UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

MECANISMOS DE REAÇÃO EM
 $^{20}\text{Ne} (d,p) ^{21}\text{Ne}$

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

JUAN CARLOS ACQUADRO

SÃO PAULO
1972

N.T. 150

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

*Francisco
Oscar Salazar
Antonio Francisco de
M. Narayana Rao
José Roberto da Silva*

MECANISMOS DE REAÇÃO EM

$^{20}\text{Ne} (d,p) ^{21}\text{Ne}$

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

JUAN CARLOS ACQUADRO

Quacchia

SBI-IFUSP

305M810T0150

SÃO PAULO

1972

Aos meus pais.

A G R A D E C I M E N T O S

Desejo expressar meus agradecimentos:

ao Prof. O.Sala, pela orientação recebida e apoio constante na realização deste trabalho;

ao Prof. M.N.Rao, pela incansável colaboração durante todas as fases do trabalho;

ao Prof. T.Polga, pela ajuda prestada e por ter posto à nossa disposição os dados que obteve neste laboratório;

ao Prof. A.F. de Toledo Piza, pelas proveitosas discussões e leitura crítica de parte dos manuscritos;

ao Prof.W.R.Phillips pelas sugestões durante a análise dos dados;

aos Profs. W.Seale e N.Ueta, pelas discussões e ajuda na parte experimental;

aos Profs. W.Roney, M.Cohenca e P.Roney, pela ajuda na parte de computação;

aos bolsistas e ex-bolsistas do laboratório: D.Pereira, H. J.

Choi, S.Salem, C.Appoloni, E.M.Takagui, M.Ojima, L.

C. de Freitas, A.S.Toledo, A.M.Stanowsky e K.Koide, pela ajuda na tomada de dados e durante a análise dos mesmos;

aos Srs. Mario Cappello, Antonio Castro, Antonio Simões e Jaime Borges Jr., pela construção e manutenção do equipamento; A.

Eras e A.Endo, pelos desenhos e gráficos; e as Srtas. I.Arruda e O.Acquadro pela parte de datilografia, Ao Sr Bruno pela impressão.

ÍNDICE

A. INTRODUÇÃO	1
B. RESUMO TEÓRICO	4
I Teoria de correlações independente do mecanismo de reação	4
II Correlações angulares partícula-gama para mecanismos de interação direta	6
C. PARTE EXPERIMENTAL	12
I Arranjo experimental	12
I.1 Câmara de espalhamento e alvo	12
I.2 Detetores	14
I.3 Eletrônica	15
II Procedimento seguido para obter os parâmetros de população	19
D. ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	24
E. CONCLUSÕES	33
APÊNDICE: correção devida às dimensões finitas do detetor de partículas	37
REFERÊNCIAS	40

R E S U M O

É apresentada uma avaliação das contribuições relativas dos mecanismos de interação direta e de núcleo composto, descritos pelos formalismos de DWBA e Hauser-Feshbach, respectivamente, para a reação $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$ (1º estado excitado). Esta avaliação é feita mediante a determinação experimental dos parâmetros de população, isto é, a população relativa de sub-estados magnéticos, do 1º estado excitado do ^{21}Ne , na faixa de energias do deuteron entre 1.0 e 3.0 MeV. Os parâmetros de população dos sub-estados $|M_1| = 1/2$ foram obtidos de aproximadamente 60 correlações angulares proton-gama, utilizando o Método II de Litherland e Ferguson (Li 61). Valores médios destes parâmetros, foram calculados em quatro intervalos superpostos de energia, de ~ 800 keV cada um. A avaliação das contribuições relativas dos dois mecanismos foi feita seguindo o método sugerido por Goldfarb e Wong (Go 66).

Por outro lado, as contribuições dos dois mecanismos podem, também, ser avaliadas, a partir de dados de secção de choque. Para este propósito, curvas teóricas de secção de choque, preditas pelos formalismos de DWBA e Hauser-Feshbach, foram ajustadas a valores médios de distribuições angulares de protons da reação $^{20}\text{Ne}(d,p_1)^{21}\text{Ne}$, calculados nos mesmos quatro intervalos.

Os resultados obtidos por estes dois métodos concordam na faixa de energia entre 1.5 e 3.0 MeV. Na faixa entre 1.0 e 1.5 MeV, o método dos parâmetros de população, mostra, para a razão das populações dos sub-estados $|M_1| = 3/2$ e $|M_1| = 1/2$, um valor maior que o dobro do valor obtido, para esta mesma razão, mediante a análise da secção de choque. Esta discordância foi interpretada, como sendo devida à existên

cia de uma ressonância no sistema $^{20}\text{Ne} + d$. É mostrado que a análise feita com os parâmetros de população pode indicar o spin dessa ressonância.

A B S T R A C T

The present work is an evaluation of the relative contributions of the direct and compound nucleus mechanisms, described by the DWBA and Hauser-Feshbach formalisms, respectively, for the $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$ reaction leading to the first excited state of ^{21}Ne . This evaluation is done through the experimental determination of the population parameters, i.e., the relative population of magnetic substates, for the first excited state of ^{21}Ne , in the incident deuteron energy range of 1.0 to 3.0 MeV. The population parameters of the $|M_1| = 1/2$ substates were obtained from each of approximately 60 proton-gamma angular correlations, measured using the Method II of Litherland and Ferguson (Li 61). Average values of these parameters were calculated in four overlapping energy intervals of ~ 800 keV each. The relative contributions of the two mechanisms was evaluated following the method suggested by Goldfarb and Wong (Go 66).

On the other hand the relative contributions of the two mechanisms can also be evaluated from data on cross-sections. For this purpose, theoretical cross-sections, predicted by the DWBA and Hauser-Feshbach formalisms, were adjusted to fit the average proton angular distributions from the $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$ reaction, calculated in the same four intervals.

The results obtained by the two methods, are in agreement in the energy interval of 1.5 to 3.0 MeV. In the interval of 1.0 to 1.5 MeV, the population parameter method, yields for the ratio of the population of the $|M_1| = 3/2$ substates to that of the $|M_1| = 1/2$ substates, a value larger than twice that obtained from the cross-section analysis. This has been tentatively interpreted as due to the presence of a resonance in the

$^{20}\text{Ne} + d$ system. It appears that the population parameter analysis could yield the spin of such a resonance.

A. INTRODUÇÃO

Há trabalhos bem sucedidos de interpretação de resultados de reações (d,p) através da soma de uma secção de choque direta (descrita por DWBA) com uma secção de choque (incoerente) de núcleo composto (no sentido de Hauser-Feshbach). Entre estes trabalhos podemos citar os de O.Dietzsch et al. (Di 68) e V.Gomes et al. (Go 69).

É importante no entanto, conhecer não só as contribuições dos dois mecanismos mas também possíveis interferências entre eles para melhor compreender estas reações. E. Farelly-Pessoa (Fa 65) num estudo da reação $^{20}\text{Ne}(d,n_0)^{21}\text{Na}$ e $^{20}\text{Ne}(d,n_1)^{21}\text{Na}$, avaliou a interferência entre um mecanismo ressonante e um mecanismo de interação direta. Este mesmo tipo de estudo foi feito por T.Polga (Po 68) para a reação $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$.

Um modo de avaliar as contribuições dos dois mecanismos foi sugerido por L.J.B.Goldfarb e K.K.Wong (Go 66) e consiste na utilização de correlações angulares proton-gama. Este método foi até agora pouco explorado experimentalmente, podendo ser encarado como uma nova maneira de estudar o mecanismo de reações nucleares (d,p).

A observação dos produtos de reação em 0° ou 180° , restringe os subestados magnéticos do núcleo residual que são populados pela reação, aos valores $|M_1| \leq J_x + S_1 + S_2$, onde J_x é o spin do núcleo alvo, S_1 e S_2 são os spins das partículas incidentes e emergentes. Se o spin do núcleo alvo é zero então, para o caso de reações (d,p), os sub-estados populados são $|M_1| = 1/2$ e $|M_1| = 3/2$ quando o proton é detetado em 0° ou 180° .

Considerando somente o mecanismo de interação direta (descrito por DWBA) para o caso em que o momento angular transferido é único (porque o spin do núcleo alvo é zero) pode ser mostrado que os únicos sub-estados populados são $|M_1| = 1/2$. Mostraremos que, mesmo levando-se em consideração potenciais dependentes do spin para o proton e o deuteron, que poderiam explicar uma possibilidade de spin-flip, para as energias do deuteron de interesse neste trabalho (1.1 a 3.0 MeV) a consequente população de sub-estados $|M_1| = 3/2$ é desprezível.

Por outra parte o mecanismo de núcleo composto no limite $\Gamma \gg D$ leva à conclusão que os sub-estados $|M_1| = 1/2$ e $|M_1| = 3/2$ são igualmente populados (Go 66).

Vemos então, que a medida da população relativa dos sub-estados $|M_1| = 1/2$ e $|M_1| = 3/2$ pode conduzir a uma avaliação das contribuições dos dois mecanismos. Trabalhos experimentais neste sentido foram feitos por J.B.Critchley, J.M.Calvert e T.Joy (Cr 71) e W.R.Gibbs e W.Gruebler (Gi 65).

Critchley, Calvert e Joy estudaram a reação $^{28}\text{Si}(d,p)^{29}\text{Si}$ (4,93 MeV) $\rightarrow$ ^{29}Si (estado fundamental) com a energia de 5 MeV para o deuteron e mediram os parâmetros de população para esse estado excitado. Gibbs e Gruebler estudaram os efeitos de spin-órbita na reação $^{20}\text{Ne}(d,n)^{21}\text{Ne}$ e tentaram separá-los experimentalmente dos efeitos devidos ao núcleo composto.

No presente trabalho estudamos a reação $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$ (.35 MeV) $\rightarrow$ ^{21}Ne (estado fundamental) visando avaliar as contribuições dos dois mecanismos utilizando o método das correlações angulares proton-gama. O spin desse estado excitado no ^{21}Ne é 5/2. Foi escolhido o ^{20}Ne como núcleo alvo porque a) tem spin zero e b) dispomos de dados de secção de choque e

curvas de excitação obtidos por T. Polga (Po 68) neste laboratório, num estudo da contribuição dos dois mecanismos usando uma análise completamente diferente da que empregamos.

Foram feitas aproximadamente 60 correlações angulares em intervalos de 30 keV na região de 1.1 a 3.0 MeV de energia de deuteron. De cada correlação angular obtivemos a população relativa dos sub-estados magnéticos. A partir desses dados foram calculados a seguir os valores médios destas populações relativas em quatro intervalos superpostos de energia, de aproximadamente 800 keV cada um.

Por outro lado, os valores médios dos parâmetros de população podem ser obtidos através de uma análise dos dados de secção de choque utilizando-se os formalismos de ondas distorcidas (DWBA) e Hauser-Feshbach. Esta análise foi feita seguindo a técnica indicada por Hodgson (Ho 71), nos mesmos quatro intervalos de energia acima indicados. Os valores das populações relativas acima obtidas concordam dentro das incertezas experimentais, com os valores obtidos mediante as correlações angulares.

B. RESUMO TEÓRICO

Nesta secção é feita uma comparação entre as expressões para a correlação angular partícula-gama determinadas por duas teorias: uma independente dos mecanismos de reação e a outra derivada a partir da teoria de ondas distorcidas na aproximação de Born (DWPA).

Para tanto serão examinadas de forma resumida as duas expressões.

A figura (1) é um esquema de níveis que servirá para ilustrar os números quânticos utilizados na exposição.

I) Teoria de correlações independente do mecanismo de reação.

Esta teoria descreve a distribuição angular do gama de decaimento utilizando parâmetros de população, ou seja, a probabilidade relativa de população dos sub-estados magnéticos M_1 do estado J_1 . Todos os detalhes de formação do estado J_1 estão contidos nestes parâmetros, que são tratados como quantidades desconhecidas a serem determinadas pela medida experimental da distribuição angular do gama.

Este método dos parâmetros de população supõe que o estado J_1 é alinhado, mas não polarizado, em relação a um eixo de simetria cilíndrica. Isto quer dizer que os sub-estados magnéticos são populados simetricamente.

Uma das maneiras de obter o alinhamento do estado J_1 numa reação (d,p) é observar os protons com detetores dispostos em simetria cilíndrica em torno da direcção do feixe incidente, que é tomado como eixo de quantização. É possível diminuir o número de sub-estados populados se o detetor de protons é colocado em 0° ou 180° (Li 61), pois neste caso os sub-esta-

dos populados serão limitados aos valores $|M_1| \leq J_x + S_1 + S_2$ onde J_x é o spin do núcleo alvo, S_1 e S_2 são os spins das partículas incidente e emergente. As projeções dos momentos angulares orbitais sobre o eixo de quantização, das partículas incidente e emergente, são nulos.

Com as condições de simetria cilíndrica, supondo que somente duas multipolaridades L, L' da radiação gama são importantes no decaimento, e que os dois estados J_1 e J_2 tem paridade definida, a expressão para a distribuição angular da radiação gama é dada por H.J.Rose e D.M.Brink (Ro 67):

$$(B 1) \quad W(\theta) = \sum_K B_K(J_1) \{ R_K(LLJ_1J_2) + 2\delta R_K(LL'J_1J_2) + \delta^2 R_K(L'L'J_1J_2) \} \times \\ \times \{1+\delta^2\}^{-1} P_K(\cos\theta)$$

K assume somente valores pares e δ é a razão de mistura das duas multipolaridades. Os fatores $R_K(L L' J_1 J_2)$ são coeficientes de acoplamento dos momentos angulares, tabelados por H.J.Rose e D.M.Brink (Ro 67).

$B_K(J_1)$ é dado por:

$$(B 2) \quad B_K(J_1) = \sum_{M_1} \omega(M_1) (-)^{J_1-M_1} (2J_1+1)^{1/2} (J_1 M_1 J_1 - M_1 | K 0)$$

sendo que $\omega(M_1)$ são os parâmetros de população e estão normalizados pela relação

$$\sum_{M_1} \omega(M_1) = 1$$

Os parâmetros que podem ser determinados experimentalmente são: a razão de mistura de multipolaridades δ e os parâmetros de população $\omega(M_1)$.

II) Correlações angulares partícula-gama para mecanismos de interação direta

G.R.Satchler e W.Tobocman (Sa 60) dão a expressão da distribuição angular de gamas em termos da teoria de ondas distorcidas (DWBA), supondo que efeitos de potenciais dependentes de spin são desprezíveis e o momento angular transferido é único. Essa expressão, supondo somente duas multipolaridades $L L'$ para a radiação gama, utilizando os fatores $R_K(L L' J_1 J_2)$ e com algumas modificações na notação é

$$(B 3) \quad W(\theta, \phi) = \sum_K g_K \{ d_{K0}^{P_{K0}}(\cos\theta) + 2 \sum_{q>0} (-)^q \left\{ \frac{(K-q)!}{(K+q)!} \right\}^{1/2} P_K^q(\theta) d_{Kq} \cos(q\phi) \}$$

onde

$$g_K = \left\{ \sum_{jj'} \theta_{j\ell} \theta_{j'\ell} \eta_K(jj' J_x J_1) \right\} \{ R_K(LL J_1 J_2) + 2 \delta R_K(LL' J_1 J_2) + \delta^2 R_K(L'L' J_1 J_2) \} \times \\ \times \{1 + \delta^2\}^{-1}$$

J_x é o spin do núcleo alvo

$\theta_{j\ell}$ são as larguras reduzidas para a captura com $j = \ell \pm 1/2$ e são normalizadas por

$$\sum \theta_{j\ell}^2 = 1$$

Os coeficientes $\eta_K(j j' J_x J_1)$ são dados por

$$(B 4) \quad \eta_K(jj' J_x J_1) = \{ (2J_1+1) (2j+1) (2j'+1) \}^{1/2} (-)^{J_x - J_1 - J_2} (j_1/2 j' - 1/2 | K0) \times \\ \times W(J_1 J_1 jj'; KJ_x)$$

G.R.Satchler (Sa 53).

A dinâmica do mecanismo de Stripping é descrita pelos fatores d_{Kq} cuja expressão é:

$$(B 5) \quad d_{Kq} = \rho_{Kq}(\ell\ell) (-)^{\ell} \{ (\ell 0 \ell 0 | K0) (2\ell+1) \}^{1/2} \rho_{00}(\ell\ell) \}^{-1}$$

onde ρ_{KQ} são tensores estatísticos descritos por R.Huby, M.Y. Refai e G.R.Satchler (Hu 58).

$$(B 6) \quad \rho_{KQ}(\ell\ell') = \sum_{mm'} (-)^{\ell'-m'} (\ell m \ell' -m' | KQ) \beta_{\ell}^m \beta_{\ell'}^{m'*}$$

onde

$$(B 7) \quad \beta_{\ell}^m = (2\ell+1)^{-1/2} \int \psi_p^*(\vec{k}_p, \vec{r}_p) u_{\ell}^*(r_n) i^{-\ell} Y_{\ell}^m(\theta_n, \phi_n)^* V_{np}(|\vec{r}_p - \vec{r}_n|) \times \\ \times \psi_d(\vec{k}_d, \vec{r}_n, \vec{r}_p) d\vec{r}_n d\vec{r}_p$$

Para o caso em que o momento angular transferido, ℓ , é único, ou seja o spin do núcleo alvo $J_x = 0$ e sabendo que

$$W(J_1 J_1 j j'; K J_x) = (-)^{j+J_1-K} (2j+1)^{-1/2} (2J_1+1)^{-1/2} \delta_{J_1 j} \delta_{J_1 j'}$$

a expressão (B4) se reduz a:

$$\eta_K(j j' 0 J_1) = (2j'+1)^{1/2} (-)^{j+1/2-K} (j \ 1/2 \ j' \ -1/2 | K0) \delta_{J_1 j} \delta_{J_1 j'}$$

e

$$g_Q = (2J_1+1)^{1/2} (-)^{J_1+1/2-K} (J_1 \ 1/2 \ J_1 \ -1/2 | K0) \times \\ \times \{R_K(LLJ_1 J_2) + 2\delta R_K(LL'J_1 J_2) + \delta^2 R_K(L'L'J_1 J_2)\} \{1+\delta^2\}^{-1}$$

Considerando a direção do deuteron incidente como eixo de quantização e detetando os protons em 0° ou 180° , temos simetria cilíndrica e portanto $q = 0$, a expressão (B3) se reduz a:

$$W(\theta) = \sum_K (2J_1+1)^{1/2} (-)^{J_1+1/2} (J_1 \ 1/2 \ J_1 \ -1/2 | K0) d_{K0} \times \\ \times \{R_K(LLJ_1 J_2) + 2 \delta R_K(LL'J_1 J_2) + \delta^2 R_K(L'L'J_1 J_2)\} \{1+\delta^2\}^{-1}$$

K tomando valores pares.

Comparando esta expressão com (B1) e (B2) vemos que $d_{K0} = \omega(1/2)$ e somente os sub-estados $|M_1| = 1/2$ são alimentados. Nesse caso, pela normalização $\sum_{M_1} \omega(M_1) = 1$, o valor de $\omega(1/2)$ é: $\omega(1/2) = 1$.

Uma possível população de outros sub-estados, contida na teoria de correlações angulares independente do mecanismo de reação, seria produzida

- a) pela introdução na teoria de ondas distorcidas (DWBA) de potenciais dependentes de spin responsáveis pelo spin-flip
- b) por outros mecanismos de reação, em particular pelo mecanismo de núcleo composto.

A inclusão de potenciais de acoplamento spin-órbita faz com que as amplitudes reduzidas β_{ℓ}^m em (B7) dependam das projeções dos spins, σ , e σ_2 do deuteron e do proton respectivamente (Sa 64). Neste caso a expressão (B6) para um ℓ único e $q = 0$ torna-se

$$\begin{aligned}
 (B\ 8) \quad \rho_{K0} &= \sum_{\sigma_1 \sigma_2} (K0 \ j \ \sigma_2 - \sigma | j \ \sigma_2 - \sigma) \cdot |\beta_{\ell j}^{0\sigma_1 \sigma_2}|^2 \\
 &= (K0j1/2 | j1/2) (|\beta_{\ell j}^{01^{1/2}}|^2 + |\beta_{\ell j}^{00^{1/2}}|^2 + |\beta_{\ell j}^{00^{-1/2}}|^2 + |\beta_{\ell j}^{0-1^{-1/2}}|^2) + \\
 &\quad + (K0j3/2 | j3/2) (|\beta_{\ell j}^{01^{-1/2}}|^2 + |\beta_{\ell j}^{0-1^{1/2}}|^2) \quad \text{e a fração de}
 \end{aligned}$$

spin flip é:

$$(B\ 9) \quad \xi_{ID} = (|\beta_{\ell j}^{01^{-1/2}}|^2 + |\beta_{\ell j}^{0-1^{1/2}}|^2) / \sum_{\sigma_1 \sigma_2} |\beta_{\ell j}^{0\sigma_1 \sigma_2}|^2$$

Os parâmetros de população $\omega(M_1)$ podem ser avaliados para reações via núcleo composto, fazendo as hipóteses estatísticas usuais no limite $T \gg D$. (Ha 52), L.J.B.Goldfarb e K.K. Wong (Go 66) dão a expressão para os parâmetros $\omega(M_1)$; com a

notação usada aqui, essa expressão é:

$$(B\ 10) \quad \omega(M_1) = \frac{1}{32\pi^2} \frac{1}{(2\sigma_1+1)} \sum_{j_1 \ell_1 j_2 \ell_2}^J \{ (J_1 M_1 j_2 1/2 | J M_1 + 1/2)^2 + \\ + (J_1 M_1 j_2 -1/2 | J M_1 - 1/2)^2 \} \times (2J+1)(2J_2+1) \frac{T_{j_1 \ell_1}^J(E_1) T_{j_2 \ell_2}^J(E_2)}{\sum_{\alpha} T_{j_{\alpha} \ell_{\alpha}}^J(E_{\alpha})}$$

onde J é o spin do núcleo composto. j_{α} , ℓ_{α} , E_{α} são o momento angular total, momento angular orbital e a energia da partícula no canal α . j_1 , ℓ_1 , E_1 são o momento angular total, momento angular orbital e a energia do deuteron. j_2 , ℓ_2 , E_2 idem para o proton.

Os coeficientes de transmissão $T_{j_{\alpha} \ell_{\alpha}}^J(E_{\alpha})$ são obtidos a partir da matriz de reação calculada com potenciais óticos. A soma no denominador inclui todos os modos possíveis de decaimento do núcleo composto, compatíveis com a conservação de energia, paridade e momento angular.

A razão dos parâmetros de população de dois sub-estados, M_1 e M_2 , para o caso em que tanto o mecanismo de interação direta quanto o de núcleo composto, no sentido discutido acima, estiverem presentes numa reação, pode ser obtida a partir da definição de parâmetro de população ou seja: a probabilidade relativa de população do sub-estado magnético. Podemos então escrever:

$$\omega(M_1) = |R|_{M_1}^2 / |R|^2$$

sendo $|R|_{M_1}^2$ o quadrado do módulo da amplitude de reação para o sub-estado M_1 e

$$|R|^2 = \sum_{M_1=J_1}^{M_1=J_1} |R|_{M_1}^2$$

Supondo que não há interferência entre os mecanismos de interação direta e de núcleo composto, o termo no numerador pode ser escrito como uma soma incoerente dos quadrados dos módulos de amplitude $|R^{ID}|_{M_1}^2$ para a interação direta e $|R^{NC}|_{M_1}^2$ para o mecanismo de núcleo composto:

$$\omega(M_1) = \frac{|R^{ID}|_{M_1}^2 + |R^{NC}|_{M_1}^2}{|R|^2}$$

A razão dos parâmetros de população de dois sub-estados $|M_1| = 1/2$ e $|M_1| = 3/2$ é então:

$$\xi \equiv \frac{\omega(3/2)}{\omega(1/2)} = \frac{|R^{ID}|_{3/2}^2 + |R^{NC}|_{3/2}^2}{|R^{ID}|_{1/2}^2 + |R^{NC}|_{1/2}^2}$$

ou

$$(B\ 11) \quad \xi = \frac{\xi_{ID} + x\xi_{NC}}{1 + x}$$

onde $\xi_{ID} = \frac{|R^{ID}|_{3/2}^2}{|R^{ID}|_{1/2}^2}$ representa a contribuição de spin-

flip no mecanismo de interação direta;

$\xi_{NC} = \frac{|R^{NC}|_{3/2}^2}{|R^{NC}|_{1/2}^2}$ é a razão dos parâmetros de população de

terminada pelo núcleo composto; e

$x = \frac{|R^{NC}|_{3/2}^2}{|R^{ID}|_{1/2}^2}$ é a razão dos quadrados dos módulos das ampli-

tudes de reação, para cada mecanismo, que deixam o núcleo residual nos sub-estados $|M_1| = 1/2$ (Go 66).

Vemos que se podemos conhecer os valores de ξ_{ID} e ξ_{NC} , a determinação experimental de ξ permite avaliar x que

pode ser visto como uma medida da contribuição relativa do mecanismo de núcleo composto com relação ao de interação direta.

C. PARTE EXPERIMENTAL

São descritos nesta parte o arranjo experimental, os dados obtidos e o procedimento seguido para, a partir dos dados, obter os parâmetros de população.

I) Arranjo experimental

Foi utilizado o feixe de deuterons produzido no acelerador Van de Graaff da U.S.P. O controle de energia deste acelerador é feito por um voltímetro diferencial (Po70), tendo uma incerteza de ± 3 keV em 992 keV, ou seja $\pm 0,3\%$. O feixe, depois de analisado por um eletroímã, é focalizado por um sistema de dois quadrupolos magnéticos e colimado de modo que a divergência máxima é de $0,03^\circ$. O colimador consiste essencialmente de dois discos de Ta coaxiais, com orifícios centrais de 3 mm de diâmetro, espaçados por uma distância de 1,10 m. Numa das extremidades do colimador está a câmara de espalhamento.

I-1) Câmara de espalhamento e alvo

Esta câmara é um cilindro oco de aço com o diâmetro e altura de 50 mm e paredes laterais com espessura de 0,5 mm. O eixo da câmara é colocado verticalmente, normal à direção do feixe incidente. No interior e coaxial com a câmara está colocado um cilindro de 10 mm de diâmetro e cujas paredes, de aço, têm uma espessura de 0,2 mm. No interior deste cilindro é contido o alvo gasoso de ^{20}Ne . Para permitir a passagem do feixe pelo gás e a detecção de partículas, o cilindro que contém o alvo, tem dois furos colineares, cada um com o diâmetro de 5 mm, cobertos com folhas de Ni de 0,0013 mm de espes-

sura. A perda de energia do feixe de deuteronos ao atravessar a folha de entrada é de 120 a 180 keV, dependendo da energia do feixe, sendo a dispersão na energia, devida à folha, da ordem de 15 keV.

Detalhes da câmara, parte do colimador e a célula de gás, são mostrados nas figuras (2) e (3). A figura (2) é um corte por um plano horizontal e a figura (3) é por um plano vertical.

O alvo gasoso de ^{20}Ne apresentou quantidades bastante elevadas de contaminantes, principalmente nitrogênio e oxigênio que afetaram o espectro de protons. Destes contaminantes, é o nitrogênio que mais afeta o espectro de partículas na região dos grupos de protons que deixam o ^{21}Ne no estado fundamental e no primeiro estado excitado, por dois motivos:

a) Os valores Q para as reações $^{14}\text{N}(d,p)^{15}\text{N}$ e $^{14}\text{N}(d,\alpha)^{12}\text{C}$ são 8.609 MeV e 13.574 MeV, respectivamente, e portanto, mais altos que o valor $Q = 4.53$ MeV para a reação $^{20}\text{Ne}(d,p)^{21}\text{Ne}$.

b) As seções de choque para aquelas reações são maiores que para a reação de interesse.

A contaminação de oxigênio não afeta o espectro de partículas na região de interesse devido aos valores baixos dos Q para as reações $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ e $^{16}\text{O}(d,\alpha)^{14}\text{N}$ (1.917 MeV e 3.112 MeV, respectivamente).

Para eliminar estes contaminantes foi utilizado um sistema de purificação descrito em detalhes por T. Polga (Po 68). A purificação consiste em passar o gás através de magnésio quente que reage com o oxigênio e o nitrogênio formando compostos estáveis. Com esta purificação foram conse-

guidos espectros satisfatórios de protons. A pressão do gás foi medida com um manômetro de mercúrio e mantida em 160 torr durante toda a experiência. A incerteza na medida da pressão é ± 1 torr.

I-2) Detetores

Para a detecção dos protons foi utilizado um detector de Si de 1000μ de espessura sensível, fabricado pela ORTEC. Este detector é anular com o diâmetro externo medindo 19 mm e o do orifício 4 mm e com uma área sensível de 300 mm^2 . O mesmo é colocado na flange de ligação entre a câmara e o colimador, à distância de 70 mm do centro da câmara, detetando as partículas espalhadas entre 172° e 178° . Na frente deste detector foram colocadas folhas de Ni em número suficiente para parar os deuterons espalhados pelas folhas de Ni e pelo alvo na célula de gás. A resolução em energia de protons de interesse (p_1) é afetada por essas folhas, mas, mesmo assim este grupo está bem separado do grupo de protons que deixa o ^{21}Ne no estado fundamental. A figura (4) mostra um espectro típico de protons. Depósitos de carbono sobre as superfícies das folhas de Ni da célula contendo o alvo são responsáveis pelo aparecimento do grupo de protons da reação $^{12}\text{C}(d,p)^{13}\text{C}$ (estado fundamental). A possível presença de oxigênio nessas mesmas folhas explica os grupos de protons devidos às reações $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ (estado fundamental) e $^{16}\text{O}(d,p)^{17}\text{O}$ (primeiro estado excitado).

A detecção de gamas foi feita com um cristal de NaI (Tl) de $7,5 \times 7,5$ cm, montado numa fotomultiplicadora RCA-8054, com a face frontal à distância de 18 cm do centro da câmara, sendo de 20° o ângulo total subtendido por este detector. A incerteza na medida desta distância é ± 1 mm. A resolução

do conjunto cristal-fotomultiplicadora é de 7% para o fotopico correspondente ao gama de 1,33 MeV do ^{60}Co .

O detetor de gamas esteve montado sobre uma mesa que pode girar em torno de um eixo vertical, sendo que o detetor é mantido no plano horizontal. O eixo de rotação da mesa tem que ser o mesmo que o eixo da câmara, para manter constante a distância entre o detetor de gamas e o centro da câmara, onde se dá a reação. Esta centragem foi verificada de duas maneiras independentes:

a) Colocando uma fonte de ^{60}Co no centro da câmara e medindo as contagens no fotopico do gama de 1.33 MeV durante tempos iguais, para vários ângulos entre $+90^\circ$ e -90° , sendo 0° o ângulo entre o detetor e a direção do feixe.

Admitindo a isotropia da fonte, se a distância entre ela e o detetor é constante, o número de contagens é independente do ângulo. Deste modo ajustamos a posição da mesa até termos uma variação de no máximo 1% nas contagens em função do ângulo.

b) A outra maneira de verificar a centragem foi com a reação $^{16}\text{O}(d,p\gamma)^{17}\text{O}$, observando o gama de decaimento do primeiro estado excitado do ^{17}O em coincidência com os prótons correspondentes. Este gama tem 870 keV e a emissão é isotrópica pois o spin desse estado é 1/2. Com este método verificamos a centragem dentro de 2%.

I-3) Eletrônica

Um diagrama do sistema eletrônico utilizado é mostrado na figura (5). Todos os componentes desse sistema foram fabricados pela ORTEC.

Os sinais dos detetores depois de terem passado

pelos respectivos estágios de amplificação, constituídos pelos pre-amplificadores 109A e 113, para os protons e gamas, respectivamente e pelos amplificadores 440A, são discriminados pelos analisadores monocanais T.S.C.A. 420, de modo que entram no estágio de coincidência somente os pulsos correspondentes aos grupos de protons e de gamas de interesse. Estes pulsos são atrasados um em relação ao outro de um tempo Δt , escolhido convenientemente.

A coincidência é feita num conversor de tempo em amplitude, T.H.P.C. 437. Os sinais dos dois detetores, devidos a um proton e a um gama de coincidência, chegarão ao conversor de tempo em amplitude com um atraso relativo Δt e os pulsos na saída do conversor ficarão distribuídos em torno da amplitude correspondente a Δt ; no entanto esta distribuição, para os sinais que não estiverem em coincidência, se dará ao acaso.

Se o número de coincidências reais, R , for maior que o de casuais, C , a distribuição dos pulsos do conversor mostrará um pico na amplitude correspondente a Δt , que representa as coincidências reais, e um fundo constante devido às coincidências casuais. A largura na meia altura deste pico é tomada como sendo a resolução em tempo do sistema.

Um espectro típico desta distribuição, obtido na experiência, é mostrado na figura (6). A resolução em tempo é de 20 ns; esta resolução foi medida calibrando o conversor de tempo em amplitude com pulsos cujos atrasos relativos eram conhecidos.

Uma outra maneira de medir a resolução em tempo é usando a relação $C = \tau N_1 N_2$ onde C é o número de coincidências casuais por unidade de tempo, τ é o tempo de resolução, N_1 e

N_2 são números de pulsos correspondentes a protons e gamas, não relacionados temporalmente, que por unidade de tempo chegam ao conversor. Desta maneira também foi obtido um valor para $\tau \sim 20$ ns.

Um fator importante neste tipo de trabalho é a razão dos números de coincidências reais sobre o de casuais que tem que ser mantida alta para diminuir as incertezas experimentais. Isto é conseguido ou com uma boa resolução em tempo, ou com as taxas de contagens N_1 e N_2 baixas conseguidas com intensidade de feixe apropriadas. O valor médio de R/C foi em torno de 15, durante a experiência, sendo que a intensidade máxima do feixe foi de 60 nA.

O espectro de gamas em coincidência com o grupo de protons de interesse é obtido mediante uma coincidência lenta, feita pelo circuito "slow coincidence 409", entre os sinais do detetor de gamas e os pulsos do conversor cujas amplitudes correspondem ao pico de coincidências reais (fig 6), discriminados por um dos analisadores monocanais 406A. Este espectro de coincidências tem uma contribuição de coincidências casuais; é necessário então, subtrair esta contribuição e portanto conhecer o espectro de gamas devido às coincidências casuais. Este espectro é obtido da mesma forma que o anterior, sendo que os pulsos do conversor utilizados na coincidência lenta são aqueles cujas amplitudes correspondem às coincidências casuais somente. É de interesse a obtenção simultânea destes dois espectros, o que implica na duplicação de uma parte da aparelhagem eletrônica. Na impossibilidade de duplicação então é necessária a obtenção de um espectro por vez, o que envolve aumento de tempo de tomada de dados; neste caso, é necessário manter as mesmas condições de feixe

para cada um dos espectros, pois o de coincidências casuais depende destas condições. Na figura (7) são comparados um espectro total de gamas com um espectro de gamas em coincidência com os protons da reação $^{20}\text{Ne}(d,p(350\text{ keV } \gamma))^{21}\text{Ne}$. O pico correspondente a 511 keV provem dos gamas de aniquilação devidos à reação $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$. O ^{13}N tem uma vida média de ~10s., emitindo β^+ . Pela figura podemos ver que esse pico não aparece quando o espectro de gamas é tomado em coincidência com os protons.

Se o gama de decaimento é único, como por exemplo, o de decaimento do primeiro estado excitado para o fundamental, o número de coincidências reais, dado pela soma das contagens no pico da distribuição de pulsos do conversor de tempo em amplitude (T.H.P.C.), se referirá unicamente a esse gama e portanto, não é necessário tomar os espectros de gamas em coincidência com o grupo de protons nem o correspondente de coincidências casuais, bastando contar o número de coincidências no pico do espectro dado pelo conversor de tempo em amplitude e subtrair o fundo constante, nesse espectro, devido às coincidências casuais.

Algumas correlações angulares neste trabalho foram obtidas pelas duas maneiras, concordando os resultados dentro das incertezas experimentais. Em vista destes resultados as demais correlações foram tomadas utilizando a segunda maneira, ou seja, contando o número de coincidências totais e subtraindo deste número o de coincidências casuais. O erro estatístico no número de coincidências reais será dado portanto por:

$$\sigma_R = \sqrt{\sigma_T^2 + \sigma_C^2} \quad \text{onde} \quad \sigma_T = \sqrt{T} \quad \text{e} \quad \sigma_C = \sqrt{C}$$
 são os erros estatísticos para as coincidências totais e casuais respectivamente.

O número de coincidências em cada ângulo foi escolhido de maneira que a incerteza estatística fosse de 3 a 4%, o que representa aproximadamente 1000 contagens de coincidências totais (reais + casuais). Logicamente, estas contagens precisam ser normalizadas; esta normalização foi feita de duas maneiras:

a) Pela integração de corrente no alvo.

b) Pelo número de protons correspondentes ao primeiro estado excitado do ^{21}Ne . Estas duas maneiras deram resultados concordantes dentro de 1%.

Foram feitas 60 correlações angulares no intervalo de energia do feixe de 1,1 a 3.0 MeV em passos de 30 keV. Numa primeira série os gamas foram detetados em 0° , 30° , 60° e 90° ; outra série em 0° , 45° e 90° . O posicionamento angular do detector foi medido dentro de $\pm 0.5^\circ$.

II Procedimento seguido para obter os parâmetros de população

Os parâmetros de população $\omega(1/2)$ e a razão de mistura de multipolaridade, δ , podem, em princípio, ser obtidos minimizando a expressão:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\{Y_i - NW(\theta_i)\}^2}{\sigma_{R_i}^2}$$

onde Y_i é o valor experimental do número de gamas em coincidência com os protons no ângulo θ_i ; $\sigma_{R_i}^2$ é o correspondente erro quadrático médio; $W(\theta_i)$ é o valor teórico da distribuição no ângulo nos quais foram tomados os dados e N é o fator de normalização. No caso da reação $^{20}\text{Ne}(d, p \gamma)^{21}\text{Ne}$, $W(\theta_i)$ é obtido particularizando as expressões (B1) e (B2) dadas na seção B

para o caso em que somente dois sub-estados, $|M_1| = 1/2$ e $|M_1| = 3/2$ são populados:

$$(B\ 1) \quad W(\theta_i) = \sum_k B_k(J_1) \{ R_k(LLJ_1J_2) + 2\delta R_k(LL'J_1J_2) + \delta^2 R_k(L'L'J_1J_2) \} \{1+\delta^2\}^{-1} P_k(\cos\theta_i)$$

$$(B\ 2) \quad B_k(J_1) = 1/2 \{ \omega(1/2) \rho_k(J_1\ 1/2) + (1-\omega(1/2)) \rho_k(J_1\ 3/2) \}$$

onde $\rho_s(J_1 M_1)$ são fatores tabelados (Ro 67).

Para poder comparar estas expressões com os dados experimentais, algumas correções devidas às dimensões finitas dos detetores de partículas, de gamas e do alvo, são necessárias.

1) Correção devida ao detetor de partículas

Sendo que o detetor de partículas não é puntiforme, mas subtende ângulos $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$, as projeções dos momentos angulares das partículas detetadas não são nulas, o que implica que os sub-estados alimentados, no presente trabalho, podem ser $|M_1| \leq 5/2$. Para avaliar a correção devida à alimentação do sub-estado $|M_1| = 5/2$ é necessário conhecer os mecanismos de reação; pode-se entretanto, mostrar que se $\theta_0 \ll \pi$, esta alimentação é da ordem de θ_0^2 (ver apêndice). No nosso caso, $\theta_0 = 8^\circ = 0.14$ rad. e esta correção é da ordem de 0.019. Sendo muito pequena, não foi levada em consideração.

2) Correção devida ao detetor de gamas

O tamanho finito do detetor de gamas introduz uma atenuação na correlação angular. Esta atenuação é levada em consideração multiplicando cada termo da somatória na expressão (B1) por fatores Q_k . Estes fatores foram calculados e tabelados, para diversos tamanhos de cristais de NaI e várias

distâncias do cristal ao alvo, por M.E.Rose (Ro 53). No presente trabalho, com um cristal de $7,5 \times 7,5$ cm à distância de 18 cm do alvo os valores de Q_k são: $Q_2 = 0.97$ e $Q_4 = 0.91$.

3) Correção devida à dimensão não nula do alvo.

Considerando o alvo como sendo um cilindro de ~ 3 mm de diâmetro e 10 mm de comprimento, e portanto com dimensão longitudinal muito menor que a distância até o detetor de gammas, esta correção é praticamente nula.

Para achar os valores de δ e $\omega(1/2)$ que minimizam χ^2 foi utilizado um programa de computação escrito em Algol por O.Häusser et al. (Ha 66) e traduzido para FORTRAN 4 pela Profª. Phyllis Roney.

Todos os valores de δ obtidos desta maneira no presente trabalho, estão entre os limites -0.08 e 0.50 determinados por A.J.Howard et al. (Ho 67), que estudaram com esta reação os níveis do ^{21}Ne .

Neste programa podem ser variados independentemente os valores de δ e $\omega(1/2)$ nos intervalos $-\infty \leq \delta \leq +\infty$ e $0 \leq \omega(1/2) \leq 1$. Devido à inexistência de limites na variação de δ , devemos fazer uma transformação adequada que leva em consideração este fato; assim, em vez de variar δ , variamos $\text{arctg} \delta$ entre os valores $-90^\circ \leq \text{arctg} \delta \leq 90^\circ$. O passo da variação de $\text{arctg} \delta$ foi escolhido como sendo 0.5° .

Para cada valor de $\text{arctg} \delta$, o programa calcula o valor de $\omega(1/2)$ que minimiza χ^2 . Alguns resultados típicos de χ^2 como função de $\text{arctg} \delta$ são mostrados na figura 8. Vemos que o valor de χ^2 apresenta um mínimo na região de $\text{arctg} \delta \approx -3^\circ$, ou seja $\delta \approx -0.05$, mas os valores dos parâmetros de população, $\omega(1/2)$, que minimizam χ^2 nesta região são, em quase a to

talidade das correlações angulares, maiores que 1.0. Assim sendo, esse mínimo não tem significado físico.

Para valores de $\arctg \delta$ maiores que -3° , a variação de χ^2 como função de $\arctg \delta$ é muito lenta e portanto a incerteza na determinação de δ e consequentemente de $\omega(1/2)$ é muito grande.

Este fato poderia ser explicado pelo número relativamente alto de parâmetros livres: δ , $\omega(1/2)$ e N que são variados para minimizar χ^2 , sendo então que uma possível maneira de diminuir estas incertezas seria reduzir o número destes parâmetros. Isto pode ser conseguido com a reação $^{18}\text{O}(\alpha, n\gamma)^{21}\text{Ne}$, pois, sendo nulo o spin do ^{18}O e das partículas alfa, os únicos sub-estados magnéticos populados do ^{21}Ne , observando os neutrons em 0° são $|M_1| = 1/2$ e então o único valor que $\omega(1/2)$ pode ter é $\omega(1/2) = 1$.

Em vista dos resultados pouco satisfatórios para δ e $\omega(1/2)$, conseguidos com o programa acima mencionado, foi seguido um outro processo para determinar $\omega(1/2)$.

Este processo consiste em ajustar os parâmetros a_k da expressão

$$(C\ 1) \quad W(\theta_i) = \sum_{k=0}^n Q_k a_k P_k(\cos\theta_i)$$

para cada correlação angular, de modo a minimizar o valor de χ^2 dado por:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{\{Y_i - NW(\theta_i)\}^2}{\sigma_{R_i}^2}$$

Os valores de k são restritos pela condição $k = \min(2L, 2L', 2J_1)$ onde L e L' são as multipolaridades do gama de

decaimento. No caso da reação $^{20}\text{Ne}(d,p(350\text{keV } \gamma))^{21}\text{Ne}$ sendo o spin desse estado $J_1 = 5/2$, o valor máximo de k é 4.

A figura (9) mostra um ajuste obtido para as correlações angulares.

Das expressões (B1) e (B2) pode-se ver que os coeficientes a_k da expressão (C1) são relacionados a $\omega(1/2)$ por:

$$(C\ 2) \quad a_k = B_k(J_1) \{ R_k(LLJ_1J_2) + 2\delta R_k(LL'J_1J_2) + \\ + \delta^2 R_k(L'L'J_1J_2) \} \{1+\delta^2\}^{-1}$$

sendo a normalização tal que $a_0 = 1$.

O termo à direita na expressão (C2) tem dois fatores, um deles depende unicamente de δ e o outro, $B_k(J_1)$, somente de $\omega(1/2)$. Portanto conhecendo-se o valor de δ e de um dos coeficientes a_k é possível determinar $\omega(1/2)$. Neste trabalho foi utilizado o valor $\delta = 0.05 \pm 0.03$ obtido por W.M.Deuchars (De 61) com a reação $^{18}\text{O}(\alpha,n\gamma)^{21}\text{Ne}$, já mencionada.

Os coeficientes a_k que foram escolhidos para obter $\omega(1/2)$ são os coeficientes a_2 pois os erros relativos destes coeficientes são muito menores que os dos coeficientes a_4 .

As incertezas nos valores de $\omega(1/2)$ são devidas principalmente à incerteza no valor de δ .

Na figura (10) podemos ver os parâmetros de população $\omega(1/2)$, obtidos desta forma, em função da energia dos deuterons.

D. ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A análise dos resultados experimentais é simplificada se pudermos supor que:

a) não há interferência entre os mecanismos de interação direta e de núcleo composto.

b) no mecanismo de interação direta os possíveis acoplamentos spin-órbita nos potenciais dos sistemas deuteron - ^{20}Ne e proton- ^{21}Ne , tem efeitos desprezíveis na população do sub-estado $|M_1| = 3/2$

c) o mecanismo de núcleo composto, com muitos estados superpostos, alimenta igualmente os sub-estados $|M_1| = 1/2$ e $|M_1| = 3/2$.

Para verificar se estas condições são satisfeitas no caso da reação $^{20}\text{Ne}(d, p_1)^{21}\text{Ne}$ e no intervalo de energia do deuteron de 1.0 a 3.0 MeV, foram feitas análises com os dados de secção de choque obtidos neste laboratório por T. Polga (Po 68). Estes dados consistem em distribuições angulares de deuterons espalhados elasticamente e grupos de protons que deixam o ^{21}Ne no estado fundamental e nos três primeiros estados excitados, na faixa de energia entre 1.25 e 3.30 MeV.

As análises foram feitas seguindo tres passos:

1) tomar médias das distribuições angulares experimentais dos deuterons espalhados elasticamente e do grupo de protons que deixam o ^{21}Ne no 1º estado excitado, em intervalos de energia apropriados.

2) ajustar as curvas teóricas de secção de choque a essas médias.

3) a partir das secções de choque teóricas assim ajustadas, avaliar os efeitos de acoplamento spin-órbita no me

canismo de interação direta e a alimentação de cada sub-estado pelo mecanismo de núcleo composto.

A seguir são descritos de maneira resumida esses tres passos.

1) As médias das distribuições angulares foram feitas em quatro intervalos superpostos de energia, a saber:

1.250 MeV a 2.084 MeV energia média: 1.67 MeV

1.670 MeV a 2.542 MeV energia média: 2.25 MeV

2.167 MeV a 2.875 MeV energia média: 2.52 MeV

2.459 MeV a 3.250 MeV energia média: 2.85 MeV

2) As seções de choque teóricas, preditas pela teoria de ondas distorcidas e pelo formalismo de Hauser-Feshbach foram então ajustadas às seções de choque médias, supondo válida a relação:

$$(D\ 1) \quad \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ID} + \left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{NC}$$

onde $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{ID}$ é a seção de choque para a interação direta e

$\left\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \right\rangle_{NC}$ é a seção de choque média para núcleo composto (Ho 71).

Os potenciais óticos utilizados para o cálculo das seções de choque são da forma:

$$(D\ 2) \quad V_N(r) = -V_0 \left\{ 1 + \exp\left(-\frac{r-r_0 A^{1/3}}{a_0}\right) \right\}^{-1} - iW \left\{ 1 + \exp\left(-\frac{r-r_V A^{1/3}}{r_V}\right) \right\}^{-1}$$

Os parâmetros do potencial para o sistema deuteron- ^{20}Ne foram determinados a partir das distribuições angulares médias dos deuterons espalhados elasticamente e com o programa "Computer Programme for Optical Model Analysis of Nuclear Scattering" escrito por J.M.Cohenca (Co 41). Para o sistema proton- ^{21}Ne , os parâmetros foram deduzidos da fórmula sugerida

por F.G.Perey (Pe 63).

$$V_0 = 53.3 - 0.55E + \frac{4Z}{A^{1/3}} + 27 \frac{N-Z}{A} + 28\beta^2$$

$$W = 3.5A^{1/3} + 48 \frac{N-Z}{A} + 25\beta^2$$

onde $\beta = 0.5$ para núcleos deformados.

Os valores destes parâmetros são:

Partícula	V_0	r_0	a_0	W	r_v	a_v
Deuteron	130.246	1.30	0.708	14.511	1.30	0.662
Proton	72.73	1.25	0.65	18.19	1.25	0.65

No intervalo de energia de interesse a variação de V_0 e W com a energia do deuteron e do proton é pequena e portanto foram utilizados os valores de V_0 e W acima indicados nas quatro energias médias.

Para o cálculo de $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{ID}$ utilizando o formalismo de ondas distorcidas, foi utilizado o programa DWUCK e para o cálculo de $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_{NC}$, pelo formalismo de Hauser-Feshbach, o programa "A computer Programme for the calculation of the Compound Nuclear Cross-Section by "Hauser-Feshbach Theory" escrito por D.Wilmore e adaptado por J.M.Cohenca (Wi 66).

Com as distribuições angulares teóricas, $(\frac{d\sigma}{d\Omega})_{ID}$ e $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_{NC}$, assim calculadas, foram achados os valores de R e S na expressão

$$\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_T = S (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{ID} + R \langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_{NC}$$

de maneira a obter o melhor ajuste de $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_T$ com os valores,

$\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_{\text{exp}}$, das seções de choque experimentais médias.

S está relacionado com o fator espectroscópico, SF, pela relação:

$$SF = \frac{S}{1.53} \left\{ \frac{2J_x + 1}{2J_1 + 1} \right\} \left\{ \frac{2(2J_T + 1)}{(2S_3 + 1)} \right\}$$

onde J_x é o spin do núcleo alvo;

J_1 é o spin do estado considerado no núcleo residual;

J_T é o momento angular total transferido; e

S_3 é o spin da partícula transferida.

No presente trabalho estes valores são:

$$J_x = 0$$

$$J_1 = 5/2$$

$$J_T = 5/2$$

$$S_3 = 1/2$$

e então teremos $SF = \frac{S}{1.53}$

R é o fator de redução que leva em consideração a parte do fluxo incidente responsável pela interação direta. A restrição nos valores que R pode tomar é: $0 \leq R \leq 1$ (Ho 71).

Os valores de S, SF e R para cada energia média são indicados na tabela I

TABELA I

Intervalo de Energia	Energia média	S	SF	R
1.250 E 2.084	1.67	1.42	0.93	0.55
1.670 E 2.542	2.10	1.12	0.73	0.45
2.167 E 2.875	2.52	1.10	0.72	0.47
2.459 E 3.250	2.86	1.42	0.93	0.32

Na figura 11 podemos comparar $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle_{\text{elástico}} / (\frac{d\sigma}{d\Omega})_{\text{Ruth}}$ dado pelo potencial ótico para o deuteron com os pontos experimentais da seção de choque elástica.

Na figura 12 estão mostrados os ajustes obtidos desta forma para o grupo de protons que deixa o ^{21}Ne no primeiro estado excitado.

3) No potencial ótico dado pela expressão (D2), não estão incluídos termos do tipo spin-órbita, e portanto, como foi indicado na seção B a amplitude de spin-flip correspondente é nula. Para estimar a importância da razão de spin-flip, ξ_{ID} , (ver eq. B9) foram incluídos termos de acoplamento spin-órbita do tipo

$$V_{SO}(r) = \left(\frac{\hbar^2}{m_{\pi}c}\right) V_{SO} \frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left\{ 1 + \exp\left(\frac{r - r_{SO} A^{1/3}}{a_{SO}}\right) \right\}^{-1} \vec{\ell} \cdot \vec{s}$$

tanto para o deuteron como para o proton, com os valores de V_{SO} variando entre 0.0 MeV e 20.0 MeV. Os valores de $\beta_{\ell}^{0\sigma_1\sigma_2}$ (ver eq. B8) que são necessários para avaliar esta fração de spin-flip foram extraídos do programa "Stripping" escrito por J.M.Cohenca e utilizada a expressão (B8) dada na seção B.

Nas figuras 13 e 14 estão mostradas as variações de ξ_{ID} em função de V_{SO} , para o deuteron e o proton respectivamente. Vemos que ξ_{ID} é muito pequena e portanto é possível dar a condição b) por satisfeita.

Para verificar a condição c), foi utilizada a expressão (B10) da seção B, que permite calcular o parâmetro de população do sub-estado M_1 , para o caso de interação via núcleo composto, com a condição de "Random - Phase Approximation".

Na tabela II são dados os valores de $\xi_{NC} = \frac{\omega(3/2)}{\omega(1/2)}$ para cada energia média; podemos ver que os sub-estados $|M_1| = 1/2$

e $|M_1| = 3/2$ são igualmente populados pelo mecanismo de núcleo composto.

TABELA II

Energia	1.67 (MeV)	2.21 (MeV)	2.52 (MeV)	2.86 (MeV)
ξ_{NC}	1.00	1.01	1.01	1.02

Da definição de parâmetro de população dada na seção B: $\omega(1/2)$ é a probabilidade relativa de população do sub-estado magnético M_1 do estado J_1 , podemos escrever:

$$(D\ 2) \quad \omega(M_1) = \frac{|R|_{M_1}^2}{|R|^2}$$

sendo $|R|_{M_1}^2$ o quadrado do módulo da amplitude de reação para o sub-estado M_1 e $|R|^2 = \sum_{M_1} |R|_{M_1}^2$.

Sendo válida a condição a), não há interferência entre os mecanismos de interação direta e de núcleo composto, então o termo do numerador da expressão (3) pode ser escrito como uma soma incoerente dos quadrados dos módulos dessas amplitudes, $|R^{ID}|_{M_1}^2$ para a interação direta e $|R^{NC}|_{M_1}^2$ para o mecanismo de núcleo composto.

Como foi visto na parte B, (equação B11), podemos escrever

$$\xi = \frac{\xi_{ID} + x\xi_{NC}}{1 + x}$$

onde ξ_{ID} é a razão de spin-flip, para o mecanismo de interação direta e ξ_{NC} é a razão dos parâmetros de população $\omega(3/2)/\omega(1/2)$ determinada pelo mecanismo de núcleo composto.

Satisfeitas as condições b) e c), o que é equivalente

$$\xi_{ID} = 0 \quad \text{e} \quad \xi_{NC} = 1$$

teremos

$$(D \ 3) \quad \xi = \frac{x}{1+x} \quad \text{ou} \quad x = \frac{\xi}{1-\xi}$$

que em termos de $\omega(1/2)$, lembrando que $\omega(1/2) + \omega(3/2) = 1$ é

$$(D \ 4) \quad x = \frac{1-\omega(1/2)}{2\omega(1/2)-1}$$

Com estas condições, a medida de $\omega(1/2)$ é uma medida das contribuições dos dois mecanismos.

No que se refere aos parâmetros de população, $\omega(1/2)$, determinados experimentalmente, espera-se que tomando média em intervalos apropriados de energia, venham a satisfazer as tres condições expostas no início desta secção. Foram calculadas, então, as médias ponderadas dos parâmetros de população em quatro intervalos de energia; a partir destes valores médios, $\langle \omega(1/2) \rangle$, foram determinados os valores de

$$\xi = \frac{1-\langle \omega(1/2) \rangle}{\langle \omega(1/2) \rangle}$$

e os valores de

$$x = \frac{1-\langle \omega(1/2) \rangle}{2\langle \omega(1/2) \rangle - 1}$$

Na tabela III estão indicados os intervalos de energia, as energias médias, $\langle E \rangle$; os valores medios dos parâmetros de população nestes intervalos, $\langle \omega(1/2) \rangle$; os valores de ξ e os valores de x . Devemos notar que os tres primeiros intervalos de energia são os mesmos em que foram calculadas as secções de choque médias.

TABELA III

Intervalo de energia	$\langle E \rangle$	$\langle \omega(1/2) \rangle$	ξ	x
$1.250 \leq E \leq 2.084$	1.67	0.55 ± 0.05	0.84 ± 0.16	$x \geq 2$
$1.670 \leq E \leq 2.542$	2.10	0.86 ± 0.04	0.17 ± 0.06	0.20 ± 0.08
$2.167 \leq E \leq 2.875$	2.52	0.77 ± 0.05	0.31 ± 0.08	0.43 ± 0.17
$2.45 \leq E \leq 2.95$	2.70	0.71 ± 0.06	0.42 ± 0.32	0.80 ± 0.21

Por outra parte, é possível avaliar x a partir dos resultados das análises de secções de choque, pois sendo

$$x = \frac{|R^{NC}|_{1/2}^2}{|R^{ID}|_{1/2}^2}$$

podemos escrever também

$$x = \frac{\frac{1}{2} \sigma_{NC}}{\sigma_{ID}}$$

já que, como foi demonstrado, o mecanismo de interação direta popula somente o sub-estado $|M_1| = 1/2$ e o de núcleo composto alimenta igualmente os dois sub-estados $|M_1| = 1/2$ e $|M_1| = 3/2$.

Os valores das secções de choque σ_{NC} e σ_{ID} tomados para avaliar x desta maneira, foram os respectivos valores em 180° .

Na tabela IV são comparados os valores de x obtidos com os parâmetros de população e os valores obtidos mediante as secções de choque, estes últimos indicados por x_σ . As incertezas nos valores de x_σ foram avaliadas levando em consideração unicamente as incertezas de 7% para as secções de choque, indicadas no trabalho de T.Polga (Po 68).

TABELA IV

E (MeV)	x	x_U
1.67	$x \geq 2$	0.37 ± 0.08
2.10	0.20 ± 0.10	0.93 ± 0.20
2.52	0.43 ± 0.17	1.33 ± 0.25
2.70	0.80 ± 0.21	1.33 ± 0.25

Estes valores estão graficados na figura 15.

Pelos resultados expostos na tabela IV e graficados na figura 15, podemos concluir que as hipóteses formuladas na sessão D, parecem satisfatórias para os intervalos de energia compreendidos entre 1.67 MeV e 2.95 MeV. De fato, podemos ver que o comportamento de x e x_σ com a energia é semelhante, diferindo quase que unicamente nos valores absolutos. Esta diferença, no entanto, pode ser explicada pelo valor da razão de mistura de multipolaridades, δ , utilizado na obtenção dos parâmetros de população. De fato, valores de x calculados com $\delta = 0.09$ apresentam para os tres últimos valores de $\langle E \rangle$ boa concordância com x_σ como pode ser visto na tabela V.

TABELA V

$\langle E \rangle$ MeV	x	x_σ
1.67	>2	0.37 ± 0.08
2.10	0.72	0.93 ± 0.20
2.52	1.00	1.33 ± 0.25
2.70	1.12	1.33 ± 0.25

A discrepância entre os valores de x e x_σ na energia média $\langle E \rangle = 1.67$ MeV indica que pelo menos uma daquelas hipóteses não é satisfeita nesta região de energia.

É fácil ver que essas hipóteses implicam que os parâmetros de população não podem tomar valores menores que 0.5. De fato, pela expressão (D3) da secção D, sendo

$$\frac{\omega(3/2)}{\omega(1/2)} = \frac{x}{1+x} \quad \text{e} \quad x > 0$$

temos:

$$\frac{\omega(3/2)}{\omega(1/2)} < 1$$

e com a condição

$$\omega(1/2) + \omega(3/2) = 1,$$

então

$$\omega(1/2) > 0.5$$

O valor médio dos parâmetros de população no intervalo $1.10 \leq E \leq 2.08$ MeV é 0.55, refletindo os valores menores que 0.5 que estes parâmetros têm entre 1.25 MeV e 1.50 MeV (ver fig. 10). Uma possível explicação para este fato seria a preferência do núcleo composto em alimentar o sub-estado $|M_1| = 3/2$, ou seja $\xi_{NC} > 1$. Para verificar esta suposição foram feitos cálculos de ξ_{NC} utilizando a expressão (B10) da seção B, considerando separadamente vários valores de spin e paridade, J^π , do núcleo composto. Os resultados estão mostrados na Tabela VI. (Pag. 35)

Vemos que para os casos $J^\pi = 2^+$ e 2^- os valores ξ_{NC} são maiores que 1.00 o que indica a discrepância que no intervalo 1.25 a 2.08 MeV poderia estar associada a uma amplitude ressonante com spin $J=2$ nessa região de energia. É interessante observar nesse sentido que Farelly-Pessoa (Fa 65) ao estudar a reação $^{20}\text{Ne}(d, n_0)^{21}\text{Na}$ e $^{20}\text{Ne}(d, n_1)^{21}\text{Na}$ notou a presença de uma "ressonancia" em $E = 1.32$ MeV.

Também T. Polga (Po 68), estudando a reação $^{20}\text{Ne}(d, p)^{21}\text{Ne}$ para o estado fundamental e os tres primeiros estados excitados do ^{21}Ne , fazendo uma análise fenomenológica da seção de choque total, em termos de uma componente direta, σ_D , de variação lenta com a energia, e de uma componente, σ_R , que levaria em consideração a formação de nucleo composto, obtem um aumento de σ_R na região de $E \sim 1.37$ MeV.

TABELA VI

J^π	ξ_{NC}	$\ell d.$
0	0.00	1
1^+	0.75	0
1^-	0.67	1
1^+	0.68	2
2^-	1.18	1
2^+	1.45	2
2^-	1.18	3
3^+	0.94	2
3^-	0.97	3
3^+	0.97	4
4^-	0.89	3
4^+	0.90	4
5^+	0.75	4

Os valores ℓd nesta tabela se referem aos momentos angulares do deuteron.

A análise dos resultados do presente trabalho foi feita a partir das tres hipóteses indicadas na secção D e que são:

a) não há interferência entre os mecanismos de interação direta e de núcleo composto;

b) o mecanismo de interação direta não permite a população do sub-estado $|M_1| = 3/2$.

c) o mecanismo de núcleo composto, com muitos estados superpostos, alimenta igualmente os sub-estados $|M_1|=1/2$ e $|M_1|=3/2$.

Entretanto, a existência de contribuições ressonantes contraria as hipóteses a) e c) e devemos, neste caso, considerar a interferência entre as diferentes amplitudes de transição. Faz-se então, necessária uma análise que leva em consideração as contribuições ressonantes. Esta análise, motivo de um trabalho posterior, consistiria em somar a amplitude direta, dada por DWBA, uma amplitude ressonante do tipo Breit Wigner para ressonancia isolada, supondo o spin do núcleo composto como sendo $J=2$. Acreditamos que a partir destes cálculos seja possível determinar os parâmetros de população, que comparados com os valores experimentais destes parâmetros, poderiam ratificar o valor dado ao spin do núcleo composto e efeitos que a interferência entre as diversas amplitudes pode ter sobre estes parâmetros.

Finalizando, podemos dizer que a medida dos parâmetros de população, como função da energia do deuteron, em certas condições, nominalmente as tres hipóteses formuladas na secção D, é um indicador bastante sensível das contribuições dos dois mecanismos em reações (d,p).

A P Ê N D I C E

Correção devida às dimensões finitas do detetor de partículas

Consideremos uma reação produzida por uma partícula de spin s_1 com projeção μ_1 sobre um eixo de quantização, interagindo com um alvo de spin S_1 com projeção M_1 , dando lugar a duas partículas de spin s_2 e S_2 , com projeções μ_2 e M_2 , respectivamente. Escolhendo um sistema de coordenadas com o eixo z , de quantização, na direção do feixe incidente, a amplitude de reação pode ser escrita como

$$I_{\mu_1 M_1}^{\mu_2 M_2}(\theta, \phi) = \frac{\sqrt{\pi}}{ik_1} \sum_{\ell_1 \ell_2} \sqrt{2\ell_1+1} (\ell_1 s_1 0 \mu_1 | j_1 \mu_1) (j_1 S_1 \mu_1 M_1 | Jm) \times \\ \times j_1 j_2 J \times (\ell_2 s_2 \lambda_2 \mu_2 | j_2 m_2) (j_2 S_2 m_2 M_2 | JM) \times \\ \times U_{j_2 \ell_2 \ell_1}^J Y_{\ell_2 \lambda_2}(\theta, \phi)$$

onde ℓ_1 e λ_1 são os momentos angulares orbitais e suas projeções das partículas s_1 e s_2 , e o acoplamento de momentos angulares é o seguinte:

$$\vec{\ell}_1 + \vec{s}_1 = \vec{j}_1; \vec{j}_1 + \vec{S}_1 = \vec{J}; \vec{\ell}_2 + \vec{s}_2 = \vec{j}_2; \vec{j}_2 + \vec{S}_2 = \vec{J}$$

$U_{j_2 \ell_2 \ell_1}^J$ é a matriz de colisão.

A seção de choque para o sub-estado M_2 para alvo e feixe não polarizados é:

$$(1) \quad \frac{d\sigma^{M_2}(\theta, \phi)}{d\sigma} = \frac{1}{(2s_1+1)(2S_1+1)} \sum_{\mu_1 M_1 \mu_2} |I_{\mu_1 M_1}^{\mu_2 M_2}(\theta, \phi)|^2$$

Para avaliar essa secção de choque é necessário o conhecimento da matriz $U_{j_2 \ell_2 j_1 \ell_1}^J$ e portanto do mecanismo de reação. Detetando a partícula s_2 em 0° ou 180° , supondo um detector puntiforme, temos:

$$Y_{\ell_2 \lambda_2}(\theta, 0) = \delta_{\lambda_2 0} \sqrt{\frac{2\lambda_2 + 1}{4\pi}}$$

e o valor máximo que M_2 pode ter é:

$$\gamma = s_1 + s_2 + s_1$$

Para um detector não puntiforme, o ângulo subtendido é: $\pi - \theta_0 \leq \theta \leq \pi$ então a secção de choque (1) tem que ser integrada entre $\pi - \theta_0$ e π . Nesta integração só participam os harmônicos esféricos $Y_{\ell_2 \lambda_2}(\theta, \phi)$. Para valores pequenos de θ_0 expandindo $\cos \theta$, temos

$$\int_0^{2\pi} d\phi \int_{\pi-\theta_0}^{\pi} Y_{\ell \lambda}(\theta, \phi) Y_{\ell' \lambda'}(\theta, \phi) \sin \theta d\theta \approx \theta_0^{2\lambda+2} \frac{\{(2\ell+1)(2\ell'+1)\}^{1/2}}{2^{\lambda+2} |\lambda|! (\lambda+1)} \times$$

$$\times \left\{ \frac{(\ell+|\lambda|)! (\ell'+|\lambda'|)!}{(\ell-|\lambda|)! (\ell'-|\lambda'|)!} \right\}^{1/2}$$

e a secção de choque para o sub-estado M_2 é:

$$(2) \quad \sigma^{(M_2)} = \theta_0^2 \sum_{\lambda_2} \theta_0^{2\lambda_2} C(M_2, \lambda_2)$$

No coeficiente $C(M_2, \lambda_2)$ estão incluídos os elementos de matriz $U_{j_2 \ell_2 j_1 \ell_1}^J$ e coeficientes de acoplamento de momentos angulares.

Na expressão (2), o termo com $\lambda_2 = 0$ é a secção de choque para $\theta = 180^\circ$ ou $\theta = 0^\circ$; como cada termo nessa soma ria decresce em potências de $\theta_0^2 |\lambda_2|$ o termo com $|\lambda_2| = 1$ dará a correção mais importante e teremos:

$$\sigma(M_2) \approx \theta_0^2 C(M_2, 0) + \theta_0^4 C(M_2, 1)$$

$$\sigma(\gamma+1) \approx \theta_0^4 C(\gamma+1, 1)$$

sendo o parâmetro de população para o sub-estado $M_2 = \gamma + 1$ dado por

$$\omega(\gamma+1) = \frac{\sigma(\gamma+1)}{\sum_{M_2} \sigma(M_2)}$$

ou:

$$\omega(\gamma+1) = \frac{\theta_0^2 C(\gamma+1, 1)}{\sum_{M_2=-\gamma}^{\gamma} C(M_2, 0) + \theta_0^2 \sum_{M_2=-\gamma-1}^{\gamma+1} \{C(M_2, 1) + C(M_2, -1)\}}$$

REFERÊNCIAS

- Co 41 - J.M.Cohenca; Nuclear Physics Group Report n°14 Atlas
Computer Laboratory Programme Library
Report n°13.
- Cr 71 - J.B.Critchley, J.M.Calvert e T.Joy; Nucl. Phys. A176;
129 (1971).
- De 61 - W.M.Deuchars e D.Dandy; Proc.Phys.Soc. 77, 1197 (1961)
- Di 68 - O.Dietzsch, R.A.Douglas, E.Farely-Pessoa, V.Gomes Por
to, E.W.Hamburger, T.Polga, O.Sala, S.M.
Perez e P.E.Hogdson; Nucl.Phys. A114, 330
(1968).
- Fa 65 - E.Farely-Pessoa; Tese de Doutorado - F.F.C.L.U.S.P.
(1965)
- Gi 65 - W.R.Gibbs e W.Gruebler; Nucl.Phys. 62, 548 (1965).
- Go 66 - L.J.B.Goldfarb e K.K.Wong; Phys.Lett. 22, 310 (1966).
- Go 69 - V.Gomes Porto, N.Ueta, R.A.Douglas, O.Sala, D.Wilmore,
B.A.Robson e P.E.Hogdson; Nucl.Phys. A136
385 (1969).
- Ha 52 - W.Hauser e H.Feshbach; Phys.Rev. 87, 366 (1952).
- Ha 66 - O.Häusser, J.S.Lopes, H.J.Rose e R.D.Gill; Nuclear

Physics Laboratory Report (Oxford 1966).

Ho 67 - A.J.Howard, J.P.Allen, D.A.Bromley, J.W.Olness e E.K.
Warburton; Phys.Rev. 157, 1022 (1967).

Ho 71 - P.E.Hogdson; Nuclear Structure and Nuclear Reactions,
Clarendon Press, Oxford 1971.

Hu 58 - R.Huby, M.Y.Refai e G.R.Satchler; Nucl.Phys. 9, 94.

Li 61 - A.E.Litherland e A.J.Ferguson; Can.J.Phys. 39, 788
(1961).

Pe 63 - F.G.Perey; Phys.Rev. 131, 745 (1963).

Po 68 - T.Polga; Tese de Doutorado - F.F.C.L.U.S.P. -
(1968).

Po 70 - T.Polga, O.Sala e R.A.Douglas; Rev.Sci.Inst. 41, 1
(1970).

Ro 53 - M.E.Rose; Phys.Rev. 91, 610 (1953).

Ro 67 - H.J.Rose e D.M.Brink; Rev. Mod. Phys. 39, 306 (1967).

Sa 53 - G.R.Satchler; Proc. Phys. Soc. A66, 1081 (1953).

Sa 54 - G.R.Satchler; Nucl. Phys. 55, 1 (1964).

Sa 60 - G.R.Satchler e W.Tobocman; Phys. Rev. 118, 1566 (1960).

Wi 66 - D.Wilmore; Atlas Computer Laboratory, Nuclear Physics
Programme Library Report n° 2.

Fig 1 diagrama esquemático para ilustrar os números quânticos utilizados

- J_x spin do núcleo alvo
- J_1 spin do estado excitado do núcleo residual
- J_2 spin do estado fundamental do núcleo residual
- J spin do núcleo composto
- ℓ_d momento angular do deuteron incidente
- ℓ_p momento angular do próton emergente
- ℓ_n momento angular do nêutron capturado
- L e L' multipolaridades dos gamas de transição

Fig 2 Câmara: corte por um plano horizontal

Fig 3 Câmara: corte por um plano vertical

Fig 4 Espectro típico de protons

Fig 6 Espectro de pulsos provenientes do conversor de tempo em amplitude

Fig 7 Espectro total de gamas e espectro de gamas em coincidência com o grupo de protons que deixam o ^{21}Ne no 1º estado excitado

Fig 8 χ^2 em função de $\arctg \delta$

Fig 9 Ajuste por Polinômios de Legendre de uma correlação angular

Fig 10 Parâmetros de população em função da energia do deuteron incidente

Fig 11 Ajustes de $\langle \frac{d\sigma}{d\Omega} \rangle$ elástico / $(\frac{d\sigma}{d\Omega})$ Ruth. para as médias das distribuições angulares dos deuterons espalhados elasticamente

Fig 12 Ajustes obtidos para as mdias das distribuies angulares dos protons

Fig 13 ξ_{ID} em função de V_{SO} para o proton

Fig 14 ξ_{ID} em função de V_{SO} para o deuteron

Fig 15 Valores de x e x_0 em função da energia do deuteron