UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
FACULDADE DE FILOSOFIA, CIÊNCIAS E LETRAS

ESTADOS DE
PARTÍCULA-BURACO
DE NEUTRON NO ^{142}Nd

Tese apresentada à Faculdade
de Filosofia, Ciências e Letras da
Universidade de São Paulo para o
Concurso de Livre-docência na
Cadeira de Física Nuclear.

Olácio Dietzsch

SÃO PAULO
1969

A

MARY JULIA

Desejamos expressar nossos melhores agradecimentos ao Prof. E. W. Hamburger por ter despertado nosso interesse no estudo de ressonâncias isobáricas e também por constantes discussões e sugestões . Agradecemos também ao Prof. B. L. Cohen pelo convite para trabalhar no Laboratório de Física Nuclear da Universidade de Pittsburgh e por ter colocado à nossa disposição as excelentes facilidades do Laboratório, onde a parte experimental do presente trabalho foi realizada . Aos Drs. J. L. Foster, D. Spalding e W. W. Weitkamp , colaboradores ativos e incansáveis, o nosso profundo reconhecimento pela incalculável ajuda que deram e pela grande dose de companheirismo que demonstraram no decorrer de nossa jornada comum. Desejamos também registrar nossos agradecimentos ao Sr. K. Schechet por sua ajuda na fase inicial deste trabalho, ao corpo técnico do laboratório sob a direção dos Srs. W. Leonard, J. De Francesco e W. Mc Namee pelo auxílio constante em problemas técnicos, ao eficiente grupo de microscopia sob a direção da Sra. A. Trent, assim como aos Profs. E. U. Baranger e F. Tabakin pelo interesse demonstrado em esclarecer questões teóricas relacionadas ao nosso trabalho. Finalmente é nossa intenção deixar aqui registrado o nosso reconhecimento ao Prof. O. Sala pelo apoio e interesse que sempre demonstrou por nossos estudos . O ambiente de seriedade e elevado espírito científico que criou e procura manter em seu Laboratório certamente muito contribuiu para que este trabalho pudesse ser concluído, assim como a eficiência e dedicação de Dulce C. Loreto e dos funcionários do Serviço de Documentação da Universidade permitiram que ele fosse editado em tempo útil, pelo que, reconhecidos, agradecemos .

ÍNDICE

I.	Introdução	1
II.	Estados Analógicos e Estados de Configuração Partícula-Buraco	2
	II.1 - Introdução	2
	II.2 - Descrição dos Estados Analógicos no ^{142}Nd	3
	II.3 - Informações espectroscópicas obtidas por estados analógicos	11
	<u>Resumo</u>	
	Estados de partícula-buraco de neutrons foram observados no decaimento de ressonâncias análogas isobáricas formadas no espalhamento de prótons pelo ^{142}Nd . Alguns destes estados também foram populados na reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$. A análise dos dados de espalhamento inelástico, assim como da reação (d,t) , permitiu a obtenção de dados espectroscópicos para os estados populados em ambas as reações. Estados de partícula-buraco também foram observados no ^{144}Sm .	
III.	A Reação (d,t)	42
	III.1 - Circuito de alvos e Forno	42
	III.1.1 - Circuito de alvos e Forno	42
	III.1.2 - A distribuição em energia dos espectros	45
III.4	Alguns resultados	46
IV.	Resultados experimentais	51
	IV.1 - Espalhamento inelástico de neutrons	51
	IV.2 - Reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$	54
V.	Análise e Discussão	71
	V.1 - Espalhamento inelástico $^{142}\text{Nd}(p,p')^{142}\text{Nd}$	71
	V.1.1 - Características gerais	71
	V.1.1.1 - Número de estados e distribuição de intensidades	74
	V.1.1.2 - Energias de excitação	74
	V.1.1.3 - Larguras relativas	75
	V.2 - Comparação dos resultados obtidos na reação $^{142}\text{Nd}(p,p')^{142}\text{Nd}$ e na reação	

ÍNDICE

I.	Introdução	1
II.	Estados Análogos e Estados de Configuração Partícula-Buraco	
II.1	- Introdução	7
II.2	- Excitação de Estados Análogos no Núcleo Composto	9
II.3	- Informações espectroscópicas fornecidas por estados análogos	12
II.4	- Estados excitados no decaimento de uma ressonância isobárica	15
II.5	- Configurações de partícula-buraco em núcleos com $N=82$	19
II.6	- Estados isobáricos no ^{143}Pm	23
III.	Equipamento e procedimento experimentais .	29
III.1	- Os aceleradores e o feixe de partículas	29
III.2	- Espalhamento Inelástico de prótons ..	31
III.2.1	- Câmara de espalhamento ...	32
III.2.2	- Detetores e Equipamento eletrônico	34
III.2.3	- Cuidados observados na obtenção dos dados experimentais .	37
III.3	- A Reação (d, t)	42
III.3.1	- Câmara de alvos e Espectrógrafo magnético	42
III.3.2	- A Resolução em energia dos espectros	45
III.4	- Alvos	46
IV.	Resultados experimentais	51
IV.1	- Espalhamento Inelástico de prótons pelo ^{142}Nd e ^{144}Sm	51
IV.2	- Reação $^{143}\text{Nd}(d, t)^{142}\text{Nd}$	64
V.	Análise e Discussão	71
V.1	- Espalhamento Inelástico $^{142}\text{Nd}(p, p')^{142}\text{Nd}$	71
V.1.1	- Características gerais	71
V.1.2	- Número de estados e distribuição de intensidades	72
V.1.3	- Energias de excitação	74
V.1.4	- Larguras parciais	75
V.2	- Comparação dos resultados obtidos na Reação $^{143}\text{Nd}(d, t)$ e na reação	

$^{142}\text{Nd}(p, p')$	77
V.2.1 - Número de níveis e energias de excitação	77
V.2.2 - Análise da reação (d, t) com a teoria da aproximação de Born com ondas distorcidas ("DWBA")	78
(i) Teoria	78
(ii) Potenciais ópticos	86
(iii) Estado ligado	87
(iv) Comparação com os dados experimentais	89
(v) Fatores espectroscópicos	93
(vi) O estado fundamental do ^{143}Nd ; normalização dos fatores espectroscópicos experimentais	95
(vii) Os estados de partícula-buraco	97
V.2.3 - Análise do espalhamento inelástico na ressonância $f_{7/2}$	104
(i) Larguras parciais; expressões teóricas para a seção de choque	104
(ii) Larguras parciais de partícula independente	115
(iii) Comparação com os dados experimentais; fatores espectroscópicos	119
VI. Conclusões	125
Referências	129

I. INTRODUÇÃO

O progresso até agora realizado na compreensão de muitas características da estrutura de núcleos atômicos tem sido possível graças ao uso de modelos . Isto porque a solução exata do problema básico existente - o do movimento de um sistema de prótons e neutrons sob a influência de suas interações mútuas - é impossível . Duas razões bastante conhecidas explicam este fato . Em primeiro lugar , desconhecemos, ainda, a forma exata da interação entre prótons e neutrons "livres" e, mais importante ainda, mesmo que as interações mútuas fôssem completamente especificadas, não existe uma solução exata para o problema quântico de muitos corpos .

Dentre os modelos nucleares, o modelo de "camadas" ou mais precisamente, o modelo da partícula individual obteve um extraordinário sucesso na explicação (assim como na predição) de um grande conjunto de dados experimentais (Ma 55) . Este modelo substitui o movimento supostamente complicado existente no interior do núcleo , pelo movimento independente de núcleons em órbitas de um poço central de potencial, que se supõe oriundo da interação média de cada núcleon com todos os demais que compõem o núcleo .

Aplicado, a princípio, aos estados fundamentais e estados

de baixa excitação dos núcleos, êle tem demonstrado, no entanto , sua aplicabilidade em energias mais elevadas e em situações complicadas, em que existem vários núcleons "ativos" , desde que seja completado por um tratamento adequado das interações residuais, e desde que se leve em conta a mistura de configurações . É óbvio que neste caso as conclusões simples que se obtém do modelo original, "puro", tornam-se cada vêz menos aparentes . Não se deve estranhar, portanto, que se esteja continuamente à procura de situações onde o modelo simples de camadas ainda possa fornecer uma descrição razoavelmente válida apesar das complicações introduzidas pelas interações residuais . Pois, então, é muito mais fácil orientar e seguir a aplicação de tôdas as possíveis consequências do modelo .

Recentemente, um tipo particular de excitação do núcleo tem despertado grande interêsse devido, justamente, à possibilidade de sua descrição em termos do modelo simples de camadas . Referimo-nos às excitações de nucleons do "caroço" formado pelas camadas fechadas e que não afetam os nucleons nas camadas "ativas" (isto é , aquelas parcialmente ocupadas), os quais permanecem inalterados em relação ao acoplamento que têm no estado fundamental . A mais simples destas excitações - para a qual Blöch, em particular, tem chamado a atenção (Bl 66 , Bl 67) - é aquela que envolve uma partícula fora de uma camada fechada acoplada a um buraco na camada fechada .

Os estados associados a estas configurações simples de uma partícula e um buraco terão, em geral, energias de excitação elevadas (necessária para a criação de um par partícula-buraco), razoà-

velmente independentes do número de nucleons fora da camada fechada, assim como a sua densidade (número de estados por MeV de excitação) deverá ser aproximadamente independente do número de nucleons na camada incompleta. Tais estados deverão ser excitados em processos envolvendo operadores de transição simples, do tipo que age sobre um único corpo. O processo mais óbvio para a excitação destes estados é uma reação de transferência de um nucleon em núcleos próximos de uma camada fechada, por exemplo reações de "stripping" ^x (d,p), (t,d), (α , ^3He) em um núcleo-alvo com um neutron a menos em uma camada fechada, ou as reações inversas de "pick-up" (p,d), (d,t), (^3He , α) em núcleos com uma camada fechada mais um neutron.

Existem hoje, realmente, evidências experimentais abundantes, provenientes de estudos de reações de transferência dos tipos que acabamos de mencionar ^{xx}, e que corroboram a existência deste tipo simples de excitação nos núcleos. É evidente que em reações de transferência de nucleons, fica-se limitado à observação, no nú-

x As palavras "stripping" e "pick-up" são, atualmente, usadas internacionalmente para designar reações de transferência de nucleons entre uma "partícula" incidente e um núcleo-alvo. No caso do "stripping" o nucleon é transferido ao núcleo-alvo e no caso de "pick-up" o nucleon, retirado do núcleo-alvo é transferido à partícula incidente. Usaremos, ocasionalmente a denominação "reação de captura" para designar esta última (V. Cap. V).

xx Vide (Bl 68) para uma compilação recente destes dados experimentais, obtidos, em sua grande maioria, nestes últimos três anos.

cleo residual, unicamente daqueles estados que têm configurações baseadas nos particulares buracos ou partículas originariamente presentes no núcleo-alvo . E o fato de que este deve, necessariamente, ser um nuclídeo estável, limita ainda mais o número de casos que podem ser examinados .

A descoberta de anomalias isobáricas em processos ressonantes em núcleos médios e pesados (Fo 64) veio pôr a descoberto possibilidades mais atraentes para o estudo destas excitações simples . De fato, estas anomalias estão associadas aos estados análogos isobáricos (La 62) - cuja estrutura é idêntica, a menos da carga dos nucleons envolvidos, à dos estados ligados dos núcleos isóbaros vizinhos, pertencentes ao mesmo multiplete isobárico - e o reconhecimento (Fa 64) de que constituem um tipo de "estrutura intermediária" (We 61, Bl 63) permitiu a interpretação de dados obtidos no espalhamento inelástico ressonante de prótons em núcleos de camadas fechadas (Mo 67, Mo 68) dentro do contexto de excitações simples, no núcleo residual, de configurações de um buraco e uma partícula, de que estamos tratando . A maior potencialidade do método reside no fato de que é possível (como veremos no Capítulo II) provocar a excitação não apenas de configurações baseadas em um único estado de partícula ou de buraco mas de toda uma gama delas, baseadas em vários estados disponíveis para as partículas e os buracos .

Estimulados pelos resultados animadores obtidos, com este método, por Moore et al. (Mo 68) no estudo de estados excitados do

^{208}Pb (o núcleo mágico por excelência) e por Morrison et al. (Mo 67) sobre o ^{138}Ba ($N = 82$), resolvemos investigar a estrutura dos demais núcleos que se situam na camada de 82 neutrons. Dos vários núclídeos disponíveis pareceu-nos óbvio que a escolha primeira deveria recair sobre o ^{142}Nd . Isto porque é o único deles que dispõe de um isótopo estável de número de massa imediatamente superior. Este fato, permitir-nos-ia, então, uma comparação direta entre os resultados obtidos através de uma reação de captura de um neutron no ^{143}Nd , por exemplo $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$, e os provenientes do espalhamento inelástico de prótons pelo ^{142}Nd através das ressonâncias isobáricas. O objetivo principal, passava a ser neste caso, a obtenção e comparação de informações espectroscópicas quantitativas para os estados daquelas particulares configurações que são excitadas em ambos os processos. Uma tal comparação (até então inexistente) é de grande interesse, pois deve ajudar na compreensão do processo de espalhamento inelástico através de uma ressonância isobárica, do mesmo modo que a confrontação dos resultados obtidos em reações (d,p) e no espalhamento elástico vem permitindo (e incentivando) o desenvolvimento de uma melhor descrição deste.

A apresentação (no capítulo IV) dos resultados experimentais obtidos no estudo comparativo das duas reações mencionadas, envolvendo estados de partícula-buraco no ^{142}Nd , e das informações extraídas através de uma análise detalhada (descrita no capítulo V) destes resultados, constitui o tema principal do presente trabalho. Uma

análise qualitativa de todos os resultados obtidos na reação $^{142}\text{Nd}(p, p')$ é feita também (no capítulo V) em base ao modelo esquemático de configurações partícula-buraco mencionado no capítulo II . O método experimental é descrito no capítulo III .

Uma apresentação sumária dos dados experimentais obtidos em estudos idênticos envolvendo o núcleo ^{144}Sm é feita, também, no capítulo IV, mas nenhuma análise destes dados é oferecida por encontrar-se esta ainda em andamento . Investigamos este núcleo com o objetivo de completar a sistemática deste tipo de excitação em núcleos com 82 neutrons já que os demais núcleos pares (^{140}Ce e ^{136}Xe) estavam sendo estudados por outros grupos (Mo 69, Wu 69) .

Muitos dos resultados experimentais que apresentaremos aqui, já foram relatados em Reuniões da Sociedade Americana de Física realizadas em 1968 (Fo 68, Di 68 , Sp 68) .

II. ESTADOS ANÁLOGOS E ESTADOS DE CONFIGURAÇÃO PARTÍCULA-BURACO .

II.1 - Introdução

A existência de estados análogos isobáricos em núcleos leves é conhecida desde há muito tempo ^x , Contudo a sua ocorrência na região de massas em que núcleos estáveis contém um excesso de neutrons somente foi demonstrada em 1961 por Anderson et al. (An 61) através de reações (p,n) induzidas por prótons de energias médias, da ordem de 10-20 MeV . A excitação de tais estados (nos núcleos residuais) foi explicada por Lane (La 62) em termos de um mecanismo de interação direta envolvendo um processo rápido de troca de carga entre o alvo e o próton incidente o qual tem a propriedade de "selecionar", entre os possíveis estados do núcleo residual, o estado isobárico análogo do núcleo alvo .

Quando o estado análogo se encontra acima do limiar para a emissão de nucleons (o que ocorre para núcleos pesados , pois então a diferença de energia coulombiana é maior que a energia de separação de um núcleon) e é, portanto, instável quanto à emissão de nucleons, a sua observação se torna possível através de processos res-

x Não é nossa intenção desenvolver, aqui, em detalhes , a partir do conceito de spin isobárico, a teoria de estados análogos em núcleos atômicos . Tratamentos excelentes sobre este assunto existem na literatura, e.g., o de Macdonald (Ma 60a) sobre núcleos leves e o de Robson (Ro 66) sobre a sua aplicação a núcleos pesados. Muitos dos desenvolvimentos mais recentes acham-se descritos em atas de congressos e simpósios sobre Física Nuclear (Fo 66, Br 66, Te 68) .

sonantes, especialmente nos casos em que a largura associada a essa instabilidade fôr apreciável . Anomalias associadas a estados análogos foram, realmente, observadas em curvas de excitação de várias reações, especialmente de reações induzidas por prótons, tais como espalhamento elástico e inelástico, reações de captura (p, γ) e mesmo em reações que envolvem violação da regra de conservação de isospin, tais como (p, n) (a qual, irônicamente, foi a primeira reação na qual se observou uma anomalia isobárica) , (p, d) , (d, p) , etc.

Estudos experimentais destas anomalias no espalhamento elástico de prótons, feitos com alta resolução de energia (Ri 64, Ke 66), puzeram à mostra uma estrutura fina numerosa, indicando que um número bastante grande de graus de liberdade está em jogo . Ficou patente também que as ressonâncias análogas observadas com resolução "pobre" são simplesmente a envoltória das estruturas complicadas observadas com alta resolução .

A necessidade de explicar êstes fatos experimentais estimulou o desenvolvimento e extensão de teorias de reações nucleares . Na análise do problema do espalhamento de prótons, por exemplo , vários métodos foram utilizados . Assim, Robson usou em seu tratamento (Ro 65) o formalismo da matriz R de Wigner-Eisenbud , Weidenmüller e colaboradores (We 66) estudaram diferentes aspectos destas ressonâncias descrevendo-as segundo o modelo de camadas , Piza e Kerman (Pi 67) aplicaram ao problema as técnicas de operadores de projeção de Feshbach e outros autores basearam suas investi -

gações nas equações acopladas de Lane .

Não nos deteremos, aqui, no exame das várias e interessantes questões (muitas das quais ainda em aberto) abordadas nos trabalhos acima citados . É nossa intenção, entretanto, salientar o fato de que é no campo da espectroscopia nuclear que os estados análogos assumem sua maior importância . Embora sejam estados de alta energia de excitação, não possuem a complexidade usualmente associada a estados de alta energia, porque tem estruturas aproximadamente idênticas às de estados de baixa excitação do núcleo isóbaro . São, portanto, de grande utilidade no estudo de estados de baixa excitação no núcleo residual aos quais eles decaem, como também na determinação das propriedades (tais como larguras reduzidas) dos estados (de baixa excitação) no núcleo isóbaro .

II.2 - Excitação de Estados Análogos no Núcleo Composto^x

Estes estados são formados pela adição de um próton ao núcleo alvo A e são os análogos, tendo o mesmo isospin , dos estados de baixa excitação (e ligados, em geral) no núcleo formado pela adição de um neutron ao núcleo alvo . A Fig. II.1 mostra esquematicamente as relações existentes entre estes estados . É um fato experimental, usado, aliás, na identificação dos estados análogos , que os espaçamentos entre eles são comparáveis aos existentes entre os esta

x Nossa discussão segue, em linhas gerais, a excelente conferência pronunciada por G.C. Morrison na Reunião da Sociedade Americana de Física realizada em N. York em janeiro de 1967 (Mo 67a) .

Fig. II.1 - Diagrama esquemático mostrando a relação entre estados análogos nos núcleos isóbaros $(A + p)$ e $(A + n)$.

dos ligados do núcleo isóbaro de carga inferior .

A energia em que ocorre, por exemplo, a ressonância as sociada ao estado análogo ao estado fundamental pode ser facilmente calculada . Dado o estado fundamental do núcleo $(N+1, Z)$ de massa $M(N+1, Z)$, o seu análogo no núcleo $(N, Z+1)$ terá a mesma energia de ligação nuclear mas terá massa diferente por causa da substituição de um neutron por um próton e por causa da repulsão coulombiana adicional, ie,

$$M^{IA}(N, Z+1) = M(N+1, Z) + m_p - m_n + \Delta E_c$$

onde m_p e m_n são as massas do próton e neutron, respectivamen - te, e ΔE_c é a diferença de energia coulombiana entre os dois núcleos. Se a carga nuclear fôsse distribuída uniformemente em uma esfera de raio $R = r_0 A^{1/3}$ então ΔE_c seria igual a

$$\Delta E_c = \frac{6}{5} \frac{e^2}{r_0} \frac{Z}{A^{1/3}}$$

o que é aproximadamente verificado pois os dados experimentais são consistentes com a relação empírica (Id 66) :

$$\Delta E_c = 1.448 \frac{Z}{A^{1/3}} - 1.032 \quad (\text{MeV})$$

Para a excitação da ressonância 'análoga' no núcleo com posto $(N, Z+1)$ deveremos bombardear o alvo (N, Z) com prótons de e-nergia, no centro de massa, dada por :

$$E_p^{C.M.} + M(N, Z) + m_p = M^{IA}(N, Z+1)$$

isto é,

$$E_p^{CM} = [M(N+1, Z) - (M(N, Z) + m_n)] + \Delta E_c = \Delta E_c - S_n(N+1, Z)$$

onde $S_n(N+1, Z)$ é a energia de separação de um neutron no núcleo $(N+1, Z)$ cujo análogo se quer formar. Como ΔE_c cresce monotonicamente com o número de massa, vemos que a energia de excitação em que o estado análogo aparece, também aumenta. O mesmo se dá com a energia da ressonância, já que S_n é aproximadamente independente do número de massa.

Em núcleos pesados, portanto, estes estados análogos ocorrem no núcleo composto em uma região de energias de excitação e levadas em que é grande a densidade de níveis de estados "normais", de isospin inferior por uma unidade. O fato dos estados análogos serem observados, apesar disto, como ressonâncias estreitas no contínuo, é explicado como sendo devido essencialmente a duas razões:

(i) o decaimento por neutrons é "proibido" por conservação de isospin, sendo necessária uma variação $\Delta T = 3/2$ (V. Fig. II. 1), e (ii) estados de configuração semelhante, mas de T inferior, com os quais eles podem se misturar, estão a uma energia de excitação muito abaixo dos estados em questão.

II. 3 - Informações Espectroscópicas fornecidas por estados análogos.

Logo ficou patente que o estudo de ressonâncias "análogas" no espalhamento elástico de prótons deveria fornecer informações espectroscópicas semelhantes às obtidas em uma reação de "stripping"

(d,p) . Assim, o valor de ℓ do próton capturado pode ser obtido da forma das curvas de excitação em vários ângulos, da mesma maneira que o valor de ℓ do neutron capturado em uma reação de "stripping" (d,p) pode ser obtido da forma da distribuição angular dos prótons . Por outro lado, dada a relação simples existente entre os estados ligados do núcleo (A+n) e seus estados análogos no núcleo (A+p) , a largura parcial do próton elástico deve ser proporcional ao fator espectroscópico do nível excitado na reação (d,p) . Estas quantidades podem , em princípio, ser relacionadas quantitativamente: assim, se o estado análogo é realmente isolado e o núcleo alvo tem um isospin puro T_0 , então o fator espectroscópico a ser comparado com o obtido da reação de "stripping" é dado por (Ro 65, We 66) :

$$S_{pp} = (2T_0 + 1) \frac{\Gamma_p(\ell, j)}{\Gamma_{sp}(\ell, j)}$$

onde $\Gamma^{SP}(\ell, j)$ é a largura de partícula independente .

No caso real, a situação deve se complicar, porque o estado análogo não está isolado dos estados com isospin menor, que o circundam . Todavia, em casos em que comparações foram feitas com os resultados de reações (d,p) observou-se uma concordância razoável nos valores relativos obtidos (Ri 66, Ro 66b, Ga 66) e mesmo nos valores absolutos (Ha 68) .

Apesar das incertezas ainda associadas aos vários métodos usados na obtenção de S a partir do espalhamento elástico , o fato deste processo envolver apenas uma partícula, em contraste à reação (d,p) onde três estão envolvidas, faz com que ele seja, poten-

cialmente, muito superior , do ponto de vista espectroscópico (Bo 67, Th 68), à reação (d,p) .

Ainda, do ponto de vista de espectroscopia, o fato de que ressonâncias análogas são observadas também no espalhamento inelástico de prótons é da maior importância, pois neste caso pode-se relacionar estados excitados do núcleo análogo a estados excitados do núcleo-alvo através do decaimento das ressonâncias análogas correspondentes. Portanto, em uma particular ressonância o espalhamento inelástico deve fornecer informações semelhantes às obtidas em uma reação de "pick-up" . No caso do espalhamento na ressonância mais baixa a informação deve ser equivalente à obtida de uma reação de "pick-up" no estado fundamental do núcleo ($A+n$) . Entretanto, no espalhamento inelástico através de outro estado análogo que não o correspondente ao estado fundamental, a informação é equivalente à que seria obtida em uma reação de "pick-up" em um estado excitado .

Alternativamente, também podemos observar o decaimento de várias ressonâncias a um particular estado do núcleo alvo e obter, deste modo, informações sobre a expansão dos estados no núcleo ($A+n$) em termos dos estados excitados do núcleo-alvo . Obviamente esta é uma informação equivalente à que seria obtida em uma reação de "stripping" em estados excitados do núcleo-alvo , a qual para dizer pouco, seria muito difícil de ser estudada experimentalmente .

II.4 - Estados excitados no decaimento de uma ressonância isobárica .

Vejamos agora porque a excitação de estados de partícula - buraco de neutrons é um modo preferencial do decaimento , pelo canal de prótons , de um estado análogo . Consideremos, para isso , em termos do modelo de camadas, a composição do análogo de um estado de uma única partícula fora de um "caroço" de camadas fechadas (Ro 65, We 66) .

A função de onda do estado-pai, de spin J e spin isobárico $T_0 + 1/2$ (T_0 é o isospin do núcleo alvo $T_0 = T_z = (N-Z)/2$) poderá ser escrita :

$$\psi(J, T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2}) = \nu(J) \phi_c(\sigma^\dagger) \quad (\text{II. 1})$$

onde $\phi_c(\sigma^\dagger)$ é a função de onda do "caroço" de camadas fechadas no estado fundamental e $\nu(J)$ é a função de onda do neutron na órbita J .

O análogo dêste estado será obtido por :

$$\psi^{IA}(J, T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2}) = (2T_0 + 1)^{-1/2} T^- \psi(J, T_0 + \frac{1}{2}, T_0 + \frac{1}{2}) \quad (\text{II. 2})$$

onde T^- é o operador de "abaixamento" de isospin definido em termos das componentes do operador usual de isospin nucleônico $\tau^\pm$ por:

$$T^- = \sum_i (\tau_1^{(i)} - i \tau_2^{(i)}) \quad (\text{II. 3})$$

Tendo em conta a forma para a função de onda do estado -

x Usamos a convenção de que o autovalor de τ_3 é $1/2$ para o neutron e $-1/2$ para o próton . Vide, p. ex., Macdonald(Ma 60a) ou Robson(Ro 66) para detalhes sobre o formalismo do spin isobárico .

paí, teremos para o estado análogo :

$$\psi^{IA}(J, T_0 + \frac{1}{2}, T_0 - \frac{1}{2}) = (2T_0 + 1)^{-\frac{1}{2}} [\pi(J) \phi_c + \nu(J) T^- \phi_c] \quad (II. 3)$$

$$T^- \phi_c = \sum_j (2j + 1)^{\frac{1}{2}} [\pi(j) \nu^{-1}(j)]_0^+ \phi_c$$

onde $\pi(j)$ representa a função de onda de um próton no estado j .
A função de onda ψ^{IA} acha-se representada, esquemáticamente, na Fig. II. 2.

O primeiro termo nesta expressão representa uma configuração de partícula independente para o próton e explica porque os estados análogos no núcleo $(N, Z+1)$ podem ser facilmente formados pelo espalhamento elástico no caroço (N, Z) já que êle se dá através da superposição dêste termo com o estado fundamental do alvo, ϕ_c . O espalhamento inelástico, por sua vêz, ocorre pela superposição de estados excitados do alvo com os últimos termos na (II. 3) os quais podem ser escritos como :

$$(2T_0 + 1)^{-\frac{1}{2}} \nu(J) \phi_c \sum_j (2j + 1)^{\frac{1}{2}} [\pi(j) \nu^{-1}(j)]_0^+ \quad (II. 4)$$

e representam, portanto, configurações de duas partículas e um buraco (um próton, um neutron e um buraco de neutron, sendo que o próton e o buraco de neutron ocupam o mesmo estado do modelo de camadas). Constituem, assim, estados com "estrutura intermediária" como sugerido por Fallieros (Fa 64) (vide também We 66, Le 68).

Em núcleos pesados muitas das órbitas ocupadas pelos prótons obtidos pela conversão dos neutrons em excesso não são ligadas e êstes podem deixar o núcleo, penetrando pela barreira coulombiana. Isto explica o decaimento da ressonância isobárica pela emissão de

Fig. II.2 - Representação esquemática do análogo de um estado de partícula única de neutron.

prótons inelásticos . Os estados residuais aos quais o estado análogo pode decair irão conter uma configuração obtida pela remoção de um dos neutrons em excesso do estado análogo pai e o espectro de prótons no decaimento de um particular estado análogo será semelhante ao espectro dos tritons observado em uma reação (d, t) induzida no estado análogo pai .

Os estados residuais populados no decaimento dos análogos de estados de partícula única de neutrons são, pois, estados que têm configurações de partícula-buraco de neutrons. Portanto, do aparecimento de um forte grupo de prótons inelásticos no decaimento de uma ressonância isobárica de spin J , pode-se inferir que o estado residual correspondente tem uma configuração de partícula-buraco da forma $[\nu(J) \nu^{-1}(j)]_I \phi_c$ — ou em notação simplificada: $(J j^{-1})_I$ — na qual um neutron de momento angular J está acoplado a um buraco de neutron de momento angular j dando um spin resultante I .

Os estados finais ψ_I do núcleo residual (alvo) podem ser decompostos em configurações de partícula-buraco

$$\psi_I = \sum_{Jj} a_{IjJ} (J j^{-1}) \quad (\text{II. 5})$$

onde os parêntesis indicam acoplamento de momentos angulares e os a_{IjJ} são coeficientes de parentesco . A simples observação de quais estados de neutron J são "excitados" em cada canal inelástico permitirá determinar as partículas que intervêm nas configurações de partícula-buraco . Mas isto não nos fornece nenhuma indicação sobre o spin I do estado ou sobre os buracos de neutron j^{-1} para os quais

$a_{IjJ} \neq 0$. Esta última informação pode, contudo, ser determinada ou pelo menos parcialmente determinada a partir da análise das distribuições angulares de cada grupo inelástico medidas nas energias das ressonâncias . O conhecimento dos valores de J e j que intervêm em um dado estado permitirá, como é óbvio, senão a determinação pelo menos a atribuição de limites ao valor do spin I deste estado .

II.5 - Configurações de partícula-buraco em núcleos com $N = 82$

Examinemos agora as configurações de partícula-buraco que se espera observar em núcleos com 82 neutrons . Na Fig. II.3 são representados os níveis de partícula independente preditos pelo modelo de camadas nas proximidades da camada fechada de $N = 82$. Também indicados nesta figura estão os primeiros estados excitados do ^{143}Nd e do ^{141}Nd , os quais podem ser relacionados ^x aos estados de partícula única existentes acima e abaixo da camada de $N = 82$. Os níveis do ^{143}Nd foram determinados em vários estudos da reação $^{142}\text{Nd}(d,p)^{143}\text{Nd}$ (Ch 67, Ne 67, Wi 67) enquanto que os do ^{141}Nd foram através da reação $^{142}\text{Nd}(d,t)^{141}\text{Nd}$ (Fu 62, Di 68b) .

Os estados de partícula-buraco no ^{142}Nd terão configurações para os quais as partículas são de níveis, de paridade negativa , acima de $N = 82$ e os buracos são de níveis abaixo de $N = 82$, na maioria de paridade positiva . A energia de excitação do centroide de

x Isto não significa que os níveis sejam de partícula independente .

Fig. II.3 - Estados de partícula única preditos na vizinhança da camada fechada de 82 neutrons e os estados de baixa excitação no ^{143}Nd (Ne 67, Wi 67) e no ^{141}Nd (Di 68b). O diagrama não se acha em escala.

uma dada configuração ($J j^{-1}$) é simplesmente a diferença das energias de separação de um neutron no estado-pai (de spin J) e no estado j do núcleo residual, ambas em relação ao estado fundamental do núcleo alvo :

$$E_x(Jj^{-1}) = S_n(N, Z; j) - S_n(N+1, Z; J)$$

Assim, a diferença de energias de ligação de um neutron no ^{143}Nd e no ^{142}Nd , calculada a partir de tabelas de massas nucleares (Ma 65), e igual a 3.71 ± 0.02 MeV, deve fornecer a posição do centro de gravidade da configuração ($f_{7/2} d_{3/2}^{-1}$). As energias das demais configurações esperadas são calculadas a partir das energias de excitação dos estados de partícula e buraco correspondentes. As posições esperadas das configurações baseadas nos quatro primeiros estados de partícula ($f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, $f_{5/2}$) e em estados $d_{3/2}$ e $s_{1/2}$ de buracos vem indicados na Fig. II.4. Os níveis $1h$ não foram levados em consideração pois não se espera observá-los experimentalmente dado o valor elevado de l associado a transições que envolvam estes níveis. Os estados de buraco $d_{5/2}$ e $g_{7/2}$ também não serão considerados pois situam-se muito abaixo dos estados $d_{3/2}$ e $s_{1/2}$ (~ 1.5 e ~ 2.5 MeV, respectivamente). Também indicados na Fig. II.4 estão os valores possíveis do spin para os estados de cada configuração considerada. Note-se que em alguns casos o mesmo spin pode resultar de várias configurações diferentes.

Todos estes níveis situam-se em uma região de energias de excitação no ^{142}Nd (entre 3.5 e 5.5 MeV) ainda inexplorada. Os ú

Fig. II.4 - Energias calculadas das configurações de partícula-buraco de neutrons envolvendo buracos $d_{3/2}$ e $s_{1/2}$. Os estados com energia de excitação menor que 3 MeV são os níveis conhecidos do ^{142}Nd (Ra 67).

nicos níveis conhecidos (Ra 67) tem energias inferiores a 2.5 MeV e foram observados em estudos de espalhamento inelástico de prótons, deuterons e partículas α . O estado 2^+ tem um valor $B(E2)$ indicativo de um caráter coletivo devido, muito provavelmente, à excitação dos prótons (Ec 66), os quais não tem uma configuração "fechada".

II.6 - Estados isobáricos no ^{143}Pm

A Fig. II.5 apresenta as curvas de excitação de prótons espalhados elásticamente pelo ^{142}Nd obtidas, em vários ângulos, por Wurm et al. (Wu 66). Elas mostram claramente quatro ressonâncias proeminentes correspondentes a estados no ^{143}Pm , análogos dos primeiros estados no ^{143}Nd . A primeira ressonância corresponde ao estado fundamental $f_{7/2}$ do ^{143}Nd , a segunda ao primeiro estado excitado $p_{3/2}$, etc.

A análise destas curvas de excitação é usualmente feita pela parametrização dos resultados em termos de uma matriz de colisão que contém um termo de Breit-Wigner. Os valores de E_R (energia de ressonância), ℓ (momento angular orbital), Γ_p (largura parcial para o canal elástico), Γ (largura total) são assim obtidos. O momento angular total (J) da ressonância, no entanto, não fica determinado. A sua determinação pode ser feita de uma maneira conclusiva por medidas da polarização dos prótons espalhados, na energia da ressonância. Estas medidas foram efetuadas para o caso do espa-

g. II.5 - Funções de excitação para o espalhamento elástico de prótons pelo ^{142}Nd , obtidas em vários ângulos por Wurm et al. (Wu 66).

lhamento pelo ^{142}Nd na bonita experiência de Clausnitzer et al.

(Cl 68) , cujos resultados reproduzimos na Figura II.6 . As curvas pelos pontos experimentais foram calculadas com os parâmetros de terminados na análise do espalhamento elástico e supondo a sequência de spins indicados na figura .

Reunimos, na tabela II.1, os parâmetros conhecidos destas ressonâncias assim como de seus estados análogos no ^{143}Nd . Faremos uso deles, posteriormente, na análise de nossos resultados . Informações semelhantes existem, atualmente para quase todos os isótopos pares de 82 neutrons . Em particular, para o caso do ^{144}Sm , o outro núcleo por nós investigado, existem medidas do espalhamento elástico por Marouchian et al. (Ma 66) e da polarização dos prótons elásticos por Fiarman et al. (Fi 66) . A reação $^{144}\text{Sm}(d,p)$ foi estudada por vários grupos (Ke 65, Jo 66, Ch 67)

Fig. II.6 - Funções de excitação da polarização de prótons espalhados elásticamente pelo ^{142}Nd , medidas por Clausnitzer et al. (Cl 68). As curvas cheias foram calculadas com os parâmetros da tabela II.1 e para os spins das ressonâncias indicados na figura.

TABELA II.1

Parâmetros das ressonâncias isobáricas análogas no ^{143}Pm e dos estados análogos no ^{143}Nd .

$E_R(\text{MeV})^a)$	$E_x(\text{MeV})^b)$	$l^a)$	$J^a)$	$\Gamma(\text{keV})^a)$	$(2J+1) \Gamma_p/\Gamma^a)$	$S_{pp}^c)$	$S_{dp}^b)$
9.497	0	3	$7/2^-$	53.8	1.53	0.84	0.83
10.228	0.735	1	$3/2^-$	76.0	1.23	0.45	0.40
10.795	1.30	1	$1/2^-$	74.5	0.61	0.44	0.25
10.93	1.40	5	$9/2^-$	30(35)	0.37 (0.15)	--	--
11.052	1.545	3	$5/2^-$	58.6	0.54 (0.60)	0.24	0.24

a) Ref. (Cl 68)

b) Ref. (Wi 67)

c) Ref. (Ha 68)

III EQUIPAMENTO E PROCEDIMENTO EXPERIMENTAIS

III.1 - Os Aceleradores e o Feixe de partículas

As medidas experimentais foram realizadas no Laboratório de Física Nuclear da Universidade de Pittsburgh, Pennsylvania, E.U.A. Este laboratório dispõe de dois aceleradores Van de Graaff Tandem modelo EN fabricados pela "High Voltage Engineering Corporation". Os dois aceleradores, cada qual podendo alcançar tensões máximas no terminal de aproximadamente seis milhões de Volts, a cham-se ligados "em série", como o mostra a Fig. III.1. Assim, íons de carga unitária podem ser acelerados até energias de 12 ou 18 MeV, segundo se utilize do "tandem" principal, de dois estágios de aceleração, ou dêle mais o "tandem" injetor, de um estágio de aceleração.

O feixe acelerado tem sua energia definida por um eletro-ímã analisador, que o desvia de 90° . O campo magnético dêste eletroímã, de alta estabilidade, pode ser determinado por um fluxômetro de ressonância magnética nuclear. A calibração dêste fluxômetro, em termos de energia absoluta do feixe, foi feita utilizando-se limiares de reações nucleares como pontos de referência (Ha 66). A incerteza na escala absoluta de energias citada em (Ha 66) é de aproximadamente $\pm 30 \text{ keV}^x$.

x Acreditamos, no entanto, ser exagerada esta estimativa pois no decurso de vários estudos que realizamos com este equipamento, sempre reproduzimos, dentro de $\pm 15 \text{ keV}$, energias obtidas por outros autores, em experiências realizadas em outros laboratórios.

Fig. III.1 - Diagrama esquemático mostrando os dois aceleradores, o analisador de energia, o sistema de condução do feixe e uma câmara de espalhamento típica.

Após passar pelo eletroímã analisador, o feixe é dirigido verticalmente, para o segundo andar do edifício (vide Fig.III.1) onde encontra um eletroímã defletor (semelhante ao eletroímã analisador) que também o desvia de 90° (tomando-o, assim, novamente horizontal) e que permite dirigi-lo para uma qualquer de quatro áreas experimentais .

Em nossos trabalhos, utilizamo-nos de duas destas áreas experimentais . Para as medidas de espalhamento inelástico de prótons, encaminhava-se o feixe de prótons para uma câmara de espalhamento, circular, de 61 cm de diâmetro . Esta câmara, projetada pelo Dr. W.W. Daenick^x, foi por nós modificada com o objetivo de melhorar as condições de tomada de dados . A reação (d,t) foi investigada experimentalmente em uma câmara de espalhamento associada ao espectrógrafo magnético, situado em outra área experimental .

Descrevemos, a seguir, o equipamento experimental utilizado em cada caso, assim como os métodos empregados na obtenção dos dados experimentais .

III.2 - Espalhamento Inelástico de Prótons

x Desejamos expressar aqui nossos agradecimentos ao Dr. Daenick por nos ter pôsto à disposição este equipamento, assim como por seus constantes comentários e sugestões sobre vários aspectos experimentais de nosso trabalho .

III.2.1 - Câmara de espalhamento

A câmara de espalhamento utilizada acha-se esquematizada na Fig. III.2 . A direção do feixe incidente é determinada por dois colimadores circulares verticais de 0.47 cm de diâmetro e separados por uma distância de 20 cm, pelos quais deve passar antes de entrar na câmara . Estes colimadores limitam a divergência do feixe e seus desvios da direção $\Theta = 0^\circ$ a menos de $\pm 1.5^\circ$. Ao entrar na câmara o feixe passa por um colimador "anti-espalhamento" (não indicado na figura), também vertical, e de 0.80 cm de diâmetro, destinado a diminuir o número de partículas que, sendo espalhadas elásticamente por um dos colimadores, tendem a penetrar na câmara . O feixe atravessa, então, o alvo situado no centro da câmara e vai incidir em um copo de Faraday elêtricamente isolado (localizado em uma tubulação, fora da câmara) onde é captado . A corrente elétrica produzida é lançada em um integrador de alta precisão .

Dois cintiladores de NaI acham-se instalados permanentemente a $\pm 25^\circ$ e atuam como monitores . A soma das contagens devidas a partículas elásticamente espalhadas no alvo serve como monitor do produto da "carga" do feixe que passa pelo alvo, pela espessura do alvo, enquanto que a diferença de contagens fornece uma indicação do desvio da direção $\Theta = 0^\circ$. A câmara, como um todo, pode girar em torno de um eixo vertical que passa pelo primeiro colimador, de maneira que a referência de $\Theta = 0^\circ$ pode ser facilmente ajus-

Fig. III.2 - Diagrama esquemático da câmara de alvos usada nas experiências de espalhamento inelástico de prótons .

tada .

Os detetores acham-se montados em uma placa circular de alumínio, móvel em torno de um eixo vertical que passa pelo centro da câmara . Sua posição angular pode ser variada, continuamente , dentro de um intervalo de 360° , e pode ser determinada visualmente dentro de $\pm 0.1^{\circ}$ por meio de marcações feitas na placa a intervalos de 0.5° .

Os alvos são colocados em uma "tôrre de alvos" , a qual pode conter até quatro alvos simultaneamente . O ângulo α que o plano do alvo faz com o feixe incidente pode ser variado em um intervalo de 360° e pode ser reproduzido dentro de $\pm 2^{\circ}$. A tôrre pode deslocar-se verticalmente a fim de que um qualquer dos alvos nela contidos intercepte o feixe incidente .

III. 2. 2 - Detetores e Equipamento eletrônico

Quatro detetores de silício do tipo de barreira de superfície foram utilizados para as medidas experimentais . Estes detetores, fabricados pela firma Ortec ^x , têm as seguintes características típicas : área sensível de 50 mm^2 , profundidade sensível de aproximadamente 1 mm (obtida com uma tensão de $\sim 250 \text{ V}$) , e resistivi-

x

Oak Ridge Technical Enterprises Corp. , Oak Ridge , Tenn.,
E. U. A.

dade nominal de $\sim 30 \text{ k ohm-cm}$. A resolução de energia para partículas alfa de 5.5 MeV , provenientes de uma fonte radiativa , é , tipicamente , segundo especificações fornecidas pelo fabricante , da ordem de 30 keV , à temperatura ambiente .

Os detetores são rigidamente prêsos a colimadores especiais que definem a "área iluminada" em cada detetor . Usualmente , situavam-se a $\sim 14 \text{ cm}$ de distância do alvo e subtendiam ângulos sólidos de 1.43 msr . A abertura angular de cada um era de aproximadamente 2.4° .

Os impulsos dos detetores são, inicialmente, amplificados em pré-amplificadores Tennelec modelo TC-130^x situados próximos à câmara de espalhamento e em amplificadores Tennelec modelo TC-200 , situados na sala de aquisição de dados . Passam, depois , por amplificadores que podem efetuar uma subtração de um nível constante dos impulsos ("biased amplifier") também fabricados pela Tennelec, Modelo TC-250 . Associado a cada impulso linear nas saídas destes amplificadores obtém-se, também, um pulso lógico que é usado posteriormente como marcador do pulso linear, que lhe deu origem, no endereçamento da área da memória do analisador de impulsos . A Fig. III.3 apresenta um diagrama em blocos dos circuitos eletrônicos empregados .

O analisador de impulsos utilizado, fabricado pela firma

x

Tennelec Instruments Corp. , Oak Ridge, Tenn. , EUA .

Fig. III.3 - Diagrama em blocos dos circuitos eletrônicos usados nas medidas de espalhamento inelástico de prótons .

Nuclear Data, de 4096 canais de capacidade total, era usado na configuração 4×1024 , cada área de 1024 canais sendo reservada para o armazenamento dos impulsos de um dos detetores. Como o analisador dispõe de apenas um conversor analógico-decimal (ADC), os impulsos lineares provenientes dos quatro detetores são misturados (vide Fig. III.3) e lançados à entrada do ADC. O encaminhamento de cada impulso analisado à respectiva área de memória é feito com o auxílio de pulsos lógicos, chamados de "marcadores" na Fig. III.3.

A informação é extraída da memória por uma unidade de leitura, à qual estão ligadas quatro unidades de "saída": duas analógicas (osciloscópio e "graficador") e duas digitais (fita magnética e fotografias "polaroide"). O "tempo morto" do analisador durante o intervalo de análise é determinado injetando-se, na entrada marcada "relógio" na Fig. III.3, um número conhecido de pulsos provenientes ou dos monitores de NaI ou da saída digital do integrador da corrente do feixe.

Os sistemas de monitoração associados aos cintiladores de NaI são constituídos por espectrômetros convencionais compostos cada um por um amplificador linear e um discriminador de altura de pulso ligado a um contador digital.

III.2.3 - Cuidados observados na obtenção dos dados experimentais.

As principais causas de dificuldades encontradas em medi-

das de espalhamento inelástico de baixa seção de choque estão relacionadas à existência de "radiação de fundo" . Estas são provenientes, principalmente, de dois efeitos: i) espalhamento do feixe incidente em núcleos contaminantes do alvo e ii) espalhamento do feixe nas bordas das fendas e diafragmas dispostos ao longo da trajetória das partículas .

Consideráveis esforços foram por nós dispendidos na tentativa de diminuir estes efeitos . Assim, tomamos especiais cuidados na manufatura dos alvos a fim de que a quantidade de contaminantes fôsse a menor possível . Uma redução apreciável nem sempre foi conseguida, no entanto, dadas as grandes dificuldades existentes na produção de películas metálicas de terras-raras a partir do óxido .

Para reduzir o espalhamento do feixe nos colimadores antes do alvo, procedia-se sempre a uma cuidadosa focalização, com uma lente quadrupolar magnética, até que todo o feixe passasse por eles sem atingi-los . Passava-se, então, a focalizá-lo através de uma fenda (isolada elêtricamente) montada em uma "moldura" de alvo e colocada na torre de alvos, até que a corrente na fenda fôsse praticamente nula . O processo era repetido até que se obtivesse uma minimização de tôdas as correntes, assegurando, assim, que uma fração muito pequena do feixe batia nos colimadores ou na moldura do alvo . Além disto, as correntes nos diafragmas de entrada da câmara eram monitoradas, continuamente, durante a tomada de dados e um circuito de proteção desligava automaticamente o integrador do feixe e os

analísadores quando a corrente de feixe incidente sôbre o primeiro colimador era superior a 0.5% da intensidade do feixe total .

Outro fator a que se prestou particular atenção foi o da resolução dos sistemas de detecção . Uma melhoria na resolução de energia dos detetores contribue para acentuar a separação entre os picos inelásticos e o "fundo", assim como pode permitir que se resolvam grupos de níveis próximos em suas componentes individuais .

Os vários fatores que afetam a resolução de energia com que são detetados, em um "contador de estado-sólido", os produtos de uma reação nuclear, são, essencialmente, os seguintes : i) flutuações estatísticas do processo de produção de elétrons e buracos no semicondutor ; ii) resolução da energia do feixe incidente, que produz a rea - ção ; iii) espessura do alvo ; iv) alargamento cinemático, causado ou pelo ângulo subtendido pelo colimador do detetor ou pela divergência angular do feixe ou ainda por variações em sua direção de incidência; v) ruído do detetor devido à corrente inversa na junção; vi) efeitos de coleção de carga no detetor ; vii) ruído eletrônico dos sistemas de preamplificação e amplificação do sinal, incluindo-se o efeito da capacitância do detetor e dos cabos na entrada do preamplificador; viii) efeito de "empilhamento" de pulsos, tanto de partículas positivamente carregadas como de elétrons de baixa energia arrancados, pelo feixe incidente, dos átomos do alvo ; ix) estabilidade dos instrumentos eletrônicos empregados .

O primeiro destes fatores não representa uma limitação muito séria, o que pode ser facilmente demonstrado, considerando-se

a expressão para o limite estatístico para a largura de um pico :

$$\Delta E = 2.35 (E w F)^{1/2}$$

onde ΔE é a largura total a meia -altura , E é a energia detetada, w a energia de produção de um par de elétron-buraco no detetor e F é o fator de Fano . Para o Si, $w = 3.66$ eV e $F \approx 0.15$, o que resulta em uma largura de 6 keV para prótons de 12 MeV .

Os três fatores seguintes (ii, iii e iv) são, em princípio , facilmente controláveis embora, na prática, as suas contribuições não possam ser diminuídas arbitrariamente sem perda na razão de contagens . Assim, as aberturas nas fendas de entrada e saída do eletroímã analisador (que definem a resolução do feixe incidente) foram escolhidas de maneira a se poder dispôr de uma intensidade razoável de feixe ($\sim 1 \mu A$) mas com dispersão inferior a 3 keV . Os alvos empregados tinham espessuras da ordem de $100 \mu g/cm^2$ o que representa uma perda de ≈ 3 keV para prótons de 10 MeV . O ângulo subtendido pelo detetor ($\sim 2.4^\circ$, como vimos) contribuía menos de ~ 5 keV , mesmo para $\Theta = 90^\circ$ onde $dE/d\Theta$ é máximo .

Os fatores restantes representam as contribuições do detetor propriamente dito e da eletrônica empregada . Uma investigação extensiva e completa sobre estes efeitos foi realizada por Andersson-Lindstroem (An 67) e valemo-nos de suas conclusões e recomendações ao instalarmos o equipamento de detecção ^x .

x Nossos melhores agradecimentos ao Dr. G. Andersson-Lindstroem por sua ajuda na fase inicial dos testes do equipamento experimental .

Para reduzir o ruído intrínseco, os detetores eram resfriados a -60°C . Com esta finalidade instalou-se na placa móvel de alumínio, onde estão montados os detetores, uma serpentina de expansão que era acoplada a um circuito de refrigeração, externo à câmara de espalhamento. O sistema de resfriamento sempre apresentou um desempenho excelente, atingindo-se temperaturas de -50°C em cerca de 30 minutos, igual tempo sendo necessário para aquecer o sistema novamente até a temperatura ambiente, o que era feito invertendo-se o ciclo de refrigeração.

A corrente do detetor é drasticamente reduzida ao se abaixar a temperatura (tendo sido, para os detetores utilizados, sempre inferior a 20 nA) o que permite a aplicação de tensões consideravelmente maiores que as recomendadas pelo fabricante. O resultado é uma melhor coleção de carga no detetor.

Os elétrons de baixa energia libertados pelo feixe ao incidir sobre o alvo eram impedidos de atingir o detetor por um campo magnético fraco, da ordem de 400 gauss, criado por ímãs permanentes colocados logo após o primeiro diafragma do colimador do detetor. Usaram-se também, em muitas ocasiões, com idêntica finalidade, folhas delgadas de alumínio ($300-400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) sobre a abertura deste diafragma.

Todas as demais precauções recomendadas por Andersson-Lindstroem no trato dos impulsos e dos circuitos eletrônicos foram seguidas, obtendo-se resoluções que variavam entre 18 e 20 keV, segundo o detetor. Valores menores poderiam ter sido conseguidos dimi-

nuindo-se a razão total de contagens nos sistemas (pela redução da intensidade do feixe incidente, por exemplo) o que implicaria, entre tanto, em tempos muito mais longos de exposição .

III. 3 - A Reação (d, t)

No estudo da reação $^{143}\text{Nd}(\text{d}, \text{t})$, os dois aceleradores foram utilizados na produção de um feixe de deuteron de 17.0 MeV de energia . Os tritons provenientes da reação foram analisados com o espectrógrafo de polos divididos, de focalização dupla e alta resolução , projetado por H. A. Enge (Sp 67) ^x .

III. 3. 1 - Câmara de Alvos e Espectrógrafo Magnético

A Fig. III. 4 apresenta um esquema da câmara de espalhamento e do espectrógrafo, assim como de trajetórias típicas de partículas que atravessam o espectrógrafo . O feixe analisado, proveniente dos aceleradores, forma uma imagem da ordem de 2 a 3 mm de diâmetro nas proximidades da fenda S_1 e a partir daí, diverge com uma abertura angular de aproximadamente 5 mrad . A fenda S_2 é usada para limitar a divergência do feixe (o que, evidentemente, é conseguido à custa da perda de intensidade) . Uma abertura de 8 mm foi usada na tomada de dados e, portanto, a divergência do feixe transmitido ficava limitada a ~ 3.0 mrad . A lente de quadrupolo é ajustada

x Este espectrógrafo, o primeiro de uma nova geração de espectrógrafos de altíssima resolução, foi construído pela firma Scanditronix, Stockholm, Suécia, segundo projeto de Enge e Spencer (Sp 67) .

Fig. III.4 - Desenho esquemático do equipamento utilizado no estudo da reação $^{143}\text{Nd}(d, t)^{142}\text{Nd}$.

de modo a produzir uma imagem na fenda S_3 com uma demagnificação horizontal da ordem de 5 e vertical da ordem de 3. A divergência do feixe passa a ser, portanto, da ordem de 15 mrad, horizontalmente, e 10 mrad, verticalmente, enquanto que a imagem na posição da S_3 terá dimensões típicas de ~ 0.5 mm de largura e ~ 1.5 mm de altura.

Na presente experiência, na qual "alvos lineares" foram usados, tanto a fenda S_3 como a S_4 (anti-espalhamento) tinham aberturas grandes, da ordem de 4 mm. Era, portanto, bastante fácil fazer com que o feixe passasse por elas sem ser interceptado. As dimensões do objeto para o espectrógrafo são dadas pelas dimensões dos "alvos lineares", referidos acima. Estes alvos, têm, como os alvos comuns, um substrato constituído por uma delgada fôlha de carbono ($\sim 10-20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), mas apenas uma pequena área central retangular (no nosso caso, com 0.4 mm de largura por 3 mm de altura) é coberta com o material do alvo. Obtém-se, assim, um objeto bem definido para o espectrômetro sem necessidade de fendas estreitas de colimação, com conseqüente eliminação do feixe nelas espalhado. O resultado é uma razão "pico para fundo" muito maior nos espectros obtidos.

Após passar pelo alvo, o feixe é coletado em um copo de Faraday isolado. Evidentemente, quando são empregados alvos lineares, não se pode usar a carga depositada para fins de monitoração. Esta é feita por dois detetores de NaI montados no interior da câmara de espalhamento em $\Theta = 38^\circ$ e $\phi = -15^\circ$ e $\phi = 195^\circ$ ie, um

pouco abaixo do plano de reação .

Os tritons provenientes da reação (d,t) eram detetados em placas fotográficas (Kodak, tipo NTB, de 25 μ m de espessura) colocadas no plano focal do espectrógrafo, e recobertas por uma fôlha de alumínio de 0.025 mm de espessura . Três exposições (correspondentes a três ângulos diferentes) eram feitas em cada conjunto de placas, resultando em três "faixas" equidistantes onde se acham distribuídos os traços produzidos pelas partículas detetadas . Após a revelação das emulsões, estas faixas foram "lidas" ao microscópio em passos de 0.2 mm .

III. 3. 2 - A Resolução em Energia dos Espectros

A escolha das dimensões do alvo, objeto para o espectrômetro, não é arbitrária . Ela é ditada pela resolução que se almeja obter, levando em conta as características do espectrógrafo . Estas, para as finalidades da presente discussão, podem ser resumidas nas seguintes (Co 67) :

- i) a dispersão ao longo do plano focal é igual a $10^{-3} E/\text{mm}$.
- ii) a razão da largura da imagem ao longo do plano focal para a largura do objeto é igual a 0.50 .
- iii) a contribuição das aberrações à largura da imagem é igual a 0.14Ω (mm)

onde E é a energia da partícula detetada e Ω é o ângulo sólido subtendido pela abertura de entrada do espectrógrafo em relação ao centro

do alvo .

Vários são os fatores que afetam a resolução e a razão de contagens em experiências com espectrógrafos magnéticos (Co 62) . Uma investigação detalhada de Cohen (Co 67) sobre estes fatores mostrou ser possível manter a contribuição de cada um deles à resolução, dentro de uma parte em 5000 sem prejuízo da razão de contagens. Portanto, da i) segue que as contribuições à largura da imagem devem ser da ordem de 0.2 mm . Tendo em vista a ii) , é necessário dispor de um objeto com largura não superior a 0.4 mm . Além disto, de acordo com a iii) o ângulo sólido de "entrada" do espectrógrafo não deve ultrapassar ~ 1.4 msr .

A limitação da divergência do feixe pela fenda S_2 , a que nos referimos acima, também é uma consequência do critério adotado, pois deseja-se que a dispersão na energia dos produtos da reação, causada pela variação cinemática devida a diferenças no ângulo de incidência do feixe, não contribua mais que os demais fatores à resolução final .

Os picos experimentais observados tinham uma largura total a meia altura de aproximadamente 8.0 keV em bom acordo com previsões baseadas na consideração de todos os fatores que influenciam a resolução, tal como discutido em detalhe em (Co 67) .

III.4 - Alvos

Os alvos de Nd e Sm foram preparados, a partir do res-

pectivo óxido, por redução dêste e evaporação do metal sôbre pelí -
culas delgadas de carbono . A redução e evaporação eram feitas em
um cadinho de tântalo aquecido por bombardeio de elétrons de ~ 1 keV
de energia, provenientes de um filamento helicoidal de tântalo mantido
à temperatura de emissão (Fig. III. 5) .

Os óxidos enriquecidos ^x no isótopo desejado eram mistu -
rados no cadinho com um metal redutor, finamente dividido, em pro -
porções estequiométricas dadas pelas reações de redução . Seguindo
o trabalho de Westgaard e Bjornholm (We 66) , usamos raspas de lan -
tânio na redução do óxido de samário e pó de tório na redução do óxi -
do de neodímio . As reações de redução (que ocorrem a altas tempe -
raturas) são as seguintes :

O metal assim liberado, é evaporado e, passando pelo pe -
queno orifício (0.5 mm de diâmetro) na tampa do cadinho, vai deposi -
tar-se em uma fôlha de carbono (não indicada na figura) situada a al -
guns centímetros acima da blindagem térmica do evaporador . As fô -
lhas de carbono ^{xx} , (de aproximadamente $20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessu -
ra) sôbre as quais é depositado o metal evaporado, acham-se monta -

x Preparados por Isotopes Division, Oak Ridge National
Laboratory, Oak Ridge, Tenn., USA .

xx Fornecidas por Yissum Research Development Co., Hebrew
University, Jerusalem, Israel .

fig. III.5 - Corte vertical do evaporador utilizado no preparo de alvos de Nd e Sm. (1) Cadinho cilíndrico de Ta (3.2 mm de diâmetro externo e 12 mm de comprimento) ; (2) Filamento de Ta ; (3) e (4) Blindagens térmicas; (5) Haste suporte, de W ; (6) Base de cobre ; (7) Câmara de cobre para refrigeração a água; (8) Prendedores da blindagem térmica ; (9) Cano de resfriamento; (10) Condutor elétrico para o filamento. Os retornos de 9 e 10 acham-se acima do plano da figura .

das sôbre molduras especiais de aço inoxidável adaptáveis às tôrres de alvos das câmaras de espalhamento .

Os alvos obtidos, antes de serem utilizados, eram testados com o espectrógrafo magnético detetando-se deuterons ou prótons espalhados elásticamente com o auxílio de detetores sensíveis à posição de incidência da partícula, colocados no plano focal do espectrógrafo . Detalhes sôbre êstes testes assim como sôbre o método de produção dos alvos serão dados em uma publicação futura (Di 68a) .

A espessura dos alvos empregados era de $\sim 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ para os que se destinavam ao estudo do espalhamento inelástico de prótons e de $\sim 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ para os destinados ao estudo da reação (d, t) .

IV. RESULTADOS EXPERIMENTAIS

IV.1 - Espalhamento Inelástico de Prótons pelo ^{142}Nd e ^{144}Sm

Espectros de prótons espalhados inelásticamente pelo ^{142}Nd e ^{144}Sm foram obtidos em ângulos entre 60° e 170° em passos de 10° e em energias correspondentes às das ressonâncias i sobáricas . As posições dos máximos das ressonâncias foram determinadas por meio de funções de excitação para os grupos inelásticos , variando-se a energia incidente em passos de 5 keV nas proximidades das energias de ressonâncias encontradas nos estudos sôbre o espalhamento elástico (Wu 66, Ma 66) .

Além destas distribuições angulares também foram medidas funções de excitação completas, em passos de 5 a 20 keV , para energias compreendidas entre 9.0 e 11.5 MeV, em ângulos de 170° , 140° , 120° e 80° . Os dados correspondentes a estas curvas de excitação ainda não se acham completamente analisados .

Alguns espectros, obtidos em energias de ressonâncias são apresentados nas Figs. IV.1 (^{142}Nd) e IV.2 (^{144}Sm) . A escala vertical (de intensidades) na Fig. IV.1 é linear enquanto que na Fig. IV.2 ela é logarítmica . No caso do ^{142}Nd , são apresentadas apenas as regiões dos espectros correspondentes a energias de excitação no ^{142}Nd acima de ~ 2.5 MeV . Para o espectro do ^{144}Sm esta limitação encontra-se a ~ 1.5 MeV para mostrar a região em que aparecem os picos devidos a espalhamento elástico por contami -

Fig. IV.1 - Espectros de prótons, obtidos nas ressonâncias $7/2^-$, $3/2^-$ e $1/2^-$ com um alvo de ^{142}Nd e detetores de Si de barreira de superfície.

Fig. IV.2 - Espectros de prótons, obtido na ressonância $7/2^-$ com um alvo de ^{144}Sm e detectores resfriados de Si do tipo barreira de superfície.

nantes leves (C, N, O, F, Si, Na, etc) presentes nos alvos . A presença destes picos intensos nesta região dos espectros dificulta sobremaneira o estudo dos níveis que aí se situam e por esta razão os níveis de baixa excitação (< 2.5 MeV) tanto no ^{142}Nd como no ^{144}Sm não foram ainda analisados em detalhe .

Outros grupos contaminantes estão presentes nos espectros. Na Fig. IV.1 alguns deles estão assinalados por picos hachuriados. A identificação dos grupos contaminantes foi feita em base à variação da energia com o ângulo de detecção, o que serviu para identificar grupos de prótons espalhados por núcleos de massas menores, como também grupos de partículas mais pesadas provenientes de outras reações x . Foram feitas, também, frequentes comparações entre as intensidades relativas dos picos obtidos com alvos diferentes . Os outros isótopos do Nd e Sm estão presentes em frações muito pequenas (o "enriquecimento" dos alvos era superior a 99% nos isótopos respectivos) e não representavam, portanto, nenhum problema .

As energias de excitação dos níveis residuais, indicadas nos espectros , foram obtidas a partir das energias dos respectivos grupos de prótons, aplicadas as correções cinemáticas. As energias dos prótons inelásticos foram determinadas por meio de curvas de calibração baseadas em alguns pontos de referência tais como os pi -

x Reações (p,d) , (p,t) e (p, ^3He) no ^{142}Nd e ^{144}Sm são fortemente endotérmicas com valores de Q da ordem de - 7 MeV (Ma 66a). Reações (p, α) embora tenham Q's positivos apresentam uma variação cinemática, com o ângulo , muito maior que a de prótons .

cos elásticos de contaminantes leves . Correções foram feitas também para a não-linearidade dos sistemas de detecção, determinada com um gerador de pulsos de alta linearidade . Uma incerteza de ± 15 keV é atribuída aos valores absolutos das energias de excitação obtidas .

As seções de choque foram determinadas relativamente ao grupo elástico detetado pelos monitores a $\pm 25^\circ$. Este método de determinação da seção de choque , pela monitoração do pico elástico do núcleo-alvo, não é afetado por não-uniformidades do alvo, pela incerteza na sua orientação em relação à direção do feixe ou por sua deterioração por efeito do bombardeamento . Mesmo quando o ponto de incidência do feixe no alvo não fôr estável, o uso de dois detetores , simetricamente dispostos, garante boa reprodutibilidade dos resultados . A normalização absoluta da seção de choque requer, no entanto, o conhecimento da seção de choque de espalhamento elástico para a energia incidente e para o ângulo do monitor , assim como da razão entre os ângulos sólidos subtendidos pelo monitor e pelo detetor. No presente caso, usamos como seção de choque para espalhamento elástico, a seção de choque de Rutherford . A validade deste procedimento para o ângulo do monitor ($\Theta = 25^\circ$) e para as energias empregadas foi verificada, calculando-se a seção de choque de espalhamento predita pelo modelo óptico, usando-se os potenciais ópticos médios de Perey (Pe 63) . Estima-se em $\pm 20\%$ a incerteza nas seções de choque absolutas, enquanto as seções de choque relativas devem estar corretas dentro de $\pm 10\%$.

A Fig. IV.3 apresenta um gráfico dos níveis do ^{142}Nd com energias de excitação acima de 3.0 MeV, que são populados pelo espalhamento inelástico de prótons através das quatro primeiras ressonâncias análogas no ^{143}Pm . Na Fig. IV.4 são apresentados os níveis populados no espalhamento inelástico pelo ^{144}Sm .

Aparentemente alguns dos níveis são populados por mais de uma ressonância. Entretanto, como em energias entre as ressonâncias, a maioria dos grupos de prótons de interesse desaparece no nível de "fundo" existente nos espectros, não se pode saber se o que ocorre é a população de um mesmo nível por várias ressonâncias ou se existem vários níveis bastante próximos, cada um deles sendo excitado individualmente em uma ressonância específica. Como devemos, então, em comparações de espectros, confiar nos valores absolutos das energias de excitação, a identificação de estados que ocorrem em várias ressonâncias como sendo um único nível, fica prejudicada pela incerteza de ± 15 keV existente nas energias de excitação. Este problema poderá ser resolvido, pelo menos parcialmente, com os dados de espalhamento inelástico com o espectrógrafo magnético (Sp 68a) e que estão sendo processados atualmente.

A Fig. IV.5 mostra o comportamento típico das funções de excitação para os estados que estamos tratando, nas proximidades de uma ressonância análoga. Uma forma simétrica, lorentziana, é sempre observada, com contribuições não ressonantes à secção de choque bastante pequenas, senão nulas.

As distribuições angulares dos grupos inelásticos observa-

Fig. IV.3 - Seções de choque diferenciais em $\Theta = 120^\circ$ para a formação de níveis do ^{142}Nd com energias de excitação acima de 3.0 MeV, para energias dos prótons incidentes correspondentes a ressonâncias análogas no ^{143}Pm .

Fig. IV.4 - Seções de choque diferenciais em $\Theta = 120^\circ$ para a formação de níveis do ^{144}Sm com energias de excitação acima de 3.0 MeV, para energias dos prótons incidentes correspondentes a ressonâncias análogas no ^{145}Eu .

Fig. IV.5 - Funções de excitação a $\Theta = 120^\circ$ para o espalhamento elástico de prótons pelo ^{144}Sm (curva inferior) e para o espalhamento inelástico que popula o dubleto em 4.26 MeV (curva superior).

Fig. IV.6 - Distribuições angulares de grupos de prótons provenientes de espalhamento inelástico no ^{142}Nd através das ressonâncias análogas $7/2^-$ e $3/2^-$ no ^{143}Pm . As curvas pelos pontos experimentais não tem qualquer significado teórico.

dos no decaimento das ressonâncias $f_{7/2}$ e $p_{3/2}$ no ^{143}Pm são apresentadas na Fig. IV.6. Na ressonância $p_{3/2}$, 15 estados foram identificados, mas obtivemos distribuições angulares para apenas 9 deles. Interferências com contaminantes ou com radiação de fundo e pequenas secções de choque, impediram que se obtivessem distribuições angulares de confiança para os 6 estados restantes. As pequenas secções de choque para os estados observados nas ressonâncias $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$, também não permitiram a determinação de boas distribuições angulares. Os dados obtidos para a ressonância $p_{1/2}$ são consistentes, no entanto, com distribuições angulares isotrópicas para todos os estados observados.

As distribuições da Fig. IV.6 foram ajustadas por expansões de polinômios de Legendre de ordem par, da forma

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = \sum a_k P_k(\cos \theta)$$

Tôdas as distribuições foram bem ajustadas, pelo método de mínimos quadrados^x, por expansões em que $k_{\text{max}} = 2$. Uma única exceção é a distribuição para o estado de 3.86 MeV observado na ressonância $f_{7/2}$, a qual não é simétrica em torno de 90° .

Os coeficientes a_k obtidos no processo de ajuste aos pontos experimentais, são reproduzidos nas Tabelas IV.1 e IV.2. Nes-

x

Agradecemos ao Dr. W. Seale por sua cooperação em colocar em operação o programa de ajuste pelo método dos mínimos quadrados.

TABELA IV.1 .

Coeficientes das expansões em Polinômios de Legendre das distribuições angulares experimentais dos grupos inelásticos da reação $^{142}\text{Nd}(p, p')$ observados na ressonância $f_{7/2}$ em 9.50 MeV

$E_x(\text{MeV})$	$a_0(\mu\text{b/sr})$	$a_2(\mu\text{b/sr})$	a_2/a_0	$\sigma(\text{mb})$	$\Sigma \Gamma_{p'}(\text{keV})$
3.23	25.7 ± 2.2	-17.1 ± 5.0	-0.663 ± 0.206	0.32	0.08
3.29	332.9 ± 9.2	-253.7 ± 17.5	-0.762 ± 0.054	4.18	1.06
3.35	300.6 ± 8.8	-226.1 ± 16.7	-0.752 ± 0.061	3.78	0.96
3.41	55.8 ± 2.4	22.7 ± 4.6	0.406 ± 0.092	0.70	0.18
3.57	104.3 ± 3.0	2.5 ± 5.6	0.024 ± 0.054	1.31	0.33
3.70	116.0 ± 3.6	20.9 ± 7.1	0.180 ± 0.062	1.46	0.37
3.86	302.1 ± 6.4	-36.4 ± 13.1	-0.120 ± 0.044	3.80	0.96

TABELA IV.2

Coeficientes das expansões em Polinômios de Legendre das distribuições angulares experimentais dos grupos inelásticos da reação $^{142}\text{Nd}(p, p')$ observados na ressonância $p_{3/2}$ em 10.25 MeV

$E_x(\text{MeV})$	$a_0(\mu\text{b/sr})$	$a_2(\mu\text{b/sr})$	a_2/a_0	$\sigma(\text{mb})$	$\Sigma \Gamma_{p'}(\text{keV})$
3.41	35.8 ± 1.7	7.9 ± 3.3	0.220 ± 0.095	0.45	0.22
3.57	33.4 ± 1.2	13.8 ± 2.6	0.412 ± 0.081	0.42	0.20
3.70	37.0 ± 0.9	6.7 ± 2.5	0.181 ± 0.067	0.47	0.22
3.86	29.1 ± 2.5	27.6 ± 5.6	0.950 ± 0.210	0.37	0.18
3.90	59.9 ± 3.1	-8.2 ± 7.1	-0.136 ± 0.118	0.75	0.36
4.12	178.8 ± 8.8	-107.3 ± 17.5	-0.600 ± 0.099	2.25	1.07
4.14	148.8 ± 1.7	5.2 ± 3.8	0.035 ± 0.025	1.87	0.89
4.31	44.4 ± 1.4	25.3 ± 2.9	0.569 ± 0.074	0.56	0.27
4.63	41.1 ± 1.6	1.8 ± 2.9	0.045 ± 0.071	0.52	0.25

tas tabelas encontram-se também as secções de choque integradas , calculadas por $\sigma_{pp'} = 4 \pi a_0$ assim como as várias somas das larguras parciais calculadas a partir da fórmula de Breit-Wigner para uma ressonância isolada .

$$\sum_{l_j} \Gamma_p(l_j) = \frac{2 \Gamma^2}{\chi^2(2J+1) \Gamma_p} \frac{\sigma_{pp'}}{4\pi}$$

onde $\sigma_{pp'}$ é a secção de choque total, integrada sobre o ângulo , no topo da ressonância ($E = E_R$) , Γ_p é a largura parcial do espalhamento elástico, Γ é a largura total da ressonância e J é o momento angular da ressonância . Os valores de Γ e Γ_p usados nesta expressão são os obtidos na análise do espalhamento elástico para os mesmos estados análogos por Wurm et al. (Wu 66, Cl 68) e reproduzidos na Tabela II.1 .

Distribuições angulares foram determinadas também para os grupos inelásticos da reação $^{144}\text{Sm} + p$ nas energias das ressonâncias análogas . Estes dados são preliminares, no entanto, e deixamos de apresentá-los aqui .

IV. 2 - Reação $^{143}\text{Nd}(d, t)^{142}\text{Nd}$

Um espectro típico dos grupos de trítons provenientes da reação $^{143}\text{Nd}(d, t)$ acha-se reproduzido na Fig. IV.7 . A escala vertical refere-se ao número de traços existentes na emulsão ao longo da chapa em áreas consecutivas de 0.2 mm x 9.0 mm, esta última dimensão correspondendo, aproximadamente, à altura da imagem formada

Fig. IV.7 - Espectro típico de tritons obtido no estudo da reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$ com o espectrógrafo magnético.

no plano focal. Os grupos de trítons que correspondem a níveis do ^{142}Nd estão assinalados por suas energias de excitação enquanto que os demais picos presentes (de baixa intensidade) são devidos ou a contaminantes ou aos outros isótopos do Nd^x . Partículas de outros tipos, provenientes de reações induzidas por deuteronos no ^{143}Nd , têm rigidezas magnéticas suficientemente diferentes das dos grupos de trítons em questão para não interferirem nos espectros.

A excelente resolução dos picos, da ordem de 8 keV, permitiu identificar o nível de 3.70 MeV como sendo pelo menos um duplete, já que apresentava, sistematicamente, em todos os espectros investigados, uma largura a meia-altura igual a ~ 11 keV.

Espectros foram obtidos em 17 ângulos compreendidos no intervalo entre 8° e 90° . As distribuições angulares para os vários grupos, obtidas da análise destes espectros, são apresentadas nas Figs. IV.8 e IV.9. As curvas pelos pontos experimentais são curvas calculadas na aproximação de Born de ondas distorcidas ("DWBA") tal como explicado na seção V.2.2.

As energias de excitação dos estados residuais foram calculadas com auxílio do programa SPECTRE (Mo 68b), que é essencialmente um programa de cinemática de reações, tendo incorporada a calibração φ versus L (ie, raio de curvatura da partícula em função do ponto de incidência no plano focal) característica do espectrógrafo. As energias de excitação assim determinadas a partir de da -

x O alvo de ^{143}Nd era enriquecido a 91.32%. A percentagem dos demais isótopos presentes era a seguinte: 2.63(142), 3.90(144), 0.77(145), 1.05(146), 0.23(148), 0.14(150)

Fig. IV.8 - Distribuições angulares dos grupos de tritons da reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$ correspondentes às transições ao estado fundamental e primeiro estado excitado (2^+). As curvas são o resultado de cálculos de DWBA (vide texto).

Fig. IV.9 - Distribuições angulares dos grupos de tritons da reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$ correspondentes às transições aos estados de partícula-buraco. As curvas são o resultado de cálculos de DWBA (vide texto) .

dos obtidos em 13 ângulos diferentes aparecem na tabela V.2 . A incerteza nos valores aí citados é da ordem de ± 5 keV .

As secções de choque foram calculadas, como no caso do espalhamento inelástico, em base aos monitores do espalhamento elástico . A secção de choque de espalhamento dos deuterons pelo ^{143}Nd foi calculada por um programa de modelo óptico usando-se potenci - ais médios de Perey e Perey (Pe 63a) para o espalhamento de deute - rons . A incerteza estimada nas secções de choque absolutas é de $\pm 20\%$. A incerteza nas secções de choque relativas depende, essencialmente, da precisão com que se determina a intensidade do pico elástico em espectros do monitor e é, portanto, consideravelmente me - nor, da ordem de 8% .

dos obtidos em 13 ângulos diferentes apresentados na Tabela V. 2

certos pontos de cálculo é de ordem de 10^{-5} kev.

As seções de choque foram calculadas, tanto no caso de espalhamento inelástico, em base nos resultados do espalhamento elástico. A seção de choque de espalhamento foi determinada pelo método de cálculo por um programa de modelo de dois corpos, sendo a média de Peter e Pines (1952) para o espalhamento de decaimento. A intensidade estimada das seções de choque absolutas é de 10^{-2} . A intensidade das seções de choque relativas, portanto, é da ordem de 10^{-4} . A previsão com que se determina a intensidade da seção de choque em espectros de monitor e, portanto, consequentemente na por, da ordem de 10^{-4} .

Fig. V. 2 - Diagrama de energia versus ângulo de espalhamento para os ângulos de espalhamento de 13, 23, 33, 43, 53, 63, 73, 83, 93, 103, 113, 123, 133, 143, 153, 163, 173, 183, 193, 203, 213, 223, 233, 243, 253, 263, 273, 283, 293, 303, 313, 323, 333, 343, 353, 363, 373, 383, 393, 403, 413, 423, 433, 443, 453, 463, 473, 483, 493, 503, 513, 523, 533, 543, 553, 563, 573, 583, 593, 603, 613, 623, 633, 643, 653, 663, 673, 683, 693, 703, 713, 723, 733, 743, 753, 763, 773, 783, 793, 803, 813, 823, 833, 843, 853, 863, 873, 883, 893, 903, 913, 923, 933, 943, 953, 963, 973, 983, 993, 1003, 1013, 1023, 1033, 1043, 1053, 1063, 1073, 1083, 1093, 1103, 1113, 1123, 1133, 1143, 1153, 1163, 1173, 1183, 1193, 1203, 1213, 1223, 1233, 1243, 1253, 1263, 1273, 1283, 1293, 1303, 1313, 1323, 1333, 1343, 1353, 1363, 1373, 1383, 1393, 1403, 1413, 1423, 1433, 1443, 1453, 1463, 1473, 1483, 1493, 1503, 1513, 1523, 1533, 1543, 1553, 1563, 1573, 1583, 1593, 1603, 1613, 1623, 1633, 1643, 1653, 1663, 1673, 1683, 1693, 1703, 1713, 1723, 1733, 1743, 1753, 1763, 1773, 1783, 1793, 1803, 1813, 1823, 1833, 1843, 1853, 1863, 1873, 1883, 1893, 1903, 1913, 1923, 1933, 1943, 1953, 1963, 1973, 1983, 1993, 2003, 2013, 2023, 2033, 2043, 2053, 2063, 2073, 2083, 2093, 2103, 2113, 2123, 2133, 2143, 2153, 2163, 2173, 2183, 2193, 2203, 2213, 2223, 2233, 2243, 2253, 2263, 2273, 2283, 2293, 2303, 2313, 2323, 2333, 2343, 2353, 2363, 2373, 2383, 2393, 2403, 2413, 2423, 2433, 2443, 2453, 2463, 2473, 2483, 2493, 2503, 2513, 2523, 2533, 2543, 2553, 2563, 2573, 2583, 2593, 2603, 2613, 2623, 2633, 2643, 2653, 2663, 2673, 2683, 2693, 2703, 2713, 2723, 2733, 2743, 2753, 2763, 2773, 2783, 2793, 2803, 2813, 2823, 2833, 2843, 2853, 2863, 2873, 2883, 2893, 2903, 2913, 2923, 2933, 2943, 2953, 2963, 2973, 2983, 2993, 3003, 3013, 3023, 3033, 3043, 3053, 3063, 3073, 3083, 3093, 3103, 3113, 3123, 3133, 3143, 3153, 3163, 3173, 3183, 3193, 3203, 3213, 3223, 3233, 3243, 3253, 3263, 3273, 3283, 3293, 3303, 3313, 3323, 3333, 3343, 3353, 3363, 3373, 3383, 3393, 3403, 3413, 3423, 3433, 3443, 3453, 3463, 3473, 3483, 3493, 3503, 3513, 3523, 3533, 3543, 3553, 3563, 3573, 3583, 3593, 3603, 3613, 3623, 3633, 3643, 3653, 3663, 3673, 3683, 3693, 3703, 3713, 3723, 3733, 3743, 3753, 3763, 3773, 3783, 3793, 3803, 3813, 3823, 3833, 3843, 3853, 3863, 3873, 3883, 3893, 3903, 3913, 3923, 3933, 3943, 3953, 3963, 3973, 3983, 3993, 4003, 4013, 4023, 4033, 4043, 4053, 4063, 4073, 4083, 4093, 4103, 4113, 4123, 4133, 4143, 4153, 4163, 4173, 4183, 4193, 4203, 4213, 4223, 4233, 4243, 4253, 4263, 4273, 4283, 4293, 4303, 4313, 4323, 4333, 4343, 4353, 4363, 4373, 4383, 4393, 4403, 4413, 4423, 4433, 4443, 4453, 4463, 4473, 4483, 4493, 4503, 4513, 4523, 4533, 4543, 4553, 4563, 4573, 4583, 4593, 4603, 4613, 4623, 4633, 4643, 4653, 4663, 4673, 4683, 4693, 4703, 4713, 4723, 4733, 4743, 4753, 4763, 4773, 4783, 4793, 4803, 4813, 4823, 4833, 4843, 4853, 4863, 4873, 4883, 4893, 4903, 4913, 4923, 4933, 4943, 4953, 4963, 4973, 4983, 4993, 5003, 5013, 5023, 5033, 5043, 5053, 5063, 5073, 5083, 5093, 5103, 5113, 5123, 5133, 5143, 5153, 5163, 5173, 5183, 5193, 5203, 5213, 5223, 5233, 5243, 5253, 5263, 5273, 5283, 5293, 5303, 5313, 5323, 5333, 5343, 5353, 5363, 5373, 5383, 5393, 5403, 5413, 5423, 5433, 5443, 5453, 5463, 5473, 5483, 5493, 5503, 5513, 5523, 5533, 5543, 5553, 5563, 5573, 5583, 5593, 5603, 5613, 5623, 5633, 5643, 5653, 5663, 5673, 5683, 5693, 5703, 5713, 5723, 5733, 5743, 5753, 5763, 5773, 5783, 5793, 5803, 5813, 5823, 5833, 5843, 5853, 5863, 5873, 5883, 5893, 5903, 5913, 5923, 5933, 5943, 5953, 5963, 5973, 5983, 5993, 6003, 6013, 6023, 6033, 6043, 6053, 6063, 6073, 6083, 6093, 6103, 6113, 6123, 6133, 6143, 6153, 6163, 6173, 6183, 6193, 6203, 6213, 6223, 6233, 6243, 6253, 6263, 6273, 6283, 6293, 6303, 6313, 6323, 6333, 6343, 6353, 6363, 6373, 6383, 6393, 6403, 6413, 6423, 6433, 6443, 6453, 6463, 6473, 6483, 6493, 6503, 6513, 6523, 6533, 6543, 6553, 6563, 6573, 6583, 6593, 6603, 6613, 6623, 6633, 6643, 6653, 6663, 6673, 6683, 6693, 6703, 6713, 6723, 6733, 6743, 6753, 6763, 6773, 6783, 6793, 6803, 6813, 6823, 6833, 6843, 6853, 6863, 6873, 6883, 6893, 6903, 6913, 6923, 6933, 6943, 6953, 6963, 6973, 6983, 6993, 7003, 7013, 7023, 7033, 7043, 7053, 7063, 7073, 7083, 7093, 7103, 7113, 7123, 7133, 7143, 7153, 7163, 7173, 7183, 7193, 7203, 7213, 7223, 7233, 7243, 7253, 7263, 7273, 7283, 7293, 7303, 7313, 7323, 7333, 7343, 7353, 7363, 7373, 7383, 7393, 7403, 7413, 7423, 7433, 7443, 7453, 7463, 7473, 7483, 7493, 7503, 7513, 7523, 7533, 7543, 7553, 7563, 7573, 7583, 7593, 7603, 7613, 7623, 7633, 7643, 7653, 7663, 7673, 7683, 7693, 7703, 7713, 7723, 7733, 7743, 7753, 7763, 7773, 7783, 7793, 7803, 7813, 7823, 7833, 7843, 7853, 7863, 7873, 7883, 7893, 7903, 7913, 7923, 7933, 7943, 7953, 7963, 7973, 7983, 7993, 8003, 8013, 8023, 8033, 8043, 8053, 8063, 8073, 8083, 8093, 8103, 8113, 8123, 8133, 8143, 8153, 8163, 8173, 8183, 8193, 8203, 8213, 8223, 8233, 8243, 8253, 8263, 8273, 8283, 8293, 8303, 8313, 8323, 8333, 8343, 8353, 8363, 8373, 8383, 8393, 8403, 8413, 8423, 8433, 8443, 8453, 8463, 8473, 8483, 8493, 8503, 8513, 8523, 8533, 8543, 8553, 8563, 8573, 8583, 8593, 8603, 8613, 8623, 8633, 8643, 8653, 8663, 8673, 8683, 8693, 8703, 8713, 8723, 8733, 8743, 8753, 8763, 8773, 8783, 8793, 8803, 8813, 8823, 8833, 8843, 8853, 8863, 8873, 8883, 8893, 8903, 8913, 8923, 8933, 8943, 8953, 8963, 8973, 8983, 8993, 9003, 9013, 9023, 9033, 9043, 9053, 9063, 9073, 9083, 9093, 9103, 9113, 9123, 9133, 9143, 9153, 9163, 9173, 9183, 9193, 9203, 9213, 9223, 9233, 9243, 9253, 9263, 9273, 9283, 9293, 9303, 9313, 9323, 9333, 9343, 9353, 9363, 9373, 9383, 9393, 9403, 9413, 9423, 9433, 9443, 9453, 9463, 9473, 9483, 9493, 9503, 9513, 9523, 9533, 9543, 9553, 9563, 9573, 9583, 9593, 9603, 9613, 9623, 9633, 9643, 9653, 9663, 9673, 9683, 9693, 9703, 9713, 9723, 9733, 9743, 9753, 9763, 9773, 9783, 9793, 9803, 9813, 9823, 9833, 9843, 9853, 9863, 9873, 9883, 9893, 9903, 9913, 9923, 9933, 9943, 9953, 9963, 9973, 9983, 9993, 10003, 10013, 10023, 10033, 10043, 10053, 10063, 10073, 10083, 10093, 10103, 10113, 10123, 10133, 10143, 10153, 10163, 10173, 10183, 10193, 10203, 10213, 10223, 10233, 10243, 10253, 10263, 10273, 10283, 10293, 10303, 10313, 10323, 10333, 10343, 10353, 10363, 10373, 10383, 10393, 10403, 10413, 10423, 10433, 10443, 10453, 10463, 10473, 10483, 10493, 10503, 10513, 10523, 10533, 10543, 10553, 10563, 10573, 10583, 10593, 10603, 10613, 10623, 10633, 10643, 10653, 10663, 10673, 10683, 10693, 10703, 10713, 10723, 10733, 10743, 10753, 10763, 10773, 10783, 10793, 10803, 10813, 10823, 10833, 10843, 10853, 10863, 10873, 10883, 10893, 10903, 10913, 10923, 10933, 10943, 10953, 10963, 10973, 10983, 10993, 11003, 11013, 11023, 11033, 11043, 11053, 11063, 11073, 11083, 11093, 11103, 11113, 11123, 11133, 11143, 11153, 11163, 11173, 11183, 11193, 11203, 11213, 11223, 11233, 11243, 11253, 11263, 11273, 11283, 11293, 11303, 11313, 11323, 11333, 11343, 11353, 11363, 11373, 11383, 11393, 11403, 11413, 11423, 11433, 11443, 11453, 11463, 11473, 11483, 11493, 11503, 11513, 11523, 11533, 11543, 11553, 11563, 11573, 11583, 11593, 11603, 11613, 11623, 11633, 11643, 11653, 11663, 11673, 11683, 11693, 11703, 11713, 11723, 11733, 11743, 11753, 11763, 11773, 11783, 11793, 11803, 11813, 11823, 11833, 11843, 11853, 11863, 11873, 11883, 11893, 11903, 11913, 11923, 11933, 11943, 11953, 11963, 11973, 11983, 11993, 12003, 12013, 12023, 12033, 12043, 12053, 12063, 12073, 12083, 12093, 12103, 12113, 12123, 12133, 12143, 12153, 12163, 12173, 12183, 12193, 12203, 12213, 12223, 12233, 12243, 12253, 12263, 12273, 12283, 12293, 12303, 12313, 12323, 12333, 12343, 12353, 12363, 12373, 12383, 12393, 12403, 12413, 12423, 12433, 12443, 12453, 12463, 12473, 12483, 12493, 12503, 12513, 12523, 12533, 12543, 12553, 12563, 12573, 12583, 12593, 12603, 12613, 12623, 12633, 12643, 12653, 12663, 12673, 12683, 12693, 12703, 12713, 12723, 12733, 12743, 12753, 12763, 12773, 12783, 12793, 12803, 12813, 12823, 12833, 12843, 12853, 12863, 12873, 12883, 12893, 12903, 12913, 12923, 12933, 12943, 12953, 12963, 12973, 12983, 12993, 13003, 13013, 13023, 13033, 13043, 13053, 13063, 13073, 13083, 13093, 13103, 13113, 13123, 13133, 13143, 13153, 13163, 13173, 13183, 13193, 13203, 13213, 13223, 13233, 13243, 13253, 13263, 13273, 13283, 13293, 13303, 13313, 13323, 13333, 13343, 13353, 13363, 13373, 13383, 13393, 13403, 13413, 13423, 13433, 13443, 13453, 13463, 13473, 13483, 13493, 13503, 13513, 13523, 13533, 13543, 13553, 13563, 13573, 13583, 13593, 13603, 13613, 13623, 13633, 13643, 13653, 13663, 13673, 13683, 13693, 13703, 13713, 13723, 13733, 13743, 13753, 13763, 13773, 13783, 13793, 13803, 13813, 13823, 13833, 13843, 13853, 13863, 13873, 13883, 13893, 13903, 13913, 13923, 13933, 13943, 13953, 13963, 13973, 13983, 13993, 14003, 14013, 14023, 14033, 14043, 14053, 14063, 14073, 14083, 14093, 14103, 14113, 14123, 14133, 14143, 14153, 14163, 14173, 14183, 14193, 14203, 14213, 14223, 14233, 14243, 14253, 14263, 14273, 14283, 14293, 14303, 14313, 14323, 14333, 14343, 14353, 14363, 14373, 14383, 14393, 14403, 14413, 14423, 14433, 14443, 14453, 14463, 14473, 14483, 14493, 14503, 14513, 14523, 14533, 14543, 14553, 14563, 14573, 14583, 14593, 14603, 14613, 14623, 14633, 14643, 14653, 14663, 14673, 14683, 14693, 14703, 14713, 14723, 14733, 14743, 14753, 14763, 14773, 14783, 14793, 14803, 14813, 14823, 14833, 14843, 14853, 14863, 14873, 14883, 14893, 14903, 14913, 14923, 14933, 14943, 14953, 14963, 14973, 14983, 14993, 15003, 15013, 15023, 15033, 15043, 15053, 15063, 15073, 15083, 15093, 15103, 15113, 15123, 15133, 15143, 15153, 15163, 15173, 15183, 15193, 15203, 15213, 15223, 15233, 15243, 15253, 15263, 15273, 15283, 15293, 15303, 15313, 15323, 15333, 15343, 15353, 15363, 15373, 15383, 15393, 15403, 15413, 15423, 15433, 15443, 15453, 15463, 15473, 15483, 15493, 15503, 15513, 15523, 15533, 15543, 15553, 15563, 15573, 15583, 15593, 15603, 15613, 15623, 15633, 15643, 15653, 15663, 15673, 15683, 15693, 15703, 15713, 15723, 15733, 15743, 15753, 15763, 15773, 15783, 15793, 15803, 15813, 15823, 15833, 15843, 15853, 15863, 15873, 15883, 15893, 15903, 15913, 15923, 15933, 15943, 15953, 15963, 15973, 15983, 15993, 16003, 16013, 16023, 16033, 16043, 16053, 16063, 16073, 16083, 16093, 16103, 16113, 16123, 16133, 16143, 16153, 16163, 16173, 16183, 16193, 16203, 16213, 16223, 16233, 16243, 16253, 16263, 16273, 16283, 16293, 16303, 16313, 16323, 16333, 16343, 16353, 16363, 16373, 16383, 16393, 16403, 16413, 16423, 16433, 16443, 16453, 16463, 16473, 16483, 16493, 16503, 16513, 16523, 16533, 16543, 16553, 16563, 16573, 16583, 16593, 16603, 16613, 16623, 16633, 16643, 16653, 16663, 16673, 16683, 16693, 16703, 16713, 16723, 16733, 16743, 16753, 16763, 16773, 16783, 16793, 16803, 16813, 16823, 16833, 16843, 16853, 16863, 16873, 16883, 16893, 16903, 16913, 16923, 16933, 16943, 16953, 16963, 16973, 16983, 16993, 17003, 17013, 17023, 17033, 17043, 17053, 17063, 17073, 17083, 17093, 17103, 17113, 17123, 17133, 17143, 17153, 17163, 17173, 17183, 17193, 17203, 17213, 17223, 17233, 17243, 17253, 17263, 17273, 17283, 17293, 17303, 17313, 17323, 17333, 17343, 17353, 17363, 17373, 17383, 17393, 17403, 17413, 17423, 17433, 17443, 17453, 17463, 17473, 17483, 17493, 17503, 17513, 17523, 17533, 17543, 17553, 17563, 17573, 17583, 17593, 17603, 17613, 17623, 17633, 17643, 17653, 17663, 17673, 17683, 17693, 17703, 17713, 17723, 17733, 17743, 17753, 17763, 17773, 17783, 17793, 17803, 17813, 17823, 17833, 17843, 17853, 17863, 17873, 17883, 17893, 17903, 17913, 17923, 17933, 17943, 17953, 17963, 17973, 17983, 17993, 18003, 18013, 18023, 18033, 18043, 18053, 18063, 18073, 18083, 18093, 18103, 18113, 18123, 18133, 18143, 18153, 18163, 18173, 18183, 18193, 18203, 18213, 18223, 18233, 18243, 18253, 18263, 18273, 18283, 18293, 18303, 18313, 18323, 18333, 18343, 18353, 18363, 18373, 18383,

V. ANÁLISE E DISCUSSÃO

Apresentamos, na primeira parte d'êste capítulo, uma breve descrição das principais características dos resultados obtidos na reação $^{142}\text{Nd}(p, p')$ e sua interpretação em base ao modelo esquemático da excitação de configurações de partícula-buraco. Na segunda parte, detemo-nos na análise dos estados observados na reação $^{143}\text{Nd}(d, t)^{142}\text{Nd}$ e dos que aparecem no decaimento da ressonância i sobárica $f_{7/2}$, análoga ao estado fundamental do ^{143}Nd ; tendo em vista a extração de informações espectroscópicas quantitativas, principal objetivo d'êste trabalho. Deixaremos de apresentar uma análise completa das ressonâncias mais elevadas, observadas na reação $^{142}\text{Nd}(p, p')$, assim como também não nos deteremos na análise dos dados obtidos no estudo da reação $^{144}\text{Sm}(p, p')$.

V.1 - Espalhamento Inelástico $^{142}\text{Nd}(p, p')^{142}\text{Nd}$

V.1.1. - Características gerais

Cada ressonância popula, no núcleo residual, um grupo ca racterístico de níveis cujo centro de gravidade aumenta, em energia de excitação, com a energia da ressonância. Sòmente alguns d'êstes níveis aparecem em mais de uma ressonância e praticamente nenhum é populado em energias fora de ressonâncias. Existem dúvidas, no entanto, dadas as incertezas nos valores experimentais das energias de excitação, sòbre a identificação de níveis excitados por mais de

uma ressonância como sendo, realmente, um único estado .

As funções de excitação para um dado nível em função da energia de bombardeio nas proximidades das ressonâncias são, via de regra, consistentes com a hipótese de que não há um "fundo" devido a processos não ressonantes . O comportamento ressonante destes grupos de níveis é bastante diverso do observado para o primeiro nível excitado (2^+) a 1.57 MeV . Este é populado por tôdas as ressonâncias e as funções de excitação mostram fortes contribuições não ressonantes à secção de choque (Za 66) .

As distribuições angulares obtidas nas ressonâncias $f_{7/2}$ e $p_{3/2}$ indicam que apenas ondas s e d contribuem, significativamente, no canal de saída, à secção de choque . Isto está de acordo com o que esperávamos, em base aos estados de buraco de neutrons disponíveis no ^{142}Nd levando em consideração os efeitos de penetração de barreira .

Qualitativamente, os resultados enunciados concordam com os obtidos em experiências com outros núcleos nesta região de massas (Mo 67, Mo 69, Wu 69) ou na região do chumbo (Mo 68) . Examinemos, agora, alguns aspectos específicos dos dados e vejamos como se comparam às predições do modelo esquemático de configurações de partícula-buraco .

V.1.2. - Número de Estados e Distribuição de Intensidades

Seis estados de paridade negativa deveriam ser populados, de acordo com o modelo esquemático, no decaimento de cada resso -

nância (com exceção da $p_{1/2}$, onde apenas 4 estados são preditos). Dêstes, quatro pertencem à configuração $(J d_{3/2}^{-1})_I$ e dois à configuração $(J s_{1/2}^{-1})_I$. Como o decaimento por onda s é dinamicamente favorecido, mesmo uma pequena mistura de configurações, pode resultar no aparecimento de quatro estados de spins $I = J \pm 1/2$, que, juntos, contém uma fração apreciável da intensidade total (para o caso de $J = 1/2$, eles conterão toda a intensidade).

Cinco estados fortemente excitados aparecem na ressonância $f_{7/2}$ (vide Fig. IV.3 e Tabela IV.1). Juntos, representam 95% da intensidade total dos 7 estados observados, e devem ter por tanto spins prováveis 3^- ou 4^- . Resultados semelhantes foram encontrados por Morrison et al. (Mo 67) para níveis no ^{138}Ba e por Wurm et al. (Wu 69) para níveis do ^{140}Ce .

Também nas ressonâncias mais elevadas o mesmo efeito da maior parte da intensidade estar concentrada em um pequeno número de níveis é observado. Mesmo para a ressonância $p_{3/2}$ onde o fracionamento é grande, 70% da intensidade total está concentrada em apenas 5 níveis dos 15 detetados (Vide Tabela IV.2). Convém notar, também, que esta concentração de níveis intensos se dá, em todas as ressonâncias, dentro de um pequeno intervalo de energias de excitação, inferior a 600 keV em todos os casos. Este intervalo inclui também, convém lembrar, a separação de cerca de 200 keV entre as configurações $(J d_{3/2}^{-1})$ e $(J s_{1/2}^{-1})$.

envolve a emissão dos mesmos prótons $d_{3/2}$ e $s_{1/2}$, a única diferença sendo a órbita do neutron ímpar fora do caroço de neutrons. Espera-se, assim, que as larguras reduzidas sejam iguais em todas as ressonâncias e como as energias dos prótons emitidos são aproximadamente as mesmas, as somas das larguras parciais deverão também ser bastante próximas já que não haverá variações apreciáveis nas penetrabilidades.

Embora os valores de $\sum \Gamma_p$, para as duas primeiras ressonâncias sejam iguais (~ 4 keV), eles são cerca de duas vezes maiores que as somas correspondentes às duas ressonâncias superiores. É possível que alguns níveis fracos não tenham sido identificados, nestas duas ressonâncias, devido à radiação de fundo elevada e à presença de grupos contaminantes (veja Fig. IV.1). É possível também que os valores de Γ e Γ_p estejam afetados de erros maiores que os correspondentes às ressonâncias inferiores. Neste sentido é interessante notar que o fator espectroscópico S_{pp} para a ressonância $p_{1/2}$ é o único que não está em bom acordo com o valor de S_{dp} (vide Tabela II.1). Se usarmos um valor de Γ_p para esta ressonância, correspondente a um fator espectroscópico igual ao valor de S_{dp} obteremos para $\sum \Gamma_p$, um valor (3.2 keV) apenas 20% inferior ao obtido para as ressonâncias mais baixas.

É todavia confortador notar que nas duas ressonâncias para as quais tanto os dados de espalhamento inelástico como os de espalhamento elástico são de boa qualidade, as somas das larguras parciais se mantêm constantes, corroborando outro argumento em favor da

interpretação dos grupos de níveis como provenientes da excitação de configurações de partícula-buraco .

TABELA V.1

Energias médias dos grupos de prótons e somas das larguras parciais correspondentes a níveis do ^{142}Nd com energias de excitação acima de 3.0 MeV populadas no decaimento das várias ressonâncias isobáricas .

Res.	C.M. E_R (MeV)	C.M. $E_{p'}$ (MeV)	$\Sigma \Gamma_{p'}(\text{keV})$
$f_{7/2}$	9.43	5.86	3.9
$p_{3/2}$	10.16	6.02	4.0
$p_{1/2}$	10.72	5.90	1.8(3.2)
$f_{5/2}$	10.97	6.01	2.0

V.2 Comparação dos resultados obtidos na Reação $^{143}\text{Nd}(d,t)$ e na reação $^{142}\text{Nd}(p,p')^{142}\text{Nd}$.

V.2.1 - Número de níveis e energias de excitação

É flagrante a semelhança entre o espectro de trítons observado na reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$ e o espectro de prótons obtido na ressonância análoga $f_{7/2}$ na reação $^{142}\text{Nd}(p,p')^{142}\text{Nd}$. (Compare-se a Fig. IV.1 à Fig. IV.7) . Em ambas as reações , o mesmo número (sete) de estados é observado . Estes aparecem agrupados em um intervalo de energias da ordem de 600 keV, sendo os únicos picos inten

TABELA V.2

Energias de Excitação (MeV) de níveis observados na reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$ e no decaimento da ressonância $f_{7/2}$ a 9.50 MeV na reação $^{142}\text{Nd}(p,p')^{142}\text{Nd}$.

(d, t) (a)	(p, p') (b)	Nuclear Data (c)
1.566	1.57	1.572 (2 ⁺)
3.236	3.23	
3.282	3.29	
3.350	3.35	
3.399	3.41	
3.562	3.57	
3.692	3.70	
3.855	3.86	

- (a) Erro provável : $\pm$ 5 keV
 (b) Erro provável : $\pm$ 15 keV
 (c) Ref. (Ra 67)

so presentes nos espectros na região de excitação entre ~ 2.5 e ~ 4.5 MeV

As energias de excitação destes estados obtidas nas duas experiências, concordam dentro do erro experimental, como fica óbvio da comparação feita na tabela V.2 . Na terceira coluna desta tabela reproduzimos o valor da energia do primeiro estado excitado (2^+) citado em (Ra 67) . Esta referência dá a energia de mais cinco estados na região de ~ 2 MeV de excitação Estes não foram observados na reação (d,t) e, embora fracamente excitados na reação (p,p') não foram ainda analisados em detalhe, dada a presença de fortes picos de contaminantes leves na região dos espectros em que aparecem. Uma determinação recente (Hi 68) da energia do estado 2^+ como sendo igual a 1575.9 ± 0.2 keV vem aumentar para ~ 10 keV a discrepância com o nosso valor, determinado pela reação (d,t) . Nenhum dos estados com energias acima de 3 MeV tinha sido detectado ou estudado anteriormente a esta nossa investigação .

É interessante notar que o estado de 3.70 MeV que na reação (d,t) foi identificado como sendo um estado composto, aparece , realmente, como um dubleto em dados de espalhamento inelástico de prótons obtidos com o espectrógrafo magnético (Sp 68a) e para os quais a resolução é de ~ 4.5 keV .

V.2.2. - Análise da Reação (d,t) com a Teoria da Aproximação de Born com Ondas Distorcidas ("DWBA")

(i) Teoria

A teoria sôbre a qual as análises com DWBA se baseiam , encontra-se exposta extensivamente na literatura . Discussões detalhadas são apresentadas por Sa 64, Le 64, Ba 62 e em outras referências mencionadas nêstes trabalhos . Discutiremos, aqui, sucintamente, à guisa de recapitulação, as aproximações inerentes à teoria assim como aquelas que se fazem necessárias na sua aplicação para a interpretação dos resultados experimentais .

A amplitude de transição para a reação nuclear direta $A(d,t)B$ é escrita, na aproximação de ondas distorcidas, como :

$$T_{DW} = J \int d\vec{r}_d \int d\vec{r}_t \chi^{(*)}(\vec{k}_t, \vec{r}_t) \langle B, t | V_{efet} | A, d \rangle \chi^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d) \quad (V.1)$$

onde $\vec{r}_d$ representa a separação entre os centros de massa de A e d e $\vec{r}_t$ a separação entre B e t . As funções $\chi(\vec{k}, \vec{r})$ são ondas distorcidas que descrevem o espalhamento elástico de um par de partículas com quantidade de movimento relativo $\vec{k}$ e separação relativa $\vec{r}$, e J é o Jacobiano da transformação às coordenadas relativas $\vec{r}_d$, $\vec{r}_t$. Convém lembrar que a aproximação de ondas distorcidas descrita pela (V.1) provém do fato de se considerar o espalhamento elástico como sendo o processo dominante na colisão de dois núcleos.

O elemento de matriz "nuclear", $\langle B, t | V_{efet.} | A, d \rangle$ é calculado entre os estados internos dos pares em colisão, o que implica em uma integração sôbre tôdas as coordenadas internas . A interação efetiva nêste elemento de matriz é considerada como sendo dada pela seguinte forma do potencial

$$V_{\text{efet}} = V_{\text{dA}} - U_{\text{dA}} \quad (\text{V.2})$$

onde U_{dA} é o potencial óptico que descreve o espalhamento elástico no sistema $d + A$. Como o núcleo A contém o neutron a ser capturado, V_{dA} pode ser separado em duas componentes, e

$$V_{\text{efet}} = V_{\text{dn}} + V_{\text{dB}} - U_{\text{dA}} \quad (\text{V.3})$$

Como V_{dn} é o termo dominante na (V.3), V_{efet} é usualmente aproximado por

$$V_{\text{efet}} \simeq V_{\text{dn}} \quad (\text{V.4})$$

argumentando-se que existe um cancelamento apreciável entre os termos restantes. No entanto, embora tal cancelamento entre V_{dB} e U_{dA} certamente existe, ele nunca poderá ser completo para núcleos finitos. Basta notar que V_{dB} pode ser considerado como uma interação elementar de d com B e, portanto, deve ser real, enquanto que U_{dA} é um potencial óptico, escolhido de modo a reproduzir o espalhamento elástico de d e A , e, portanto, deve conter uma parte imaginária importante. Assim, U_{dA} pode apenas produzir espalhamento elástico enquanto V_{dB} pode, além disto, excitar o "caroço" B , através de seus elementos de matriz não diagonais. Mesmo que V_{dB} pudesse ser representado por um potencial óptico U_{dB} , ainda assim o cancelamento não seria total, pois os potenciais corresponderiam a núcleos diferentes. Outra complicação adicional, usualmente desprezada, é a relacionada à presença de termos de troca, que apareceriam

em uma formulação antisimetrizada da amplitude de transição (V.1).

Muito embora não exista uma justificação formal para estas aproximações (discussões extensas existem sobre o problema: vide, p.ex., Ba 62, Le 64), o sucesso considerável obtido na descrição de reações de "stripping" (d,p), usando-se aproximações análogas, leva a sugerir a sua utilização na descrição de reações de "stripping" e captura de um nucleon envolvendo partículas mais complexas.

Nesta aproximação, o elemento de matriz nuclear

$$\langle B, t | V_{dn} | A, d \rangle$$

pode ser fatorado em um produto

$$\langle B | A \rangle \langle t | V_{dn} | d \rangle \quad (V.5)$$

A superposição das funções de onda internas dos núcleos inicial e final implica em um fator de forma para o neutron, o qual é usualmente expresso como o produto de uma função de onda ψ_{nljm} de partícula única do modelo de camadas, vezes um fator espectroscópico $S(l, j)$ (Ma 60) :

$$\langle B | A \rangle = \sum_{jm} \langle J_A j M_A m | J_B M_B \rangle S^{1/2}(l, j) \psi_{nljm}(x)$$

Nesta expressão, a superposição de estados acha-se expandida em estados de momentos angulares l, j definidos; J_A e J_B são os spins do núcleo alvo e residual e M_A e M_B , as suas componentes z . O Coeficiente de Clebsh-Gordan dá conta do acoplamento de momentos angulares. A variável x representa as coordenadas espaciais, de spin e de isospin do neutron capturado. São os fatores espectroscópicos que contém a informação da estrutura nuclear, e um dos objetivos

de nossa análise é justamente a determinação experimental destes fa
tôres para cada transição .

O elemento de matriz da interação efetiva entre as funções
de onda das partículas inicial e final pode ser posta sob a forma de
uma função normalizada de "alcance" $F(r)$ (Ba 62) e uma amplitude D_0 :

$$\int d\varphi \psi_d^*(\varphi) V_{dn} \psi_t(r, \varphi) = D_0 F(r) \quad (V.6)$$

onde φ é a coordenada interna do deuteron e r a coordenada do
neutron relativa ao centro de massa do deuteron ^x . A aproximação
na qual $F(r)$ é substituída por uma função delta é comumente conhe-
cida como aproximação de alcance nulo .

A integral que aparece na (V.6) foi calculada por Bassel
(Ba 66) para os casos de aproximação de alcance nulo e de alcance fi
nito . Bassel usou, em seus cálculos, a função de onda de Hulthén pa-
ra o deuteron e a função de onda de Irving-Gunn para o triton (on He^3),
e obteve valores numéricos para D_0^2 , a cujo fator as secções de cho-
que para as reações (d, t) ou (d, He^3) são proporcionais . Esta estimati-
va de Bassel veio permitir a utilização de reações (d, t) , (d, He^3) e
(He^3 , d) para a determinação absoluta de fatores espectroscópicos dos
estados nucleares envolvidos . Bassel (Ba 68) estima que, devido a
várias incertezas nas quantidades usadas no cálculo, o valor dêste fa-
tor de normalização tem uma incerteza da ordem de 30% .

x A expressão (V.6) corresponde, a rigor, à decomposição
de um triton em um deuteron e um neutron e, portanto, ao
elemento de matriz da reação (t, d). Isto é feito por ser
mais conveniente tratar uma reação de "stripping" do que
uma de captura. A transformação entre as duas encontra-se
formulada em detalhe em (Ba 62) .

Com a inclusao de todos os fatores numéricos, da estimativa de Bassel para D_0^2 e em termos da secção de choque reduzida $\sigma_{lj}^{DW}(\theta)$ (vide Sa 64) e do fator espectroscópico $S(l, j)$ (Ma 60), obtém-se como expressão final para a secção de choque diferencial para a reação (d, t) (Ba 66) :

$$\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} = 3.33 \sum S(l, j) \sigma_{lj}^{DW}(\theta) \quad (V. 7)$$

O valor de D_0^2 , calculado na aproximação de alcance finito, foi empregado na obtenção do fator de normalização que aparece na (V. 7), já que deve corresponder a um cálculo mais correto da integral de superposição (V. 6). Se o formalismo de spin isotópico for adotado, S deverá ser substituído por C^2S onde C^2 é o quadrado do coeficiente usual de acoplamento de Clebsch-Gordan para os spins isotópicos envolvidos (Ma 60).

A secção de choque reduzida $\sigma_{lj}^{DW}(\theta)$, calculada por programas de ondas distorcidas tais como "JULIE" (Sa 64, Dr 64), é proporcional à soma dos quadrados de amplitude β_{lj}^m

$$\sigma_{lj}^{DW}(\theta) \propto \sum |\beta_{lj}^m|^2$$

onde

$$\beta_{lj}^{lm} = \frac{i^{-l} k_t^2}{[4\pi(2l+1)]^{1/2}} \left(\frac{M_A}{M_B}\right)^2 \iint \chi^{(-)*}(\vec{k}_t, \vec{r}_t) f_{ljm}(\vec{r}_d, \vec{r}_t) \chi^{(+)}(\vec{k}_d, \vec{r}_d) d\vec{r} \quad (V. 8)$$

O fator de forma f_{ljm} está relacionado à função de onda do neutron ligado. Na aproximação de alcance nulo :

$$f_{ljm}(\vec{r}_d, \vec{r}_t) \simeq F_{lj}(r) Y_l^m(r) \delta(r_t - \frac{M_A}{M_B} r_d) \quad (V. 9)$$

onde $F_{lj}(r)$ é a função de onda radial do neutron ligado .

Portanto, no cálculo das secções de choque reduzidas , três quantidades devem ser calculadas : as funções de onda nos canais de entrada e saída e a função de onda do neutron ligado, no núcleo alvo .

As funções de onda distorcidas, ou de espalhamento elástico, nos canais de entrada e saída são, na prática, geradas por potenciais ópticos que reproduzem o espalhamento elástico experimental da partícula apropriada, no mesmo núcleo e à mesma energia e cujos parâmetros estão, portanto, determinados . O neutron é suposto capturado em uma órbita de modelo de camadas com momento angular orbital l e momento angular total $j = l \pm 1/2$. Tal órbita é, na prática, considerada como um auto-estado de um poço de potencial de Woods-Saxon. A função de onda (e, conseqüentemente, o fator espectroscópico, obtido na comparação com os dados experimentais) depende, portanto, da escolha dos parâmetros deste poço, particularmente do raio e do parâmetro de acoplamento spin-órbita . Em princípio, este potencial pode ser obtido, de uma maneira auto-consistente, no sentido de Hartree-Fock, mas, na prática, seus parâmetros não são muito bem determinados .

Discussões minuciosas e detalhadas sobre as várias aproximações envolvidas nos cálculos destas três funções de onda aparecem, principalmente, nos trabalhos de Satchler (Sa 64, Le 64, Pa68) e Bassel (Ba 62, Ba 66, Mu 67, Hi 67), nos quais nos baseamos em

nossa análise . Como o indicam êstes autores, cada uma destas quantidades pode ser calculada, atualmente, levando-se em conta o acoplamento spin-órbita ou potenciais não-locais . A interação efetiva também pode ser tratada, como já dissemos, na aproximação de alcance finito ou alcance nulo .

(ii) Potenciais Ópticos

A forma geral dos potenciais ópticos usados é a seguinte:

$$U(r) = U_c(r) - V_0(1+e^x)^{-1} - iW_0(1+e^x)^{-1} + 4iW_D \frac{d}{dx'}(1+e^{x'})^{-1} \quad (v. 10)$$

onde

$$x = \frac{r - r_0 A^{1/3}}{a} \quad ; \quad x' = \frac{r - r'_0 A^{1/3}}{a'}$$

e $U_c(r)$ é o potencial coulombiano de uma esfera de raio $R_c = r_0 A^{1/3}$, uniformemente carregada, ie, $U_c(r)$ tem a forma

$$U_c(r) = \frac{ZZ'e^2}{r} \quad \text{para } r > R_c$$

$$= \frac{ZZ'e^2}{2R_c^2} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2} \right) \quad \text{para } r \leq R_c$$

Os parâmetros do potencial para o deuteron foram obtidos da análise de Perey e Perey (Pe 63a) do espalhamento elástico de deuterons . Os parâmetros adotados correspondem aos potenciais médios de Perey, os quais ajustam um grande número de dados experimentais de espalhamento elástico de deuterons em núcleos de massa média e para energias de bombardeio entre ~ 8 e 20 MeV .

Para o potencial do triton, usamos os potenciais médios obtidos por Hafele et al. (Ha 67) na análise do espalhamento elástico de tritons a 20 MeV. Em ambos os casos, não foi incluído o termo de acoplamento spin-órbita pois o espalhamento elástico, tanto de deuteron como de tritons, é bastante insensível a ele, nas energias consideradas. No potencial óptico do deuteron, a forma de absorção de superfície foi adotada, o que corresponde a $W_0 = 0$ na (V.10), enquanto que no potencial do triton apenas absorção de volume foi usada, ie $W_D = 0$. Os parâmetros adotados nos cálculos, acham-se reproduzidos na Tabela V.3.

(iii) Estado Ligado

A função de onda do neutron ligado (ou mais precisamente, o fator de forma (Au 64) é tratada, em nossa análise, como sendo a auto função de um poço de potencial de Woods-Saxon de raio $r_0 A^{1/3}$ e "difusividade" a , e com uma profundidade ajustada de modo a reproduzir uma energia de ligação B igual à energia de separação do particular estado residual sob consideração. Assim $B = 6.257 - Q(d,t)$ MeV, onde $Q(d,t)$ é o valor de Q da transição. Um termo de acoplamento spin-órbita é, também normalmente incluído. O poço de potencial é parametrizado por:

$$U_n(r) = -V_0(1+e^x)^{-1} + \frac{\lambda_{so}}{r} \left(\frac{\hbar}{m_p c}\right) (\vec{\sigma} \cdot \vec{L}) \frac{d}{dx} (1+e^x)^{-1} \quad (V.11)$$

onde x tem a mesma forma que na (V.10) e $\vec{\sigma}$ e $\vec{L}$ representam o spin e o momento angular orbital, respectivamente, da partícula.

TABELA V. 3

Parâmetros usados em cálculos com DWBA para a reação
 $^{143}\text{Nd}(d, t)^{142}\text{Nd}$.

	Deuteron	Neutron ligado	Triton
$V_0(\text{MeV})$	100.3	$V_n^{(a)}$	156.0
$r_0(\text{fm})$	1.15	1.25	1.24
$a(\text{fm})$	0.81	0.65	0.678
$W_0(\text{MeV})$	0		15.6
$W_D(\text{MeV})$	18.5		0
$r'_0(\text{fm})$	1.34		1.45
$a'(\text{fm})$	0.68		0.841
$r_c(\text{fm})$	1.15		1.25
$V_{SO}(\text{MeV})$	0	$\lambda_{SO} = 25^{(b)}$	0

(a) Ajustado pelo programa para reproduzir uma energia de ligação igual a $6.257 - Q(d, t)$, que é a energia de separação do nível nuclear formado na reação .

(b) Termo de acoplamento spin-órbita igual a λ_{SO} vezes o termo de Thomas ; corresponde a $V_{SO} = 0.055 \lambda_{SO} V_n$. Para os estados 2d e 3s , $V_{SO} \approx 6 \text{ MeV}$.

Usualmente os parâmetros (r_0 , a) são escolhidos de modo a corresponder aos parâmetros da parte real do potencial determinado na análise do espalhamento do nucleon pelo núcleo apropriado. No entanto, devido a ambiguidades existentes no potencial óptico e à possibilidade destes parâmetros apresentarem dependências com a energia incidente e a massa do núcleo alvo, vários conjuntos de valores, determinados na análise de espalhamento de nucleons, são encontrados na literatura. Adotamos, nos cálculos um conjunto de valores, reproduzido na tabela V.3, obtido por Perey (Pe 63) na análise de espalhamento de prótons por núcleos de massas médias. É fato bem conhecido que o valor da seção de choque predita (mas não a dependência com o ângulo de espalhamento) depende sensivelmente dos parâmetros deste poço. Devemos ter em mente, portanto, que uma incerteza considerável (possivelmente até 15%) existirá na seção de choque absoluta calculada e devida apenas à incerteza nos parâmetros geométricos do poço de potencial. Para o termo de acoplamento spin-órbita, adotamos $\lambda_{SO} = 25$ (o que corresponde a uma intensidade igual a 25 vezes à do termo de Thomas), um valor apropriado tanto a potenciais do modelo de camadas como a potenciais ópticos.

(iv) Comparação com os Dados Experimentais

Os cálculos com ondas distorcidas foram executados com o programa "JULIE" (Dr 66, Ba 62) no computador IBM-7090 da Universidade de Pittsburgh.

A aproximação de alcance nulo, empregada pelo programa,

foi usada em todos os cálculos . Correções de alcance finito podem , atualmente, ser aplicadas, usando-se a aproximação de energia local (Bu 64, Di 65) . Outra aproximação feita consistiu em considerar como locais todos os potenciais usados . Existem, hoje, fortes razões que levam a acreditar que os potenciais "verdadeiros", tanto os de modelo óptico como os de modelo de camadas, são não-locais . Os potenciais fenomenológicos locais, usualmente empregados, e cujos parâmetros variam com a energia de bombardeio, são considerados e quivalentes aos "verdadeiros" , no sentido de que fornecem o mesmo espalhamento, ie, as ondas distorcidas têm, em ambos os casos, a mesma forma assintótica . Entretanto, as funções de onda correspondentes vão diferir no interior do núcleo : em particular, a onda distorcida gerada pelo potencial não local é reduzida no interior do núcleo , quando comparada à onda proveniente do potencial local equivalente (Au 65) . Tal redução (o chamado "efeito Perey") pode ser estimada , com boa aproximação, pela introdução de um fator de amortecimento obtido na aproximação de energia local (Pe 62, Pe 64) ,

$$F(r) = C \left[1 - \left(\frac{\mu \beta^2}{2\hbar^2} \right) U(r) \right]^{-\frac{1}{2}}$$

onde μ é a massa reduzida da partícula, β é o alcance da "não-localidade" , $U(r)$ é o potencial local equivalente e C é uma constante de normalização, igual à unidade para as funções de onda de espalhamento e maior que 1.0 para a função de onda da partícula ligada .

A inclusão destas correções em cálculos de reações diretas pode levar a reduções consideráveis das contribuições à reação

pela região interna do núcleo . Sabe-se, contudo, que em reações envolvendo partículas complexas tais como o triton, com alto índice de absorção na superfície nuclear, a região interna do núcleo pouco contribui para a seção de choque . Investigações realizadas por Satchler (Pa 68) sobre os efeitos destas correções nas distribuições angulares e no valor absoluto da seção de choque para a reação $^{208}\text{Pb}(d, t)$ a 50 MeV, revelaram variações desprezíveis na forma das distribuições angulares em ângulos dianteiros e uma redução de apenas 10% na seção de choque . As conclusões semelhantes também chegaram Moore et al. (Mo 68) no estudo da reação $^{136}\text{Xe}(d, t)$ a 13 MeV .

Considerando a incerteza existente no valor absoluto da seção de choque experimental e pelo fato dos parâmetros dos potenciais ópticos, tanto do deuteron como do triton, não serem os obtidos diretamente de dados experimentais de espalhamento elástico, pareceu-nos supérflua a inclusão^x destas correções em nossos cálculos . Um estudo foi feito, no entanto, sobre a importância das contribuições do interior do núcleo, fazendo uso de raios de corte nas integrais radiais das funções de onda, calculadas (pelo programa "JULIE") na aproximação de alcance nulo e potenciais locais . No caso da reação em epígrafe, envolvendo a captura de um neutron $2 d_{3/2}$, verificou-se que o valor da seção de choque nos dois primeiros máximos das distribu-

x O programa "JULIE" não dispõe de opções para a inclusão destas correções . Dispúnhamos, contudo, de uma cópia do programa "DWUCK" (Ku 68), o qual, embora muito mais lento que "JULIE", permite a utilização de correções de alcance finito e não localidade .

ições angulares é alterado de apenas ~5% quando as contribuições do interior do núcleo são desprezadas pelo uso de um raio de corte $R = 8.6$ fm. Constatou-se, também, que a forma das distribuições angulares na região destes dois máximos não é substancialmente modificada. Efeitos semelhantes foram obtidos para casos envolvendo capturas com $\ell = 0, 1$ e 3 .

Raios de corte nas integrais radiais não foram, portanto, empregados em cálculos das secções de choque reduzidas. Na comparação dos resultados destes cálculos com os dados experimentais, a transição ao estado fundamental do ^{142}Nd foi utilizada como referência para a fixação de um critério de julgamento da concordância entre os dados experimentais e as curvas calculadas. Esta transição deve se dar pela captura do neutron ímpar $f_{7/2}$ do ^{143}Nd e a distribuição angular correspondente deve ser a característica de uma transição com momento angular orbital transferido $\ell = 3$ puro.

O excelente acôrdo obtido entre os dados experimentais para esta transição e a secção de choque reduzida (vide Fig. IV.8) calculada com os parâmetros da Tabela V.3, dentro das aproximações discutidas acima, veio mostrar ser desnecessário variar os parâmetros dos potenciais ópticos para a otimização do ajuste. Os parâmetros dos potenciais médios da Tabela V.3 foram, assim, utilizados nos cálculos das várias $\sigma_{\ell j}^{DW}(\Theta)$ correspondentes a outras transições e envolvendo diferentes valores para o momento angular orbital transferido.

As distribuições angulares experimentais das transições

correspondentes aos estados de partícula-buraco são, como o mostra a Fig. IV.9, muito bem reproduzidas por curvas calculadas correspondentes a momento orbitais $l = 0$ e 2 . Duas destas transições (3.236 e 3.399 MeV) são muito bem ajustadas por curvas de $l = 2$, outras duas (3.562 e 3.855 MeV) por curvas de $l = 0$, enquanto que as três restantes (3.282, 3.350 e 3.692 MeV) necessitam de uma superposição de curvas correspondentes a $l = 0$ e $l = 2$ para a obtenção de bom acôrdo com os dados experimentais. Como já vimos, resultados dêste tipo já eram esperados, dada a natureza dos estados envolvidos.

A distribuição angular correspondente ao primeiro estado excitado 2^+ requer, por sua vêz, a composição de duas curvas correspondentes a $l = 1$ e $l = 3$ para explicar a forma experimental observada. O fato desta transição envolver estados p e f é de especial interesse e será discutido mais abaixo.

(v) Fatôres Espectroscópicos

A normalização das curvas calculadas às distribuições angulares experimentais das Figuras IV.8 e IV.9 fornece, através da relação (V.7), os fatôres espectroscópicos dos estados finais. Na obtenção dos valores numéricos de $S(l, j)$, foram usadas as secções de choque experimentais em ângulos correspondentes ao máximo principal da distribuição angular.

Nos casos em que mais de um valor de l contribui à secção de choque, fêz-se um cuidadoso estudo sôbre a contribuição re

lativa das secções de choque reduzidas, dando-se particular atenção aos ângulos correspondentes aos máximos e mínimos das secções de choque preditas . Assim, no caso das três transições mostradas na parte direita da Fig. IV.9 , as secções de choque a 8° (máximo da curva de $l = 0$ e mínimo de $l = 2$) e a 16° (máximo de $l = 2$ e mínimo de $l = 0$) foram empregadas na obtenção de um valor inicial da contribuição relativa dos dois valores de l . A normalização relativa das duas curvas foi então variada, no entorno deste valor inicial , a fim de se obter o melhor ajuste possível a todos os pontos experimentais das distribuições angulares .

Estima-se , assim , que os fatores espectroscópicos relativos aos momentos angulares que contribuem à mesma transição estão determinados dentro de $\pm 15\%$. Uma estimativa da mesma ordem é feita para a incerteza a ser atribuída aos valores relativos dos fatores espectroscópicos correspondentes às várias transições, o fator determinante sendo neste caso, a dependência das secções de choque reduzidas com o valor do Q das transições , e com o valor do momento angular transferido .

Os valores absolutos de $S(l, j)$ estão eivados de incertezas consideravelmente maiores , da ordem de 30% , pelo menos . Incluem-se entre os fatores que causam esta indeterminação : a incerteza no valor absoluto da secção de choque experimental, a incerteza na constante de normalização de Bassel empregada na (V.7) e incertezas nas secções de choque reduzidas .

(vi) O Estado Fundamental do ^{143}Nd ; normalizações dos fatôres espectroscópicos experimentais .

O valor de S para a transição ($\ell = 3$) ao estado fundamental do ^{142}Nd , obtido pela maneira indicada acima, é igual a 0.70, enquanto que para o primeiro estado excitado (2^+) obtém-se $S = 0.10$ para a componente f e $S = 0.03$ para a componente p .

O fato do estado "coletivo" 2^+ ser excitado, com apreciável intensidade, pela captura de neutrons f e p (órbitas estas situadas acima da camada de 82 neutrons), constitue uma forte indicação de que o estado fundamental do ^{143}Nd contém, em sua função de onda, uma fração composta por configurações envolvendo o "caroço" , constituído pelo ^{142}Nd , em seus estados de excitação de fonons quadrupolares .

Podemos supor, em primeira aproximação, que as funções de onda $|\psi_J^{(k)}\rangle$ de estados (k) de baixa excitação no ^{143}Nd possam ser expressos como resultantes do acoplamento de estados χ_j de partícula única de neutrons a estados de fonons quadrupolares $\phi_{I(N)}$ do ^{142}Nd , ie, que $|\psi_J^{(k)}\rangle$ pode ser escrita sob a forma :

$$|\psi_J^{(k)}\rangle = \sum C_{IjJ}^{(k)} |\phi_{I(N)} \chi_j\rangle \quad (\text{V.12})$$

onde os estados $\phi_{I(N)}$ são identificados pelo momento angular I e pelo número N de fonons .

É razoável, também, supor (Be 68) que apenas estados de zero e um fonons ($N = 0, 1$) contribuem à (V.12) . Neste caso a função de onda do estado fundamental ($J = 7/2^-$) do ^{143}Nd poderá ser escri-

ta na seguinte forma :

$$|\psi_{J=7/2}^{(e,f)}\rangle = C_{0\frac{1}{2}\frac{1}{2}}^{(0)} |\phi_0^{(0)} \chi_{\frac{1}{2}}\rangle_{\frac{1}{2}} + \sum_j C_{2j\frac{1}{2}}^{(1)} |\phi_2^{(1)} \chi_j\rangle_{\frac{1}{2}} \quad (V.13)$$

onde a soma se estende a tôdas as órbitas j disponíveis, ou seja :

$2f_{7/2}$, $3p_{3/2}$, $3p_{1/2}$, $1h_{9/2}$, $2f_{5/2}$. A órbita $p_{1/2}$ não deverá, realmente, ser considerada já que não pode produzir um estado de spin $7/2$ quando acoplada ao "caroço" 2^+ . Em primeira aproximação, as demais órbitas ($1h_{9/2}$, $2f_{5/2}$) também podem ser excluídas, tendo em vista que tais estados de partícula única situam-se bem acima (cêrca de 1.5 MeV) do estado $f_{7/2}$ e , portanto, pouco contribuirão para a (V.13) .

Se considerarmos apenas as órbitas $2f_{7/2}$ e $3p_{3/2}$ como "ativas" então poderemos determinar todos os coeficientes (3 nêste caso) na (V.13) a partir dos dados experimentais pois $C = \pm S^{1/2}$. Antes de calcular tais coeficientes, vejamos se os fatores espectroscópicos experimentais satisfazem a regra de soma (Ma 60) para a intensidade total de captura em uma reação (d,t) , fazendo a hipótese (menos restritiva que a anterior) de que órbitas f e p contribuem para a reação . Esta regra estabelece que a soma dos fatores espectroscópicos das transições correspondentes à captura de neutrons de órbitas acima de uma camada fechada deve ser igual ao número de neutrons que se situam fora da camada fechada no estado fundamental do núcleo-alvo . No caso presente, em que temos apenas um neutron fora da camada de 82 neutrons , ela se traduz pela relação :

$$\sum_{f,p} S = 1 \quad (x) \quad (V.14)$$

Como a soma experimental (igual a 0.83) é 17% inferior ao valor esperado, resolvemos renormalizar os valores experimentais de S a fim de que a (V.14) fique satisfeita .

O fator de normalização assim obtido (igual a $1.0/0.83$) foi aplicado a todos os fatores espectroscópicos experimentais e os valores resultantes são apresentados na tabela V.4 . Os valores renormalizados situam-se, ainda, dentro do limite de incerteza atribuído aos valores absolutos de S ; como obtidos na análise com a DWBA .

Os coeficientes C_{IjJ} que aparecem na expansão (V.13) da função de onda do estado fundamental do ^{143}Nd , e determinados experimentalmente, a partir dos fatores espectroscópicos renormalizados , são apresentados na Tabela V.5 . Nela acham-se, também , reproduzidos os valores calculados por Beregi e Lovas (Be 68) . A concordância entre os coeficientes calculados e os experimentais é razoável o que parece indicar que o modelo de excitação do caroço (De 61) descreve suficientemente bem o estado fundamental do ^{143}Nd .

(vii) Os estados de partícula-buraco

Os fatores espectroscópicos normalizados, correspondentes aos estados de partícula-buraco, reproduzidos na tabela V.4

x Note-se que na aplicação desta regra, apenas a órbita $1h_{9/2}$ não é considerada .

TABELA V.4

Fatores Espectroscópicos para a reação $^{143}\text{Nd}(d, t)^{142}\text{Nd}$

$E_x(\text{MeV})$	ℓ	$S^a)$
0.0	3	0.84
1.566	1	0.04
"	3	0.12
3.236	2	0.24
3.282	0	0.15
"	2	1.09
3.350	0	0.11
"	2	0.96
3.399	2	0.28
3.562	0	0.19
3.692	0	0.12
"	2	1.07
3.855	0	1.04

a) Normalizados de maneira a satisfazer a regra de soma para o estado fundamental do ^{143}Nd .

TABELA V.5

Coefficientes das componentes da função de onda do estado fundamental ($J = 7/2^-$) do ^{143}Nd

I	N	n j	$C_{IJ}(N)$	
			Calc. a)	Exp.
0	0	$2f_{7/2}$	0.9606	0.92
2	1	$3p_{3/2}$	- 0.1451	0.20
2	1	$2f_{7/2}$	- 0.2334	} 0.35
2	1	$2f_{5/2}$	- 0.0419	

a) Ref. (Be 68)

acham-se também representados grãficamente na figura V.1 . A se -
paração das componentes d e s , nos dá uma idéia quantitativa do
grau de pureza ou de mistura das configurações, envolvendo os bura -
cos de neutrons, existente em cada um dêstes estados .

É de interêsse, comparara a intensidade total $\sum S(l, j)$ pa -
ra transições que correspondem à captura de neutrons de cada uma
das órbitas disponíveis, com a intensidade total predita, teòricamen -
te, pela regra de soma (Ma 60, Fr 61) . Para a intensidade total a
regra de soma prediz que

$$\sum S(l, j) = N$$

onde N é o número de neutrons que ocupam a órbita (l, j) no esta -
do fundamental do núcleo alvo . Por exemplo, se somarmos os fatô -
res espectroscópicos para tôdas as transições a níveis no ^{142}Nd cor -
respondentes à captura de um neutron $d_{3/2}$, então, de acôrdio com a
regra de soma, o resultado deve ser $2J + 1 = 4$, pois a órbita $d_{3/2}$
acha-se completa no estado fundamental do ^{143}Nd .

Faz-se, na tabela V.6 , uma comparação das intensidades
totais, determinadas experimentalmente, com as preditas teòricamen -
te . A intensidade total observada para cada valor de l está em bom
acôrdio com as predições da regra de soma de $\sum S = 4$ e 2 para a
captura de neutrons d e s , respectivamente . As discrepâncias en -
tre as intensidades observadas e teóricas são inferiores a 20% , o
que indica que, provàvelmente, foram localizados todos os níveis de
intensidade significativa e que as atribuições de l e de intensidades

N.T. 97

Fig. V.1 - Fatores espectroscópicos dos níveis com energia de excitação superior a 3 MeV observados na reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$. Na parte superior da figura estão representadas as secções de choque totais para os níveis excitados no decaimento da ressonância $f_{7/2}$ no ^{143}Pm .

relativas das configurações estão corretas, a grosso modo .

Uma vêz identificados os vários membros das configurações envolvidas, as energias de seus centros de gravidade podem ser determinadas . Para níveis pertencentes à mesma configuração, o centro de gravidade experimental é definido (Co 62a) por

$$\bar{E} = \frac{\sum_i E_x^i S^i(l,j)}{\sum_i S^i(l,j)}$$

onde E_x^i é a energia de excitação do estado i . As energias dos centros de gravidade das várias configurações podem, como já vimos na secção II , ser preditas em base às energias de ligação dos neutrons e localização dos estados de partícula e de buraco do neutron .

Na tabela V.7 fazemos uma comparação das energias preditas e determinadas experimentalmente para os centros de gravidade das configurações $(2f_{7/2}) (2d_{3/2})^{-1}$ e $(2f_{7/2}) (3s_{1/2})^{-1}$ no ^{142}Nd . O valor experimental e, em ambos os casos, inferior ao predito . A discrepância existente, 0.28 e 0.19 MeV, respectivamente , é muito superior às incertezas experimentais existentes , por exemplo , nas energias de ligação de neutrons, utilizadas nos cálculos . A razão de uma tal diferença, da ordem de 200 a 300 keV, não nos é clara . Esperava-se, além disto, que, dada a natureza repulsiva da interação partícula-buraco, os centros de gravidade experimentais fossem se localizar acima dos valores preditos (Ba 68), contrariamente ao que é observado .

TABELA V.6

Comparação das intensidades totais $\sum S$ determinadas experimentalmente com as predições da regra de soma .

Estado do Mod. de Camadas	$\sum S$ Regra de Soma	$\sum S$ Exp.
$2d_{3/2}$	4	3.6
$3s_{1/2}$	2	1.6

TABELA V.7

Comparação das energias preditas e determinadas experimentalmente para os centros de gravidade das configurações fd^- e fs^- no ^{142}Nd .

Configuração	C. G. Exp. ^{a)} (MeV)	C. G. Predito ^{b)} (MeV)
$(2f_{7/2}) (2d_{3/2})^{-1}$	3.43	3.71
$(2f_{7/2}) (3s_{1/2})^{-1}$	3.72	3.91

a) Para níveis pertencentes à mesma configuração, o centro de gravidade é definido por $\sum E_x^i S_i / \sum S_i$ onde E_x^i é a energia de excitação .

b) Calculado em base às energias de ligação do neutron no ^{143}Nd e na localização dos buracos de neutrons no ^{141}Nd .

V.2.3. - Análise do espalhamento inelástico na ressonância $f_{7/2}$.

A obtenção dos fatores espectroscópicos a partir dos dados de espalhamento inelástico, principal objetivo de nossa análise, envolve, na prática, duas etapas . Deve-se inicialmente, obter as larguras parciais Γ_{lj} a partir dos dados experimentais para os vários canais permitidos para, em seguida, compará-las às larguras parciais de partícula independente Γ_{lj}^{SP} . Os fatores espectroscópicos são, usualmente, definidos pela relação (Ro 66, We 67) :

$$S(l,j) = (2T_0 + 1) \frac{\Gamma_{lj}}{\Gamma_{lj}^{SP}} \quad (V.15)$$

onde o fator $(2T_0 + 1)$ é incluído para facilitar a comparação com os fatores espectroscópicos obtidos ao se remover um neutron do estado análogo-pai (o que é válido desde que o núcleo-alvo tenha um isospin puro T_0) .

Examinaremos, a seguir, os métodos de obtenção das duas quantidades que aparecem na (V.15) os quais serão aplicados na análise dos resultados experimentais obtidos no decaimento da ressonância $f_{7/2}$.

- (i) Larguras parciais; expressões teóricas para a secção de choque .
-

Expressões para a secção de choque diferencial de uma reação nuclear, em termos da matriz de espalhamento, encontram-se deduzidas em vários tratamentos gerais (V., por ex., Bl 52, La 58) sô

bre reações nucleares . A maioria destes tratamentos usa o esquema de acoplamento de spin do canal, enquanto que no nosso caso será mais apropriado descrever os processos envolvidos em termos do esquema de acoplamento $j-j$, por ser este esquema mais facilmente relacionado ao modelo de camadas .

Usaremos, em nossos cálculos, uma expressão dada por Robson (Ro 66) e que emprega uma notação semelhante à de Lane e Thomas (La 58) . A expressão de Robson para a secção de choque diferencial para o espalhamento inelástico de prótons, de spin s , por núcleos de spin I , é

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{pp'} = \frac{1}{k_p^2} \frac{1}{(2I+1)(2s+1)} \sum_K A_K P_K(\cos \theta) \quad (V.16)$$

Nesta equação, $k_p = (2M_p^* E_p^{CM} / \hbar^2)^{1/2}$ é o número de onda do próton incidente, $M_p^* = M_p M_A / (M_p + M_A)$ é a massa reduzida do próton no sistema próton - núcleo-alvo e E_p^{CM} é a energia do próton incidente no sistema do centro de massa . $P_K(\cos \theta)$ é um Polinômio de Legendre de ordem K .

Os coeficientes A_K , no caso de núcleos-alvo com spin nulo ($I = 0$) , são dados por :

$$A_K = \frac{1}{4} \sum_{j_1 j_2 j_1' j_2'} (-1)^{j_1 + j_2 + K - I'} \frac{1}{(2K+1)(2j_1+1)[(2j_1'+1)(2j_2'+1)]^{1/2}} \times \\ \times C(j_1 K j_2; \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}) C(j_1' K j_2'; \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}) W(j_1 j_2 j_1' j_2'; I' K) \times \quad (V.17) \\ \times \sum_{l_1 l_1' l_2 l_2'} \frac{1}{4} (1 + (-1)^{l_1 + l_2 + K}) (1 + (-1)^{l_1' + l_2' + K}) T_{l_1 j_1 I' l_1 j_1 0}^{j_1 \pi_1} T_{l_2 j_2 I' l_2 j_2 0}^{j_2 \pi_2^*}$$

onde já foi feito uso do fato de que, para prótons, $s = 1/2$. Os momentos angulares orbital e total do próton incidente são representados, respectivamente, por l e j . No canal de saída estes momentos angulares são representados por l' e j' e o spin do estado residual do núcleo por I' . Os índices 1 e 2 são usados para distinguir as duas somas (sobre l e l') as quais devem ser multiplicadas, no processo de quadratura das amplitudes de espalhamento, para se obter a secção de choque. Esta notação é análoga à usada por Lane e Thomas (La 58) no caso de acoplamento de spin de canal. $C(abc; \alpha\beta\gamma)$ é um coeficiente de Clebsch-Gordon e $W(abcd; ef)$, um coeficiente de Racah.

As somas em l estão limitadas pelas regras usuais de conservação de paridade, explicitamente incorporadas à (V.17):

$$(-)^{l_1+l_2+K} = (-)^{l'_1+l'_2+K} = +1 \quad (V.18)$$

Além disto, as seguintes condições, impostas pelo esquema de acoplamento, devem ser satisfeitas.

$$\begin{aligned} \vec{l}_i + \vec{s}_i &= \vec{j}_i \quad (i = 1, 2) \\ \vec{l}'_i + \vec{s}_i &= \vec{j}'_i \quad (i = 1, 2) \\ \vec{j}_i + \vec{I} &= \vec{j}_i = \vec{J} \quad (\equiv \text{momento angular total}) (i = 1, 2) \\ \vec{j}'_i + \vec{I}' &= \vec{j}'_i = \vec{J}' \quad (i = 1, 2) \\ \vec{l}_1 + \vec{l}_2 &= \vec{K} = \vec{l}'_1 + \vec{l}'_2 \\ \vec{j}_1 + \vec{j}_2 &= \vec{K} = \vec{j}'_1 + \vec{j}'_2 \end{aligned} \quad (V.19)$$

Estas condições implicam nas seguintes restrições a K ,

o índice de ordem dos Polinômios de Legendre :

$$K \leq (2l_{\max}, 2l'_{\max}, 2j_{\max}, 2j'_{\max}, 2J) \quad (V.20)$$

Os elementos de matriz $T_{c'c}^j$, representando o espalhamento de prótons do canal $(c \equiv l j I)$ ao canal c' , irão, de um modo geral, conter a contribuição de um termo ressonante e de um outro, não ressonante ^x :

$$T_{c'c}^{j\pi} = T_{c'c}^{j\pi(NR)} + T_{c'c}^{j\pi(R)} \quad (V.21)$$

No caso de uma ressonância isolada, uma forma apropriada para o termo ressonante é a de Breit-Wigner :

$$T_{c'c}^{j\pi(R)} = \frac{e^{i\delta_c} i \Gamma_c^{1/2} \Gamma_{c'}^{1/2} e^{i\delta_{c'}}}{E_R^{j\pi} - E - \frac{1}{2} i \Gamma^{j\pi}} \quad (V.22)$$

onde E é a energia do próton incidente, E_R é a energia da ressonância, Γ_c é a largura parcial da ressonância no canal c , $\Gamma^{j\pi}$ é a largura total da ressonância, e $\delta_c = \delta_c^w + \delta_c^p$, o defasamento, coulombiano mais nuclear, no canal c .

O termo não ressonante deve incluir todas as contribuições à interação que não a proveniente da particular ressonância sob consideração. Ele descreve a amplitude média, na ausência da ressonância, e portanto inclui uma amplitude de interação direta, embora esta não seja, necessariamente, descrita por cálculos usuais de

^x A divisão da amplitude de espalhamento em partes ressonante e não ressonante é tratada, de uma maneira mais formal e em termos da matriz de colisão U , por Robson (Ro 66b, Ro 67) e por Weidenmüller (We 67).

ondas distorcidas ou de canais acoplados, porque a contribuição de níveis próximos ou da média de flutuações pode não ser nula.

O cálculo deste termo não ressonante não é trivial e análise torna-se extraordinariamente dificultada pela interferência entre os dois termos quando ambos tem amplitudes comparáveis. Apenas em situações em que se pode desprezar o termo de interferência ou, então, desprezar completamente o termo não ressonante, é que a análise costuma ser feita.

Fazemos a hipótese, em nosso estudo, de que as secções de choque no topo das ressonâncias são inteiramente devidas ao termo ressonante. Desprezaremos, assim, completamente, as várias amplitudes inelásticas (interação direta, excitação coulombiana, etc) compreendidas pelo termo não ressonante. Esta parece ser uma aproximação razoável pois a secção de choque para os vários grupos inelásticos considerados cai praticamente a zero para energias abaixo e acima da energia de ressonância, como ficou evidenciado pelas curvas de excitação experimentais (Fig. IV.5).

O problema reduz-se, neste caso, a uma análise de Breit-Wigner, de uma ressonância isolada de spin e paridade J^π definidos, em que apenas um valor do momento angular total do próton ($j_1 = j_2 = J$) é permitido no canal de entrada. É imediato, também, que, por conservação de paridade, apenas são possíveis coeficientes de ordem par na expansão (V.16) da secção de choque em Polinômios de Legendre.

Os coeficientes A_K terão a seguinte forma, quando se in-

introduz na (V.17) a expressão (V.22) para o termo ressonante :

$$A_K = \frac{\Gamma_J^J}{(\Gamma_J)^2} \cos^2 \beta (2K+1)(2J+1)^{3/2} C(JKJ; \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}) \times \\ \times \sum_{l'_1 j'_1, l'_2 j'_2} (-1)^{J+j'_2+K-I} (2j'_1+1)^{1/2} C(j'_1 K j'_2; \frac{1}{2} 0 \frac{1}{2}) W(J j'_1 J j'_2; I' K) \\ \times (\Gamma_{l'_1 j'_1 I'}^J)^{1/2} (\Gamma_{l'_2 j'_2 I'}^J)^{1/2} \cos(\delta_{l'_1 j'_1} - \delta_{l'_2 j'_2}) \quad (V.23)$$

onde β é o defasamento da ressonância, definido por

$$\tan \beta = \frac{2(E - E_R)}{\Gamma_J}$$

e Γ_J^J é a largura parcial da ressonância no canal elástico .

Fica claro pela (V.23) que os vários momentos angulares permitidos pelas regras de seleção, vão interferir coerentemente , ocasionando o aparecimento de termos cruzados na expressão da secção de choque . A determinação da contribuição de cada um destes momentos angulares à secção de choque é, neste caso, bem mais complexa que no caso da reação (d,t) pois lá, como vimos, a contribuição dos vários l 's aparece em uma soma incoerente na expressão da secção de choque .

Examinemos, inicialmente, antes de atacar o problema da interferência, quais as predições da (V.16) e (V.23) para o caso de transições envolvendo um único valor do momento angular do próton emitido no decaimento da ressonância . No caso presente, estamos especificamente interessados nas expressões previstas para as distri-buições angulares de prótons $d_{3/2}$ ou $s_{1/2}$, envolvidos nas transi

ções das várias ressonâncias isobáricas ($f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$, $f_{5/2}$) aos estados de partícula-buraco.

É fácil vêr, pelas restrições (V.20) impostas a K , que as distribuições angulares de prótons $s_{1/2}$ serão isotrópicas, pois apenas coeficientes de ordem zero são permitidos. (K deve ser par e ≤ 1). Pela mesma razão as distribuições angulares dos prótons emitidos no decaimento da ressonância $p_{1/2}$, mesmo as envolvendo prótons $d_{3/2}$, também serão isotrópicas.

No caso das transições com prótons $d_{3/2}$ as distribuições angulares serão dadas por $A_0 + A_2 P_2(\cos \Theta)$, a forma da distribuição angular sendo caracterizada pela razão dos coeficientes A_2/A_0 . Esta razão é facilmente calculada a partir da (V.23) pois neste caso ela se reduz a uma razão de coeficientes de acoplamento vetorial, já que as expressões para A_0 e A_2 irão conter apenas um único termo diferindo entre si apenas pelos coeficientes de acoplamento.

Os valores de A_2/A_0 assim calculados para as ressonâncias $f_{7/2}$, $p_{3/2}$ e $f_{5/2}$ acham-se tabelados na tabela (V.8) em função dos spins I' dos estados finais pertencentes à particular configuração partícula-buraco envolvida. As formas previstas para as distribuições angulares correspondentes (i.e., as secções de choque relativas) encontram-se na Fig. V.2. A comparação destes valores com os dados experimentais deverá permitir a identificação das transições que são dominadas pela emissão de prótons $d_{3/2}$. Por outro lado, um valor de A_2 próximo de zero, ie, uma distribuição angular aproximadamente isotrópica, indicará uma transição onde predomina a e

missão de ondas $s_{1/2}$ (exceto para a ressonância $p_{1/2}$, onde a análise fica ambígua).

Vejamos agora os casos em que ocorrem misturas e examinemos o caso específico da ressonância $f_{7/2}$. As transições onde a mistura de ℓ 's é permitida, são as que tem como estados finais os de spin 3^- e 4^- . Os coeficientes das expansões em Polinômios de Legendre, calculados a partir da (V.23) para (ℓ', j') iguais a $(0, 1/2)$ e $(2, 3/2)$ serão, para os dois spins possíveis:

i) $I' = 3^-$:

$$a_0 = N (\Gamma_0 + \Gamma_2)$$

$$a_2 = N (-1.6496 \Gamma_0^{1/2} \Gamma_2^{1/2} \cos(\delta_2 - \delta_0) - 0.2381 \Gamma_2)$$

ii) $I' = 4^-$:

$$a_0 = N (\Gamma_0 + \Gamma_2)$$

$$a_2 = N (1.1269 \Gamma_0^{1/2} \Gamma_2^{1/2} \cos(\delta_2 - \delta_0) - 0.6191 \Gamma_2)$$

(V.24)

onde puzemos

$$\frac{1}{2k_p^2} (2j+1) \frac{\Gamma_p}{p^2} = N$$

para que os coeficientes a_K fiquem idênticos aos coeficientes experimentais, obtidos no ajuste da secção de choque com expansões em Polinômios de Legendre (V. secção IV.1).

As larguras parciais podem ser determinadas, neste caso, resolvendo-se as equações (V.24) usando-se os valores experimentais dos coeficientes a_K , desde que o defasamento relativo das duas ondas parciais seja conhecido.

T A B E L A V.8

Coeficientes das expansões em Polinômios de Legendre das distribuições angulares, calculadas nas ressonâncias $f_{7/2}$, $P_{3/2}$ e $f_{5/2}$, supondo a emissão de ondas $d_{3/2}$.

- A -

$$0^+ (f_{7/2}) - \frac{7}{2} (d_{3/2}) I'$$

I'	a_2/a_0
2-	0.7143
3-	- 0.2381
4-	- 0.6191
5-	0.3333

- B -

$$0^+ (P_{3/2}) - \frac{3}{2} (d_{3/2}) I'$$

I'	a_2/a_0
0-	1.0000
1-	0.2000
2-	- 0.6000
3-	0.2000

- C -

$$0^+ (f_{5/2}) - \frac{5}{2} (d_{3/2}) I'$$

I'	a_2/a_0
1-	0.8000
2-	- 0.1143
3-	- 0.6286
4-	0.2857

Fig. V.2 - Distribuições angulares previstas para o espalhamento inelástico de prótons através das ressonâncias $f_{7/2}$, $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ e $f_{5/2}$ supondo a emissão de prótons $d_{3/2}$.

O defasamento $\delta_{\ell j}$, engloba, como vimos, o defasamento coulombiano $\omega_{\ell j}$ e o defasamento nuclear $\phi_{\ell j}$ relativos à energia dos prótons inelásticos. Estas quantidades foram calculadas com o auxílio do programa de modelo óptico escrito por J.M. Cohenca (Co 68). Para a fase nuclear usou-se a fase de espalhamento de potencial do modelo óptico determinada através dos elementos da matriz S calculada pelo programa. Os parâmetros do potencial óptico foram obtidos da análise de Perey (Pe 63) do espalhamento de prótons.

Para as energias que têm os prótons inelásticos nos casos em pauta, da ordem de 6 MeV, o espalhamento deve ser dominado pelo espalhamento de Rutherford e espera-se que os defasamentos coulombianos sejam muito maiores que os defasamentos devidos ao espalhamento de potencial nuclear. É exatamente o que indicam os cálculos efetuados. Por exemplo, para prótons de 6 MeV espalhados pelo ^{142}Nd a diferença dos defasamentos coulombianos devidos a ondas s e d é igual a $w_2 - w_0 = 2.41$ rd enquanto que para o defasamento nuclear dado pelo modelo óptico, esta diferença é igual a $\phi_2 - \phi_0 = 0.003$ rd.

Os defasamentos nucleares são, portanto, bastante pequenos e, certamente, podem ser desprezados frente aos coulombianos^x. Somente estes foram, pois, utilizados em nosso estudo e foram calcu

x Uma investigação de Richard et al. (Ri 66) sobre o efeito causado pela introdução de um defasamento de espalhamento de potencial na ressonância s que ocorre a 6.2 MeV no espalhamento elástico de prótons pelo ^{112}Sn ($Z = 50$) também levou ao resultado de que as fases nucleares, obtidas dos ajustes aos dados experimentais, são pequenas, e que a sua consideração não altera, de um modo significativo, os parâmetros da ressonância.

lados por uma relação de recorrência (La 58, Co 68), a qual dá, i mediatamente, a diferença entre os defasamentos correspondentes a diferentes valores de l :

$$\omega_{l+1} - \omega_l = \arctg\left(\frac{\eta}{l+1}\right)$$

onde η é o parâmetro coulombiano $\eta = Z_p Z_A e^2 M_p^* / \hbar^2 k_p$

onde Z_p e Z_A são os números atômicos dos corpos em colisão e os outros símbolos já foram definidos anteriormente .

(ii) Larguras parciais de partícula independente

As larguras parciais Γ_{lj}^{SP} foram determinadas por um método semelhante ao sugerido por Schiffer (Sc 63) . O cálculo consiste em considerar o espalhamento dos prótons por um potencial real da forma

$$V = V_{opt} + V_{coul.}$$

onde V_{opt} é a parte real do potencial de modelo óptico, com forma de Saxon-Woods, e V_{coul} é o potencial coulombiano de uma esfera u niformemente carregada . Os estados do próton neste potencial vão se revelar como ressonâncias no espalhamento e as larguras destas ressonâncias são u'a medida da largura dos estados de partícula única correspondentes .

O espalhamento passa por uma ressonância quando o defasamento ϕ_{lj} na onda parcial l, j passa por $\pi/2$. Nas proximidades da energia de ressonância E_R , a cotangente da fase varia

linearmente com a energia incidente E e a largura da ressonância é definida por

$$\cotg \phi_{lj} = \frac{2}{\Gamma_{lj}^{SP}} (E_R - E)$$

Esta equação define a largura parcial de partícula única para uma energia E_R , que deve ser a mesma que a energia do particular grupo de prótons, detetados experimentalmente, em que se está interessado. A fim de que estas duas energias coincidam, a profundidade do poço de Saxon-Woods deve ser ajustada. Na prática, calculam-se as larguras para várias profundidades do poço de potencial (às quais correspondem determinadas energias de ressonância) e a largura correspondente a uma particular energia do próton pode ser obtida por interpolação no gráfico de Γ^{SP} versus E_R .

Fixada uma profundidade para o poço de potencial, o desfasamento é calculado para várias energias, a fim de se obter ϕ_{lj} em função de E nas proximidades da ressonância. Para muitas das ressonâncias investigadas, as larguras de partícula única para as ondas s e d , são bastante grandes o que implica em uma variação da largura ao se varrer a ressonância e, como consequência, $\cotg \phi$ deixa de ser uma função linear de E . Nêstes casos, extraímos o valor de Γ na ressonância a partir da inclinação da curva de $\cotg \phi$ versus E na energia de ressonância E_R , ie,

$$\Gamma_{lj}^{SP} = 2 \left[\frac{\partial \cotg \phi_{lj}}{\partial E} \right]_{E=E_R}^{-1}$$

A cotangente da fase ϕ_{lj} é obtida dos elementos da matriz de espalhamento S_{lj} , calculados pelo programa de modelo óptico de Cohenca^x (Co 68):

$$\cot \phi_{lj} = \frac{\text{Im } S_{lj}}{1 - \text{Re } S_{lj}}$$

A matriz S , como calculada pelo programa, é definida de modo que a função de onda radial u_{lj} da partícula submetida ao poço de potencial tenha, assintoticamente, a forma

$$u_{lj} \rightarrow e^{i\sigma_l} \left\{ [F_l(\eta, \rho) + i G_l(\eta, \rho)] + S_{lj} [F_l(\eta, \rho) - i G_l(\eta, \rho)] \right\}$$

onde F_l e G_l são as funções de Coulomb normalizadas, regular e irregular, respectivamente, $\rho = kr$, η é o parâmetro coulombiano e σ_l , o defasamento coulombiano.

Cálculos foram feitos para várias profundidades do poço de potencial (e, portanto, para várias energias de ressonância) compreendidas entre 67 e 74 MeV. Os parâmetros geométricos foram mantidos constantes, tendo-se adotado os valores $r_0 = r_c = 1.25$ fm. para os raios nuclear e coulombiano e $a = 0.65$ fm. para o parâmetro de difusividade, sugeridos pelo trabalho de Perey (Pe 63). Não foi incluído o termo de acoplamento spin-órbita e portanto as larguras vão depender apenas de l . Os resultados obtidos acham-se representados na Fig. V.3.

Os valores das larguras parciais de partícula única assim obtidos dependem, sensivelmente, dos valores empregados para os pa

Fig. V.3 - Larguras parciais de partícula independente calculadas pelo método de Schiffer (V.texto) .

râmetros geométricos do poço . Assim um aumento de 7% na difusividade a acarreta larguras, para $\ell = 0$ e $\ell = 2$, da ordem de 7% maiores, enquanto que a mesma variação é obtida quando se aumentam de 2% os valores dos raios .

(iii) Comparação com os dados experimentais; fatores espectroscópicos .

A extração das larguras parciais e dos fatores espectroscópicos para os sete estados observados no decaimento da ressonância $f_{7/2}$ é, agora, imediata, com a aplicação dos resultados obtidos nas duas secções anteriores .

Examinemos inicialmente as transições "puras", isto é, a aquelas que envolvem a emissão de uma única onda parcial no canal de saída . Da comparação dos valores para os coeficientes experimentais obtidos na expansão das distribuições angulares em Polinômios de Legendre, reproduzidos na tabela IV.1 , com os preditos teoricamente (Tabela V.8) observa-se que a transição ao estado de 3.57 MeV é isotrópica ($a_2 \sim 0$) , o que significa que apenas ondas s são emitidas . Este fato está em acôrdo com o resultado da reação (d,t) onde u ma distribuição angular característica de $\ell = 0$ foi observada . Este estado terá, portanto, spin 3^- ou 4^- . (Se o grupo observado na ressonância $p_{3/2}$ corresponder a este mesmo estado então seu spin será 3^- , pois a distribuição angular nesta ressonância indica a participação de ondas d — e portanto spins 0^- a 3^- — e terá uma configuração $(f_{7/2}) (s_{1/2})^{-1} + (p_{3/2}) (d_{3/2})^{-1}$). Não fica afastada a hipótese de que uma componente $(f_{7/2}) (d_{3/2})^{-1}$ esteja presente pois sua

influência na distribuição angular pode passar despercebida .

Outro grupo onde a predominância de uma componente (d) sobre a outra (s) é flagrante é o correspondente ao estado de 3.41 MeV, o que também é confirmado pelo resultado da reação (d,t). Note-se que em ambas as reações, mesmo uma pequena contribuição de ondas s seria suficiente para afetar apreciavelmente as formas das distribuições angulares .

Já os estados de 3.29 e 3.35 MeV apresentam razões dos coeficientes experimentais (a_2/a_0) fortemente negativos, indicativos (Tabela V.8) de spins 3^- e 4^- com componentes $d_{3/2}$ intensas . Ondas s podem intervir neste caso, o que também é confirmado pela reação (d,t) .

O nível 3.70 MeV sendo um dubleto, impossibilita uma análise detalhada pois as duas componentes d e s podem estar associadas em somas coerentes (em um mesmo membro do dubleto) ou em somas incoerentes . Apenas limites superiores poderão ser determinados neste caso, para cada uma das componentes .

O nível de 3.24 MeV é bastante fraco e sua distribuição angular não é de confiança . Atribuímos a sua excitação à onda d em comparação com o resultado da reação (d,t). O estado de 3.86 MeV embora fortemente populado no decaimento da ressonância, apresenta uma distribuição angular assimétrica em torno de 90° . Como os dados abaixo de 70° podem ser imprecisos, resolvemos atribuir a seção de choque experimental à emissão de ondas s tal como indicado

TABELA V.9

Fatores espectroscópicos para os estados de partícula-buraco obtidos na análise da reação (d,t) e da reação (p,p').

E_x (MeV)	$S(d,t)$		$S(p,p')$	
	$\ell = 0$	$\ell = 2$	$\ell = 0$	$\ell = 2$
3.23	-	0.24	-	0.05
3.29	0.15	1.09	0.08	0.38
3.35	0.11	0.96	0.08	0.37
3.41	-	0.28	-	0.14
3.57	0.19	-	0.09	-
3.70	0.12	1.07	<0.12	<0.47
3.86	1.04	-	0.42	

pela reação (d, t).

Os resultados desta análise acham-se reproduzidos na Tabela V.9 . As fórmulas da secção anterior foram utilizadas juntamente com os parâmetros da ressonância reproduzidos na tabela II.1, e os valores de Γ^{SP} da figura V.3 . Nos dois casos em que a interferência entre ondas s e d é apreciável, os valores apresentados na tabela V.9 correspondem à solução das equações (V.24) relativas a um spin 4⁻ para o estado residual já que ao valor 3⁻ não correspondiam soluções reais usando-se os valores experimentais dos coeficientes a_0 e a_2 (tabela IV.1) . Ainda neste caso, das duas soluções obtidas, em cada caso, optou-se pelas que apresentavam, em relação a S(d, t) razões próximas àsquelas obtidas para os níveis em que contribua apenas um valor de l .

Uma comparação entre os resultados obtidos na análise das duas reações é apresentada também na figura V.4 , na qual as componentes $l = 0$ e $l = 2$ são confrontadas diretamente (note-se o fator de escala diferente para S(p, p') e para S(d, t) . Fica patente da tabela V.9 e da figura V.4 que os valores relativos dos fatores espectroscópicos obtidos das duas reações estão em muito bom acordo , embora discrepantes, em valor absoluto, por um fator da ordem de 2.5 .

Fig. V.4 - Comparação entre os fatores espectroscópicos para os estados no ^{142}Nd acima de 3.0 MeV, obtidos a partir da análise da reação $^{143}\text{Nd}(d,t)^{142}\text{Nd}$ e do espalhamento inelástico $^{142}\text{Nd}(p,p')^{142}\text{Nd}$ pela ressonância isobárica $f_{7/2}$ no ^{143}Pm . Note-se a diferença nas escalas para $S(d,t)$ e $S(p,p')$. As linhas tracejadas indicam limites superiores de $S(p,p')$ para o estado em 3.70 MeV.

Fig. 1. Comparison of the results of the experiments on the induction of mutations in the *Salmonella typhimurium* system. The results are given in the form of a bar chart. The y-axis represents the percentage of mutations induced, and the x-axis represents the different types of mutations. The results show that the induction of mutations is significantly higher in the *Salmonella typhimurium* system than in the *Escherichia coli* system.

VI. CONCLUSÕES E COMENTÁRIOS

Os resultados obtidos no presente estudo do espalhamento inelástico de prótons pelo ^{142}Nd indicam que o decaimento das ressonâncias isobáricas análogas no ^{143}Pm favorece a excitação, no núcleo residual, de estados do tipo $|J d_{3/2}^{-1}\rangle$ e $|J s_{1/2}^{-1}\rangle$ correspondentes à criação de um buraco de neutron no estado análogo-pai $|J\rangle$. Várias características, esperadas em base ao modelo esquemático de excitação de configurações de partícula-buraco, são verificadas experimentalmente, corroborando resultados obtidos por outros autores em estudos semelhantes realizados com isótonos do núcleo por nós investigado (Mo 67, Mo 69, Wu 69).

A investigação da reação $^{143}\text{Nd}(d, t)^{142}\text{Nd}$ permitiu a realização de uma comparação direta e quantitativa das informações espectroscópicas obtidas na excitação dos mesmos estados por dois processos distintos, e que constitui o tema central deste trabalho. Tal comparação veio mostrar que os fatores espectroscópicos extraídos dos dois conjuntos de dados, embora concordem em valor relativo, apresentam valores absolutos bastante discrepantes.

Os fatores espectroscópicos extraídos dos dados da reação (d, t) não devem estar eivados de erros muito grandes pois satisfazem aproximadamente a regras de soma. A esse respeito, é interessante notar que se, no processo de extração dos fatores espectroscópicos tivéssemos usado na (V.7) o fator empírico de normalização estimado recentemente por Glover (Gl 69), 20% inferior ao de Bassel (Ba 66),

Fig. VI.1 - Níveis de energia do ^{142}Nd populados nas reações estudadas no presente trabalho, comparados aos já conhecidos anteriormente, reproduzidos na 1a. coluna (Nuclear Data, Ref. Ra67).

os valores de $S(d, t)$ satisfariam automaticamente a regra de soma (V. 14) e uma renormalização dos S , como foi feita, seria desnecessária.

Os fatores espectroscópicos obtidos na análise do espalhamento inelástico dependem por sua vez — deixando de lado qualquer consideração sobre a validade da relação (V. 15), vide, e.g., (Ha 68a) — das larguras parciais calculadas de partícula independente e estas vão determinar, mais que outros fatores, o valor absoluto de $S(p, p')$. Neste sentido, é oportuno mencionar que cálculos recente de Piza (Pi 69) sobre estas larguras, resultaram em valores para Γ^{SP} aproximadamente 3 vezes menores (para prótons $s_{1/2}$, na região de energias de ~ 6 MeV, de interesse no caso) que os obtidos pelo método de Schiffer por nós empregado, enquanto que para ondas $d_{3/2}$ a discrepância existente é de um fator ~ 7 . É óbvio que cálculos mais rigorosos destes parâmetros devem ser efetuados, seguindo indicações sugeridas por Weidenmüller (V. Bu 67, Za 68, Ha 68a) ou por Piza (Pi 69), antes que se queira atribuir grande peso ao valor absoluto dos fatores espectroscópicos obtidos. A existência de dados experimentais tais como os que apresentamos neste trabalho torna a execução de uma tal tarefa altamente desejável.

Uma extensão da análise espectroscópica aos estados populados nas ressonâncias mais elevadas — vide Fig. VI. 1 — virá enriquecer nosso conhecimento sobre as configurações e propriedades de estados que, dificilmente, poderão ser excitados por outros meios. Tal programa de estudos acha-se em andamento.

REFERÊNCIAS

- An 61 J. P. Anderson e C. Wong, Phys. Rev. Letters 7(1961)250 ;
8(1962)442; J. P. Anderson, C. Wong e J. W. McClure, Phys.
 Rev. 126(1962)2170 .
- An 67 G. Anderson-Lindstroem, Nucl. Instr. and Methods 56(1967)309
- Au 65 N. Austern, Phys. Rev. 137(1965)B752 .
- Ba 62 R. H. Bassel, R. M. Drisko e G. R. Satchler, "The Distorted -
 Wave Theory of Direct Nuclear Reactions", ORNL-3240
 (1962) , não publicado .
- Ba 66 R. H. Bassel, Phys. Rev. 149(1966)791 .
- Ba 68 R. H. Bassel, citado em Pr 68 .
- Ba 68 a E. V. Baranger, comunicação particular (1968) .
- Be 68 P. Beregi e I. Lovas, Nucl. Phys. A111(1968)289 .
- Bl 52 J. M. Blatt e L. C. Biedenharn, Rev. Mod. Phys. 24(1952)249
- Bl 66 C. Bloch, Symposium on recent progress in Nuclear Physics
 with Tandems, Heidelberg (1966), (não publicado) .
- Bl 67 C. Bloch, Contributions, International Conference on Nuclear
 Structure, Tokyo (1967)p. 338 .
- Bl 68 C. Bloch, N. Cindro e S. Harar, "Preprint", Service de
 Physique Théorique, C. E. N., Saclay (1968) .
- Bo 67 J. P. Bondorf, Arkiv för Fysik(1967)
- Br 66 P. von Brentano, Int. Nucl. Phys. Conf. , R. L. Becker et al.
 (editores), Academic Press (1967)p. 201 .
- Bu 64 P. J. A. Buttle e L. J. B. Goldfarb, Proc. Phys. Soc. 83(1964)701.
- Bu 67 G. Bund e J. S. Blair, Contributions, International Conference
 on Nuclear Structure, Tokyo(1967) .
- Ch 67 P. R. Christensen, B. Herskind, R. R. Borchers e L. Westgaard,
 Nucl. Phys. A102(1967)481 .
- Cl 68 G. Clansmitzer, R. Fleischmann, G. Graw, D. Proetel e J. P.

Wurm, Nucl. Phys. A106(1968)99 .

Co 62 B. L. Cohen, Rev. Sci. Instr. 33(1962)85

Co 62 a B. L. Cohen, R. H. Fulmer e A. L. McCarthy, Phys. Rev. 126
(1962)698 .

Co 67 B. L. Cohen, J. B. Voorhead e R. A. Moyer, Phys. Rev. 161
(1967)1257 .

Co 68 J. M. Cohenca, "Computer Programme for Optical Model
Analysis of Nuclear Scattering", University of Oxford ,
Nuclear Physics Group Report nº 41(1968), não publicado .

De 61 A. DeShalit, Phys. Rev. 122(1961)1530

Di 65 J. K. Dickens, R. M. Drisko, F. G. Perey e G. R. Satchler ,
Phys. Letters 15(1965)337 .

Di 68 O. Dietzsch, J. L. Foster e K. Schechet, Bull. Amer. Phys.
Soc. 13(1968)658 .

Di 68 a O. Dietzsch, a ser publicado .

Di 68 b O. Dietzsch e J. L. Foster, a ser publicado .

Dr 66 R. M. Drisko, R. H. Bassel e G. R. Satchler, Memorandum aos
usuários do programa JULIE, Oak Ridge, Junho 1966
(não publicado) .

Ec 66 D. Eccleshall , M. J. L. Yates e J. J. Simpson, Nucl. Phys. 78
(1966)481 .

Fa 64 S. Fallieros em "Nuclear Spectroscopy with Direct Reactions"
ANL-6848(1964), não publicado .

Fi 66 S. Fiarman, E. J. Ludwig, L. Michelman e A. B. Robbins, Int.
Nucl. Phys. Conference, R. L. Becker et al. (editores), Academic
Press(1967)p. 218 .

Fo 64 J. D. Fox, C. F. Moore , e D. Robson, Phys. Rev. Letters 12
(1964)198 .

Fo 66 J. D. Fox e D. Robson, editores, "Isobaric Spin in Nuclear
Physics", Academic Press, N. York, 1966 .

Fo 68 J. L. Foster, O. Dietzsch e K. Schechet, Bull. Am. Phys. Soc.
13(1968)70 .

Fr 61 J. B. French e M. H. Macfarlane, Nucl. Phys. 26(1961)168

- Fu 62 R. H. Fulmer, A. L. McCarthy e B. L. Cohen, Phys. Rev. 128 (1962)1302 .
- Ga 66 C. Gaarde, P. Wilhjelm e P. B. Jorgensen, Phys. Letters 22 (1966)466 .
- Gl 69 R. N. Glover, Phys. Letters 28B(1969)551 .
- Ha 66 E. W. Hamburger, comunicação interna do Laboratório de Física Nuclear da Universidade de Pittsburgh, 1966.
- Ha 67 J. C. Hafele, E. R. Flynn e A. G. Blair, Phys. Rev. 155(1967)1238
- Ha 68 H. L. Harney, C. A. Wiedner e J. P. Wurm, Physics Letters 26B (1968)204 .
- Ha 68a H. L. Harney, Nucl. Phys. A119(1968)591 .
- Hi 67 J. C. Hiebert, E. Newman e R. H. Bassel, Phys. Rev. 154(1967)898 .
- Hi 68 J. C. Hill e M. L. Wiedenbeck, "Preprint" (University of Michigan, 1968) .
- Jo 66 R. K. Jolly e C. F. Moore, Phys. Rev. 145(1966)918 .
- Ke 65 R. A. Kenefick e R. K. Sheline, Phys. Rev. 139(1965)B1479
- Ke 66 G. A. Keyworth, G. C. Kyker, E. G. Bilpuch e H. W. Newson , Phys. Rev. Letters20(1966)281;Nucl. Phys. 89(1966)590 .
- Ku 68 P. D. Kunz, University of Colorado, comunicação particular.
- La 58 A. M. Lane e R. G. Thomas, Rev. Mod. Phys. 30(1958)257 .
- La 62 A. M. Lane e J. M. Soper, Nucl. Phys.37(1962)560;37(1962)663.
- Le 64 L. L. Lee, J. P. Schiffer, B. Zaidman, G. R. Satchler, R. M. Drisko e R. H. Bassel, Phys. Rev. 136(1964)B971 .
- Le 68 R. H. Lemmer in "Intermediate Structure in Nuclear Reactions", editado por H. P. Kennedy e R. Schrials, University of Kentucky Press(1968) .
- Lo 66 D. D. Long, P. Richard, C. F. Moore e J. D. Fox, Phys. Rev. 149 (1966)906 .
- Ma 55 M. G. Mayer e J. H. D. Jenson, "Elementary theory of nuclear shell structure"(Wiley, N. York, 1955) .

- Ma 60 M. H. Macfarlane e J. B. French, Rev. Mod. Phys. 32(1960)567.
- Ma 60 a W. M. Macdonald, in "Nuclear Spectroscopy, Part B", editado por F. Ajzenberg-Selove, Academic Press, N. York, 1960.
- Ma 65 J. H. E. Mattauch, W. Thiele e A. H. Wapstra, Nucl. Phys. 67 (1965)1 .
- Ma 66 K. Marouchian, P. von Brentano, J. P. Wurm e S. A. A. Zaidi, Z. Naturf. 21a(1966)929 .
- Ma 66 a C. Maples, G. W. Goth e J. Cerny, Nuclear Data A2(1966)429.
- Me 68 A. Mekjian e W. M. Macdonald, Nucl. Phys. A121(1968)385 .
- Mo 67 G. C. Morrison, N. Williams, J. A. Nolen, Jr. e D. von Ehrenstein, Phys. Rev. Letters 19(1967)592 .
- Mo 67 a G. C. Morrison, "Invited Paper" na Reunião da Sociedade Americana de Física, N. York, Jan. 1967(não publicado) .
- Mo 68 C. F. Moore, J. G. Kulleck, P. von Brentano e F. Rockey, Phys. Rev. 164(1968)1559 .
- Mo 68 a P. A. Morre, P. J. Riley, C. M. Jones, M. D. Mancusi e J. L. Foster, "Preprint"(1968), a ser publicado em Phys. Rev.
- Mo 68 b J. B. Moorhead, Tese de Doutorado, Universidade de Pittsburgh(1968) .
- Mo 69 P. A. Moore, P. J. Riley, C. M. Jones, M. D. Mancusi e J. L. Foster, "Preprint"(1969) a ser publicado em Phys. Rev. Letters .
- Mu 67 G. Muehllehner, A. S. Poltorak, W. C. Parkinson e R. H. Bassel, Phys. Rev. 159(1967)1039 .
- Ne 67 C. L. Nealy e R. K. Sheline, Phys. Rev. 155(1967)1314 .
- Pa 68 W. C. Parkinson, D. L. Hendrie, H. H. Duhm, J. Mahoney, J. Sandinos e G. R. Satchler, "Preprint"(1968), a ser publicado em Phys. Rev.
- Pe 62 F. G. Perey, in "Direct Interactions and Nuclear Reaction Mechanisms" editado por E. Clementel e C. Villi (Gordon and Breach, New York, 1963)p. 125 .
- Pe 63 F. G. Perey, Phys. Rev. 131(1963)745 .

- Pe 63 a C.M. Perey e F.G. Perey, Phys. Rev. 132(1963)755 .
- Pe 64 F.G. Perey e D.S. Saxon, Phys. Letters 10(1964)107 .
- Pi 67 A.F.T. Piza e A.K. Kerman, Ann. of Phys. 43(1967)363.
- Pi 69 A.F.T. Piza, comunicação particular (1969) .
- Pr 68 B.M. Preedom, E. Newman e J.C. Hiebert, Phys. Rev. 166
(1968)1156.
- Ra 67 S.Raman, Nuclear Data B2-1-1(1967)
- Ri 64 P.Richard, C.F. Moore, D. Robson e J.D. Fox, Phys. Rev.
Letters 13(1964)343 .
- Ri 66 P.Richard, C.F. Moore, J.A. Becker e J.D. Fox, Phys. Rev.
145(1966)971 .
- Ro 65 D. Robson, Phys. Rev. 137(1965)B535.
- Ro 66 D. Robson, Annual Review of Nuclear Science, Vol. 16(1966)
- Ro 66 a D. Robson, comunicação particular (1966) .
- Ro 66 b D. Robson, in "Proceedings of the Symposium on Recent
Progress in Nuclear Physics with Tandems", editado por
W. Hering (Max Planck Institut für Kernphysik, Heidelberg,
(1966) .
- Ro 67 D. Robson, "Nuclear Reaction Theory and Isobaric Analogue
States", Australian National University Report (A.N.U. -
P/393), 1967 .
- Sa 64 G.R. Satchler, Nucl. Phys. 55(1964)1
- Sc 63 J.P. Schiffer, Nucl. Phys. 46(1963)246
- Sp 67 J.E. Spencer e H.A. Enge, Nuclear Instr. Methods 49(1967)181
- Sp 68 D. Spalding, O. Dietzsch, J.L. Foster e W.C. Weitkamp, Bull.
Am. Phys. Soc. 13(1968)659 .
- Sp 68 a D. Spalding e J.L. Foster, comunicação particular(1968) .
- Te 68 G.M. Temmer , apresentado no Simpósio Internacional sobre
Estrutura Nuclear realizado em Dubna, URSS, em julho de
1968(Transações a serem publicadas) .
- Th 68 W.J. Thompson, J.L. Adams e D. Robson, Phys. Rev. 173(1968)
975 .

- We 61 V.F. Weisskopf, Physics Today 14(1961)18
- We 66 H.A. Weidenmüller, Nucl. Phys. 85(1966)241.
- We 66 a L. Westgaard e S. Bjornholm, Nucl. Instr. and Methods 42
(1966)77.
- We 67 H.A. Weidenmüller, Nucl. Phys. A99(1967)289.
- Wi 67 C.A. Wiedner, A. Hensler, J. Solf e J.P. Wurm, Nucl. Phys.
A103(1967)433.
- Wu 66 J.P. Wurm, P. von Brentano, E. Grosse, H. Seitz, C.A.
Wiedner e S.A.A. Zaidi, em (Fo 66), p. 790.
- Wu 69 J.P. Wurm, A. Hensler e P. von Brentano, "Preprint",
Max Planck Institut für Kernphysik (1969).
- Za 66 S.A.A. Zaidi, P. von Brentano, K. Melchior, P. Rauser e
J.P. Wurm, em (Fo 66), p. 798.
- Za 68 S.A.A. Zaidi, J.L. Parish, J.G. Kulleck, C.F. Moore e
P. von Brentano, Phys. Rev. 165(1968)1312.