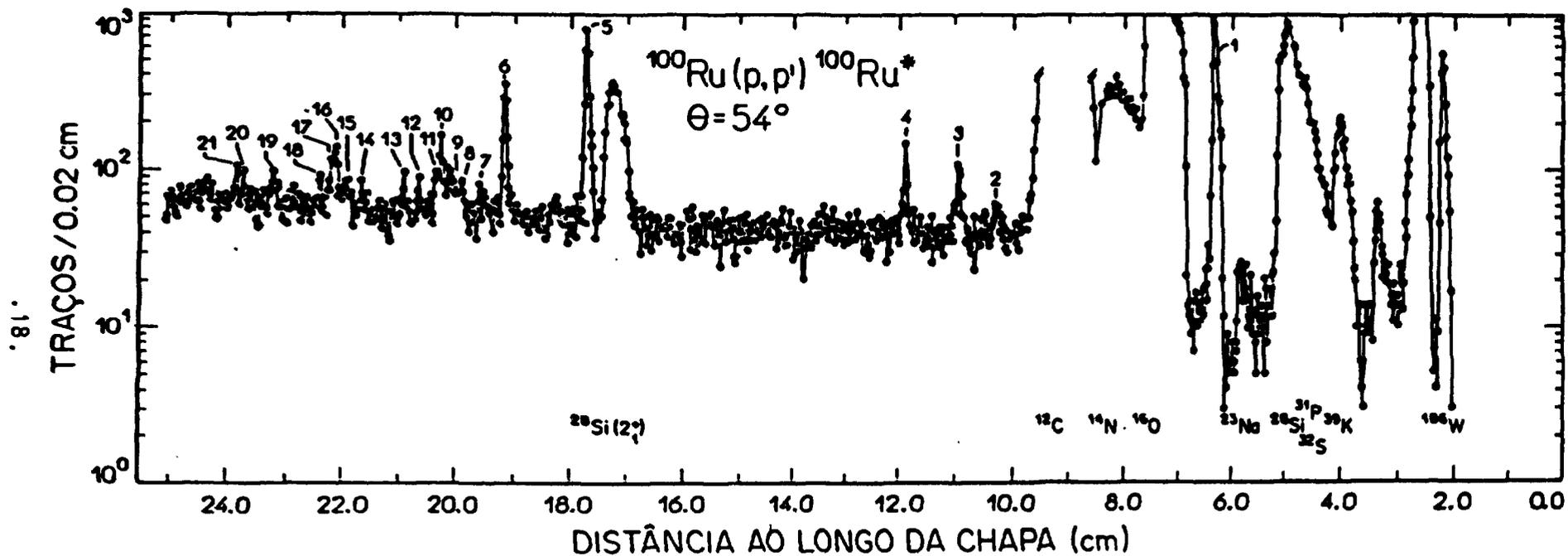


Fig. II.1.1.: Espectro dos prótons emergentes do espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^*$ observados a 54° em emulsão nuclear, no plano focal do espectrógrafo magnético. Os picos assinalados com números cor espondem aos estados do ^{100}Ru indicados na tabela IV.1.1.

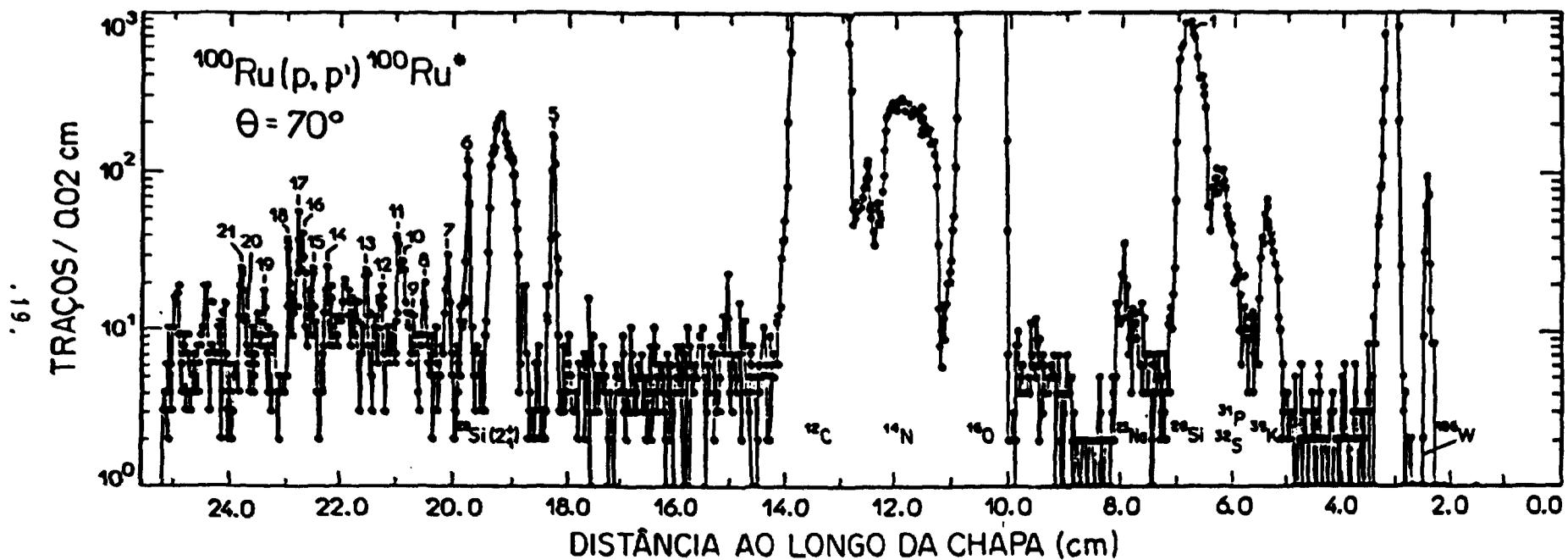


Fig. 11.1.2.. Espectro dos prótons emergentes do espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^*$ observados a 70° em emulsão nuclear, no plano focal do espectrógrafo magnético. Os picos assinalados com números correspondem aos estados do ^{100}Ru indicados na tabela IV.1.1.

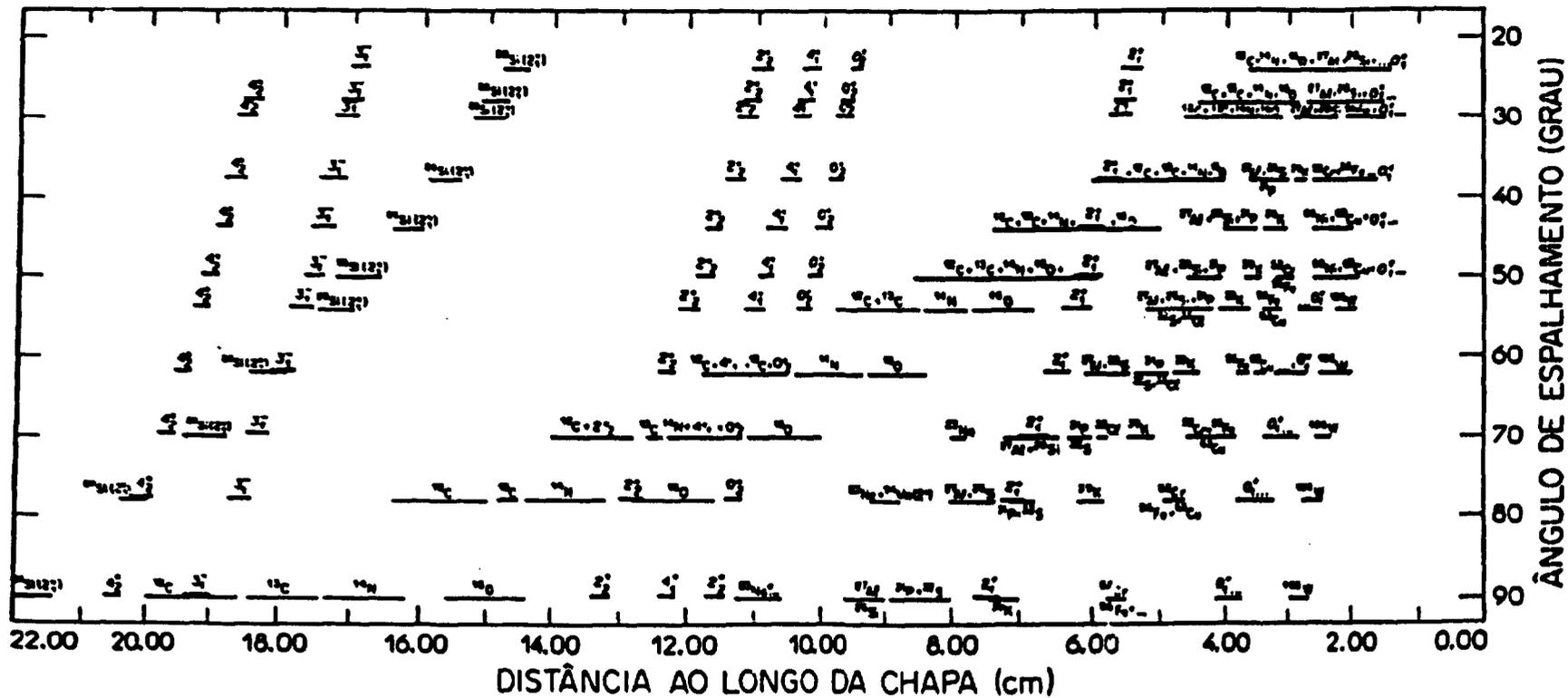


Fig.II.1.3.: Esquema comparativo dos espectros medidos: são indicadas as projeções dos picos em função do ângulo de espalhamento.

Devido a estas propriedades, torna-se fácil a separação dos grupos de prótons provenientes de espalhamento em contaminantes leves e pesados, mas não de contaminantes de massas próximas à do núcleo em estudo. Estes, por outro lado, foram identificados com base na composição do alvo e condições de evaporação. Fica claro, também, que apesar de grupos de prótons de contaminantes desfocados prejudicarem regiões extensas dos espectros, com pequenas variações no ângulo de espalhamento, há a possibilidade de separar os picos de interesse. Sendo assim, complementaram-se os dados obtidos anteriormente em ângulos criticamente importantes, com a utilização de um detetor de barreira de superfície sensível à posição, no plano focal do espectrógrafo, numa segunda tomada de dados. A figura II.1.4 mostra um espectro típico obtido com esse detetor, correspondente ao ângulo de espalhamento de 54° , centrado na região de interesse ao redor do pico 1.

Para a escolha do plano de detecção adequado, entre a primeira e a segunda tomada de dados, foi necessário refazer o estudo das posições de foco, devido a problemas técnicos ocorridos (vide APÊNDICE).

II.2 - DETERMINAÇÃO DA ENERGIA DE EXCITAÇÃO DOS NÍVEIS OBSERVADOS

A energia de excitação de cada nível observado é obtida a partir da posição do pico no espectro, através do programa SPECTRE (Mo68). Esse programa faz, essencialmente, cálculos de

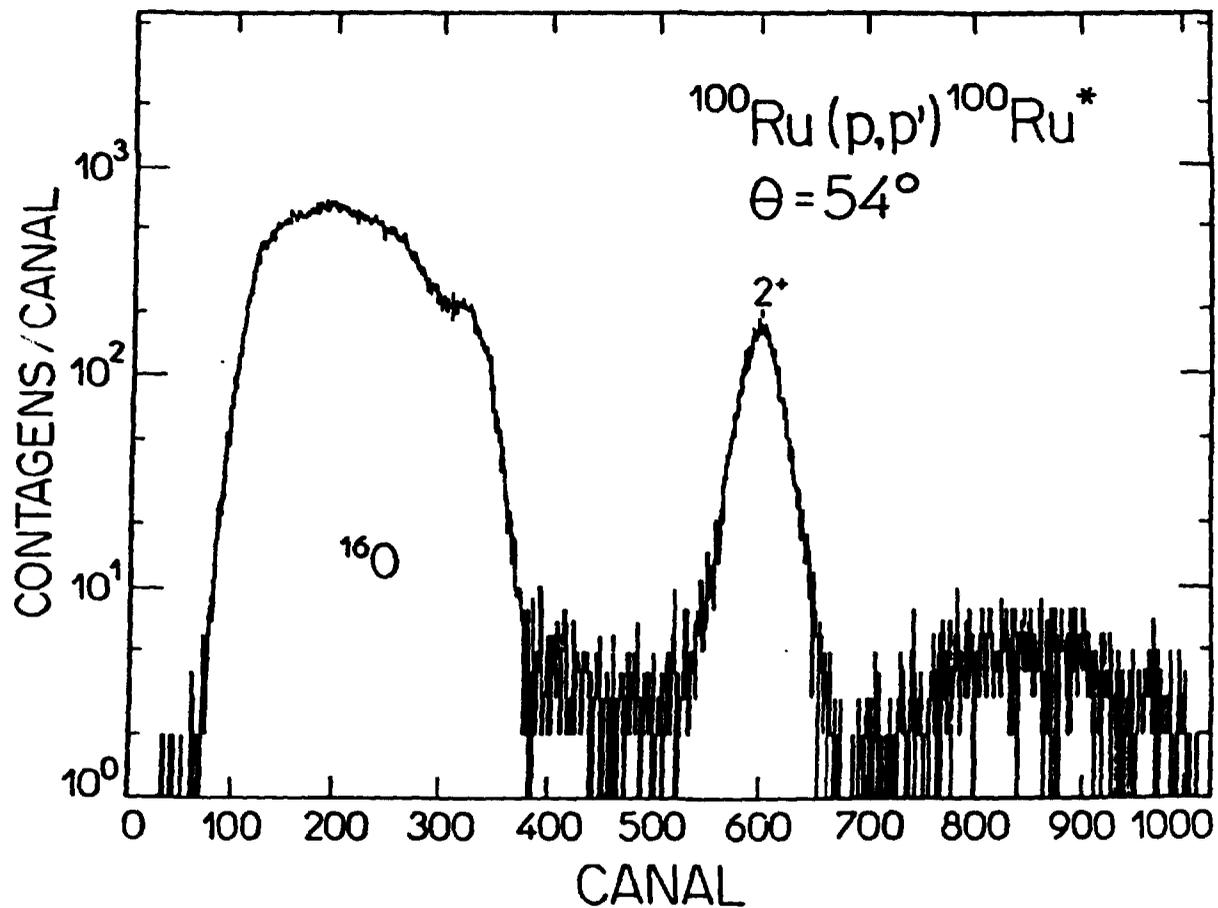


Fig.II.1.4.: Espectro de prótons emergentes do espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^*$ observados a 54° no DSP, no plano local do espectrógrafo magnético.

cinemática relativística de reação, relacionando a energia das partículas emergentes, obtida a partir da posição do pico no espectro, via calibração do espectrógrafo, com a massa do núcleo residual, ou melhor, com o Q da reação. A energia de excitação nada mais é do que a diferença entre o Q , para o nível em estudo, e o Q correspondente ao estado fundamental. Como foi mencionado, esse programa incorpora a calibração do espectrógrafo, ou seja, a relação entre o raio de curvatura efetivo da partícula e a posição de incidência L medida ao longo do plano focal, em relação a uma referência fixa.

A energia de excitação de cada estado do núcleo residual foi calculada, pelo programa, através de uma média das energias obtidas experimentalmente para o referido estado, nos vários ângulos de espalhamento, sendo o desvio quadrático médio cerca de 2 keV.

A tabela IV.1.1 apresenta as energias de excitação obtidas neste trabalho e, para comparação e discussão posterior, resultados existentes na literatura (Cap.IV).

Foram identificados três estados fortemente excitados que correspondem às energias de excitação 0,539 , 2,166 e 2,367 MeV. Além desses, foram identificados os estados de energias 1,130 , 1,227 e 1,362 MeV e outros também fracamente populados com energias de excitação entre 2,400 e 3,000 MeV. Para a determinação da energia destes, correspondentes às posições superiores a 19,0 cm dos espectros, construiu-se um espectro soma dessa região (fig.II.2.1). Foi utilizada, como referência, a

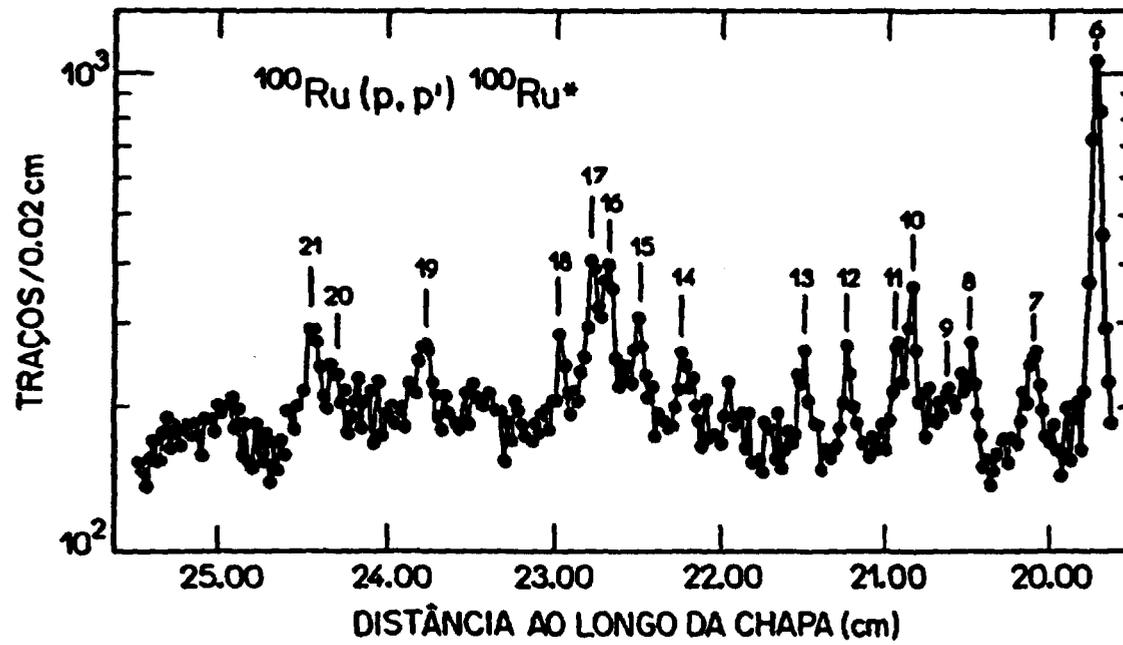


Fig.11.2.1.: Espectro soma do espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^-$.

posição do pico correspondente ao estado de energia 2,166 MeV. O espectro soma resalta os picos relacionados com o espalhamento estudado e diminui flutuações estatísticas, facilitando, assim, a determinação das posições desses picos a serem utilizadas em cálculos no programa SPECTRE, conforme já mencionado.

11.3 - DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE RELATIVA E ABSOLUTA

A seção de choque de espalhamento é calculada através da expressão:

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \frac{N_{\text{esp}}(\theta)}{n_i \cdot N_{\text{alvo}} \cdot \Delta\Omega_{\text{esp}}} \quad (\text{II.3.1})$$

onde θ é o ângulo de espalhamento; $N_{\text{esp}}(\theta)$, o número de partículas espalhadas em um certo ângulo; n_i , o número de partículas incidentes; N_{alvo} , o número de núcleos no alvo por unidade de área transversal à direção do feixe; $\Delta\Omega_{\text{esp}}$, o ângulo sólido.

O número de partículas espalhadas foi obtido, através dos espectros, somando-se as contagens nos canais correspondentes ao pico e subtraindo-se o fundo. Esse fundo, no caso de picos isolados, foi avaliado fazendo-se uma média de contagens nos canais vizinhos nos dois lados do pico, admitindo um fundo linear passando por estas médias. No caso de picos próximos a

contaminantes, foi subtraído, além do fundo, um número de contagens correspondente ao pico do possível contaminante, supondo-se que este, em ângulos vizinhos, tivesse formato semelhante.

O número de partículas incidentes foi obtido através da carga coletada no copo de Faraday da câmara de espalhamento durante o experimento.

Para os espectros obtidos com o DSP, o cálculo da área do pico foi feito utilizando-se o programa de cálculo de área implantado no próprio sistema de aquisição de dados no computador IBM-360, existente no laboratório Pelletron. A normalização desses dados com os obtidos anteriormente em emulsão nuclear, foi feita a partir da repetição da medida, nas mesmas condições de focalização e energia, no ângulo de 54° . Nesta medida, observou-se somente o estado de energia de excitação 0,539 MeV, bem conhecido na literatura (Ko74). A comparação das razões entre a área do pico e a carga coletada durante a experiência, para cada um dos períodos, fornece a normalização relativa entre eles, tendo sido estimado um erro menor que 1% para este valor.

O fator que normaliza a seção de choque relativa em absoluta foi obtido a partir das medidas de espalhamento elástico e previsões do modelo óptico (Pe76), como mostra a figura II.3.1. Os valores relativos da seção de choque elástica experimental são dados pela razão entre o número de partículas espalhadas elasticamente em vários ângulos entre 36° e 76° , utilizando-se

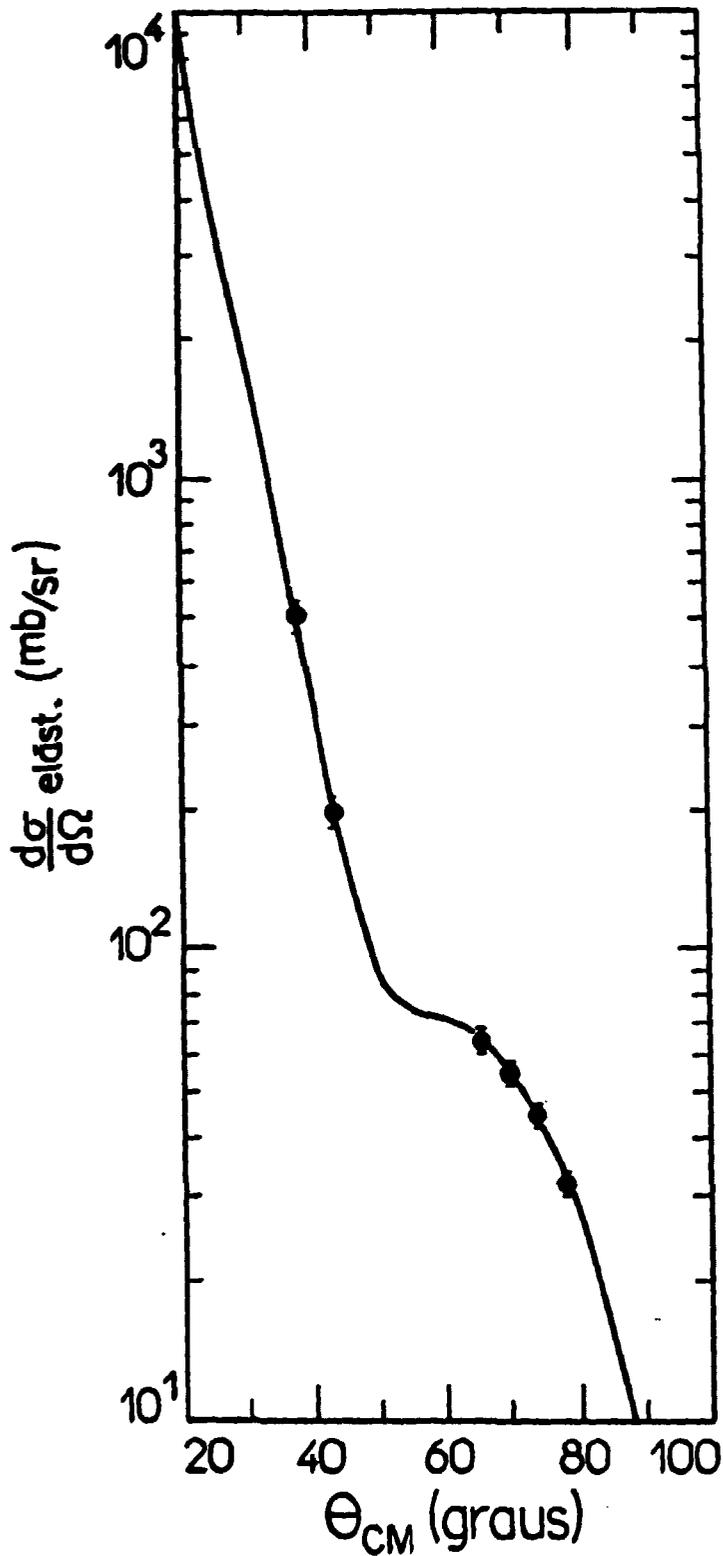


Fig.II.3.1.: Distribuições angulares experimental e prevista pelo modelo óptico para o espalhamento elástico $^{90}\text{Ru}(p,p)^{90}\text{Ru}$, utilizadas para a normalização da seção de choque relativa em absoluta.

emulsão nuclear no plano focal do espectrógrafo, e a carga coletada no copo de Faraday, nas mesmas condições empregadas na experiência de espalhamento inelástico. Os cálculos da seção de choque teórica foram baseados em dois conjuntos de potenciais ópticos, sendo estes os de Becchetti-Greenlees (Be69) e Perey-Perey (Pe63), descritos na seção III.3.

Na incerteza do fator de normalização, há uma contribuição de aproximadamente 9%, estimada a partir dos resultados obtidos com os dois conjuntos de parâmetros de potenciais usados no cálculo da seção de choque elástica teórica (fig.II.3.2); outra contribuição, proveniente do valor relativo da seção de choque elástica experimental, da ordem de 2%, é devida, basicamente, à incerteza nos valores das contagens dos traços nas emulsões nucleares. As contribuições acima implicam em uma incerteza de 9% no fator de normalização (fig.II.3.1).

A incerteza do valor da seção de choque experimental relativa é calculada levando em conta as incertezas do processo de contagem de traços nas emulsões nucleares, da avaliação da contribuição do fundo e do processo de coleção de cargas no copo de Faraday, além de flutuações estatísticas.

Considerando as contribuições acima, obtém-se uma indeterminação da ordem de 14% no valor absoluto da seção de choque experimental para os estados mais populados e, para os menos populados, uma incerteza de no máximo 30%.

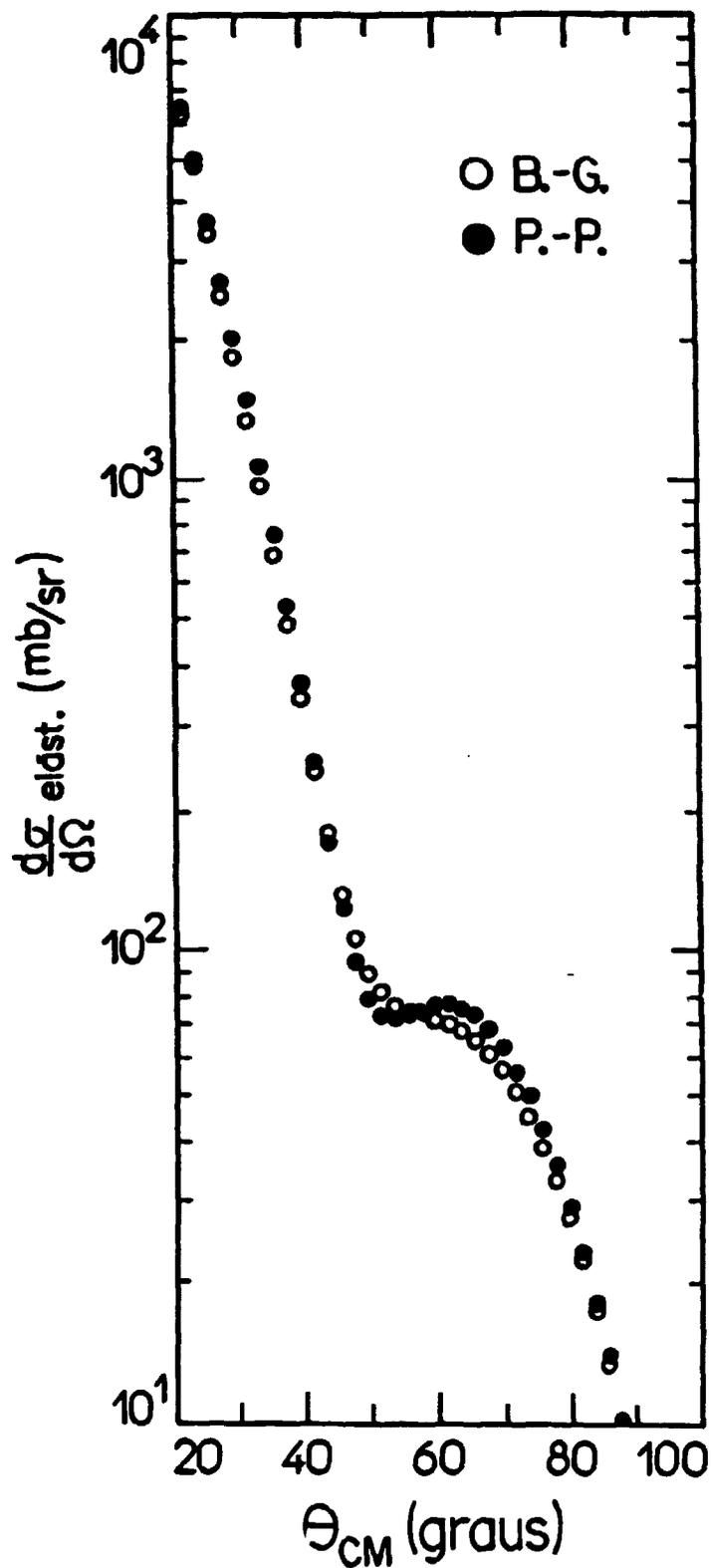


Fig.II.3.2.: Distribuições angulares teóricas da seção de choque elástica calculadas para os dois conjuntos de potenciais ópticos.

As distribuições angulares experimentais são apresentadas e discutidas mais adiante (sec.III.4).

CAPÍTULO III. ANÁLISE DAS DISTRIBUIÇÕES ANGULARES

As distribuições angulares, associadas aos estados fortemente excitados no espalhamento inelástico de prótons, apresentam características de processos em uma etapa. Essas transições, para estados de paridade natural e de natureza coletiva, são bem descritas na DWBA (Distorted Wave Born Approximation) pelo modelo macroscópico. Essa descrição permite a extração dos momentos angulares transferidos, através da comparação do formato das distribuições angulares experimentais com as previstas pelo modelo, e dos parâmetros de deformação, através da comparação das seções de choque medidas e calculadas.

Este capítulo mostra os detalhes da análise feita. Constan deste:

- a. resumo da teoria básica para descrição da seção de choque na aproximação DWBA (seç.III.1);
- b. fator de forma no modelo coletivo (seç.III.2);
- c. apresentação dos potenciais ópticos utilizados (seç.III.3);
- d. cálculos das distribuições angulares teóricas, comparação com as experimentais e extração dos momentos angulares transferidos e parâmetros de deformação (seç.III.4).

III.1 - APROXIMAÇÃO DE BORN COM ONDAS DISTORCIDAS (DWBA)

Seja o espalhamento inelástico descrito pelo processo $A(a, a')A^*$, onde o projétil a incide sobre o núcleo-alvo A e observa-se, após a interação, o núcleo emergente a' que deixou o núcleo residual A^* .

Supondo-se separável a interação V entre um dado par em colisão, esta pode ser composta por um potencial U que depende somente das coordenadas relativas dos centros de massa em colisão \vec{r}_{AA} e \vec{r}_{aA} , o qual descreve o espalhamento inelástico do par, e por um potencial W que depende tanto das coordenadas relativas quanto das coordenadas intrínsecas ξ_a , ξ_A , $\xi_{a'}$ e ξ_{A^*} , responsável pelas transições aos estados excitados do núcleo residual.

A seção de choque diferencial de espalhamento inelástico para um núcleo par-par é (Ba62):

$$(d\sigma/d\Omega) = (\mu/2\pi\hbar^2)^2 \cdot (k_f/k_i) \cdot \sum_z (|T_{0\mu\sigma\lambda}|^2 / 2s+1) \quad (\text{III.1.1})$$

onde \sum_z indica a soma sobre as componentes z do momento angular do núcleo no estado final, tomando-se a média sobre as componentes do estado inicial; μ é a massa reduzida do sistema e s é o spin da partícula incidente. Considerando o espalhamento de uma partícula com momento incidente $\hbar \vec{k}_i$ e momento final $\hbar \vec{k}_f$, no qual o núcleo alvo é excitado do estado fundamental para um

estado final, a teoria de ondas distorcidas está baseada na amplitude de transição dada por:

$$T_{00 \rightarrow a} = \int d\vec{r}_{a \rightarrow a} \int d\vec{r}_{a \rightarrow a} \chi_{\vec{k}, \vec{r}_{a \rightarrow a}}^{(-)} = (\vec{k}, \vec{r}_{a \rightarrow a}) \cdot \langle A = a' | W | A_0 \rangle \cdot \chi_{\vec{k}, \vec{r}_{a \rightarrow a}}^{(+)} \quad (III.1.2)$$

onde $\chi^{(-)}$ e $\chi^{(+)}$ são as ondas distorcidas que descrevem o espalhamento elástico antes e depois da transição inelástica, e estão relacionadas através da inversão temporal. As ondas distorcidas têm a forma :

$$\chi_{\vec{k}, \vec{r}}^{(-)} = \sum_l i^{l+1} [4\pi(2l+1)]^{1/2} f_l(kr) \cdot Y_l^0(\hat{r}) \quad (III.1.3.a)$$

$$\chi_{\vec{k}', \vec{r}}^{(+)} = 4\pi \sum_{l=0}^{\infty} i^{-l} f_l^*(k'r) \cdot Y_l^0(\hat{r}) \cdot Y_l^0(\hat{k}') \quad (III.1.3.b)$$

onde as funções $f_l(kr)$ correspondem à parte radial da onda parcial l , e os símbolos r e k' indicam as coordenadas angulares desses vetores. Estas funções radiais satisfazem a condição assintótica :

$$f_l(kr) \xrightarrow{r \rightarrow \infty} [H_l^{(1)}(kr) - \eta_l H_l^{(2)}(kr)] \cdot \exp(i\sigma_l) / 2ikr \quad (III.1.4)$$

onde $H_+(kr) = G_+(kr) + iF_+(kr)$ é a função de onda coulombiana emergente, $\eta_+ = \exp(2i\delta_+)$ o coeficiente de reflexão e σ_+ é a diferença de fase coulombiana (Ja70, Ku74).

O termo $\langle A^{\prime} a^{\prime} | W | A a \rangle$ na expressão (III.1.2) é o elemento de matriz de interação que descreve a transição inelástica entre os estados internos dos pares colidentes e contém todas as informações de estrutura nuclear, momento angular, regras de seleção, etc.... Como é usual na análise de espalhamento inelástico, toma-se $\vec{r}_{a^{\prime} a} = \vec{r}_{a^{\prime} a} = \vec{r}$.

Em casos de excitações coletivas de núcleo esférico par-par, em que não se considera o "spin-flip" da partícula incidente ($\Delta S=0$), é conveniente fazer a seguinte expansão de multipolos do potencial de interação (Ba62):

$$W(\vec{r}, \xi) = \sum_{LM} W_{LM}(r, \xi) \cdot [i^L \cdot Y_L^M(\theta, \phi)] = \quad (III.1.5)$$

onde θ e ϕ são os ângulos polares de \vec{r} , e ξ representa todas as coordenadas internas relevantes.

Aplicando-se o teorema de Wigner-Eckart ao elemento de matriz de transição, obtém-se para a interação efetiva:

$$\langle J^{\prime} M^{\prime} | W | J M \rangle = \sum_L \langle J^{\prime} M^{\prime} | W_L | J M \rangle \langle J^{\prime} || W_L || J \rangle \cdot [i^L \cdot Y_L^M(\theta, \phi)] = \quad (III.1.6)$$

onde J_L , J_z são os spins nucleares iniciais e finais, e M_L , M_z suas projeções no eixo z. O coeficiente de Clebsch-Gordan garante a conservação do momento angular enquanto que o harmônico esférico determina a paridade como sendo $(-)^L$.

O elemento de matriz reduzido é, então, somente função de r e é usual escrevê-lo como o produto de uma intensidade A_L e um fator de forma $F_L(r)$, isto é:

$$\langle J_f || M_L || J_i \rangle = A_L \cdot F_L(r) \quad (\text{III.1.7})$$

onde a magnitude e a forma desse fator depende do modelo nuclear escolhido.

III.2 - DESCRIÇÃO DO FATOR DE FORMA NO MODELO COLETIVO

Na linguagem do modelo coletivo mais simples, a excitação nuclear é associada ou à oscilação de superfície ao redor de um formato esférico ou a rotações no caso de deformações permanentes. Essa descrição leva a uma extensão do modelo óptico para incluir potenciais não esféricos. As partes não esféricas do potencial são capazes de induzir o espalhamento inelástico para estados vibracionais ou rotacionais. Os parâmetros para o fator de forma radial são determinados pelo potencial óptico esférico usual.

Supondo que o potencial óptico deformado não dependa da distância entre os centros de massa do projétil e do núcleo, mas sim da distância à superfície nuclear, admite-se que o potencial de interação dependa apenas da distância $(r-R)$. A superfície de um núcleo vibrador é descrita, em relação às coordenadas do laboratório, por:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left[1 + \sum_{L,M} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \phi) - \sum_{L,M} (|\alpha_{LM}|^2 / 4\pi) \right] \quad (\text{III.2.1})$$

onde os parâmetros α_{LM} são variáveis dinâmicas e o volume incluído por esta superfície é constante até segunda ordem.

A partir da superfície do núcleo, expandindo-se o potencial $V(r-R)$ em série de Taylor em torno de $R=R_0$, obtém-se:

$$V(r-R) = V(r-R_0) - \delta R \cdot (d/dr)V(r-R_0) + (1/2)(\delta R)^2 \cdot (d^2/dr^2)V(r-R_0) \quad (\text{III.2.2})$$

sendo

$$\delta R = R - R_0 = R_0 \left[\sum_{L,M} \alpha_{LM} Y_L^M(\theta, \phi) - \sum_{L,M} (|\alpha_{LM}|^2 / 4\pi) \right] \quad (\text{III.2.3})$$

O primeiro termo da expansão $V(r-R_0)$ é o potencial óptico esférico que gera as ondas distorcidas e é usado para a descrição do espalhamento elástico. Os outros termos de $V(r-R)$ descrevem a interação inelástica, associada a $W(\vec{r}, \xi)$.

Comparando as expressões $W(\zeta, \xi)$ (eq.III.1.5) e $V(r-R)$ (eq.III.2.3), obtém-se até primeira ordem:

$$W_{LN} = -i^L \cdot R_0 \cdot \left[\left(\frac{d}{dr} \right) V(r-R_0) \right] \alpha_{LN}^- \quad (\text{III.2.4})$$

A interação W_{LN} descreve a excitação de um núcleo par-par esférico, do estado fundamental para o estado de 1 fônon de 2^+ -polos, através do elemento de matriz reduzido:

$$A_L \cdot F_L(r) = \langle J_p = L || W_L || J_i = 0 \rangle = -i^L \cdot R_0 \cdot \left(\frac{d}{dr} \right) V(r-R_0) \cdot (\hbar \omega_L / 2C_L)^{1/2} \quad (\text{III.2.5})$$

uma vez que

$$\langle L || \alpha_{LN}^- || 0 \rangle = (\hbar \omega_L / 2C_L)^{1/2} \quad (\text{III.2.6})$$

onde C_L é o parâmetro correspondente à força restauradora no vibrador harmônico, e $\hbar \omega_L$, a energia do fônon.

No caso do potencial $V(r-R_0)$ assumir a forma de Woods-Saxon:

$$V(r-R_0) = -(V_0 / e^{\mu+1}) \quad \text{onde} \quad x = (r-R_0/a) \quad (\text{III.2.7})$$

obtém-se

$$(dV/dr) = (1/a) \cdot (dV/dx) = (V_0/a) \cdot (e^{-x}/(e^{-x}+1)^2) \quad (\text{III.2.8})$$

Assim, substituindo a equação (III.2.5) acha-se :

$$A_L = i^L \cdot (V_0 \cdot R_0/a) \cdot (\hbar\omega_L/2C_L)^{L+1/2} \quad (\text{III.2.9})$$

O parâmetro de deformação β_L é definido por:

$$\beta_L^2 = \langle 0 | \sum_n |a_{Ln}|^2 | 0 \rangle \quad (\text{III.2.10})$$

e representa o desvio quadrático médio da esfericidade para o núcleo no estado fundamental, devido a oscilações de ponto zero do oscilador L correspondente. É expresso por:

$$\beta_L = [(2L+1)(\hbar\omega_L/2C_L)]^{1/2} \quad (\text{III.2.11})$$

Assim,

$$A_L \cdot F_L(r) = -i^L R_0 (\beta_L / (2L+1))^{L+1/2} \cdot (d/dr)V(r-R_0) \quad (\text{III.2.12})$$

sendo, pois, a seção de choque de espalhamento inelástico proporcional a β_L^2 .

O valor do momento angular transferido L é o parâmetro mais importante na determinação do formato das distribuições

angulares, sendo a localização do pico principal da distribuição angular essencialmente determinada pelo L transferido ao núcleo, se deslocando para ângulos maiores conforme aumenta o valor de L.

No modelo rotacional, o formalismo é descrito de forma análoga ao utilizado para vibração exceto que a superfície nuclear assume uma deformação permanente ao invés de uma forma esférica oscilando. Para uma deformação quadrupolar, $L=2$, em termos do parâmetro de deformação β_L , os parâmetros $a_{L\lambda}$ no sistema intrínseco são expressos por:

$$a_{2,0} = \beta_2 \cdot \cos \gamma \quad ; \quad a_{2,21} = 0 \quad ; \quad a_{2,22} = (\beta_2 \cdot \sin \gamma) / \sqrt{2} \quad \text{(III.2.13)}$$

Para um rotor simétrico ($\gamma=0^\circ$ ou $\gamma=60^\circ$), a expressão (III.2.12) é válida e a seção de choque de espalhamento inelástica é também proporcional a β^2 (Ba62).

No modelo coletivo, então, o fator de forma F_L é dado pela derivada do potencial óptico. Na prática, o que se faz é escolher os parâmetros do fator de forma a partir dos dados experimentais de espalhamento elástico e obter, pela comparação de cálculos teóricos na aproximação DWBA, com dados experimentais de espalhamento inelástico, os parâmetros de deformação β_L efetivos associados a cada transição de momento angular L. Para núcleo par-par, é válida a seguinte expressão :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \exp = \beta^2 \frac{d\sigma}{d\Omega} \text{DWBA} \quad (\text{III.2.14})$$

A interpretação geométrica do parâmetro de deformação efetivo extraído, entretanto, requer informações adicionais da adequação do modelo à descrição do núcleo em estudo.

III.3 - CÁLCULOS DWBA: POTENCIAIS ÓPTICOS

As funções de onda distorcidas dos canais de entrada e saída, utilizadas no cálculo da amplitude de transição, são geradas por potenciais ópticos que reproduzem o espalhamento elástico experimental das partículas incidentes (emergentes) pelo núcleo-alvo (residual), nas energias adequadas.

O potencial óptico tem sido descrito (Pe76) da seguinte forma:

$$V(r) = V_c + V_n f(x_D) + (\hbar/m_n c)^2 \cdot (\vec{\sigma} \cdot \vec{I}) \cdot V_{so} \cdot (1/r) \cdot (d/dr) f(x_{D0}) - i[W \cdot f(x_D) - 4W_D \cdot (d/dx_D) f(x_D)] \quad (\text{III.3.1})$$

onde :

- V_c é o potencial coulombiano de uma esfera uniformemente carregada de raio $R_c = r_c \cdot A^{1/3}$;

$$V_c = \begin{cases} (Z.Z'.e^2/r) & \text{para } r \geq R_c \\ (Z.Z'.e^2/2R_c).(3-(r^3/R_c^3)) & \text{para } r < R_c \end{cases} \quad (\text{III.3.2})$$

Na expressão acima, Z e Z' são os números atômicos associados, respectivamente, ao núcleo-alvo e à partícula incidente (entrada), ou ao núcleo residual e à partícula emergente (saída) e a quantidade e corresponde à carga do elétron;

- As funções $f(x_0)$, $f(x_1)$, $f(x_2)$ e $f(x_3)$ têm a forma sugerida por Woods-Saxon com raios, parâmetros e difusividade apropriados, sendo:

$$f(x_i) = (1 + e^{-x_i})^{-1} \quad \text{onde } x_i = [(r - r_i) A^{1/3}] / a_i \quad (\text{III.3.3})$$

- $V_n.f(x_0)$ é o termo real de volume do potencial óptico;
- $(\hbar/m_0c)^2 (\vec{\sigma} \cdot \vec{l}) V_{so} (1/r) (d/dr) f(x_{so})$ é o potencial de spin-órbita sendo $\vec{\sigma}$ e \vec{l} , respectivamente, os operadores de spin (matrizes de Pauli) e o momento angular orbital;
- $[W.f(x_1) - 4W_0(d/dx_0)f(x_0)]$ são os potenciais imaginários de volume e superfície, respectivamente, responsáveis por todos os processos inelásticos e de reação, na descrição do espalhamento elástico.

Os parâmetros de profundidade V_c , V_n , W e W_0 e de geometria r_i e a_i são determinados a partir de ajustes a dados experimentais de espalhamento elástico. Para prótons, existem

parâmetros obtidos por análises sistemáticas (i) de Becchetti-Greenlees (Be69), válida para prótons de $E_{inc} < 50$ MeV e para a região de massa de $A > 40$, ou (ii) de Perey-Perey (Pe63), válida para prótons de $E_{inc} < 20$ MeV e para a região de massa de $10 < A < 100$. Na tabela III.3.1 estão apresentados os valores correspondentes a esses dois conjuntos de potenciais ópticos.

As figuras III.3.1a-c mostram as distribuições angulares teóricas para estados de momento angular $L = 2, 3$ e 4 , calculadas para os dois conjuntos de potenciais ópticos mencionados acima, evidenciando, pois, que os formatos previstos são seletivos de L . Embora as curvas não correspondam ao mesmo valor em escala, observa-se que as distribuições angulares calculadas utilizando-se o potencial de Becchetti-Greenlees ficam em torno das previstas pelo potencial de Perey-Perey, que possui uma incerteza de 15% na descrição da parte imaginária de superfície, conforme mostra a figura III.3.1d.

As distribuições angulares teóricas de espalhamento foram obtidas pelo programa DWUCK4 (Ku74) que calcula as seções de choque através da aproximação DWBA. O cálculo é realizado através da expansão em ondas parciais e, devido à restrição do programa, o número destas é limitado a um valor máximo (l_{max}). Outra limitação existente é o valor do raio máximo (R_{max}), que representa até onde as integrais radiais são calculadas, estando esse valor relacionado com o passo de integração dr . Levando-se em conta as limitações e fazendo uma avaliação da física da

Tabela III.3.1. Parâmetros dos potenciais ópticos utilizados no cálculo teórico da seção de choque

Potenciais Ópticos		
	Becchetti e Greenlees	Perey e Perey
V_R (MeV)	$50,43 - 0,32.E_p$	$60,33 - 0,55.E_p$
r_R (fm)	1,17	1,25
a_R (fm)	0,75	0,65
V_{so} (MeV)	6,2	7,5
r_{so} (fm)	1,01	1,25
a_{so} (fm)	0,75	0,47
W (MeV)	$0,22 E_p - 2,7$	-
r_W (fm)	1,32	-
a_W (fm)	0,59	-
W_D (MeV)	$13,24 - 0,25 E_p$	$13,5 \pm 2,0$
r_D (fm)	1,32	1,25
a_D (fm)	0,59	0,47
r_C (fm)	1,25	1,25

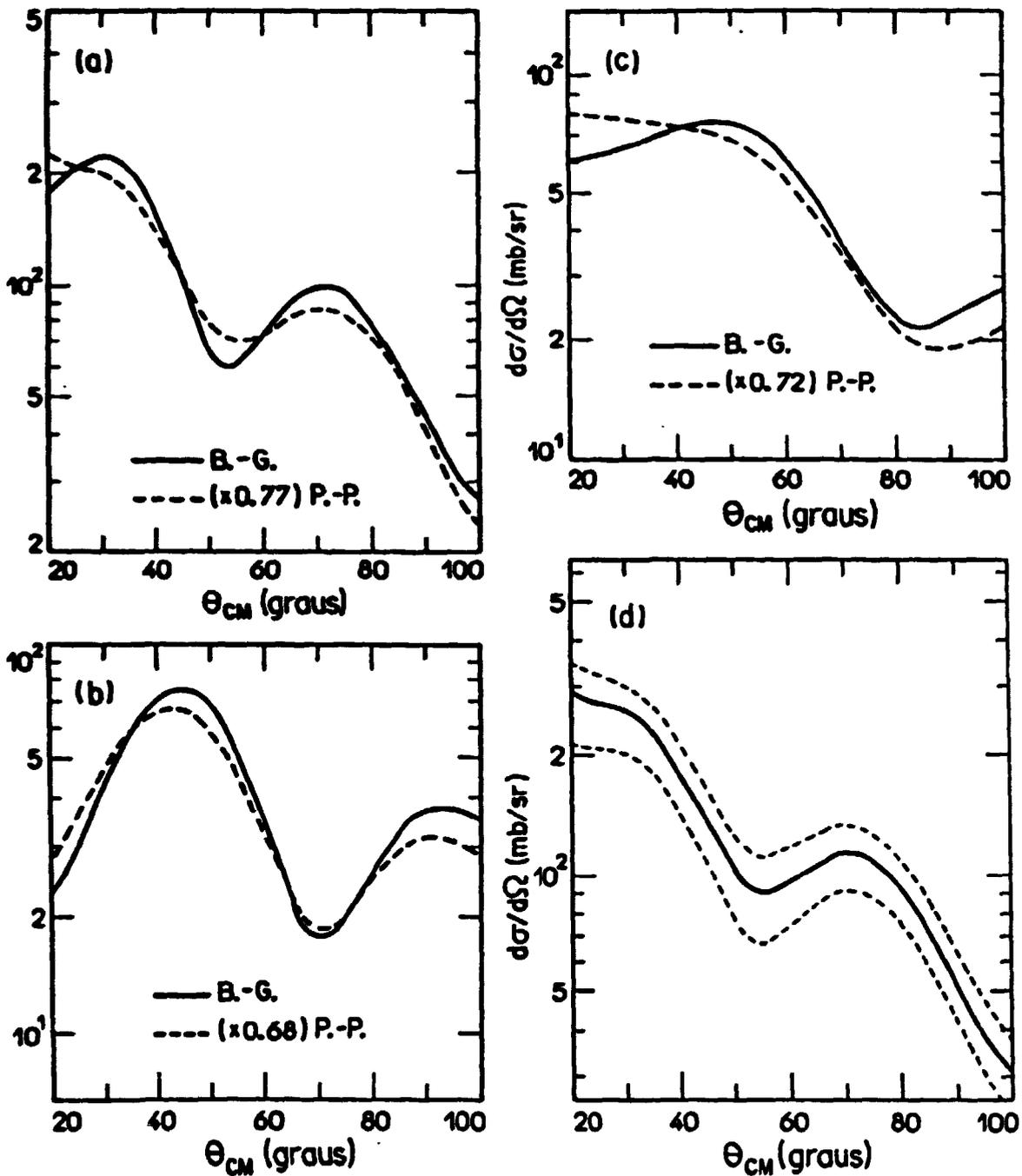


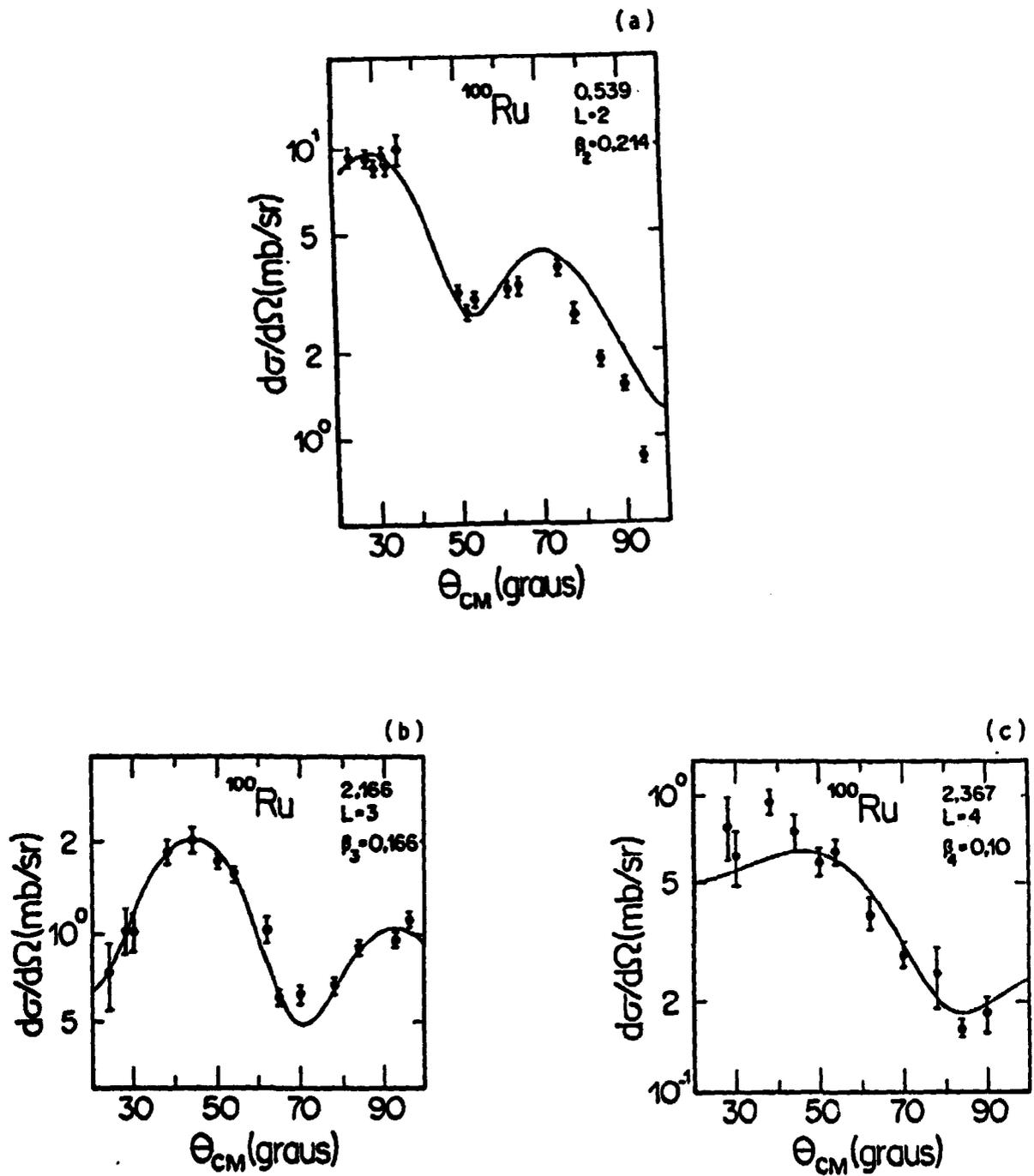
Fig.III.3.1a-d: (a), (b), (c) Comparação das distribuições angulares teóricas para os estados de $L=2$, 3 e 4, respectivamente, utilizando os potenciais ópticos de Becchetti-Greenlees e Perey-Perey; (d) distribuição angular teórica para o estado de $L=2$, indicando sua possível variação devido à incerteza na parte imaginária de superfície do potencial de Perey-Perey.

presente reação, os cálculos foram feitos com $L_{max} = 49$, $R_{max} = 60,0$ fm e $dr = 0,24$ fm.

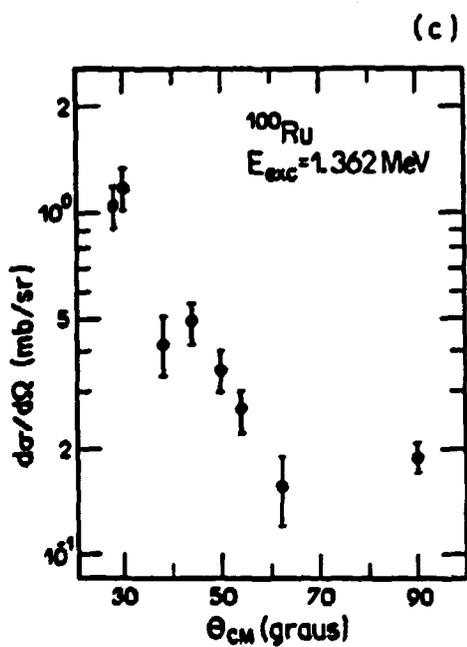
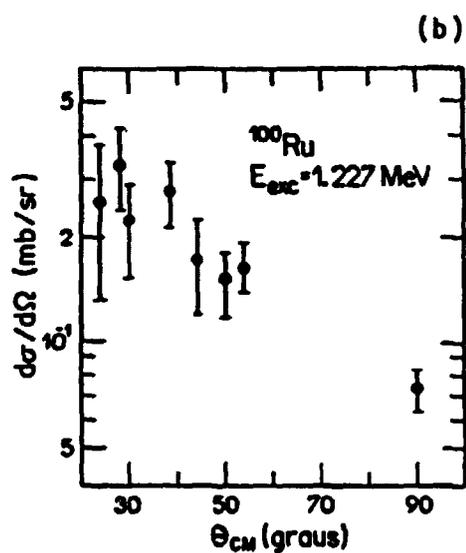
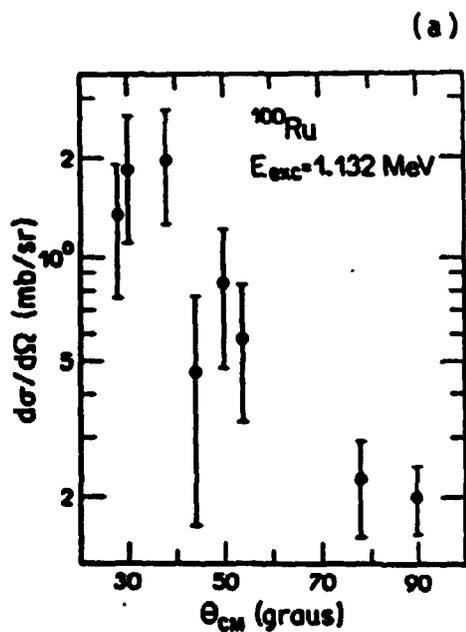
III.4 - DETERMINAÇÃO DO MOMENTO ANGULAR E EXTRAÇÃO DO PARÂMETRO DE DEFORMAÇÃO

As distribuições angulares experimentais e ajustes da previsão DWBA utilizando o potencial óptico de Becchetti-Greenlees (Be69), quando pertinentes, obtidas nesse trabalho, são apresentadas nas figuras III.4.1 e III.4.2. Quanto à atribuição de L, os seguintes comentários podem ser feitos :

- para o nível de energia 0,539 MeV, os dados experimentais se adequaram à distribuição angular característica de $L=2$ (fig.III.4.1a), conforme previsto, pois se trata do bem conhecido estado 2^+_1 (Ko74);
- a distribuição angular do estado com energia de excitação de 2,166 MeV corresponde a $L=3$ (fig.III.4.1b), sendo este o estado 3^-_1 relatado por De Voigt et al. (Vo76);
- para o estado de energia 2,367 MeV, atribuiu-se o momento angular $L = 4$ (fig.III.4.1c). Vale ressaltar ser esta a primeira vez que se deteta experimentalmente esse estado através de espalhamento inelástico de hádrons;
- para os estados de energia de excitação 1,130, 1,227 e 1,362 MeV (fig.III.4.2a-c), foram determinadas as distribuições angulares com incertezas de 30% nas seções de



Figs.III.4.1a-c.: Distribuições angulares experimentais e previstas pela DWBA para o espalhamento $^{100}\text{Ru}(p,p')^{100}\text{Ru}^*$, dos estados correspondentes aos momentos angulares transferidos L=2,3 e 4. São indicados a energia de excitação em MeV, o L transferido e o β_L extraído.



Figs. III.4.2a-c: Distribuições angulares experimentais correspondentes aos estados de energia: (a) 1.132, (b) 1.227 e (c) 1.362 MeV, associadas ao espalhamento $^{100}\text{Ru}(p, p')^{100}\text{Ru}$.

choque relativas, devido à baixa estatística das medidas.

Entretanto, mesmo com boa estatística, a análise dessas distribuições angulares necessitaria cálculos de canais acoplados pois as excitações desses estados envolvem processos de duas etapas, o que torna cálculos de DWBA inadequados;

- para os estados com energia de excitação acima de 2,4 MeV, devido à baixa estatística com que foram detetados, não são apresentadas distribuições angulares.

A tabela III.4.1 apresenta os valores dos parâmetros de deformação β_L extraídos utilizando-se os dois conjuntos de potenciais ópticos (Becchetti-Greenlees e Perey-Perey). O critério utilizado para obtenção dos valores de β_L foi o de ajustar sobre os dados experimentais a distribuição angular teórica, principalmente em relação ao primeiro pico e à queda para o primeiro vale, região onde se espera que o modelo de reação adotado descreva mais apropriadamente a realidade experimental. As incertezas nos valores de β_L são relativos aos erros calculados para os dados experimentais, levando-se em conta o critério descrito acima, não incluindo incertezas do valor absoluto da seção de choque ou do formalismo DWBA.

Após um exame criterioso dessa tabela, para sistematização final dos resultados (tabela IV.1.1), optou-se por apresentar os valores de β_L com um dígito a menos, e apenas os

referentes à análise com os potenciais ópticos de Becchetti-Greenlees (Be69).

Tabela III.4.1. Valores dos parâmetros de deformação extraídos, utilizando-se os potenciais ópticos de Becchetti-Greenlees (B-G) e Perey Perey (P-P).

PARÂMETROS DE DEFORMAÇÃO				
L	β_L	B-G	β_L	P-P
2	$0,208 \pm 0,014$		$0,187 \pm 0,019$	
3	$0,166 \pm 0,011$		$0,142 \pm 0,013$	
4	$0,095 \pm 0,014$		$0,084 \pm 0,013$	

Neste trabalho fez-se a suposição do parâmetro de deformação ser igual para as partes real e imaginária do potencial. Cálculos com comprimentos de deformação iguais $\delta_r = \delta_i$ ($\delta = \beta R$) foram também realizados e, com essa hipótese, os valores dos parâmetros de deformação obtidos aumentariam de $\approx 2\%$.

CAPITULO IV. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS E CONCLUSÃO



IV.1. ^{100}Ru - COMPARAÇÃO COM OUTRAS INFORMAÇÕES EXPERIMENTAIS

Os resultados obtidos são sistematizados nas tabelas IV.1.1 e IV.1.2, que englobam também, para comparação, conforme discussão posterior, outras informações experimentais associadas a medidas de decaimento γ ($\text{Co}82$), transferência de uma partícula ($\text{Sa}81$), excitação coulombiana ($\text{Hi}84, \text{Ko}74, \text{La}80$) e espalhamento inelástico ($\text{Du}87, \text{Vo}76$).

O acordo dentro dos desvios atribuídos (sec. II.2), entre as energias de excitação do presente trabalho e as obtidas a partir do espectro γ que segue a captura ressonante de um nêutron no ^{100}Ru ($\text{Co}82$) e em outros estudos de decaimentos γ compilados pelo grupo do Nuclear Data Sheets ($\text{Ko}74$), é excelente, conforme mostra a tabela IV.1.1. A correspondência entre níveis detetados indica uma discrepância máxima de 2 keV até aproximadamente 2,6 MeV de excitação. Acima dessa energia a correspondência entre níveis, com as informações disponíveis, é difícil de se estabelecer.

Os estados a 0,539 e 2,166 MeV, correspondentes aos momentos angulares $L=2$ e $L=3$, são os bem conhecidos $2^+_{1,}$ e $3^-_{1,}$. O estado a 2,367 MeV é atingido em espalhamento

Tabela IV.1.1.: Comparação das energias de excitação e momentos angulares dos estados de ^{100}Ru .

Série	a) PRESENTE TRABALHO			b) NUCL. DATA SHEETS		c) COCEVA ET AL.		F.C. SAMPAIO	
	Energia (MeV)	L	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ máx (mb/sr)	Energia (MeV)	J ⁿ	Energia (MeV)	J	Energia (MeV)	J ⁿ d)
1	0.539	2	9.44±0.59	0.53959	2 ⁺	0.5396	2	0.538	0 ⁺ - 5 ⁺
2	1.132		0.20±0.07	1.13042	0 ⁺	1.1304	0	1.128	0 ⁺ - 5 ⁺
3	1.227		0.34±0.09	1.1265	4 ⁺	1.2266	4	1.224	1 ⁺ - 5 ⁺
4	1.362		1.15±0.17	1.3621	2 ⁺	1.3623	2	1.359	2 ⁺ - 3 ⁺
				1.7407	(0 ⁺)	1.7414	0		
				1.8652	(1,2 ⁺)	1.8653	1,2	1.840	0 ⁺ - 5 ⁺
				1.8812	(2,3 ⁺)	1.8814	3	1.863	0 ⁺ - 5 ⁺
				2.0517	0 ⁺	2.0530	0	1.878	2 ⁺ - 3 ⁺
				2.0639		2.0639	4	2.048	
				2.0777	(6 ⁺)	2.0759	6	2.062	0 ⁺ - 5 ⁺
				2.0993	(0-2) ⁻	2.0993	0,1	2.099	2 ⁺ - 3 ⁺
5	2.166	3	2.05±0.19	2.1673		2.1670	3	2.166	
				2.2406		2.2411	1	2.240	2 ⁺ - 3 ⁺
6	2.367	4	0.96±0.10			2.3515	3	2.352	0 ⁺ - 5 ⁺
				2.3872	(0) ⁺			2.367	0 ⁺ - 5 ⁺
						2.4135	(1),2	2.386	
7	2.418		0.06±0.03					2.417	2 ⁺ - 3 ⁺
8	2.464		0.08±0.03	2.4694	2 ⁻	2.4694	2		
9	2.476		0.10±0.04						
10	2.516		0.16±0.07	2.5168	(1,2 ⁺)				
11	2.527		0.05±0.02	2.5284		2.5274	5		
12	2.568		0.09±0.03			2.5703	3		
						2.5922	4		
13	2.606		0.08±0.03	2.6133	(1,2 ⁺)				
				2.6604	(1,2 ⁺)				
14	2.707		0.04±0.02						
15	2.737		0.04±0.01			2.7479	4		
16	2.764		0.18±0.08						
17	2.874		0.10±0.04						
18	2.801		0.08±0.03						
				2.8382	(0-2) ⁺				
19	2.912		0.06±0.02	2.9156	2 ⁻				
20	2.983		0.07±0.03						
21	2.999		0.11±0.04						

a) (Ko74)

b) (Co82)

c) (Sa81)

d) Valores limites para o momento angular total obtidos das regras de seleção de momento angular.

Tabela IV.1.2.: Parâmetros de deformação e fator G(L) obtidos por espelhamento de hádrons e medidas eletromagnéticas, para os estados de energia 0.539, 2.166 e 2.367 MeV.

a) PRESENTE TRABALHO (p,p')				b) J.L.M. DUARTE ET AL. (d,d')		c) De VOIGT ET AL. (e,e')		LANDSBERGER ET AL. (e.m.)		d) J.H. HIRATA (e.m.)	
E(MeV)	L	β_L	G(L) u.w.	β_L	G(L) u.w.	β_L	G(L) u.w.	β_L	G(EL) u.w.	β_L	G(EL) u.w.
0.539	2	0.21	37	-	-	-0.20	33	0.213	39	0.215	39
2.166	3	0.17	35	0.14	24	0.11	14	0.115	16	-	-
2.367	4	0.10	18	0.08	11	-	-	-	-	-	-

a) (Du87)

b) (Vo76)

c) (La80)

d) (Hi84)

(p,p') por L=4, sendo, dentro do modelo usual, um estado 4⁺. Este resultado está em acordo com a paridade e limites de momento angular obtidos no estudo da reação ¹⁰²Ru(d,t)¹⁰⁰Ru (Sa81), em que esse estado foi populado pela transferência de l=2.

É usual intercomparar parâmetros de deformação β_L (ou comprimentos de deformação δ_L) extraídos de diferentes experiências de espalhamento inelástico, como também com informações obtidas de taxas de transição eletromagnéticas. A tabela IV.1.2 apresenta, então, os parâmetros de deformação obtidos neste trabalho por espalhamento ¹⁰⁰Ru(p,p') a 16 MeV, os provenientes de uma análise preliminar no espalhamento ¹⁰⁰Ru(d,d') a 15,5 MeV (Du87) e de dados de espalhamento ¹⁰⁰Ru(α,α') a 104 MeV (Vo76), além dos extraídos a partir das probabilidades de transição em experiências de excitação coulombiana (La80, Hi84). Estas últimas medidas são convertidas em β_L pela seguinte expressão:

$$B(EL, 0 \rightarrow L) = (\beta_L \cdot (3Ze/4\pi) \cdot R_0)^2 \quad (IV.1.1)$$

onde $R_0 = (1.2 A^{1/3}) \text{ fm}$.

São também apresentados, nesta tabela, os fatores G(EL) ou probabilidades de transição reduzidas dadas em unidades Weisskopf. No caso das transições inelásticas, o fator G(L) é obtido pela razão entre a expressão acima

(IV.1.1) e a unidade Weisskopf (A^{1/2}), ou seja, pela relação:

$$G(L) = \left(\frac{(L+3)Z}{4\pi(2L+1)} \right) \cdot \left(r_{NL} / r_{0N} \right)^2 \cdot \beta_L^2 \quad (\text{IV.1.2})$$

onde, seguindo as recomendações de Owen e Satchler (Ow64), os valores de raio nuclear r_{NL} de 1,23, 1,29 e 1,32 fm foram assumidos para $L = 2, 3$ e 4 , respectivamente, e $r_{0N} = 1,2$ fm.

Da comparação dos β_L 's (tabela IV.1.2), observa-se que os valores de β_2 , tanto os extraídos a partir de experiências de espalhamento inelástico como os de medidas eletromagnéticas, estão em bom acordo, embora o $\beta_2(\alpha, \alpha')$ esteja ligeiramente menor em relação ao β_2 extraído dos dados eletromagnéticos (e.m.). Esse mesmo comportamento é observado para $\beta_3(\alpha, \alpha')$ em relação a β_3 (e.m.). Por outro lado, as razões $\beta_3(p, p') / \beta_3(\text{e.m.})$ e $\beta_3(d, d') / \beta_3(\text{e.m.})$, são ambas consideravelmente maiores que 1 e diferentes entre si.

Lembrando que a seção de choque é, dentro do modelo de reação utilizado, proporcional a β_L^2 , convém fazer a comparação dos quadrados dos parâmetros de deformação obtidos das análises de (p, p') e (d, d') . Verifica-se, então, que ambas as razões $\beta_3^2(p, p') / \beta_3^2(d, d')$ e $\beta_4^2(p, p') / \beta_4^2(d, d')$ valem aproximadamente 1,5. Os maiores valores de β_3 e β_4 obtidos nas análises de espalhamentos inelásticos referem-se ao espalhamento (p, p') . Conforme já

salientado por Horodyski-Matsushigue (Ho86), modificações razoáveis nos parâmetros de potenciais ópticos utilizados nos cálculos, que mantenham o acordo entre os valores de β_2 e diminuam as discrepâncias entre os valores de β_2 e β_4 , extraídos por (p,p') e (d,d') , não parecem possíveis. Por outro lado, poderiam-se atribuir as variações de β_L (ou δ_L), a respostas diferentes das componentes de prótons e nêutrons, nos estados envolvidos, frente aos diversos projéteis. Entretanto, como mostraram Bernstein et al. (Be81), mesmo no caso de excitação do estado 2^-_1 (microscopicamente descrito por excitações partícula-buraco na camada de valência), em núcleos com uma camada fechada (nêutrons ou prótons), onde esses efeitos de estrutura seriam ampliados, as variações máximas previstas são de $\approx 25\%$. Esperar-se-iam variações menores em estados descritos como excitações inter-camadas, como os estados 3^-_1 , normalmente supostos como devidos igualmente a prótons e nêutrons. É interessante notar que efeitos de magnitude semelhante foram relatados em outras regiões de massa (Ho86), parecendo mais plausível a hipótese de que reflitam alguma inadequação do mecanismo de reação adotado.

Os fatores $G(EL)$ calculados a partir dos dados eletromagnéticos e $G(L)$ calculados para as transições inelásticas representam, de uma forma simplista, uma medida do número de partículas envolvidas na transição. Num exame dos valores apresentados na tabela IV.1.2, percebe-se claramente o caráter reconhecidamente coletivo das

excitações que levam aos estados 2^-_1 e 3^-_1 no núcleo ^{100}Ru . Ressalta, porém, o valor $G(4) > 10$ obtido para a excitação do estado a 2,367 MeV.

IV.2 - EXCITAÇÃO HEXADECAPOLAR : INFORMAÇÕES EXPERIMENTAIS E INSERÇÃO NA REGIÃO

Fica claro da análise da presente experiência o caráter coletivo do estado 4^-_2 a 2,367 MeV. Por outro lado, resultados de espalhamento inelástico de hádrons em outros isótopos pares de Ru, disponíveis na literatura (Re77), são escassos e não salientaram a existência de estados 4^- com características semelhantes.

Um levantamento bibliográfico mostrou que, em outras regiões de massa, foram observadas excitações de $L=4$ em espalhamentos inelásticos (Zu86, Ja87, Wa87) que são bem descritas por cálculos em uma etapa com fator de forma coletivo e parâmetros de deformação β_2 apreciáveis, muito embora menores que o valor obtido no presente trabalho. Os estados excitados não são em geral os estados 4^-_1 e, quando detetados em vários isótopos do mesmo elemento, a energia de excitação é aproximadamente constante e acima de 2 MeV. Essas características são, por exemplo, encontradas na região de transição dos Ge(Z=32) e Se(Z=34), evidenciadas por estudos de espalhamento inelástico de prótons (Og86, Ro86), sugerindo sua associação a excitações particula-

buraco inter-camadas. Procurando informações complementares, verificou-se ainda que nos Ge (Ge77) e Se (Se84, Se87), vários desses estados são populados intensamente em reações de transferência de dois nêutrons.

Nos isótopos de Ru, reações (t,p) e (p,t) não foram medidas. Por outro lado, é interessante notar que os resultados da reação $^{102}\text{Ru}(d,t)^{100}\text{Ru}$ (Sa81) indicam, para o estado a 2,367 MeV, um forte parentesco com o estado fundamental do ^{102}Ru . De fato, este foi o estado atingido com maior fator espectroscópico pela transferência de $l=2$.

Dentro de uma visão global da região, é conhecido que os isótopos de Rutênio pares mais leves tendem a seguir uma descrição vibracional, já os mais pesados parecem se conformar melhor a uma descrição do tipo rotacional. Esses aspectos podem ser apreciados através das figuras IV.1.1 e IV.1.2.

A figura IV.1.1 apresenta as razões entre as energias dos estados 0^+_2 , 2^+_2 e 4^+_1 , em relação ao estado 2^+_1 , para os vários isótopos pares, indicados pelo seu número de massa, quantificando, aproximadamente, os comportamentos experimentais observados (Ha78, La80). Nota-se que mesmo para os isótopos mais leves, essas razões estão acima do valor esperado para um vibrador harmônico (2.0). O valor $E(4^+_1)/E(2^+_1)=3.3$, previsto para um rotor simétrico, entretanto, não é atingido mesmo pelos isótopos mais pesados, muito embora experimentalmente se note um acréscimo

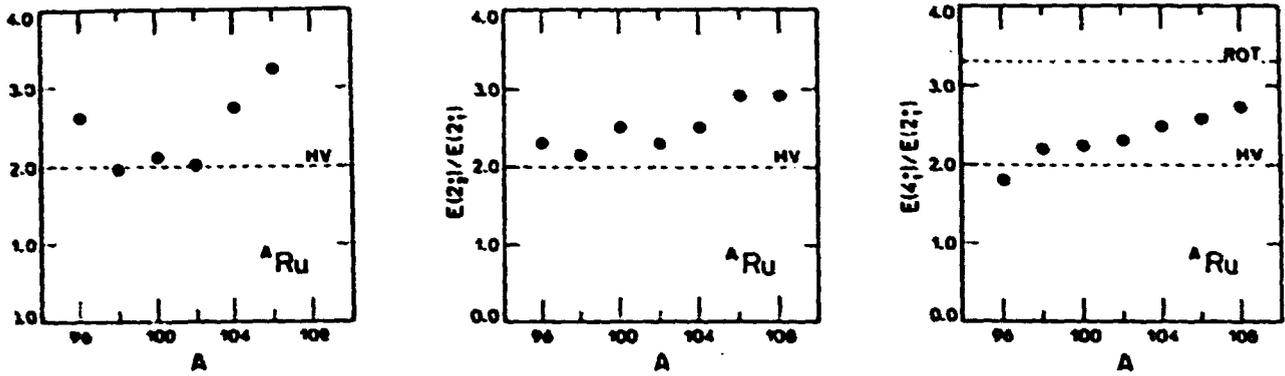


Fig.IV.1.1.: Razão entre as energias dos estados $0^+, 2^+, \dots, 4^+$, em relação ao primeiro estado excitado para os isótopos de Rutênio. Estão indicados nas figuras as previsões para um vibrador harmônico (HV) e rotor simétrico (ROT) quando couber.

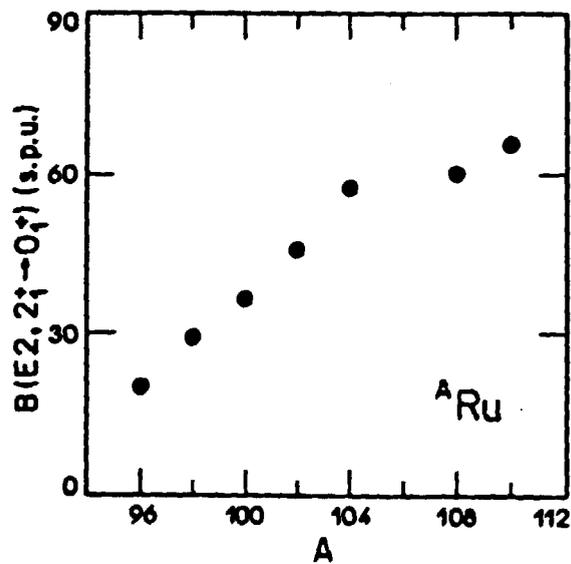


Fig.IV.1.2. : Valores de $B(E2, 2^+, \rightarrow 0^+)$, em unidades Weisskopf, para os isótopos de Rutênio.

dessa razão com o aumento do número de nêutrons. Considerando para o formato nuclear o grau de liberdade γ , as razões experimentais E_{2^+}/E_{2^-} e E_{4^+}/E_{2^+} são compatíveis com $\gamma = 25^\circ$ (Da58, Da59), parecendo indicar uma triaxialidade efetiva para os isótopos mais pesados.

A figura IV.1.2 representa os valores de $B(E2, 2^+ \rightarrow 0^+)$ (Ja74, La80) para os vários isótopos, conforme seu número de massa, e é indicativa de aumento de deformação permanente ou dinâmica, com o aumento do número de nêutrons. Os resultados experimentais disponíveis mostram, por outro lado, que o módulo do momento de quadrupolo estático Q_{2^+} (Hi84, La80) cresce com o aumento do número de massa, sendo no ^{94}Ru próximo de zero (simetria esférica) num comportamento indicativo de uma deformação permanente crescente.

Aparentemente, o modelo mais promissor para a descrição de núcleos em região de transição é o IBM (Interacting Boson Model) (Ar76-78-79), que propõe uma descrição unificada dos movimentos nucleares coletivos em termos de um sistema de bósons interagentes. Em particular, foi mostrado por Stachel et al. (St82), que os núcleos de Rutênio se encontram provavelmente na região de transição entre os limites de simetria $SU(5)$, do vibrador anarmônico, e $O(6)$, gama-instável, em um estudo dessa transição no modelo IBM em sua forma mais simples.

H. Heyde et al. (He83) preocuparam-se com os graus de liberdade do tipo hexadecapolar na estrutura do IBM. Estudaram, num cálculo perturbativo, a influência do acoplamento de um bóson-g à configuração (sd) usual, na descrição do espectro de energia e transições do tipo E2 e E4, nos limites de simetria SU(5) e O(6). Em ambos os limites foram previstos, ao redor de 2 MeV, estados 4⁺ fortemente excitados por E4. A aplicação desse modelo para o ¹⁰⁴Ru, descrito como intermediário entre os limites SU(5) e O(6), levou à interpretação do nível J^π=(4⁺) (St82'), próximo a 2 MeV, como possível cabeça-de-banda hexadecapolar, muito embora não existam informações experimentais quanto à transição para o estado fundamental. Essa interpretação conforma-se ao estado 4⁺ observado no presente trabalho, no ¹⁰⁰Ru, fortemente populado por L=4 e a 2,367 MeV. Possível evidência experimental de estados com características semelhantes, na mesma região de energia, nos isótopos ¹⁰²⁻¹⁰⁴Ru (Re77), em medidas de espalhamento inelástico de dêuterons foi encontrada. Muito embora haja atribuição tentativa de L=3, os poucos pontos experimentais nas distribuições angulares não excluem L=4. Em particular, no ¹⁰⁴Ru, a energia de excitação medida é muito próxima da do citado estado J^π=(4⁺) atribuída em estudos de excitação coulombiana múltipla (St82').

A obtenção de uma quantidade maior de informações experimentais mostra-se necessária para melhor compreensão da estrutura dos isótopos de Rutênio. Em particular,

experiências tais como espalhamento inelástico de hádrons e transferência de dois nêutrons são especialmente indicadas para evidenciar excitações hexadecapolares e seus parentescos nos vários isótopos. Vale ressaltar que o estudo do espalhamento $^{102-104}\text{Ru}(p,p')$ já foi iniciado pelo grupo de pesquisa a que pertenco. Fazem parte de um plano mais amplo medidas de transferência de dois nêutrons que, no entanto, necessitam de energias superiores às possíveis com o atual acelerador.

REFERÊNCIAS

- Al56 - K. Alder et al.
Rev.Mod.Phys. 28 (1956) 432.
- Ar76 - A. Arima & F. Iachello
Ann.Phys. 99 (1976) 253.
- Ar78 - A. Arima & F. Iachello
Ann.Phys. 111 (1978) 201.
- Ar79 - A. Arima & F. Iachello
Ann.Phys. 123 (1979) 468.
- Ba62 - R.H. Bassel, G.R. Satchler, R.M. Drisko & R. Rost
Phys.Rev. 128B (1962) 2693.
- Be69 - F.D. Becchetti Jr. & G.W. Greenlees
Phys.Rev. 182 (1969) 1190.
- Be81 - A.M. Bernstein, V.R. Brown & V.A. Madsen
Phys.Lett. 106B (1981) 259.
- Bo71 - T. Borello
Tese de Doutorado, IFUSP (1971).
- Co82 - C. Cocceva & P. Giacobbe
Nucl.Phys. A385 (1982) 301.
- Cr78 - E.R. da Cruz
Tese de Mestrado, IFUSP (1978).
- Da58 - A.S. Davydov & G.F. Filippov
Nucl.Phys. 8 (1958) 237.
- Da59 - A.S. Davydov & G.F. Filippov
Sov.Phys.Jetp 35 (1959) 303.
- Du80 - J.L.M. Duarte
Tese de Mestrado, IFUSP (1980).
- Du87 - J.L.M. Duarte
Comunicação Particular (1987).
- Du87' - J.L.M. Duarte, L.B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin & O. Dietzsch (1987)
Submetido à Phys.Rev.
- Gu77 - F. Guibault, D. Ardouir, J. Uzureau et al.
Phys.Rev. C16 (1977) 1840.

- Ha78 - L. Hasselgren
Workshop
- He83 - K. Heyde, P. Van Isacker, M. Waroquier, G. Wenes &
Y. Gignase
Nucl.Phys. A398 (1983) 235.
- Hi75 - J.H. Hirata
Tese de Mestrado, IFUSP (1975).
- Hi84 - J.H. Hirata
Tese de Doutorado, IFUSP (1984).
- Ho86 - L.B. Horodyski-Matsushigue, T. Borello-Lewin & O.
Dietzsch
Phys.Rev. C33 (1986) 1594.
- Ja70 - D.F. Jackson
Nuclear Reactions (1970), Methuen & Co. Ltd.
- Ja74 - R.C. Jared, H. Nifenecker & S.G. Thompson
Proceedings of the Third Symposium on Physics and
Chemistry of Fission, Rochester, 1974
IAEA, Viena, 1974 vol. 2, p.211
- Ja87 - J. Jabbour, L.H. Rosier, B. Ramstein, R.Tamisier and
P. Avignon
Nucl.Phys. A464 (1987) 260 e 287.
- Ka83 - G.Kajrys, R.Lecomte, S.Landberger & S.Monaro
Phys.Rev. C28 (1983) 1504.
- Ka86 - G.Kajrys, J.Dubuc, P.Lariviere, S.Pilotte, W. del
Bianco & S.Monaro
Nucl.Phys. C34 (1986) 1629
- Kl75 - W.Klamra & J.Rekstad
Nucl.Phys. A243 (1975) 395.
- Ko74 - D.C. Kocher
Nucl.Data Sheets 11 (1974) 279.
- Ku74 - P.D. Kunz
N3o publicado; Universidade do Colorado (1974).
- La80 - S. Landsberger, R. Lecomte, R. Paradis & S. Monaro
Phys.Rev. C21 (1980) 588.
- Le71 - C.M. Lederer, J.M. Jaklevic & J.M. Hollander
Nucl.Phys. A169 (1971) 449.
- Le71' - C.M.Lederer J.M.Jaklevic & J.M.Hollander
Nucl.Phys. A169 (1971) 489.

- Mo68 - J.B. Moorhead & R.A. Mayer
Comunicação particular
Universidade de Pittsburgh (1968).
- Og86 - K. Ogino
Phys.Rev. C33 (1986) 71.
- Ov64 - L.W. Owen & G.R. Satchler
Nucl.Phys. 51 (1964) 155.
- Pa81 - L.S. de Paula
Tese de Mestrado, UFRJ (1981).
- Pe63 - F.G. Perey
Phys.Rev. 131 (1963) 745.
- Pe75 - D. Pereira
Tese de Mestrado, IFUSP (1975)
- Pe76 - C.M. Perey & F.G. Perey
Atomic Data and Nucl.Data Tables 17 (1976) 1.
- Re77 - J. Rekstad & P.O. Tjom
J.Phys. G: Nucl.Phys. 3 (1977) 411.
- Ro75 - V.H. Rotberg
Tese de Mestrado, IFUSP (1975).
- Ro86 - L.H. Rosier, J. Jabbour, B. Ramstein, P. Avignon & R. Tamisier
Nucl.Phys. A453 (1986) 389.
- Sa79 - F.C. Sampaio
Comunicação Particular, IFUSP (1979).
- Sa81 - F.C. Sampaio
Tese de Mestrado, IFUSP (1981).
- Sp67 - J.E. Spencer & H.A. Enge
Nucl.Instr.and Methods 49 (1967) 81.
- St82 - J. Stachel, P. Van Isacker & K. Heyde
Phys.Rev. C25 (1982) 650.
- St82' - J. Stachel, N. Kaffrell, E. Grose, H. Emling, H. Folger, R. Kulessa & D. Schwalm
Nucl.Phys. A383 (1982) 429.
- Va85 - V.R. Vanin, A. Passaro & A.M. Passaro
Phys.Rev. C32 (1985) 1349.
- Vo76 - M.J.A. de Voigt, J.F.W. Jansen, F. Bruining & Z. Sujkowski
Nucl.Phys. A270 (1976) 141.

- Wa84 - D.L. Watson, M.D. Cohler & H.T. Fortune
Phys.Rev. C30 (1984) 826.
- Wa87 - D.L. Watson & H.T. Fortune
Phys.Rev. C35 (1987) 430.
- Wh86 - C.S.Whisnant, K.D.Carnes, R.H.Castain, F.A.Rickey,
G.S.Samudra & P.C.Simms
Phys.Rev. C34 (1986) 443.
- Zu86 - L. Zuffi, G. Maino & A. Ventura
Phys.Rev. C34 (1986) 1223.

APÊNDICE: VERIFICAÇÃO DO PLANO FOCAL

A localização criteriosa do plano de detecção, quando se utiliza um espectrógrafo magnético, é fundamental na obtenção de dados com boa resolução em energia. Ela depende do alargamento cinemático a_c da partícula espalhada e é monitorada pelas posições X_1 e X_2 na câmara de detecção do espectrógrafo magnético.

As leituras de X_1 e X_2 são feitas a partir de duas referências e, devido a perda de uma dessas, foi necessário nos dois períodos de máquina reestabelecê-la.

O procedimento adotado foi o seguinte:

- escolheram-se reações e ângulos do espalhamento com alargamentos cinemáticos diferentes, o que significou testar a focalização para variadas condições;
- os valores do alargamento cinemático foram obtidos através de um programa de cálculo de cinemática com correções relativísticas (He66);
- colocou-se um DSP (do tipo barreira de superfície), primeiramente, na extremidade do plano focal correspondente à incidência de partículas de maior momento, (para campo magnético fixo), posicionando os ajustes X_1 e X_2 em valores calculados supondo-se a referência anterior. Sem modificar o ajuste X_1 , variou-se o ajuste X_2 de alguns centímetros, obtendo-se espectros de posição em cada um desses passos. A partir

de cada espectro, correspondente a cada plano, extraiu-se a largura à meia altura do pico de posição. Foi escolhida a posição na qual a largura à meia altura do pico foi a menor possível;

- movendo-se o detetor para a outra extremidade correspondente à incidência de partículas de menor momento, procedeu-se de maneira análoga, mantendo-se fixa a posição X_2 no valor escolhido anteriormente e, variando-se a posição X_1 . Foram obtidos, assim, os espectros de posição e as larguras à meia altura dos picos detetados correspondentes.

Assim, repetiu-se o procedimento anterior mais algumas vezes, chegando-se iterativamente aos valores de X_1 e X_2 mais adequados para cada uma das reações utilizadas nesta calibração. A figura A.1.a mostra um gráfico típico obtido da largura à meia altura em relação às posições X_1 e X_2 . A figura A.1.b mostra a dependência da posição do plano focal (X_1 e X_2) com o alargamento cinemático (a_c). Foram considerados os coeficientes angulares determinados anteriormente, e somente os coeficientes lineares foram ajustados em relação às retas de calibração existentes.

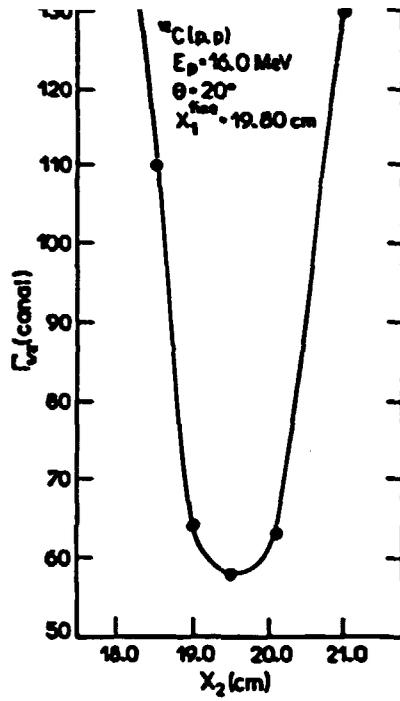


Fig.A.1a.: Determinação do plano focal para o espalhamento $^{12}\text{C}(p,p)^{12}\text{C}$, $E_p = 16.0 \text{ MeV}$, $\theta_{\text{lab}} = 20^\circ$, com $X_1^{\text{foco}} = 19.90 \text{ cm}$.

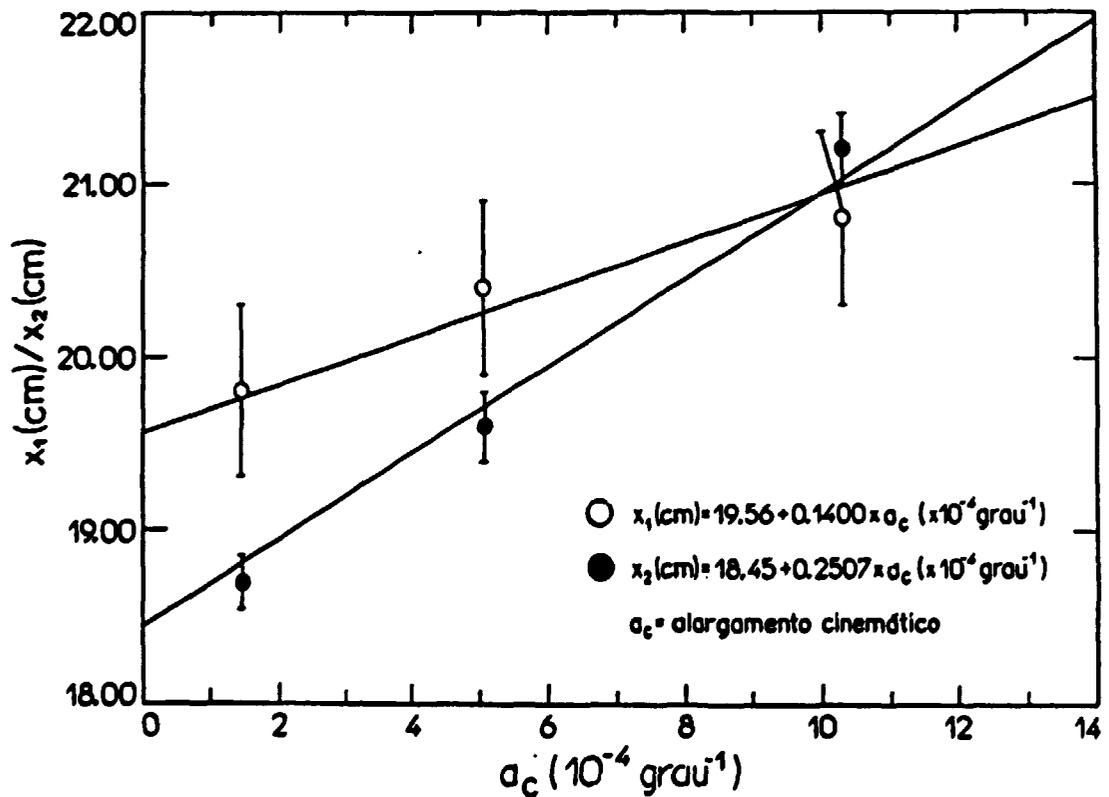


Fig.A.1b.: Verificação do plano focal.