

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

FT 25.40.
ESTUDO COMPARATIVO DE REAÇÕES
QUASE-LIVRES (p, 2p) e (p, pn)*

Eliane Angela Veit

Dissertação realizada sob a orientação dos Doutores Th.A.J. Maris e Maria Ribeiro Teodoro, apresentada ao Instituto de Física da UFRGS em preenchimento parcial dos requisitos para a obtenção do grau de Mestre em Física.

* Trabalho parcialmente financiado pelas seguintes instituições: Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP), e German Agency for Technical Cooperation (GTZ).

Porto Alegre
1979

AGRADECIMENTOS

À Dra. Maria Ribeiro Teodoro e ao Dr. Theodor A.J. Maris, meus orientadores, pelo inestimável apoio e dedicação, pelo incentivo constante e pelos ensinamentos recebidos, meu muito obrigada.

À Dra. Victoria E. Herscovitz, minha especial gratidão pelo apoio com que sempre pude contar.

Ao Dr. Anildo Bristoti, meu profundo agradecimento pela minha iniciação em pesquisa em Física.

Ao Dr. Cláudio Schneider, a Maria Helena Steffani, a Suzana Fries e Renato Schreiner, meus agradecimentos pela colaboração prestada na parte computacional.

À Maria Cecília do Amaral pela dedicação e cuidadoso trabalho de datilografia.

Agradeço a todos que me estimularam e contribuíram para a realização dessa dissertação.

Porto Alegre, Fevereiro de 1979.

Eliane Angela Veit

RESUMO

A descrição de muitas reações nucleares a energias intermediárias, entre estas as reações quase-livres, e as informações nucleares delas deduzidas estão baseadas na aproximação de impulso. Por isso é importante se ter uma estimativa segura da precisão e das condições de aplicabilidade dessa aproximação, sendo este o objetivo desse trabalho. Para tanto são analisados comparativamente os resultados de reações coplanares assimétricas $(p, 2p)$ e (p, pn) no ^{12}C com prótons incidentes não polarizados de 400 MeV, nas mesmas condições cinemáticas e geométricas e para seis valores de energia das partículas emergentes. Estes resultados são estudados em paralelo com dados experimentais obtidos preliminarmente em TRIUMF, no Canadá. São apresentados os cálculos de polarizações efetivas, distribuições de momentum distorcidas e seções de choque de correlação para ambos os tipos de reação quase-livre e para o estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C .

A comparação dos resultados teóricos e experimentais, através de razões entre as seções de choque de correlação para as reações $(p, 2p)$ e (p, pn) , admitindo que os dados experimentais estejam corretos, confirma que a aproximação de impulso é boa para valores de ângulos e momenta próximos dos máximos das distribuições de momentum.

Nós acreditamos que uma comparação mais geral entre reações $(p, 2p)$ e (p, pn) dará novas informações sobre a validade da aproximação de impulso, tão essencial para o estudo de reações nucleares e para a obtenção de dados da estrutura nuclear.

ABSTRACT

The description of medium energy nuclear reactions, including the quasi-free one, and the nuclear informations deduced from them, are based on the Impulse Approximation. Therefore it is important to have a reliable estimate of the precision and the applicability conditions of this approximation. To give such an estimate is the main objective of the present paper.

The experimental results, obtained at TRIUMF (Canada) of asymmetric coplanar quasi-free $(p, 2p)$ and (p, pn) reactions in ^{12}C with unpolarized incident protons of 400 MeV are compared in the same kinematical and geometrical conditions and for six energy values of the emergent particles. Effective polarizations, distorted momentum distributions and correlation cross sections for the two types of quasi-free reactions have been calculated for the $1p_{3/2}$ state in ^{12}C .

The comparison of theoretical and experimental results, supposing that the preliminary experimental data are correct, confirm that the Impulse Approximation is quite accurate in particular for the regions near the maxima of the momentum distributions. We believe that a more general comparison of $(p, 2p)$ and (p, pn) reactions will give detailed insight into the validity of the Impulse Approximation, which is essential to most theories of medium energy nuclear reactions.

Í N D I C E

I - INTRODUÇÃO	1
II - ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE (p, pN) COPLANAR	6
II.1 - Reações Quase-Livres	8
II.2 - Seção de Choque de Correlação	13
II.3 - Potencial Ótico	24
II.4 - Polarização Efetiva	28
II.5 - Seção de Choque Próton-Núcleon Livre	31
III - APLICAÇÕES AO ^{12}C	35
III.1 - Geometria dos Processos	35
III.2 - Cinemática	38
III.3 - Função de Onda	43
III.4 - Distorção	48
III.5 - Distribuições de Momentum e Polarizações Efetivas	52
III.6 - Cálculo das Seções de Choque de Correlação	68
IV - REAÇÕES QUASE-LIVRES (p, pN) E DADOS EXPERIMENTAIS DE TRIUMF	72
IV.1 - Apresentação dos Dados de TRIUMF	72
IV.2 - Comparação Entre Resultados Teóricos e Experimentais	75
V - COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES	86
VI - APÊNDICES	91
REFERÊNCIAS	116

I - INTRODUÇÃO

Dentre as reações nucleares a energias intermediárias utilizadas para investigação da estrutura nuclear, salientam-se as reações de espalhamento quase-livre⁽¹⁾, que possibilitam a investigação, principalmente, de camadas nucleares fortemente ligadas. Um processo de espalhamento quase-livre é uma reação nuclear direta, na qual uma partícula incidente de energia intermediária (superior a 100 MeV para núcleons) arranca uma partícula do núcleo, sendo essa a única interação violenta do processo.

Desde a primeira experiência de espalhamento quase-livre realizada em Berkeley⁽²⁾, em 1952, muitas outras^(3, 4) se sucederam com a finalidade de obter informações sobre a validade do modelo de camadas e sobre algumas propriedades nucleares, tais como distribuição de momentum, energia de separação de estados-furo e desdobramento spin-órbita. Inicialmente, os processos quase-livre focalizados foram os do tipo $(p, 2p)$ ⁽³⁾. Entretanto, nestas reações, as funções de onda das partículas incidente e emergentes sofrem distorções causadas por espalhamentos múltiplos. Como o cálculo destas distorções envolve muitas aproximações, procurou-se reduzir os erros provenientes dos espalhamentos múltiplos, utilizando elétrons como projéteis, já que estes sofrem menor distorção que os prótons.

A proposição⁽⁵⁾ feita em 1962 de utilização de elétrons como partículas incidentes motivou a realização de muitas experiências do tipo $(e, e'p)$ ⁽⁴⁾. No entanto, mesmo neste caso em que somente a função de onda de um próton é significativamen

te modificada, a distorção pode facilmente alterar a normalização da seção de choque de correlação angular, de modo que um bom ajuste para os resultados experimentais depende de uma conveniente escolha dos potenciais óticos utilizados na simulação dos espalhamentos múltiplos.

Para minimizar a influência das distorções nas informações deduzidas de espalhamentos quase-livres, é conveniente comparar reações cujas distorções são semelhantes. Processos privilegiados, nesse sentido, são os espalhamentos quase-livres coplanares com prótons incidentes polarizados, pois permitem determinar razões entre as seções de choque correspondentes às duas possíveis orientações de polarização dos prótons incidentes (perpendiculares ao plano de espalhamento) para uma mesma geometria e cinemática. Desprezando a dependência da distorção em spin, essas razões resultam no cancelamento de várias grandezas, para o cálculo das quais existem algumas incertezas teóricas. Assim, abre-se uma possibilidade quase única de testar a aproximação de impulso, fundamental para a maioria das reações nucleares a energia intermediárias. Experiências desse tipo foram propostas⁽⁶⁾ em 1973 e realizadas a partir de então⁽⁷⁾, possibilitando não somente o estudo do acoplamento spin-órbita nuclear através de medidas da polarização efetiva, como uma avaliação quantitativa da aproximação de impulso.

Outro teste interessante para a validade da aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA) é o realizado por Roos et al⁽⁸⁾, que comparam as seções de choque experimentais e teóricas para o estado 2s do ^{40}Ca , em diferentes geometrias. Esta comparação fortalece a validade da DWIA, embora a variação

das distribuições de momentum calculadas seja de um fator dois no intervalo angular calculado.

Analogamente à pequena influência do spin na distorção, o isospin, supomos, não causa sensíveis alterações nas distorções sofridas pelas partículas. Desse modo, o estudo de reações quase-livres com diferentes isospin de uma das partículas emergentes possibilita outra forma de obter informações nucleares e se constitui em um novo e útil teste para a validade da aproximação de impulso. Recentemente foram realizadas⁽⁹⁾, em TRIUMF, essas experiências, mais especificamente, foram medidas as seções de choque das reações quase-livres $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, das quais dispomos dos dados experimentais preliminares. O grupo de TRIUMF obteve resultados teóricos que, tendo sido calculados em aproximação de impulso com ondas planas, não possibilitam uma avaliação segura da aproximação de impulso.

O objetivo do presente trabalho é avaliar a aproximação de impulso a partir do estudo comparativo entre as reações quase-livres $(p, 2p)$ e (p, pn) coplanares assimétricas no alvo de ^{12}C , para o estado $1p_{3/2}$.

No capítulo II apresentamos o formalismo de espalhamentos quase-livres $(p, pN)^*$ na aproximação de impulso com ondas distorcidas. Descrevemos o processo (p, pN) e indicamos como podem ser determinadas a distribuição de momentum e a polarização efetiva do nêutron a ser arrancado, no modelo extremo de partícula-única. A seção de choque de correlação angular é apre

* N indica o nêutron arrancado, próton ou nêutron.

sentada e discutimos as diversas aproximações envolvidas neste cálculo, bem como os potenciais óticos utilizados na simulação dos espalhamentos múltiplos.

No capítulo III aplicamos esse formalismo para a situação particular de reações quase-livres (p, pN) assimétricas com prótons incidentes não polarizados. Descrevemos as condições cinemáticas e geométricas das reações em estudo e discutimos alguns aspectos relacionados à interação coulombiana e que distinguem as reações ($p, 2p$) das (p, pn). Os resultados obtidos para as distribuições de momentum, polarizações efetivas e seções de choque de correlação angular para o estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C são apresentados. Para o cálculo das funções distribuição de momentum e polarização efetiva foi elaborado um programa, para o computador BURROUGHS 6700 do Centro de Processamento de Dados da UFRGS. Dada a profundidade e largura do poço quadrado de potencial, esse programa determina a autofunção e o autovalor de energia do estado $1p$ e, a partir dessa, de parâmetros geométricos, cinemáticos e dos potenciais óticos, calcula as funções acima. Para a determinação das seções de choque livres, a partir de deslocamentos de fase fenomenológicos, usamos o computador HP2100-A do Instituto de Física da UFRGS.

No capítulo IV é feita a comparação entre os resultados experimentais e teóricos. Inicialmente, comparamos as seções de choque obtidas em DWIA com os dados experimentais. Posteriormente, são calculadas as razões teóricas e experimentais entre as seções de choque quase-livres das reações ($p, 2p$) e (p, pn), bem como as razões teóricas dos processos livres correspondentes, e são discutidos alguns aspectos que influem nes

sas razões. Finalmente, é feita uma avaliação da aproximação de impulso, baseada nesses resultados.

No capítulo V são apresentados comentários gerais sobre as aproximações envolvidas nos cálculos e as conclusões finais desse trabalho.

O capítulo VI é reservado para os Apêndices, no Apêndice A são encontrados gráficos comparativos entre resultados experimentais e teóricos para espalhamento próton-núcleon livre a diversas energias. Essa comparação é feita para as funções seção de choque livre, polarização e para a função de correlação de spin como forma de avaliação do conjunto de deslocamentos de fase relevante para os nossos cálculos. O Apêndice B consta das tabelas de dados utilizados no cálculo das seções de choque de correlação dos processos quase-livres (p , pN) estudados. O Apêndice C se refere a aspectos gerais dos programas utilizados.

II - ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE (p, pN) COPLANAR

Em 1947 Serber⁽¹⁰⁾ sugeriu uma descrição qualitativa bastante simples para as reações nucleares a energias da ordem de 100 MeV. Essencialmente, Serber propôs que o mecanismo de tais reações podia ser descrito em termos da colisão entre a partícula incidente e um nêutron do núcleo-alvo, considerando que o tempo dessas colisões é pequeno comparado com o tempo médio entre duas colisões sucessivas das partículas nucleares. Devido a energia da partícula incidente, seu livre caminho médio dentro do núcleo é comparável ao raio nuclear, de modo que o núcleo é praticamente transparente à partícula incidente. Além disso, o princípio de exclusão de Pauli, proibindo a transferência de pequenos momentos, contribui para o aumento do livre caminho médio e da energia transferida por colisão.

Assim, uma partícula incidente com energia dessa ordem pode, se a colisão ocorrer no centro do núcleo, sofrer muitas colisões e não emergir ou, se a colisão ocorrer na superfície, colidir poucas vezes e emergir facilmente do núcleo. Em realidade, existe uma variedade de possibilidades, mas esses dois casos salientados por Serber explicavam os aspectos gerais das reações observadas experimentalmente naquela época para energias da ordem de 100 MeV.

A primeira descrição quantitativa de processos nucleares a essas energias coube a Chew⁽¹¹⁾ no estudo de espalhamento inelástico de nêutrons por dêuteron, em 1950. As suposições fundamentais da aproximação de Chew, denominada aproximação de impulso, são as seguintes:

a) a partícula incidente nunca interage forte e simultaneamente com dois núcleons;

b) a amplitude da onda incidente em cada constituinte (núcleon) é aproximadamente a mesma que seria esperada se os constituintes estivessem isolados, de forma que o núcleo é praticamente transparente à partícula incidente;

c) as forças de ligação dos constituintes do sistema são desprezíveis durante a fase decisiva do processo, quando a partícula incidente interage fortemente com o sistema.

Nessa aproximação admite-se que a partícula incidente é espalhada por um núcleon livre descrito por um pacote de ondas de mesma distribuição de momentum que a do núcleon ligado. Essencialmente, ignora-se totalmente a perturbação causada na função de onda em um dos centros espalhadores pelos demais centros.

A mais forte objeção à aproximação de impulso se relaciona à transparência do núcleo, admitida em uma das suas suposições fundamentais. Em realidade, as ondas incidente e emergentes são modificadas tanto em amplitude quanto em fase em consequência, principalmente, das colisões múltiplas. Para incluir a influência da matéria nuclear, foi sugerido a utilização de um potencial complexo, em 1949, por Fernbach, Serber e Taylor⁽¹²⁾. Posteriormente, em 1953, Watson⁽¹³⁾ propôs uma maneira de calcular o potencial ótico para espalhamento núcleon-núcleo, pressupondo o conhecimento da interação núcleon-núcleon. O estudo detalhado teórico⁽¹⁴⁾ e experimental⁽¹⁵⁾ possibilitou a Bethe⁽¹⁶⁾ demonstrar que os dados de espalhamento elástico para frente e polarização para núcleons de 310 MeV incidentes no ^{12}C eram con

sistentes com a amplitude de espalhamento núcleon-núcleon a essa energia. Muitos outros espalhamentos foram analisados^(17,18) e a consistência entre a descrição teórica, utilizando um potencial tico, e os resultados experimentais é muito boa.

A aproximação de impulso, bem como a simulação das colisões múltiplas por meio de potenciais óticos, tem sido largamente utilizada na maioria das teorias de reações nucleares a energias intermediárias e, em especial, nas reações quase-livres, cuja descrição é feita a seguir.

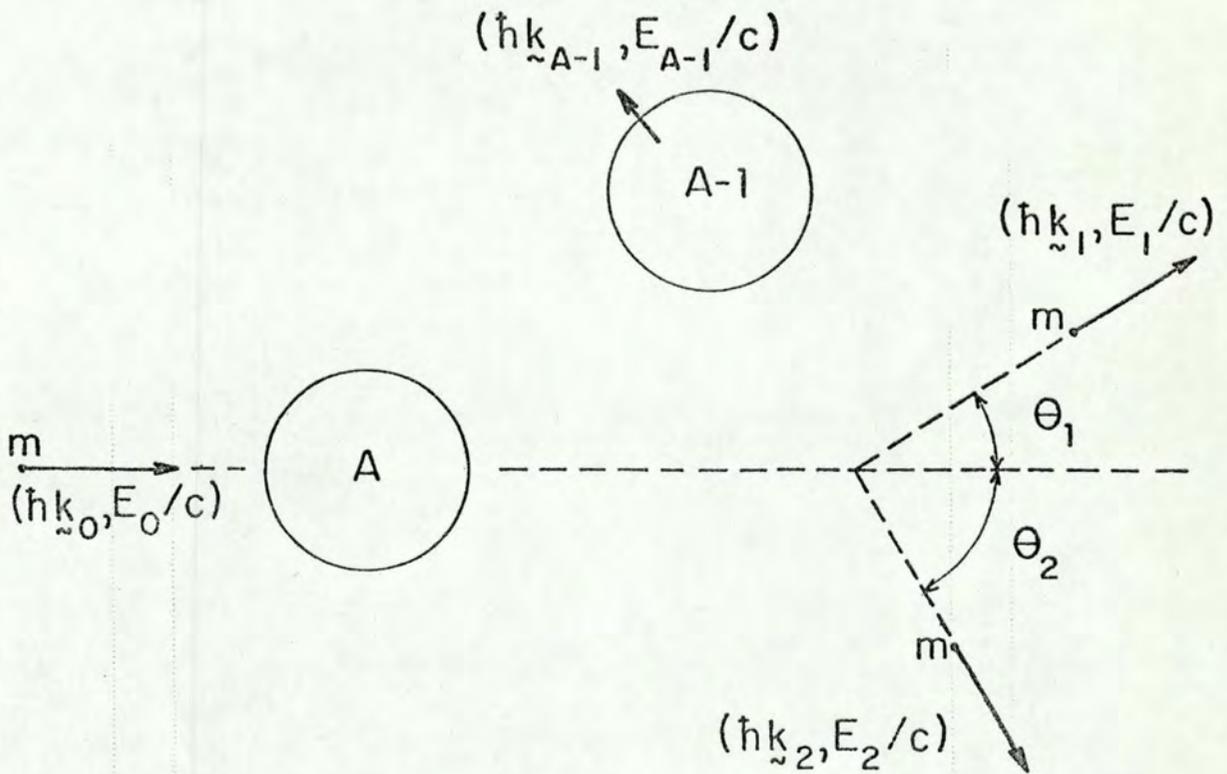
II.1 - Reações Quase-Livres

A teoria das reações quase-livres (p, pN) apresentada nesta seo e na seguinte, em linhas gerais, está baseada, essencialmente, nas referências (19), (20) e (21). Outras revises a respeito de espalhamentos quase-livres podem também ser encontradas nas referências (22) e (23). Para situações específicas as referências serão citadas no decorrer do texto.

Em um processo quase-livre, uma partícula de energia intermediária arranca um núcleon (N) do núcleo sem que a partícula incidente e emergentes sofram qualquer interao violenta com as demais partículas do núcleo. Para as reações do tipo (p, pN) o estado inicial é composto por um próton incidente e um núcleo-alvo e o estado final, do núcleo residual e de dois núcleons emergentes.

Na Figura II.1 v-se um esquema desse processo no qual apresentamos a notaao utilizada: ndices 0, 1 e 2 para as partículas incidente e emergentes, respectivamente; ndice A para

o núcleo-alvo, considerado no estado fundamental e em repouso, e $(A - 1)$ para o núcleo residual. A massa do próton e do nêutron é admitida idêntica, face a pequena diferença entre ambas, e representada por m . O índice 3 indicará a partícula a ser arrancada do núcleo e $(\hbar \underline{k}_j, E_j/c)$, o quadrivetor energia-momentum da partícula j .



ESTADO INICIAL

ESTADO FINAL

Figura II.1 - Representação esquemática de um espalhamento quase-livre.

As condições que devem ser satisfeitas para que ocorra um processo quase-livre são:

a) alta energia da partícula incidente de modo que i) o tempo de interação da partícula incidente com o núcleo-alvo seja pequeno comparado ao intervalo de tempo médio entre duas colisões sucessivas das partículas nucleares e ii) o núcleo seja praticamente transparente à partícula incidente e emergentes;

b) grande momentum incidente, de forma que o comprimento de onda de de Broglie seja pequeno, comparado com as distâncias características entre núcleons, e que a interação seja localizada.

Visto que estas condições coincidem com as suposições fundamentais da aproximação de impulso, esta aproximação é largamente utilizada na descrição de reações quase-livres.

Pela lei de conservação de energia e momentum temos:

$$E_0 + E_A = E_1 + E_2 + E_{A-1} \quad (\text{II.1})$$

e

$$\hbar k_0 = \hbar k_1 + \hbar k_2 + \hbar k_{A-1} \quad (\text{II.2})$$

sendo

$$E_{A-1} = m_{A-1} c^2 + E_{\text{exc}} + T_{A-1} \quad (\text{II.3})$$

onde T indica a energia cinética e E_{exc} a energia de excitação do núcleo residual, igual à diferença entre a energia de separação do núcleo menos ligado e a do núcleo-alvo.

A energia de separação, S , do núcleo-alvo é determinada pela relação:

$$S = T_0 - T_1 - T_2 , \quad (\text{II.4})$$

onde a energia cinética do núcleo residual, que recua, foi desprezada.

Em razão das altas energias envolvidas no processo quase-livre, a relação entre a energia cinética e o momentum para uma partícula j é obtida relativisticamente:

$$k_j = (T_j^2 + 2T_j mc^2)^{1/2} / \hbar c ; j = 0, 1, 2 . \quad (\text{II.5})$$

No modelo extremo de partícula-única adotado, o nêucleon-alvo se move no potencial das demais partículas do núcleo, sendo possível escrever o momentum do núcleo inicial, que é igual a zero, na seguinte forma:

$$\hbar k_A = 0 = \hbar k_{A-1}^i + \hbar k_3 , \quad (\text{II.6})$$

onde $\hbar k_{A-1}^i$ se refere à soma dos momenta das partículas do núcleo inicial, excluído o nêucleon-alvo.

Se a aproximação de impulso for válida, as $(A-1)$ partículas do núcleo não são afetadas pela interação localizada (entre o próton incidente e o nêucleon-alvo) e o momentum das $(A-1)$ partículas não é alterado pela colisão quase-livre, de modo que:

$$\hbar k_{A-1}^i = \hbar k_{A-1} . \quad (\text{II.7})$$

Das relações (II.6) e (II.7) segue que:

$$\hbar k_3 = -\hbar k_{A-1} , \quad (\text{II.8})$$

ou seja, o momentum do nucleon-alvo \vec{k} \bar{e} igual em módulo, mas de sentido contrário, ao momentum de recuo do núcleo residual.

Em conseqüência, \bar{e} possível determinar a energia de separação S e o momentum do nucleon-alvo a partir da medida dos momenta k_1 e k_2 dos pares de núcleons emergentes medidos em coincidência, conhecido também o momentum incidente k_0 .

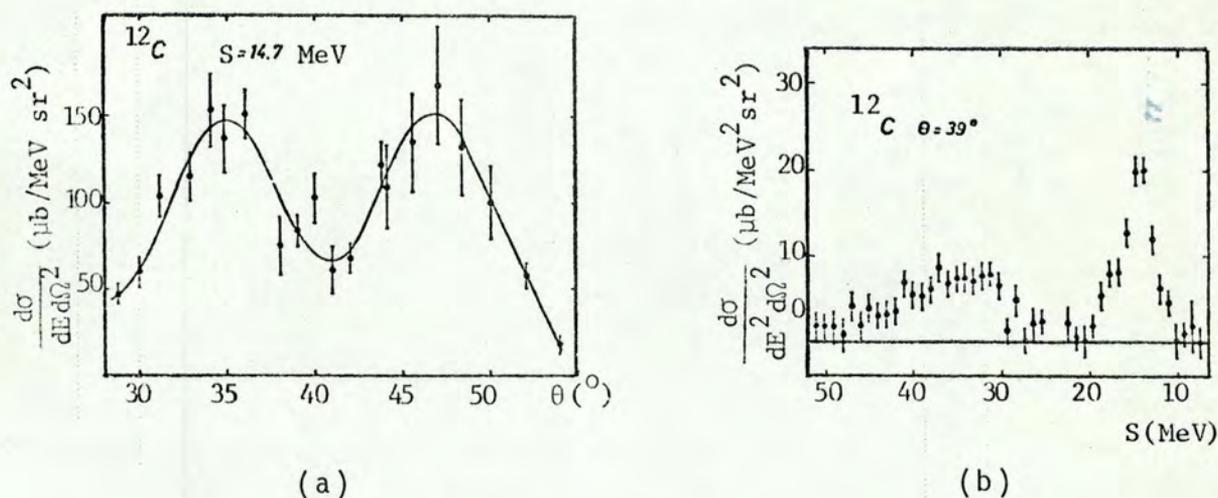


Figura II.2 - Exemplos típicos de resultados experimentais* de processos quase-livres (p, 2p). (a) Distribuição de momentum (b) Espectro de energia.

Para a determinação da distribuição de momentum do nucleon-alvo, usualmente, são medidos os núcleons emergentes em coincidência, sendo fixa a soma das energias das partículas no valor apropriado para a camada nuclear em consideração (figura

* Essa ilustração corresponde ao caso especial de um espalhamento coplanar simétrico a 460 MeV para o ^{12}C ; dados de H.Tyrén et al em Nucl. Phys. 79, 321 (1966).

II.2.a).

A energia de separação S é determinada contando o número de espalhamentos quase-livres em função da energia de excitação. Neste caso, o ângulo é mantido fixo e a energia das partículas emergentes é variada (figura II.2.b). Detalhes a respeito da interpretação dos espectros são encontrados na referência (24).

II.2 - Seção de Choque de Correlação

A reação nuclear de interesse consiste na transição de um estado inicial $|i\rangle$, composto por um núcleo A em um próton incidente, para um estado final $|f\rangle$, constituído de um núcleo $(A-1)$ e dois núcleons emergentes. A seção de choque de correlação para este processo, obtida pela teoria de espalhamento é:

$$\frac{d^9\sigma}{dk_1 dk_2 dk_{A-1}} = \frac{4\pi^2}{W} \frac{E_0 E_A}{F} |t_{fi}|^2 \delta^{(3)}(k_1 + k_2 + k_{A-1} - k_0 - k_A) \cdot \delta(E_1 + E_2 + E_{A-1} - E_0 - E_A) , \quad (\text{II.9})$$

sendo F um invariante relativístico dado por:

$$F = c \left[(E_0 E_A - W^2 c^2 k_0 \cdot k_A)^2 - c^8 m^2 m_A^2 \right]^{1/2} .$$

O elemento de matriz t_{fi} está relacionado com a matriz de espalhamento S por:

$$S_{fi} = \delta_{fi} - 2\pi i \delta(E_f - E_i) T_{fi} , \quad (\text{II.10})$$

onde E_i (E_f) é a energia inicial (final) do sistema,

$$E_i = E_o + E_A \quad (\text{II.11})$$

$$E_f = E_1 + E_2 + E_{A-1} ,$$

e, por conservação de momentum,

$$T_{fi} = \frac{1}{2\pi} t_{fi} \delta^{(3)}(k_1 + k_2 + k_{A-1} - k_o - k_A) . \quad (\text{II.12})$$

Usando teoria de perturbação, se V é a interação núcleon-núcleo, o elemento de matriz T_{fi} é definido pela série:

$$T_{fi} = \langle f | V + V \frac{1}{E_i - H_o + i\epsilon} V + \dots | i \rangle , \quad (\text{II.13})$$

onde H_o é o hamiltoniano do sistema não perturbado, constituído do próton incidente livre e do núcleo inicial, de energia E_i .

Uma vez que V é uma interação forte, o uso da 1.^a aproximação de Born não é indicado. No entanto, esta aproximação é utilizada apenas para obter uma relação entre a amplitude de espalhamento núcleon-núcleon e núcleon-núcleo. Esta relação é considerada válida, embora a aproximação de Born não o seja, e fornece o fator cinemático relevante para o cálculo da seção de choque para o espalhamento quase-livre.

Esse procedimento é justificado nas referências (11), (19) e (21) e corresponde à aproximação de impulso, cuja aplica

bilidade às reações quase-livre foi examinada na seção II.1. Nessa aproximação, a perturbação V é dada por:

$$V = \sum_{\alpha \neq \beta \neq 0}^A V(\alpha, \beta),$$

onde $V(\alpha, \beta)$ é a interação nêutron-nêutron, simétrica frente à troca da partícula α pela β .

Inicialmente, desprezamos totalmente a influência da matéria nuclear, de modo que as funções de onda para as partículas incidente e emergentes são tomadas como ondas planas. Posteriormente, corrigiremos essa aproximação incluindo a existência de possíveis espalhamentos múltiplos das partículas, modificando essas mesmas ondas planas através de distorções, obtidas com conhecimento do potencial ótico complexo.

As funções de onda para os estados inicial e final são, a menos do fator de normalização, descritas, respectivamente, por:

$$\begin{aligned} \langle \chi | i \rangle &= A \left\{ e^{i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}_0} s_0(0) t_p(0) \psi_A(\chi, m, \mu; \chi_1, m_1, \mu_1) \right\} \\ \langle \chi | f \rangle &= A \left\{ e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_1} s_1(1) t_N(1) e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_0} s_2(0) t_p(0) \psi_{A-1}(\chi, m, \mu) \right\} \end{aligned} \quad (\text{II.14})$$

onde A é o operador de antissimetriação, $s(j)$ e $t(j)$ representam as funções de spin e isospin da partícula j ; m_j e μ_j são as correspondentes variáveis na função de onda do núcleo inicial (ψ_A) e final (ψ_{A-1}).

Definimos agora a função M :

$$\begin{aligned}
 M(1, 2, 0, (3, n, N)) \delta^{(3)}(k_1 + k_2 - k_0 - k_3) &= (E_1 E_2 E_0 E_3)^{1/2} \cdot \\
 \cdot \int d^3 r_0 d^3 r_1 &\left\{ a \left\{ e^{-i k_2 \cdot r_0} s_2^+(0) t_p^+(0) e^{-i k_1 \cdot r_1} s_1^+(1) t_N^+(1) \right\} \cdot v(0, 1) \cdot \right. \\
 \cdot a \left\{ e^{i k_0 \cdot r_0} s_0(0) t_p(0) e^{i k_3 \cdot r_1} s_n(1) t_N(1) \right\} &\left. \right\}, \quad (\text{II.15})
 \end{aligned}$$

onde s_n e t_N representam, respectivamente, o estado de spin e isospin do n\u00e9cleon alvo.

Definimos tamb\u00e9m a transformada de Fourier da integral de superposi\u00e7\u00e3o $g_{A-1,A}^{(n,N)}(k_3)$ da seguinte forma:

$$g_{A-1,A}^{(n,N)}(k_3) = \frac{A^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}} \left[\int e^{-i k_3 \cdot \chi} \phi_{A-1}(\chi, m, \mu) \phi_A(\chi, m, \mu; \chi_1, m_1, \mu_1) d^3 x_1 d^3 x \right] s_n^+(1) t_N^+(1) \quad (\text{II.16})$$

onde ϕ_A e ϕ_{A-1} s\u00e3o as fun\u00e7\u00f5es internas do n\u00e9cleo-alvo e do n\u00e9cleo-residual, $\chi_i = \chi_i - R_{A-1}$ ($i = 1, 2, \dots, A-1$) e R_{A-1} as coordenadas do centro de massa do n\u00e9cleo residual.

O m\u00f3dulo ao quadrado da transformada de Fourier da integral de superposi\u00e7\u00e3o representa, no modelo extremo de part\u00edcula-\u00fanica, a probabilidade de um n\u00e9cleon, no estado fundamental do n\u00e9cleo A , ter momentum $\hbar k_3 (= \hbar k_1 + \hbar k_2 - \hbar k_0)$, spin s_n e isospin t_N , enquanto o restante do n\u00e9cleo inicial est\u00e1 no estado ψ_{A-1} com energia selecionada pela equa\u00e7\u00e3o (II.1).

A se\u00e7\u00e3o de choque quase-livre (p, pN) nos intervalos de energia dE_1 e dE_2 e nos \u00e2ngulos s\u00f3lidos $d\Omega_1$ e $d\Omega_2$ pode ser obtida⁽²¹⁾, a partir das defini\u00e7\u00f5es anteriores, na forma:

$$\frac{d\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \left(\frac{2\pi}{\hbar c}\right)^4 \frac{k_1 k_2}{\hbar^2 c^2 k_0 E_3} \sum_{n,N} |M(1,2;0(k_3,n,N))|^2 |g_{A-1,A}^{(n,N)}(k_3)|^2 \cdot \delta(E_f - E_i) \quad (\text{II.17})$$

Os momenta envolvidos no elemento de matriz M , dado pela equação (II.15), para o espalhamento quase-livre próton-núcleon-alvo, não ocorrem num espalhamento livre, devido à conservação de energia. No caso do espalhamento quase-livre, no qual o núcleon-alvo está ligado, é necessário suprir energia para arrancá-lo, de modo que os momenta finais são diferentes dos do caso livre. Além disso, o núcleo que recua tem menor energia cinética que um próton de mesmo momentum em um espalhamento livre. Como consequência, há uma certa arbitrariedade na escolha dos momenta e energias relativas apropriados para calcular a seção de choque de correlação. As seções de choque obtidas de momenta que não ocorrem no processo livre são denominadas fora da camada de energia.

Desprezando os efeitos provenientes dos elementos de matriz fora da camada de energia, a função M pode ser determinada a partir da seção de choque livre para o espalhamento de núcleons que tenham momenta iniciais $\hbar k_0$ e $\hbar k_3$ ou finais $\hbar k_1$ e $\hbar k_2$. Usando a aproximação de Born, em uma relação análoga à (II.9) obtemos essa seção de choque livre no sistema centro de massa na forma:

$$\frac{d\sigma^{\ell}}{d\Omega}(\bar{1}, \bar{2}; \bar{0}, (k_3, n, N)) = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{\hbar c}\right)^4 \frac{1}{E_0^2} \left| M(1,2;0, (k_3, n, N)) \right|^2, \quad (\text{II.18})$$

onde as barras referem-se a grandezas no sistema centro de massa.

A substituição dessa relação na equação (II.17) fornece a seção de choque de correlação para o espalhamento quase-livre (p, pN):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \frac{4\bar{E}_0^2}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2}{k_0 E_3} \sum_{n,N} \frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}} (\bar{1}, \bar{2}; \bar{0}, (k_3, n, N)) \left| g_{A-1, A}^{(n, N)}(k_3) \right|^2 \quad (\text{II.19})$$

Devemos levar em consideração, ainda, o fato de não termos até agora nos preocupado com os possíveis espalhamentos múltiplos, que podem reduzir a seção de choque do processo quase-livre de uma ordem de grandeza. Para a inclusão dos espalhamentos múltiplos usamos a aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA), na qual são adotadas como funções de onda das partículas incidente e emergentes ondas planas distorcidas por potenciais óticos. Os potenciais óticos considerados são dependentes da energia da partícula, mas independentes de spin.

Nesse caso, as funções de onda para os estados inicial e final são descritas, respectivamente, por:

$$\begin{aligned} \langle \chi | i \rangle &= A \left\{ D_0(\chi_0 - R_{A-1}) e^{i k_0 \cdot \chi_0} s_0(o) t_p(o) \psi_A(\chi, m, \mu; \chi_1, m_1, \mu_1) \right\} \\ \langle \chi | f \rangle &= A \left\{ D_1(\chi_1 - R_{A-1}) e^{i k_1 \cdot \chi_1} s_1(1) t_N(1) D_2(\chi_2 - R_{A-1}) \cdot \right. \\ &\quad \left. e^{i k_2 \cdot \chi_2} s_2(o) t_p(o) \psi_{A-1}(\chi, m, \mu) \right\}, \end{aligned} \quad (\text{II.20})$$

onde D_j são funções distorção que variam lentamente, em compara

ção com as ondas planas, e assintoticamente tendem a 1, já que
são vamos considerar a distorção dentro do alcance do potencial
ótico. A distorção pode ser obtida pelo método semiclássico WKB
ou pelo uso de deslocamentos de fase.

No método semiclássico WKB⁽²⁵⁾, que será utilizado,
as funções D são dadas por:

$$D_0(\chi) = \exp \left[-\frac{i E_0}{\hbar^2 c^2 k_0} \int_{-\infty}^0 U_0(\chi + s \tilde{k}_0) ds \right]$$

e

$$D_j(\chi) = \exp \left[-\frac{i E_j}{\hbar^2 c^2 k_j} \int_0^{\infty} U_j(\chi + s \tilde{k}_j) ds \right]; \quad j = 1, 2, \quad (\text{II.21})$$

sendo U_i os potenciais óticos das partículas 0, 1 e 2 e as inte-
grações tomadas sobre as trajetórias clássicas.

A seção de choque de correlação para o espalhamento
quase-livre (p, pN), considerando a distorção, difere da equa-
ção (II.19) pela inclusão de uma distribuição de momentum dis-
torcida $|g'(k_3)|^2$, cuja definição é:

$$|g'(k_3)|^2 = \frac{1}{2J_{A+1}} \sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_{n, N} |g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3)|^2 \quad (\text{II.22a})$$

sendo

$$g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) = \frac{A^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}} \left[e^{-ik_3 \cdot \chi_1} \phi_{m_{A-1}}^*(\chi, m, \mu) \phi_{m_A}(\chi, m, \mu; \chi_1, m_1, \mu_1) \cdot \right. \\ \left. \cdot D_0(\chi_1) D_1(\chi_1) D_2(\chi_1) d^3 x_1 d^3 x \right] s_n^+(1) t_N^+(1) \quad (\text{II.22b})$$

A expressão final para a seção de choque de correla-
ção em aproximação de impulso com ondas distorcidas é a seguin-
te:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_0^2}{k_0 E_3} \frac{d\sigma^\ell}{d\bar{\Omega}} (\bar{1}, \bar{2}; \bar{0}, \bar{3}) . \quad (\text{II.23})$$

$$\cdot \frac{1}{2^{J_{A+1}}} \sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_{n, N} \left| g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) \right|^2 ,$$

onde foi tomada a média sobre os estados iniciais de spin e so ma sobre os estados finais, porque em geral não se observam as orientações dos núcleos inicial e final.

Note-se que para obter a seção de choque (II.23) usa mos a aproximação de fatoração de acordo com a qual

$$\sum_{n, N} g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) (E_0 E_1 E_2 E_3)^{-1/2} M(1, 2; 0, (3, n, N)) ,$$

para um estado de isospin fixo t_N , é fatorado no produto de

$$\left[\sum_n \left| g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) \right|^2 \right]^{1/2}$$

pelo elemento de matriz do processo livre correspondente ao espalhamento de um núcleon N de momentum $\hbar k_3$ e função de onda de spin igual a

$$\left[\sum_n \left| g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) \right|^2 \right]^{-1/2} \sum_n g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) s_n .$$

A seção de choque de correlação (II.23) pode, final- mente, ser escrita na forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \text{F.C.} \times \frac{d\sigma^\ell}{d\bar{\Omega}} \times \left| g' \right|^2 , \quad (\text{II.24})$$

onde $|g'|^2$ é a distribuição de momentum distorcida (II.22), $\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}$, a seção de choque próton-núcleon livre e F.C., o fator cinemático dado por:

$$F.C. = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_0^2}{k_0 E_3} . \quad (II.25)$$

Quanto ao fato de desprezarmos efeitos provenientes de elementos de matriz fora da camada de energia, convém alguns comentários. Foram feitos estudos em PWIA⁽²⁶⁾ que mostram que as reações quase-livres acima de 300 MeV não são sensíveis a esses efeitos. (Segundo este artigo, somente abaixo de 200 MeV esses efeitos adquirem importância, para certas geometrias.) Considerando que a energia incidente das reações que serão analisadas nos capítulos III e IV é de 400 MeV, esperamos que o efeito de fora da camada de energia não seja significativo; todavia, para avaliá-lo, faremos uma estimativa de sua influência no próximo capítulo. Esta estimativa será feita analisando^(26, 27) o comportamento dos elementos de matriz do espalhamento livre numa cinemática construída a partir dos momenta iniciais ($\hbar k_0$ e $\hbar k_3$) ou dos finais ($\hbar k_1$ e $\hbar k_2$).

Na obtenção da expressão para a seção de choque de correlação do processo quase-livre, adotamos a fatoração da mesma no produto da seção de choque livre pela distribuição de momentum distorcida e pelo fator cinemático. Basicamente, essa fatoração depende do efeito de fora da camada de energia e das distorções, que determinam valores de momenta, para o processo quase-livre, diferentes dos assintóticos. A fatoração só é justifi

cãve1(20, 21, 22) quando as seções de choque livres variam pouco em comparação com as modificações de momentum causadas pelos espalhamentos múltiplos. No caso da reação (p, 2p) essa condição é satisfeita para energias entre 100 MeV e 400 MeV, pois as seções de choque próton-próton livres são praticamente independentes de energia e ângulo, nesse intervalo de energia (Figura A.1 do Apêndice A). Para as reações (p, pn) essa isotropia não ocorre mas, ainda assim, há regiões cinemáticas para as quais essa variação é pequena (Figura A.5 do Apêndice A). Neste caso, também são minorados os efeitos de fora da camada de energia, pois os elementos de matriz são pouco sensíveis aos momenta.

Uma maneira alternativa de calcular a seção de choque de correlação do processo quase-livre, sem fatorá-la, é a partir da expressão (II.19) e de deslocamentos de fase. Ainda fazem-se necessários novos estudos comparativos entre os resultados obtidos a partir da aproximação de fatoração e de deslocamentos de fase; no entanto, face à simplicidade, é preferível utilizar a aproximação de fatoração sempre que possível.

Ao admitir a validade da aproximação WKB, adotada para a determinação das distorções, estamos supondo que, para energias não muito baixas, os potenciais óticos afetam pouco às trajetórias das partículas. Certamente, para energias altas esta é uma suposição válida e os resultados obtidos pelo método WKB devem ser bons. O limite mínimo para a validade deste método não é, no entanto, bem definido. Jackson e Berggren⁽²⁸⁾ apresentam uma comparação entre cálculos realizados com o método WKB e com deslocamentos de fase, para a reação ${}^6\text{Li}(p, 2p){}^5\text{He}$ com prótons com energia inicial de 185 MeV e final de 90 MeV. Os resultados

apresentados indicam que essa aproximação já é satisfatória para esses valores de energia, que são da ordem dos valores utilizados nesse trabalho. Além disso, segundo esses autores, o erro cometido pelo uso dessa aproximação é menor que o cometido na fatoração, de modo que se não fosse bom esse método, também a fatoração não o seria. Trabalhos em andamento⁽²⁹⁾ demonstram que a utilização da aproximação WKB deve ser melhor determinada.

Resta ainda citar alguns efeitos não considerados, como é o caso de possíveis rearranjos no núcleo, interações de curto e longo alcance e troca de carga. Nas referências (19), (22), (23) e (30), eles são discutidos em detalhe. Em particular, o mais importante para nós deveria ser a possível troca de carga de uma partícula emergente, o que transformaria um processo $(p, 2p)$ em um (p, pn) e vice-versa. Nos casos que estudaremos, para resultar no estado-furo considerado, a troca de carga, após o arrancamento do núcleon, poderia⁽³¹⁾, em ordem mais baixa e dentro do modelo de partícula-única, ocorrer apenas de tal forma que o núcleon, depois da troca de carga, preenchesse exatamente o furo provocado pelo processo original de arrancamento. Isso nos parece pouco provável. Além disto, os processos de troca de carga devem tender a igualar as contribuições de reações $(p, 2p)$ e (p, pn) , sendo o efeito total proporcional à diferença relativa das correspondentes seções de choque quase-livres, as quais, sob certas condições cinemáticas, resultam ser aproximadamente iguais. Supomos, portanto, que, para uma primeira estimativa da aproximação de impulso e comparação com dados experimentais, esses efeitos possam ser considerados menos importantes que outros já citados. Seria interessante, porém, que se deter

minasse posteriormente a contribuição de cada um deles.

II.3 - Potencial Ótico

O potencial ótico tem como finalidade simular os espalhamentos múltiplos. Sua parte real é responsável pelo deslocamento de fase das funções de onda das partículas incidente e emergentes, enquanto a parte imaginária, pela diminuição da amplitude das mesmas. Sua determinação é feita a partir de dados experimentais de espalhamentos elásticos nêutron-nêutron⁽³²⁾ ou, conforme já referido anteriormente, da teoria geral de espalhamento, conhecida a interação nêutron-nêutron^(13, 33).

Nesse trabalho são adotados potenciais óticos complexos tipo poço quadrado, independentes de spin, de isospin e da interação coulombiana entre os prótons incidente e emergentes e o núcleo residual, denotados por $U_j(\chi) = V_j(\chi) + iW_j(\chi)$ ($j=0,1,2$).

Não consideramos o termo de spin-órbita na distorção porque uma estimativa quantitativa dessa contribuição, apresentada na referência (34), indica pequena influência dessa interação. Além disso, nas experiências analisadas no presente trabalho o próton incidente não é polarizado e não são medidas as polarizações das partículas emergentes, de modo que esperamos que a soma sobre os spins das partículas incidentes e emergentes resulte em cancelamentos que reduzem a influência da interação spin-órbita.

Estamos desprezando a repulsão coulombiana entre os prótons incidente e emergentes com o núcleo residual, já que es

ta contribuição é pequena para altas energias⁽³⁵⁾. Bengtsson et al⁽³⁵⁾ consideram, em alguns cálculos, o termo coulombiano correspondente a uma distribuição de carga uniforme de raio igual ao raio quadrático médio do núcleo-alvo. Segundo esses autores, a inclusão dos potenciais coulombianos na distorção produz efeitos pequenos.

Também, ao escolhermos a forma desses potenciais óticos, não levamos em consideração a "consistência" desses com a distribuição da densidade nuclear. Um estudo anterior⁽³⁶⁾ a esse respeito demonstrou que a seção de choque de um processo quase-livre é fortemente dependente da forma dos potenciais óticos na superfície do núcleo, onde esses processos são muito importantes, sendo necessário calculá-los usando uma densidade nuclear mais realística que a forma adotada de um poço quadrado. Acreditamos, porém, que, para uma avaliação da aproximação de impulso através de razões entre as seções de choque, esse efeito não seja tão importante, embora deva ser melhor estimado o erro que introduz nos cálculos.

Os parâmetros dos potenciais óticos determinados⁽³⁷⁾ através de uma análise de deslocamentos de fase numa experiência (p, 2p) não têm sido muito corretos, pelo que optamos pela determinação da parte imaginária a partir da razão da absorção das partículas no núcleo⁽³⁸⁾. Da equação da continuidade se obtém a razão de absorção para uma partícula j de energia E_j e momentum $\hbar k_j$ igual a $-\frac{2}{\hbar} W_j(r)$, que corresponde a um livre caminho médio λ_j dado por:

$$\lambda_j = \frac{\hbar^2 c^2 k_j}{2E_j |W_j|} \cdot \quad (\text{II.26})$$

Por outro lado, o livre caminho médio de um nêutron j de energia cinética T na matéria nuclear pode ser expresso em termos da seção de choque total média ($\bar{\sigma}$) para o espalhamento livre do próton incidente pelo nêutron-alvo:

$$\lambda_j = \frac{1}{\rho \bar{\sigma}_j(T)} ; \quad j = 0, 1, 2 , \quad (\text{II.27})$$

onde ρ é a densidade da matéria nuclear, que será considerada uma função tipo poço quadrado:

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi L^3} A & r < L \\ 0 & r > L \end{cases} , \quad (\text{II.28})$$

sendo L a largura do poço de potencial, que consideramos igual ao raio nuclear.

A relação entre o raio quadrático médio do núcleo e a largura do poço, para a densidade da forma (II.28) é:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} L^2 . \quad (\text{II.29})$$

A largura L desse potencial ótico será obtida desta relação e do raio quadrático experimental ($\sqrt{\langle r^2 \rangle}_{\text{exp}}$).

No cálculo de σ , é considerada a energia cinética (T), assim como o princípio de Pauli. Segundo Goldberger⁽³⁹⁾, a seção de choque nêutron-nêutron dentro da matéria nuclear é dada por:

$$\bar{\sigma}(T) = \sigma(T') \gamma ; \quad T' > 2\epsilon_F , \quad (\text{II.30})$$

sendo

$$\gamma \equiv 1 - \frac{7}{5} \frac{\epsilon_F}{T'} ,$$

ϵ_F , a energia de Fermi e T' , a energia cinética dentro da matéria nuclear, ou seja,

$$T' = T - V , \quad (\text{II.31})$$

onde V é a parte real do potencial ótico que atua sobre o núcleo em consideração. Os valores da parte real do potencial ótico são tomados de Dabrowski et al.⁽⁴⁰⁾ adotando para r_0 dados de espalhamento de elétrons. A energia de Fermi é obtida do momentum de Fermi, cuja relação com L é $L = 1.52 k_F^{-1} A^{1/3}$ (41).

As seções de choque $\sigma(T')$ são determinadas de dados experimentais para espalhamento livre próton-próton e próton-nêutron, com os quais é feita uma média ponderada pelo número de partículas de cada tipo, próton e nêutron, existentes no núcleo residual. No capítulo III esse cálculo será exemplificado em detalhe.

As relações (II.26) e (II.27) permitem obter a parte imaginária do potencial ótico da seguinte forma:

$$|W_j| = \frac{\hbar^2 c^2 k_j}{2E_j} \rho \bar{\sigma}_j(T) . \quad (\text{II.32})$$

Se definirmos a razão entre as partes real e imaginárias do potencial ótico por:

$$\alpha_j \equiv \frac{V_j}{W_j} , \quad (\text{II.33})$$

temos que:

$$U_j = W_j(\alpha_j + i) . \quad (\text{II.34})$$

A razão α_j , que depende da energia da partícula, pode ser obtida, como já foi dito, de dados experimentais de espalhamento elástico⁽³²⁾ ou da análise de deslocamentos de fase da interação nêutron-nêutron⁽³³⁾. Nesse trabalho optamos por determinar α_j de resultados de espalhamento elástico.

Conhecidos os potenciais óticos é possível a obtenção das funções de distorção. Na aproximação semiclássica WKB (II.21), para potenciais do tipo poço quadrado e independentes de spin, isospin e da interação coulombiana entre os prótons, essas funções são expressas pela relação seguinte:

$$D_j(r) = \exp\left[-\frac{\ell_j}{2\lambda_j} (1 - i\alpha_j)\right] ; \quad j = 0, 1, 2 , \quad (\text{II.35})$$

onde ℓ_j são as trajetórias clássicas dos nêutrons no interior do núcleo. Os efeitos de reflexão estão sendo desprezados.

II.4 - Polarização Efetiva

Proposto por O.Haxel, J.H.D.Jensen and H.E.Suess⁽⁴²⁾ (e independentemente, a partir da sugestão de E.Fermi, por Maria G. Mayer⁽⁴³⁾), o modelo de camadas nuclear acresce, ao potencial central médio produzido pelos nêutrons, a interação spin-órbita, trazendo como consequência o desdobramento de camadas nucleares

de mesmo número quântico em camadas que dependem do momentum angular total j . Vários resultados experimentais⁽⁴⁴⁾ confirmam a necessidade da inclusão do acoplamento spin-órbita, determinando uma forte correlação entre spin e momentum angular das partículas.

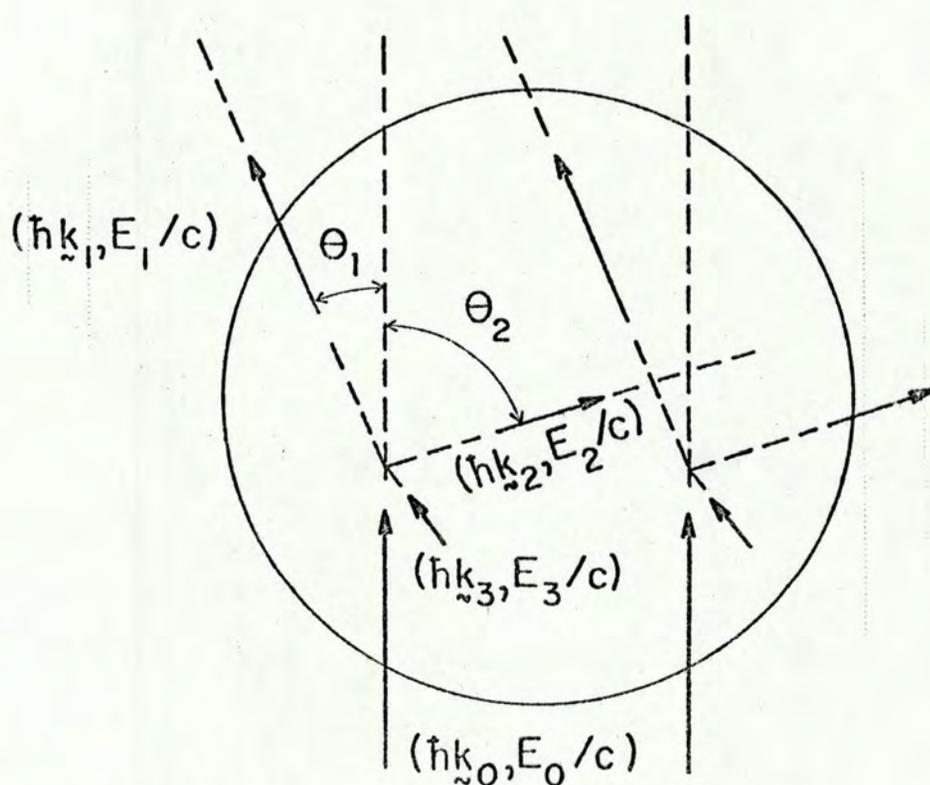


Figura II.3 - Representação esquemática de uma reação quase-livre.

Em um espalhamento quase-livre assimétrico, os núcleons ejetados de diferentes regiões do núcleo percorrem diferentes distâncias dentro do mesmo. Por exemplo, em um espalhamento do tipo esquematizado na Figura II.3, os núcleons ejeta-

dos do lado direito do núcleo percorrem, em média, menor distância dentro da matéria nuclear que os provenientes do lado esquerdo. Considerando a forte absorção que afeta principalmente os núcleons oriundos do lado esquerdo, que atravessam mais matéria nuclear, o lado direito do núcleo será predominante no processo quase-livre. Dessa forma, e devido à interação spin-órbita, a escolha de uma certa cinemática (momentum) implica em uma seleção do spin das partículas ejetadas, significando que os núcleons ejetados estavam efetivamente polarizados no núcleo. Por essa razão as seções de choque livres relevantes em processos quase-livres assimétricos correspondem ao espalhamento da partícula incidente por um núcleon-alvo efetivamente polarizado.

Escolhido o processo (p, pN), fixando o estado de isospin e quantizando o spin da partícula a ser ejetada na direção z , o vetor polarização efetiva $P(k_3)$ tem componentes dadas por⁽¹⁾:

$$P_X(k_3) = \frac{2 \operatorname{Re} \left(\sum_{m_{A-1}, m_A} g_{m_{A-1}, m_A}'^{*(+)} g_{m_{A-1}, m_A}'^{(-)} \right)}{\sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_n |g_{m_{A-1}, m_A}'^{(n)}|^2}$$

$$P_Y(k_3) = \frac{2 \operatorname{Im} \left(\sum_{m_{A-1}, m_A} g_{m_{A-1}, m_A}'^{*(+)} g_{m_{A-1}, m_A}'^{(-)} \right)}{\sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_n |g_{m_{A-1}, m_A}'^{(n)}|^2} \quad (\text{II.36})$$

$$P_Z(k_3) = \frac{\sum_{m_{A-1}, m_A} \left(|g_{m_{A-1}, m_A}'^{(+)}|^2 - |g_{m_{A-1}, m_A}'^{(-)}|^2 \right)}{\sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_n |g_{m_{A-1}, m_A}'^{(n)}|^2}$$

onde os estados de spin do nucleon ejetado são indicados por n , com valores (+) e (-) para as duas possíveis orientaoes perpendiculares ao plano de espalhamento.

II.5 - Seo de Choque Próton-Nucleon Livre

Para calcular a seo de choque de correlao do processo quase-livre, dada pela equao (II.24), é preciso conhecer a seo de choque livre do espalhamento da partcula incidente por um nucleon com momentum $\hbar k_3$ e polarizao $P(k_3)$. A seo de choque livre é calculada a partir de conjuntos de deslocamentos de fase que reproduzem os resultados experimentais.

O fundamento terico da anlise de dados experimentais de espalhamentos nucleon-nucleon a partir de deslocamentos de fase deve-se a Wolfenstein e Ashkin⁽⁴⁵⁾. Nessa seo, apresentamos alguns itens desse formalismo de forma bastante resumida, j que no é objetivo do presente trabalho discutir espalhamentos nucleon-nucleon. Basicamente, utilizamos a descrio de Hoshizaki⁽⁴⁶⁾. Outras revisoes podem ser encontradas nas referncias (14), (45) e (47).

O espalhamento de dois núcleons livres é convenientemente descrito pela amplitude de espalhamento considerada como uma matriz no espao de spin.

Se o estado inicial de spin é representado pela funo de onda $\chi_S^{m_S}$, a funo de onda para o espalhamento tem a forma:

$$\psi_S^{m_S} = e^{i\bar{k}_i \cdot \mathcal{R}} \chi_S^{m_S} + \frac{e^{i\bar{k}_f \cdot \mathcal{R}}}{r} f_S^{m_S}(\bar{\theta}, \bar{\phi}) ,$$

onde $\hbar\vec{k}_i$ e $\hbar\vec{k}_f$ são os momenta inicial e final no sistema centro de massa, $\bar{\theta}$ e $\bar{\phi}$ os ângulos de espalhamento nesse sistema, f a amplitude de espalhamento, considerada uma matriz no espaço de spin, e s o spin do estado inicial com projeção m_s .

Por proposição de Wolfenstein e Ashkin⁽⁴⁵⁾, f está relacionada com os elementos da matriz de espalhamento de spin (M) através da função de onda de spin no estado inicial:

$$f_s^{m_s}(\bar{\theta}, \bar{\phi}) = \sum_{m'_s} \langle sm_s | M | sm'_s \rangle \chi_s^{m'_s}$$

Os elementos da matriz M podem ser escritos em termos de deslocamentos de fase^(14, 46) e, por outro lado, existe uma série de observáveis relacionados com os coeficientes da matriz M . O procedimento usual para a análise de dados experimentais consiste em usar um conjunto de deslocamentos de fase que, quando aplicados ao cálculo de observáveis através da matriz M , reproduzem os resultados experimentais.

As relações entre os elementos da matriz M e os deslocamentos de fase são dados nas referências citadas. A determinação dos deslocamentos de fase a partir dos dados experimentais é uma tarefa árdua, à qual muitos grupos já se dedicaram^(48, 49). Por outro lado, não é de interesse nesse trabalho discutir a interação nêutron-nêutron, pelo que não abordaremos a obtenção dos deslocamentos de fase nem o cálculo de observáveis a partir desses, apresentado em detalhe por Stapp, Ypsilants e Metropolis⁽¹⁴⁾. Todavia, para salvaguardar os valores usados para a seção de choque livre $I_0(T_{rel}, \bar{\theta})$ e a polarização produzida pelo espalha

mento $P(T_{rel}, \bar{\theta})$, comparamos os dados experimentais de diversos grupos com nossos resultados teóricos calculados de acordo com Stapp et al⁽¹⁴⁾ usando os deslocamentos de fase de McGregor et al⁽⁴⁸⁾. Ao utilizar esses deslocamentos para o cálculo de $I_o(T_{rel}, \bar{\theta})$ e $P(T_{rel}, \bar{\theta})$, extrapolamos os mesmos para energias superiores a 460 MeV, pois nos processos em estudo ocorrem energias cinéticas relativas acima desse valor.

Diversos gráficos comparativos entre valores teóricos e experimentais de grandezas dependentes dos deslocamentos de fase se encontram no Apêndice A, figuras A.1 a A.6. Dessa comparação concluímos que os valores utilizados no presente trabalho para $I_o(T_{rel}, \bar{\theta})$ e $P(T_{rel}, \bar{\theta})$ apresentam boa concordância com os resultados experimentais, mesmo para valores de energia correspondentes às extrapolações feitas.

A seção de choque livre para prótons incidentes não polarizados e alvo polarizado ($P(k_3)$), usada no cálculo da seção de choque quase-livre, é dada por⁽⁴⁶⁾:

$$\frac{d\sigma^{\lambda}}{d\bar{\Omega}} = I_o(T_{rel}, \bar{\theta}) \left[1 + P(k_3) \cdot P(T_{rel}, \bar{\theta}) \right] .$$

Em um espalhamento coplanar $P(T_{rel}, \bar{\theta})$ é perpendicular ao plano de espalhamento⁽⁴⁶⁾. Como nos cálculos específicos que serão apresentados no capítulo III, consideraremos esse plano como o plano xy, a componente do vetor polarização efetiva $P(k_3)$ que nos interessará será a componente P_z (II.36), que será representada por P_3 . Por outro lado, esta é a única componente da polarização efetiva diferente de zero⁽²¹⁾ para o estado $1p$, quan

do o eixo de quantização é tomado na direção z . Assim, a seção de choque livre que utilizaremos terá a forma:

$$\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}} = I_o(T_{rel}, \bar{\theta}) \left[1 + P_3^P(T_{rel}, \bar{\theta}) \right] . \quad (II.37)$$

III - APLICAÇÕES AO ^{12}C

No capítulo anterior apresentamos uma revisão do formalismo das reações quase-livres (p, pN) coplanares assimétricas. Vamos agora aplicar este formalismo para a situação particular de reações quase-livres (p, pN) com prótons incidentes não polarizados, a energia de 400 MeV, num alvo de ^{12}C e para seis valores distintos de energia das partículas emergentes.

Inicialmente descrevemos as características, geometria e cinemática, das reações em estudo, bem como aspectos da função de onda do modelo de camadas utilizada. As polarizações efetivas, distribuições de momentum e seções de choque de correlação para as reações $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ são apresentadas para o estado $1p_{3/2}$. Para cada uma dessas grandezas, comparamos os resultados obtidos para um mesmo tipo de reação, (p, 2p) ou (p, pn), variando a energia das partículas emergentes e, a seguir, fixamos a energia do núcleon de menor momentum e comparamos os resultados correspondentes às reações (p, 2p) e (p, pn) com a variação do ângulo de emergência da partícula 2.

Os casos estudados nesse capítulo são comparados, conforme veremos no capítulo seguinte, com dados experimentais preliminares obtidos em TRIUMF⁽⁹⁾.

III.1 - Geometria dos Processos

Vamos estudar reações quase-livres (p, pN) coplanares num alvo de ^{12}C com prótons incidentes de energia $T_0 = 400$ MeV,

na geometria esquematizada pela Figura III.1. Em todas reações (p, pN) que analisamos, o nucleon emergente de maior momentum, $\hbar k_1$,  um próton, enquanto a partícula emergente de momentum $\hbar k_2$  próton na reação $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ e nutron na reação $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$. Os ângulos de emergência das duas partículas, em relação  direção de incidência, so θ_1 , mantido fixo em 27° , e θ_2 , cujo valor varia entre 40° e 75° . Vamos considerar seis valores de energia cinética T_2 para a partícula de menor energia, ou seja, 78, 84, 90, 96, 102 e 108 MeV. A energia cinética T_1 das partículas que emergem a 27°  determinada usando a relação:

$$T_1 = T_0 - T_2 - S, \quad (\text{II.4})$$

onde S  a energia de separação do nucleon-alvo e onde desprezamos a energia de recuo do núcleo-alvo.

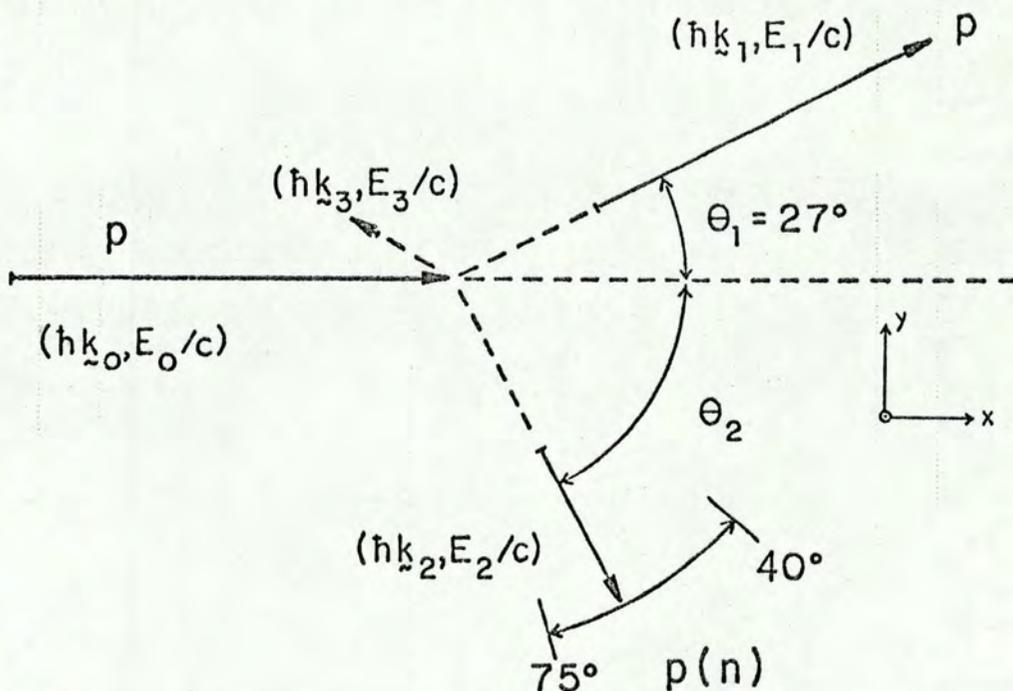


Figura III.1 - Esquema da geometria usada no sistema laboratório, para as reações quase-livres (p, pN) estudadas.

As variações de momentum do nucleon-alvo decorrem da variação de θ_2 . Como vamos supor que o plano de espalhamento se ja o plano xy, sendo x a direção de incidncia, a conservação de momentum (equação (II.2)), que permite obter o momentum $\mathbb{H}k_3$ do nucleon-alvo, pode ser decomposta na forma:

$$\mathbb{H}k_1 \cos \theta_1 + \mathbb{H}k_2 \cos \theta_2 = \mathbb{H}k_0 + \mathbb{H}k_3 \cos \theta_3 \quad (\text{III.1})$$

$$\mathbb{H}k_1 \sin \theta_1 + \mathbb{H}k_2 \sin \theta_2 = \mathbb{H}k_3 \sin \theta_3 .$$

Convenção de Sinais

 conveniente esclarecer a convenção de sinais adota da para o momentum $\mathbb{H}k_3$ do nucleon-alvo e para os ângulos conside rados. O sinal de k_3  definido pelo sinal do produto escalar $k_0 \cdot k_3$ sendo, portanto, positivo no 1 e 4 quadrantes e negati vo no 2 e 3. Para os ângulos usamos a convenção usual; so con siderados negativos no sentido horário e positivos no sentido anti-horário. Nas tabelas apresentadas no Apêndice B, por sim plicidade dos programas utilizados, são tomados os menores ângu los formados com a direção de incidncia. Assim, so de sinal po sitivo os ângulos no 1 e 3 quadrantes e negativo no 2 e 4.

Na Figura III.2 ilustramos, para uma situação particu lar, a determinação do vetor $\mathbb{H}k_3$, de acordo com a conservação de momentum (III.1). Podemos observar, nessa figura, a variação $\mathbb{H}\Delta k_3$ produzida em $\mathbb{H}k_3$ pela variação do ângulo θ_2 , representado nessa figura por $\Delta \theta_2$.

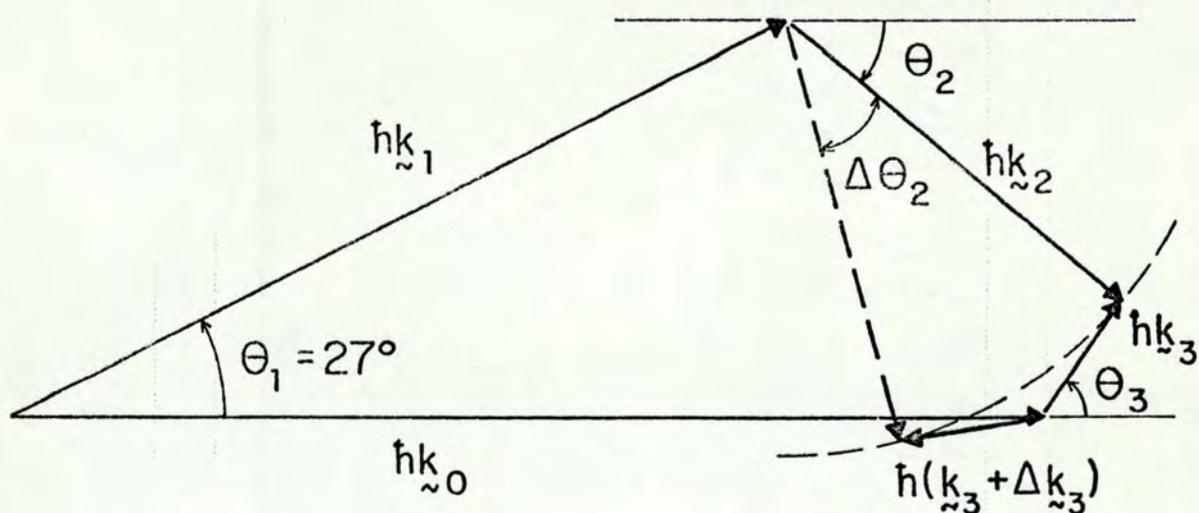


Figura III.2 - Representação geométrica dos momenta envolvidos nos processos (p, pN).

Notemos que nessa geometria, o módulo de k_3 nunca se anula, para os valores de energia cinética em consideração. Esta característica, que ocorre em todos os casos estudados, tem como consequência o preenchimento dos mínimos das distribuições de momentum não distorcidas, o que será visto na seção III.5.

III.2 - Cinemática

Para a determinação das seções de choque livre⁽¹⁴⁾ necessitamos conhecer o ângulo de espalhamento $\bar{\theta}$ no sistema centro de massa e a energia cinética relativa T_{rel} ($T_{rel} = E'_0 - mc^2$) no sistema em que a partícula-alvo está em repouso. O processo

é apresentado nesses dois sistemas na Figura III.3, onde as barras e linhas correspondem, respectivamente, a grandezas no sistema centro de massa e no sistema em que a partícula-alvo está em repouso. A massa do próton e do nêutron são consideradas iguais e representadas por m .

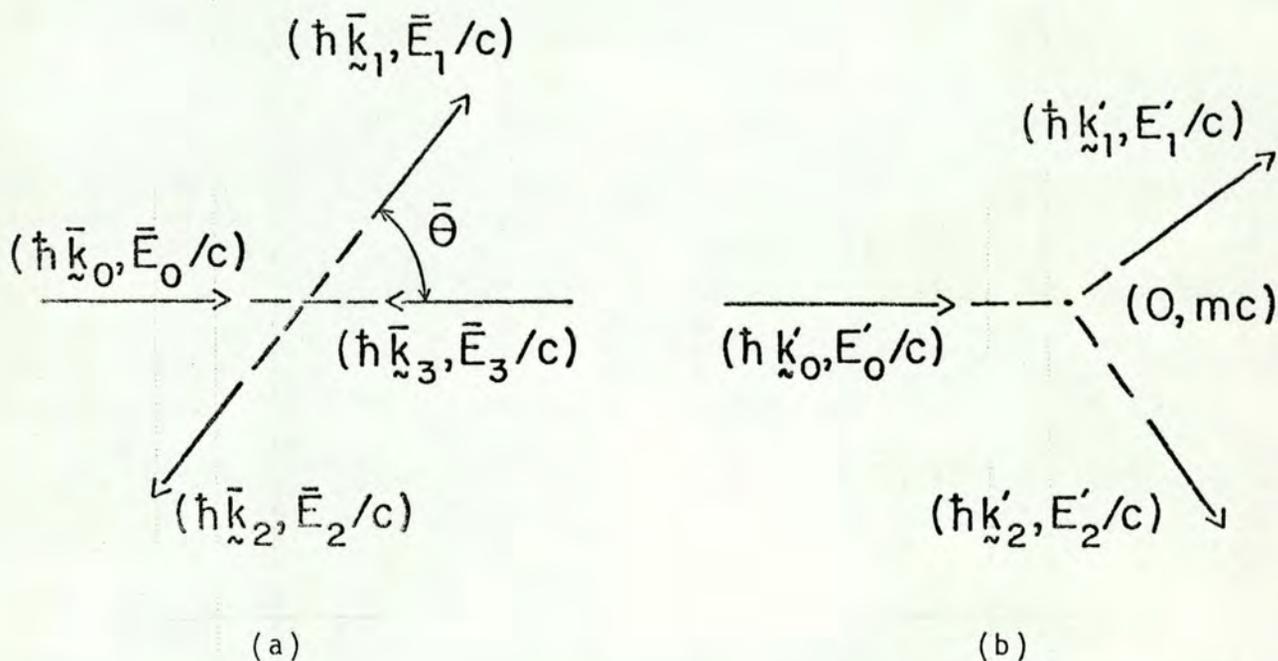


Figura III.3 - Esquema da geometria usada (a) no sistema centro de massa e (b) no sistema em que a partícula-alvo está em repouso.

Conforme vimos no capítulo anterior, há uma certa arbitrariedade na escolha dos momenta relevantes ao espalhamento quase-livre, pois os momenta assintóticos não são iguais aos momenta no instante do arrancamento e os valores assintóticos iniciais, $\hbar k_0$ e $\hbar k_3$, e finais, $\hbar k_1$ e $\hbar k_2$, não fornecem valores iguais para a energia cinética relativa (T_{rel}), devido à ener

gia de separação e às distorções. Assim, a seção de choque qu se-livre fica melhor determinada se obtida através de diferentes cinemáticas e pode, inclusive, propiciar uma estimativa da ordem de grandeza dos efeitos de elementos de matriz fora da ca mada de energia. Na seção III.6 será feita a comparação entre resultados obtidos pela cinemática final e inicial. Por ora, va mos nos limitar aos aspectos puramente cinemáticos, deduzindo as expressões que devem ser utilizadas em cada caso.

Cinemática Inicial

Para o produto de quadrivetores, a transformação de Lorentz do sistema laboratório para o sistema centro de massa define grandezas invariantes⁽²¹⁾ cuja conveniente escolha para a cinemática inicial é:

$$\begin{aligned}
 A_i &\equiv p_0 \cdot p_1 c^2 - E_0 E_1 = \bar{p}_0 \cdot \bar{p}_1 c^2 - \bar{E}_0 \bar{E}_1 \\
 B_i &\equiv p_1 \cdot p_3 c^2 - E_1 E_3 = \bar{p}_1 \cdot \bar{p}_3 c^2 - \bar{E}_1 \bar{E}_3 \\
 C_i &\equiv (p_0 + p_3)^2 c^2 - (E_0 + E_3)^2 = -4\bar{E}_0^2 .
 \end{aligned}
 \tag{III.2}$$

Usando essas relações e as seguintes propriedades do sistema centro de massa

$$\bar{E}_0 = \bar{E}_3 \quad \text{e} \quad \bar{p}_0 = -\bar{p}_3 ,$$

obtemos o ângulo de espalhamento $\bar{\theta}^{in}$ para a cinemática inicial:

$$\cos \bar{\theta}^{\text{in}} = \frac{A_i - B_i}{2 \left[\left(\frac{C_i}{4} + m^2 c^4 \right) \left(\frac{(A_i + B_i)^2}{C_i} + m^2 c^4 \right) \right]^{1/2}} \quad (\text{III.3})$$

A partir da invariância do produto de quadrivetores energia-momentum no sistema laboratório e no sistema em que a partícula-alvo está em repouso, definimos outro invariante:

$$D_i^{\text{in}} \equiv E_0 E_3 - p_{\lambda_0} \cdot p_{\lambda_3} c^2 = E_0^{\text{in}} m c^2, \quad (\text{III.4})$$

de modo que a energia cinética relativa \bar{e} é obtida a partir desse invariante pela relação:

$$T_{\text{rel}}^{\text{in}} = \frac{D_i^{\text{in}}}{m c^2} - m c^2. \quad (\text{III.5})$$

Cinemática Final

Os invariantes, frente a transformação de Lorentz, adequados para o estudo da cinemática final são⁽²¹⁾:

$$\begin{aligned} A_f &\equiv p_{\lambda_0} \cdot p_{\lambda_1} c^2 - E_0 E_1 = \bar{p}_{\lambda_0} \cdot \bar{p}_{\lambda_1} c^2 - \bar{E}_0 \bar{E}_1 \\ B_f &\equiv p_{\lambda_0} \cdot p_{\lambda_2} c^2 - E_0 E_2 = \bar{p}_{\lambda_0} \cdot \bar{p}_{\lambda_2} c^2 - \bar{E}_0 \bar{E}_2 \\ C_f &\equiv (p_{\lambda_1} + p_{\lambda_2})^2 c^2 - (E_1 + E_2)^2 = -4\bar{E}_2, \end{aligned} \quad (\text{III.6})$$

onde o invariante A_f é igual a A_i definido na cinemática inicial.

As propriedades do sistema centro de massa

$$\bar{E}_1 = \bar{E}_2 \quad , \quad \bar{p}_1 = -\bar{p}_2$$

e as definições dos invariantes acima, possibilitam a obtenção do ângulo de espalhamento $\bar{\theta}^{fin}$ para a cinemática final:

$$\cos \bar{\theta}^{fin} = \frac{A_f - B_f}{2 \left[\left(\frac{C_f}{4} + m^2 c^4 \right) \left(\frac{(A_f + B_f)}{C_f} + m^2 c^4 \right) \right]^{1/2}} \quad . \quad (\text{III.7})$$

A energia cinética relativa, para esse caso, é dada por:

$$T_{rel}^{fin} = \frac{D_f^{fin}}{mc^2} - mc^2 \quad , \quad (\text{III.8})$$

onde definimos:

$$D_f^{fin} \equiv E_1 E_2 - p_1 \cdot p_2 c^2 \quad . \quad (\text{III.9})$$

Fator Cinemático

O fator cinemático (II.25), necessário para o cálculo da seção de choque quase-livre (II.24), pode ser reescrito, a partir da definição dos invariantes anteriores, na forma:

$$F.C. = - \frac{1}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2}{k_o E_3} C \quad , \quad (\text{III.10})$$

onde C é diferente para a cinemática inicial e final e dado,

respectivamente, por (III.2) e (III.6).

Alguns valores obtidos para T_{rel} e $\bar{\theta}$ nas duas cinemáticas podem ser encontrados nas tabelas B.1 a B.12 do Apêndice B.

III.3 - Função de Onda

Conforme vimos no capítulo anterior, para obter a distribuição de momentum e polarização efetiva, utilizadas na determinação da seção de choque de correlação (II.24), necessitamos conhecer a função de onda da partícula-alvo, a qual será calculada no modelo extremo de partícula-única. Para o potencial do modelo de camadas, gerador da função de onda, é adotada a forma de um poço quadrado de largura L , calculada a partir do raio quadrático médio experimental $(\sqrt{\langle r^2 \rangle})_{exp}$ do ^{12}C , obtido do espalhamento de elétrons⁽⁵⁰⁾ e igual a 2.42 fm, pela relação:

$$L = \sqrt{\frac{5}{3} \langle r^2 \rangle_{exp}}, \quad (II.29)$$

de modo que $L = 3.124$ fm.

As funções de onda para um potencial do tipo poço quadrado são da forma⁽⁵¹⁾:

$$\psi_{\ell m_{\ell}}(r, \theta, \phi) = R_{\ell}(r) Y_{\ell}^{m_{\ell}}(\theta, \phi), \quad (III.11)$$

onde $Y_{\ell}^{m_{\ell}}(\theta, \phi)$ são os esféricos harmônicos.

A parte radial normalizada para o estado p , é dada por⁽⁵²⁾:

$$R_1(r) = \begin{cases} \left[\frac{2(\beta L + 1)^2 \alpha^2 + 2\beta^2}{L[(\beta L + 1)^2 + (\beta L + 1) + 1]} \right]^{1/2} \frac{\text{sen}(\alpha r) - \alpha \text{rcos}(\alpha r)}{(\alpha r)^2}, & r < L \\ \left[\frac{2\alpha^2 L \beta^4 e^{2\beta L}}{[(\beta L + 1)^2 + (\beta L + 1)] (\alpha^2 + \beta^2)} \right]^{1/2} \frac{\beta r + 1}{(\beta r)^2} e^{-\beta L}, & r > L \end{cases} \quad (\text{III.12})$$

sendo α e β os momenta definidos por:

$$\alpha = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (V - S) \right]^{1/2}$$

e (III.13)

$$\beta = \left[\frac{2m}{\hbar^2} S \right]^{1/2},$$

onde V é a profundidade do poço e S a energia de separação.

Da continuidade da função de onda e de sua derivada em $r = L$, obtemos a equação transcendental, que determina o autovalor de energia do estado. Para o estado $1p$ temos que:

$$\frac{1}{\alpha L} \cotg(\alpha L) - \frac{1}{(\alpha L)^2} = \frac{1}{\beta L} - \frac{1}{(\beta L)^2}. \quad (\text{III.14})$$

Os parâmetros α e β são ajustados usando o método de Newton para resolução de uma equação transcendental, de forma a satisfazer a equação transcendental acima, sendo atribuído para S o valor experimental. Assim a profundidade do poço (V) é obtida da expressão:

$$V = - \frac{\hbar^2}{2m} (\alpha^2 + \beta^2) \quad (\text{III.15})$$

decorrente das definições (III.13) de α e β .

Interação Coulombiana

Considerando que um processo quase-livre ocorre predominantemente na superfície nuclear, devido à forte absorção, a cauda da função de onda é fundamental, justificando uma análise das consequências da inclusão da interação coulombiana no potencial do modelo de camadas.

Para um núcleo com isospin total $T = 0$, o potencial de prótons do modelo de camadas é, a menos da interação coulombiana, idêntico ao de nêutrons, devido à simetria de isospin. Tendo em vista a pequena intensidade da interação coulombiana comparada às interações nucleares, que determinam o potencial dos nêutrons, podemos prever uma pequena diferença entre as funções de onda de prótons e nêutrons. No entanto, a adoção de potenciais do tipo poço quadrado, que reproduzem as energias de separação de prótons e nêutrons, aumenta substancialmente a cauda da função de onda dos prótons em relação à dos nêutrons.

Esse efeito decorre da diferença na energia de ligação de prótons⁽⁵³⁾ e nêutrons^(8, 54) para o estado $1p$ do ^{12}C , observadas experimentalmente:

$$S_p = 16 \text{ MeV}$$

e

(III.16)

$$S_n = 19 \text{ MeV}.$$

Os potenciais do tipo poço quadrado que reproduzem es as energias de separação têm profundidade:

$$V_p = - 43.4 \text{ MeV}$$

e

(III.17)

$$V_n = - 47.1 \text{ MeV}.$$

Um potencial mais realístico para prótons é obtido pe lo acr êscimo da interação coulombiana ao potencial dos nêutrons. O potencial coulombiano, devido à densidade de carga $\rho(r)$ é da do por:

$$V_c(r) = \int_V \frac{\rho(r')}{|r - r'|} d^3r' . \quad (\text{III.18})$$

Em particular, para uma distribuição de carga unifor me em uma esfera de raio L e de densidade $\rho(r)$, devido a Z prótons, dada por:

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi L^3} Ze & r \leq L \\ 0 & r > L \end{cases} , \quad (\text{III.19})$$

V_c se reduz a:

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Ze}{2L} \left(3 - \frac{r^2}{L^2} \right) & r \leq L \\ \frac{Ze}{r} & r > L \end{cases} , \quad (\text{III.20})$$

sendo $L = r_0 A^{1/3}$. O valor de r_0 pode ser obtido de dados experimentais de espalhamento de elétrons ou da diferença na energia coulombiana de núcleos-espelho. No presente trabalho utilizamos o resultado de espalhamento de elétrons⁵⁰⁾, que fornece $r_0 = 1.36$ fm para o ^{12}C .

Tendo em vista que queremos utilizar potenciais tipo poço quadrado, vamos tomar o potencial coulombiano médio no interior e no exterior do núcleo, e adicioná-lo ao potencial do tipo poço quadrado de nêutrons.

Segundo Perey⁽⁵⁵⁾, o potencial coulombiano no interior de uma esfera de raio $R = 1.25 A^{1/3}$ fm pode ser aproximado por $\bar{V}_c = 1.38 ZA^{-1/3}$ MeV. Usando o valor de r_0 para o ^{12}C , obtemos o potencial coulombiano médio no interior de núcleo:

$$\bar{V}_c(r \leq L) = 3.3 \text{ MeV} .$$

Dessa forma, a profundidade do poço quadrado de prótons (V) obtida a partir do poço de nêutrons e do potencial coulombiano médio (\bar{V}_c) é dada por:

$$V = V_n + \bar{V}_c ,$$

ou seja,

$$V = - 43.8 \text{ MeV} .$$

Notemos que esse valor é aproximadamente igual ao da equação (III.17), o que indica que considerar um poço quadrado com essa profundidade equivale a considerar o potencial coulombiano

biano dentro do núcleo e desprezã-lo fora, aumentando a cauda da função de onda dos prótons em comparação a dos nêutrons. O potencial coulombiano fora do núcleo, no entanto, atua de modo contrário sobre a cauda da função de onda dos prótons, tendendo a diminuí-la. Como o potencial coulombiano externo ao núcleo de cai lentamente e é da mesma ordem de grandeza que o interno, es ses dois efeitos praticamente se cancelam.

Acreditamos, pelo exposto nessa seção, que o erro co metido ao considerar a função do próton igual à do nêutron é me nor que o resultante de um cálculo dessa mesma função a partir de um potencial onde a interação coulombiana nuclear seja leva da em conta apenas no interior do núcleo ($r < L$) através de um potencial do tipo poço quadrado que teria, no caso, profundida de igual a -43.4 MeV e largura 3.124 fm. Nesse trabalho, em todos os processos (p, pN) que serão apresentados, vamos supor que o próton e nêutron no estado $1p$ tenham a mesma função de on da gerada, no modelo extremo de partícula-única, por um poço de potencial quadrado de largura 3.124 fm e profundidade -47.1 MeV. Estudos mais completos sobre a inclusão da interação coulombia na estão em andamento⁽³¹⁾.

III.4 - Distorção

Conhecida a função de onda, faz-se necessário o esta belecimento das funções distorção para o cálculo das distribui ções de momentum distorcidas e da polarização efetiva. As fun ções distorção $D_j(r)$ ($j = 0, 1, 2$), serão obtidas a partir de um

potencial ótico tipo poço quadrado, em aproximação semiclassical WKB, de acordo com as seções II.2 e II.3

No cálculo dos livres caminhos médios, conforme indicado na seção II.3, utilizamos o valor de 25.9 MeV para a energia de Fermi do ^{12}C .

Para a determinação de $\sigma(T')$ fizemos uma média das seções de choque próton-próton (σ_{pp}) e próton-nêutron (σ_{pn}) livres, ponderadas pelo número dessas interações. Para as partículas emergentes, o núcleo residual é responsável pelos espalhamentos múltiplos de forma que λ_1 e λ_2 devem ser calculados no ^{11}B , para a reação (p, 2p), e no ^{11}C , para a reação (p, pn). Na aproximação de impulso, que utilizamos, a interação da partícula incidente com o núcleon-alvo é tomada explicitamente no cálculo da seção de choque núcleon-núcleon livre ($\frac{d\sigma^{\ell}}{d\Omega}$ da equação (II.23)), de modo que, também para a partícula incidente, o potencial ótico é gerado pelo núcleo residual. Por essa razão consideramos $A = 11$ e calculamos $\sigma(T')$ como segue.

Para a reação (p, 2p), temos onze partículas no número residual ^{11}B , 5 prótons e 6 nêutrons; logo um próton terá uma seção de choque total média dada pela média das interações com as onze partículas, ou seja:

$$\sigma_j(T') = \frac{5\sigma_{pp}(T') + 6\sigma_{pn}(T')}{11} \quad ; \quad j = 0, 1, 2 \quad . \quad (\text{III.21})$$

Para a reação (p, pn), temos um núcleo residual de ^{11}C , ou seja, 6 prótons e 5 nêutrons; logo a seção de choque total média para um próton e um nêutron é, respectivamente:

$$\sigma_j(T') = \frac{6\sigma_{pp}(T') + 5\sigma_{pn}(T')}{11} \quad ; \quad j = 0, 1$$

e

(III.22)

$$\sigma_2(T') = \frac{6\sigma_{np}(T') + 5\sigma_{nn}(T')}{11} .$$

Devido à simetria de isospin ($\sigma_{pp} = \sigma_{nn}$), o livre caminho médio da partícula 2, de menor energia cinética, independente da reação (p, pN) em consideração, ou melhor, tanto na reação (p, 2p) como na (p, pn), a partícula 2 (no primeiro caso um próton e no segundo um nêutron) sente um mesmo potencial ótico imaginário. Os valores de σ_{pp} e σ_{pn} foram tomados de Barashenkov e Maltsev⁽⁵⁶⁾.

No cálculo da densidade nuclear (equação (II.28)) A é igual a 11, mas adotamos o raio do ^{12}C , já que admitimos que a reação ocorre em um intervalo de tempo suficientemente pequeno, de modo que durante o processo o raio nuclear não é alterado. Nessas condições obtemos $\rho(r) = 0.086 \text{ fm}^{-3}$ para valores de r menores que 3.124 fm (raio do ^{12}C).

A parte imaginária do potencial ótico é determinada usando a relação:

$$|W_j| = \frac{(\hbar c)^2 k_j}{2E_j} \rho \bar{\sigma}_j(T) \quad , \quad (\text{II.32})$$

enquanto a parte real V_j é obtida a partir desses valores de W_j , conhecida a razão (α_j) entre as partes real e imaginária do potencial ótico em função da energia da partícula⁽³²⁾. Na Figura III.4 apresentamos a dependência dos potenciais óticos com a

energia, para prótons. Para os nêutrons emergentes das reações (p, pn), isto é, no núcleo residual ^{11}C , os potenciais óticos são tomados idênticos aos dos prótons, que se propagam no ^{11}B , devido à simetria de isospin. Logo o potencial ótico da partícula 2, próton ou nêutron, cuja energia cinética varia entre 78 e 108 MeV, corresponde na Figura III.4 à linha contínua (^{11}B). Para as demais partículas, 0 e 1, a linha contínua indica o potencial que deve ser utilizado para a reação (p, 2p) e a linha tracejada para a reação (p, pn). Nas tabelas B.13 e B.14 do Apêndice B indicamos os valores dos potenciais óticos utilizados para todos os valores de energia cinética dos processos (p, pN) estudados. Verifica-se na Figura III.4 que a influência do núcleo residual no potencial ótico não ultrapassa a 10%.

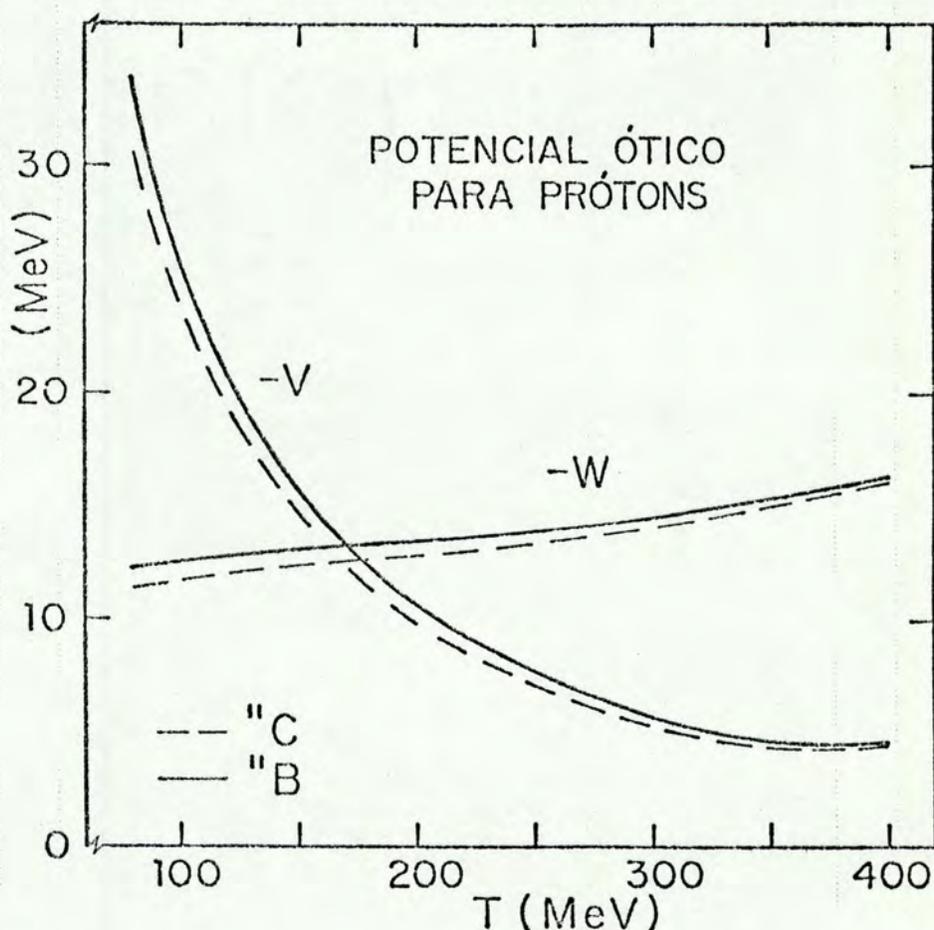


Figura III.4 - Potencial ótico ($V+iW$) em diferentes núcleos residuais.

III.5 - Distribuições de Momentum e Polarizações Efetivas

As expressões apresentadas no Capítulo II para as distribuições de momentum e polarização efetiva se simplificam com a escolha do modelo extremo de partícula-única, que adotamos. A distribuição de momentum não distorcida é dada por uma relação análoga a (II.22), tomando as funções de distorção $D_j(\chi) = 1$, ou seja:

$$|g(k_3)|^2 = \frac{1}{2^{J_{A+1}}} \sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_{n, N} \left| g_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) \right|^2, \quad (\text{III.23})$$

com a transformada de Fourier da integral de superposição, do núcleo inicial e final, no modelo extremo de partícula-única, reescrita na forma:

$$g_{jm}^{(n, N)}(k_3) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i k_3 \cdot \chi} \psi_{jm}(\chi) d^3 r, \quad (\text{III.24})$$

onde $\psi_{jm}(\chi)$ é a função de onda do núcleon-alvo no estado inicial.

A distribuição de momentum distorcida é calculada com a expressão:

$$|g'(k_3)|^2 = \frac{1}{2^{J_{A+1}}} \sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_{n, N} \left| g'_{m_{A-1}, m_A}^{(n, N)}(k_3) \right|^2, \quad (\text{II.22a})$$

na qual é utilizada a equação (II.22b) no modelo extremo de partícula-única, ou seja:

$$g'_{jm}(k_3) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ik_3 \cdot \mathcal{X}} \Pi_i D_i(\mathcal{X}) \psi_{jm}(\mathcal{X}) d^3r, \quad (\text{III.25})$$

onde $D_i(\mathcal{X})$ ($i = 0, 1, 2$) são as distorções definidas por (II.21).

As polarizações efetivas são obtidas das equações (II.36) nas quais são utilizadas as expressões (II.22), (III.23), (III.24) e (III.25). Maiores detalhes sobre esses cálculos são encontrados na referência (21).

Embora no capítulo II o formalismo tenha sido desenvolvido para apresentar funções como distribuição de momentum e polarização efetiva em termos da variação de momentum $\hbar k_3$ do n \bar{u} cleon-alvo, vamos obtê-las em função do ângulo de emergência da partícula 2, θ_2 , pois no próximo capítulo compararemos nossos resultados com dados experimentais fornecidos em função de θ_2 .

Distribuições de Momentum

As distribuições de momentum não distorcidas $|g_{3/2}|^2$, dadas pelas equações (III.23) e (III.24) para as reações (p, 2p) e (p, pn) são apresentadas nas figuras III.5 e III.6, respectivamente, em função do ângulo θ_2 e da energia cinética T_2 . Lembremos que em ambos os casos estamos considerando para o potencial do modelo de camadas um poço quadrado com profundidade - 47.1 MeV e largura 3.124 fm. A única diferença entre os dois casos é que tomamos os momenta assintóticos correspondentes a $S = 16$ MeV para os prótons e $S = 19$ MeV para os nêutrons, já que estes são os correspondentes valores experimentais para as energias de separação (III.16).

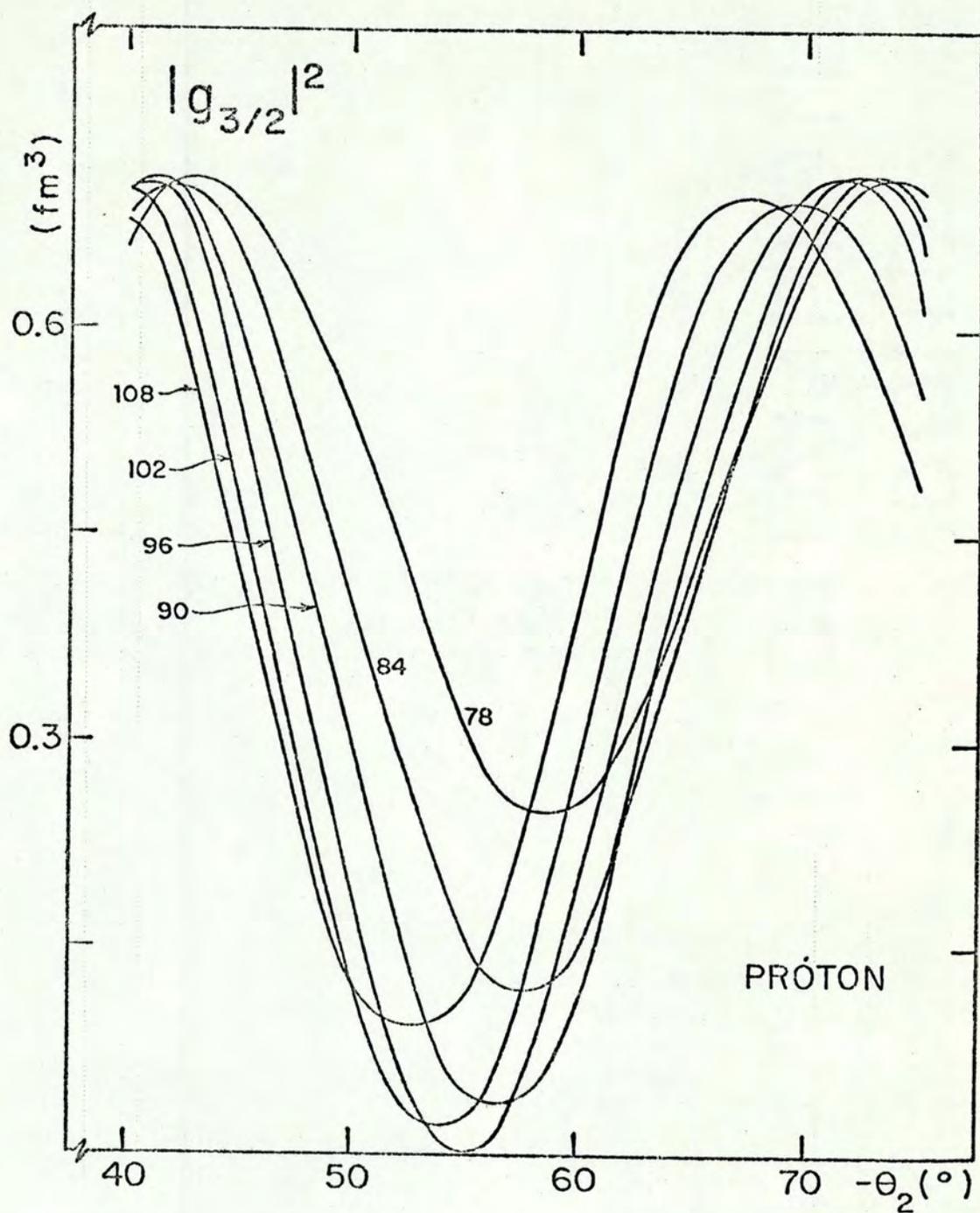


Figura III.5 - Distribuições de momentum não distorcidas para o estado $1p_{3/2}$ de prótons do ^{12}C . Os números ao lado de cada curva indicam os valores de energia cinética T_2 (em MeV) da partícula de menor energia.

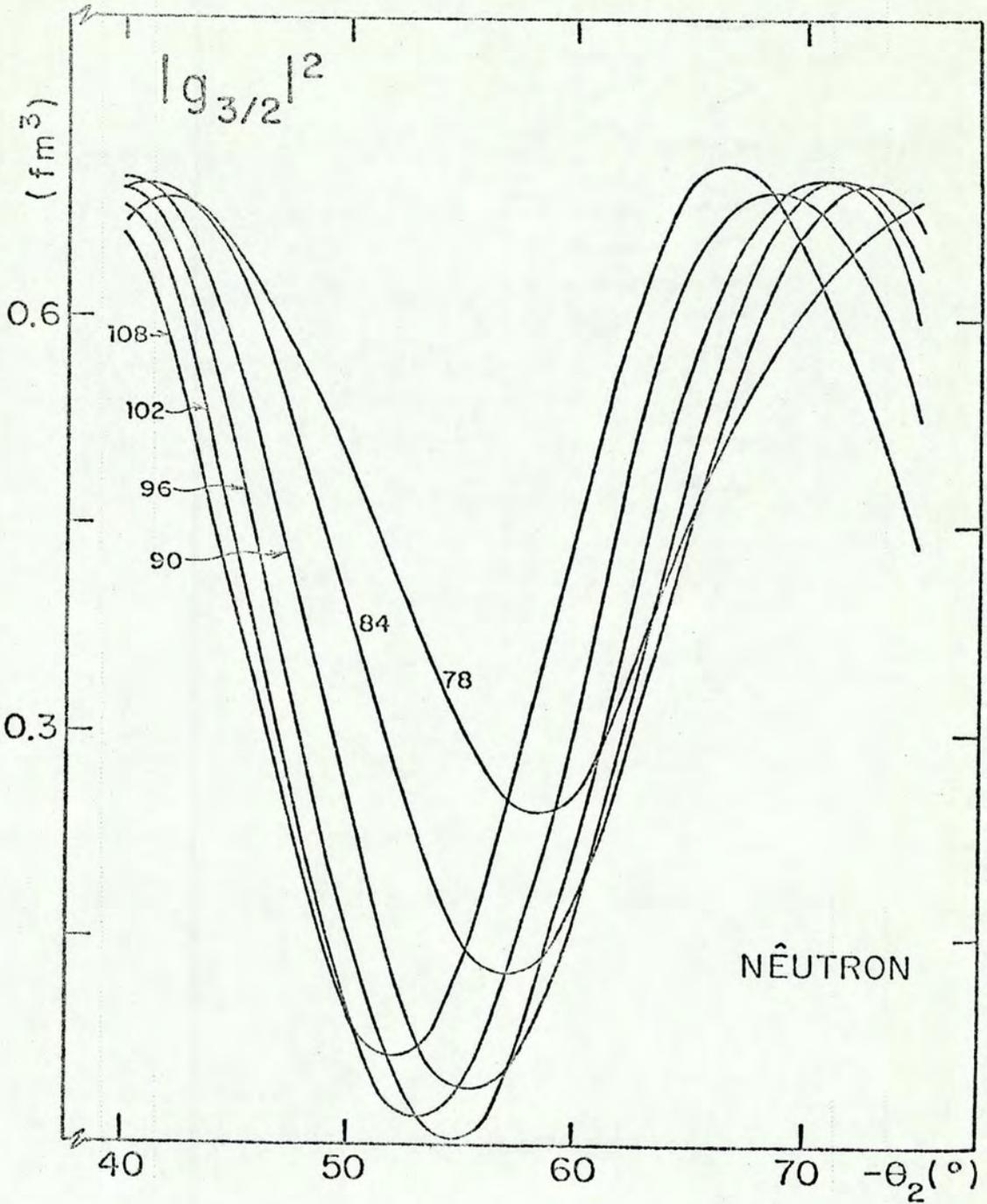


Figura III.6 - Distribuições de momentum não distorcidas para o estado $1p_{3/2}$ de nêutrons do ^{12}C . Os números ao lado de cada curva indicam os valores de energia cinética T_2 (em MeV) da partícula de menor energia.

O preenchimento dos mínimos dessas curvas deve-se ao fato do valor mínimo de k_3 não ser nulo para as geometrias e cinemáticas em consideração, conforme referido na seção III.1. Podemos verificar uma variação, em valor e posição, dos mínimos quando a energia das partículas emergentes é alterada, em decorrência dos diferentes momenta da partícula arrancada. O menor valor de $|g_{3/2}|^2$ ocorre para a reação na qual $T_2 = 96$ MeV, pois este é o caso em que o momentum k_3 da partícula-alvo atinge o menor valor.

O número de contagens nos mínimos das seções de choque (regiões de pequenos valores das distribuições de momentum não distorcidas) correspondem principalmente à partículas que sofreram espalhamentos múltiplos. Para o estado $1p$ esses mínimos ocorrem para pequenos momenta da partícula-alvo e nas caudas das curvas (Figura III.5 e III.6). Assim, essas regiões devem ser consideradas com cautela na avaliação dos resultados, de modo que os valores de θ_2 mais relevantes na discussão da aproximação de impulso estão compreendidos entre 60° e 70° .

Na Figura III.7 reproduzimos as funções distribuição de momentum não distorcidas a fim de facilitar a comparação das reações $(p, 2p)$ e (p, pn) . A diferença, observável nessa figura, entre as distribuições de momentum não distorcidas para esses dois tipos de reação é devida unicamente à energia de separação de prótons e nêutrons, que seleciona diferentes momenta da partícula-alvo, já que estamos adotando a mesma função de onda para os dois casos.

As distribuições de momentum distorcidas $|g'_{3/2}|^2$, dadas pelas expressões (II.22) e (III.25), para as reações $(p, 2p)$

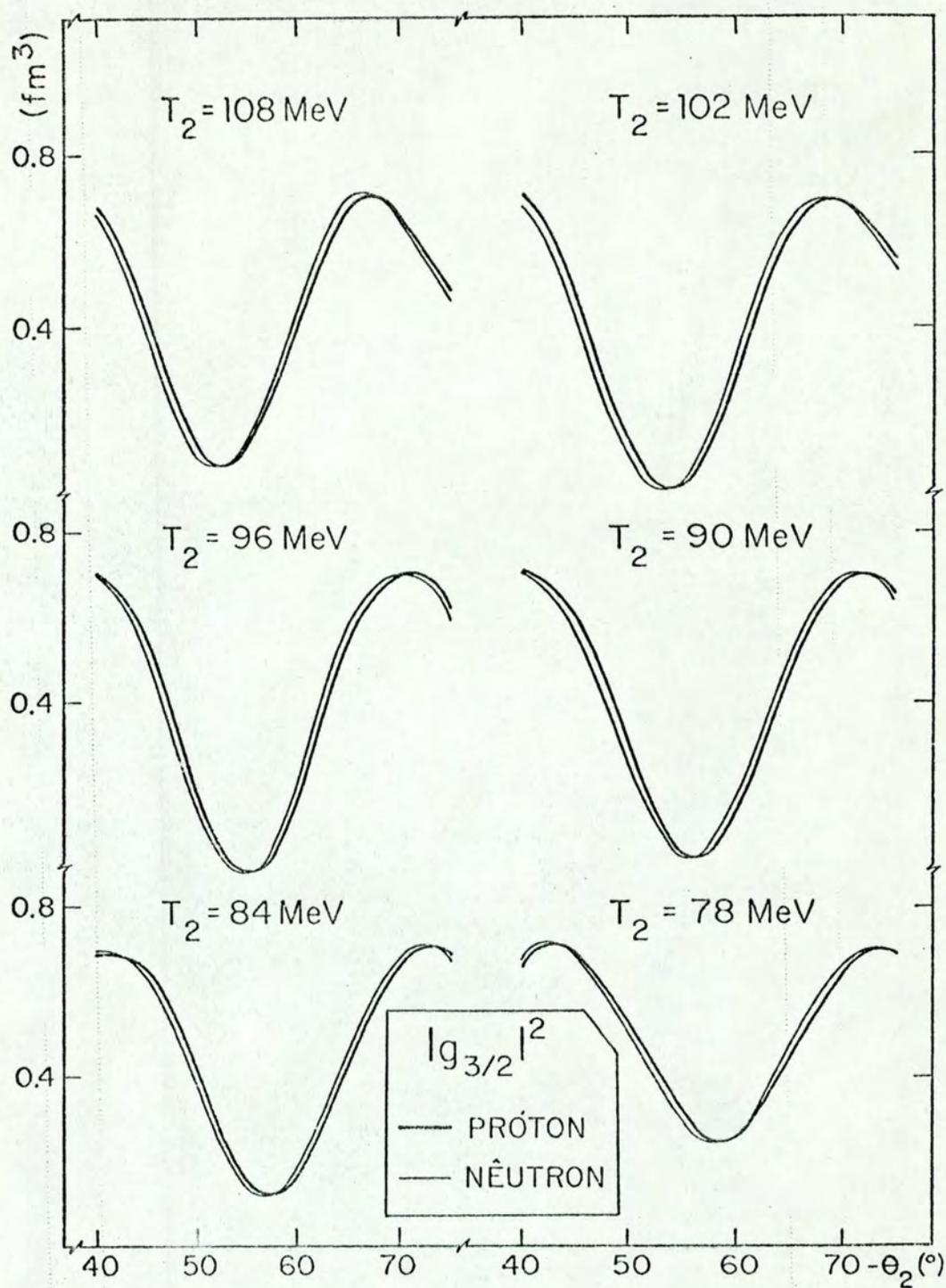


Figura III.7 - Comparação entre as distribuições de momentum não distorcidas das reações (p, 2p) e (p, pn), calculadas para o estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C .

e (p, pn) podem ser encontradas nas Figuras III.8 e III.9, respectivamente, em função do ângulo θ_2 e da energia cinética T_2 . O preenchimento dos mínimos e decréscimo em intensidade dos máximos, bem como o alargamento e assimetria dessas curvas, em relação às correspondentes não distorcidas, ocorre de forma diferente em cada caso, em consequência dos diferentes potenciais óticos responsáveis pela distorção.

Para facilitar a comparação entre as reações $(p, 2p)$ e (p, pn) , reproduzimos as mesmas distribuições de momentum distorcidas na Figura III.10, na qual apresentamos isoladamente os resultados de $|g_{3/2}'|^2$ para ambas as reações, para um valor fixo de energia. Nesse caso as diferenças são decorrentes dos potenciais óticos e da energia de separação.

A influência do núcleo residual nas seções de choque de correlação das reações quase-livres pode ser estimada através das distribuições de momentum distorcidas. Com tal finalidade, calculamos essas funções para as reações $(p, 2p)$ e (p, pn) nos dois núcleos, ^{11}B e ^{11}C , cujos resultados são apresentados nas Figuras III.11 e III.12, em função do ângulo θ_2 para as diversas energias cinéticas T_2 . Nessas figuras verificamos que a influência do núcleo residual é pequena. Apesar disto, nos cálculos das seções de choque das reações quase-livres, consideramos os núcleos residuais corretos, ou seja, ^{11}B na reação $(p, 2p)$ e ^{11}C na reação (p, pn) .

Polarizações Efetivas

Estamos admitindo acoplamento jj puro para o estado

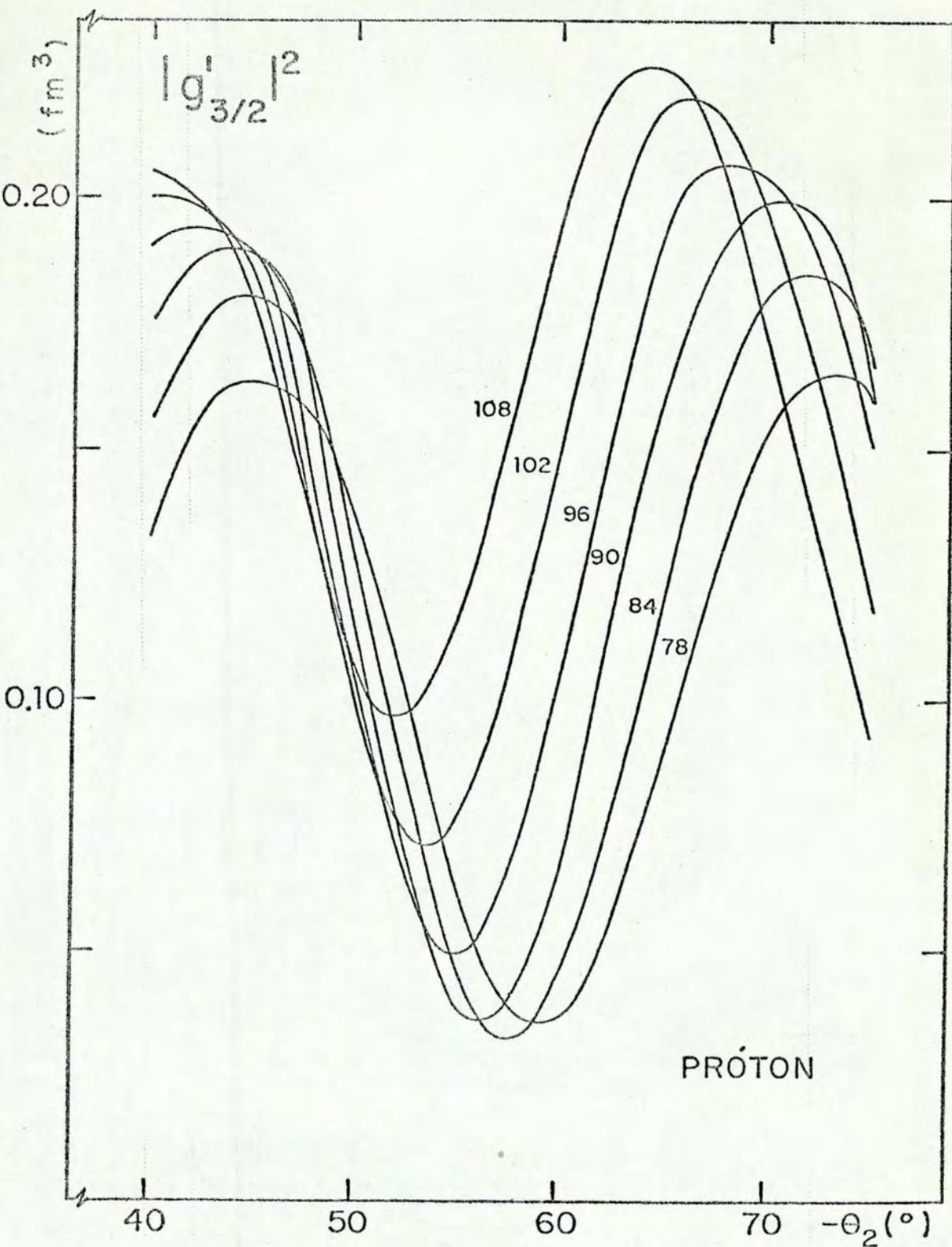


Figura III.8 - Distribuições de momentum distorcidas para o estado $1p_{3/2}$ de prótons do ^{12}C . Os números ao lado de cada curva indicam os valores de energia cinética T_2 (em MeV) da partícula de menor energia.

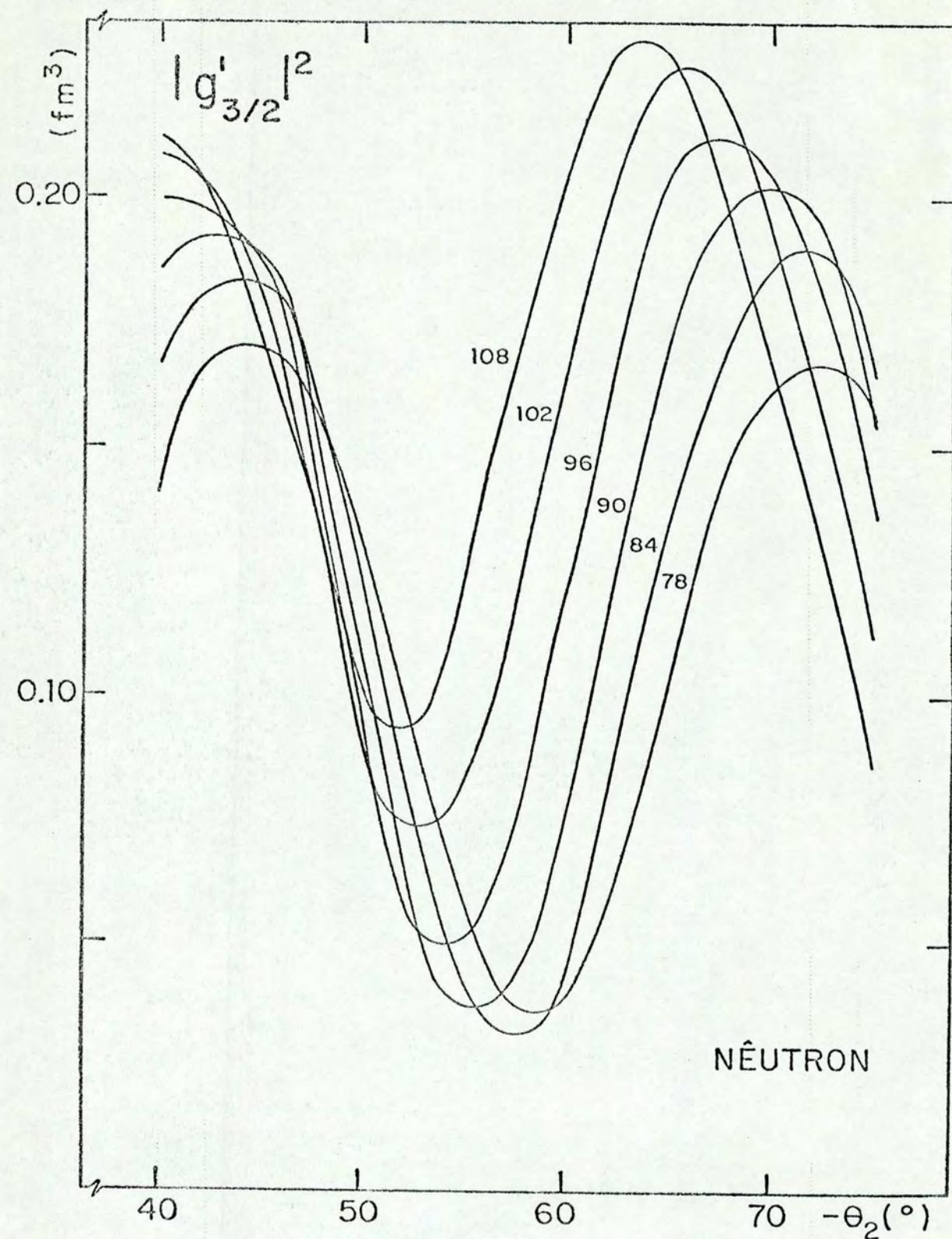


Figura III.9 - Distribui\u00e7\u00f5es de momento distorcidas para o estado $1p_{3/2}$ de n\u00e9utrons do ^{12}C . Os n\u00fameros ao lado de cada curva indicam os valores de energia cin\u00e9tica T_2 (em MeV) da part\u00edcula de menor energia.

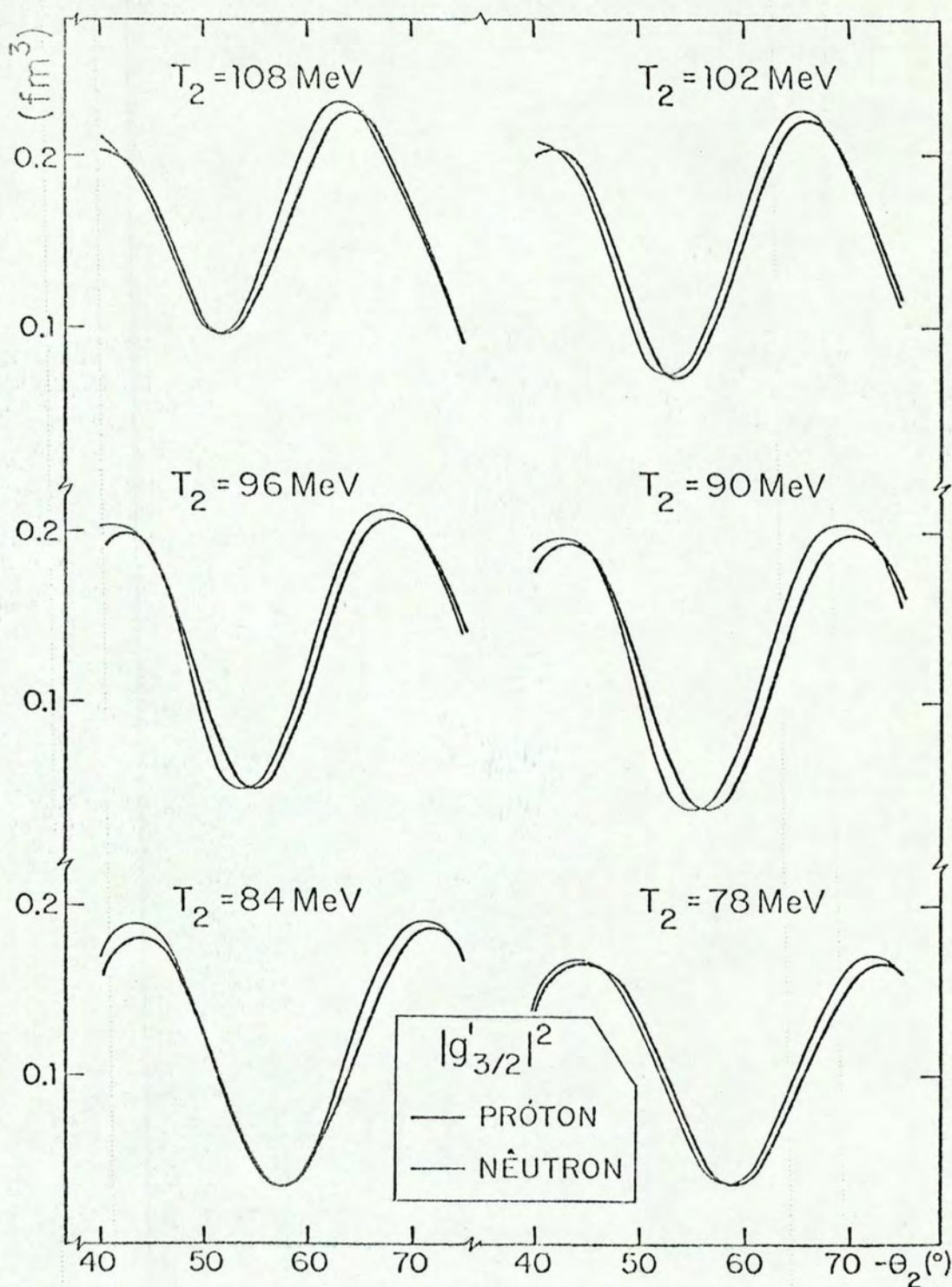


Figura III.10 - Comparação entre as distribuições de momentum distorcidas das reações (p, 2p) e (p, pn), calculadas para o estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C .

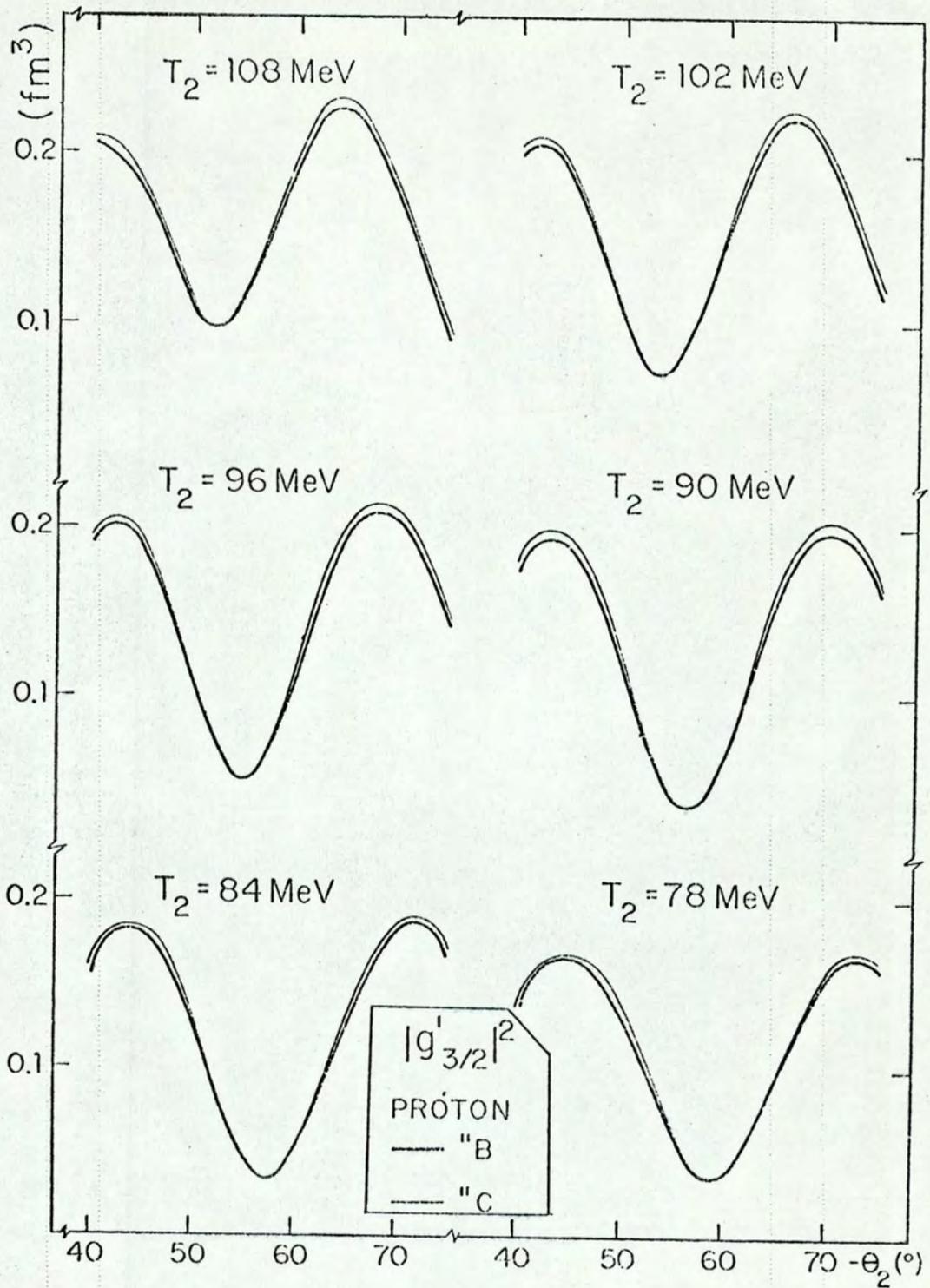


Figura III.11 - Distribuições de momento distorcidas para o estado $1p_{3/2}$ de prótons do ^{12}C , calculadas para o núcleo residual ^{11}B e ^{11}C .

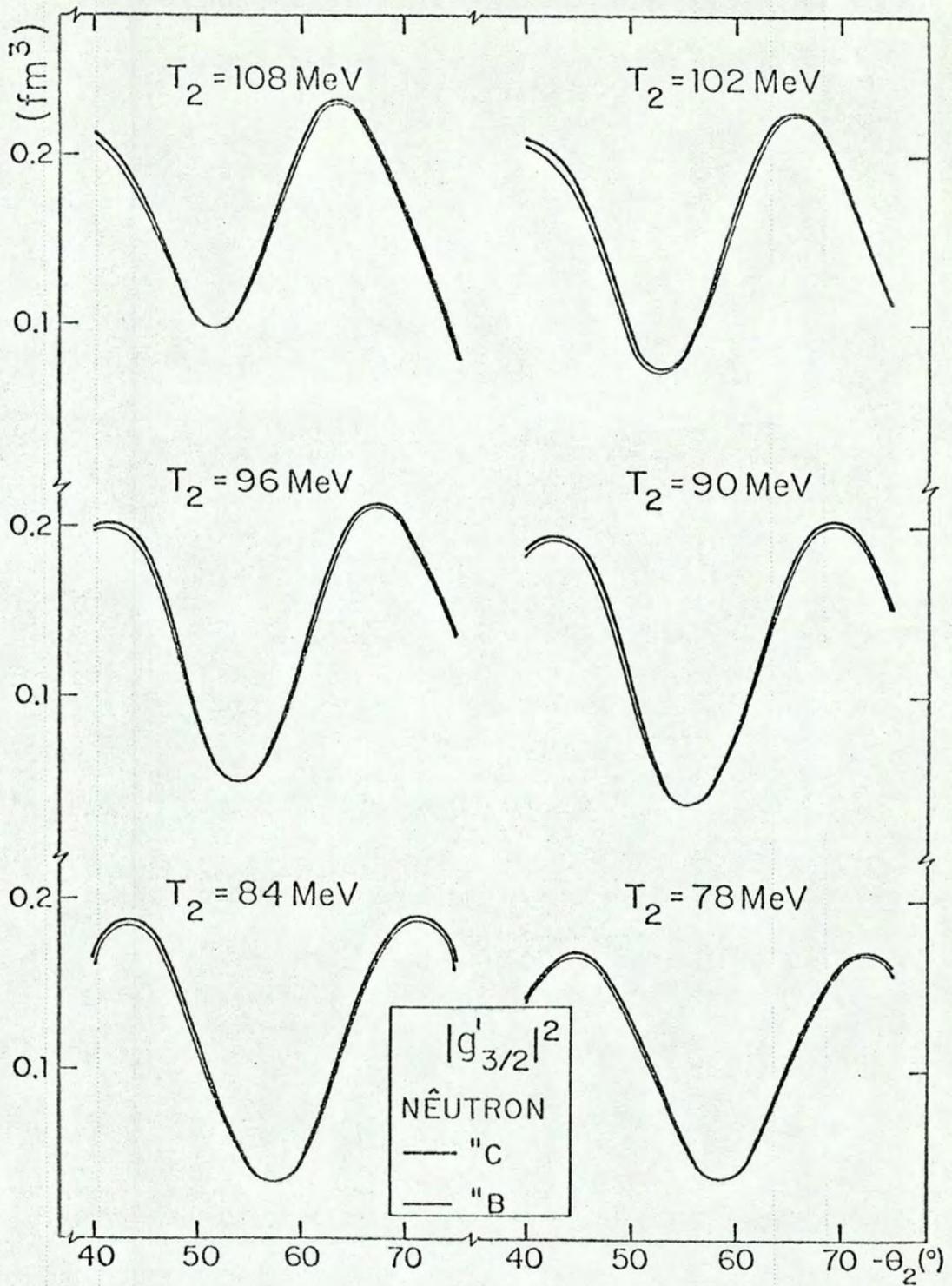


Figura III.12 - Distribuições de momentum distorcidas para o estado $1p_{3/2}$ de nêutrons do ^{12}C , calculadas para o núcleo residual ^{11}B e ^{11}C .

fundamental do ^{12}C , cujo spin total é nulo, de forma que o estado final é $\frac{3}{2}$ do ^{11}B ou do ^{11}C . Assim, a polarização efetiva de interesse nas reações quase-livres (p, pN) corresponde ao estado $\frac{3}{2}$, já que para um núcleo com spin inicial zero, a polarização efetiva é determinada essencialmente pelo spin do estado final⁽⁵⁷⁾, independentemente do acoplamento.

Essas funções, $P_3(k_3)$, são calculadas, de acordo com as equações (II.36) e (II.22), utilizando um programa de computador especialmente elaborado para isso. Nas Figuras III.13 e III.14 podem ser vistos os valores das polarizações efetivas, respectivamente, de prótons e nêutrons no estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C , em função do ângulo θ_2 e de sua energia cinética T_2 . Os potenciais óticos utilizados são os que já apresentamos na Figura III.4, cujos valores numéricos constam das Tabelas B.13 e B.14 do Apêndice B. Verificamos, nessas figuras, uma variação em valor e posição dos máximos da polarização efetiva em função da energia das partículas emergentes. As curvas de polarização efetiva são tracejadas próximo do valor zero da escala ($P_3 = 0$) indicando que, para as reações em estudo, o valor de P_3 nunca é nulo, já que nas condições cinemáticas em consideração o módulo de k_3 é sempre diferente de zero. É oportuno observar, ainda, que as imprecisões em P_3 são maiores para k_3 pequeno em decorrência de erros numéricos introduzidos na determinação de razões entre valores muito pequenos das distribuições de momentum distorcidas ($|g'_{3/2}|^2$); além disto, é justamente nessa região que as incertezas em $|g'_{3/2}|^2$ são maiores, em consequência dos espalhamentos múltiplos, pelo que os valores de P_3 próximos de zero devem ser considerados com cautela.

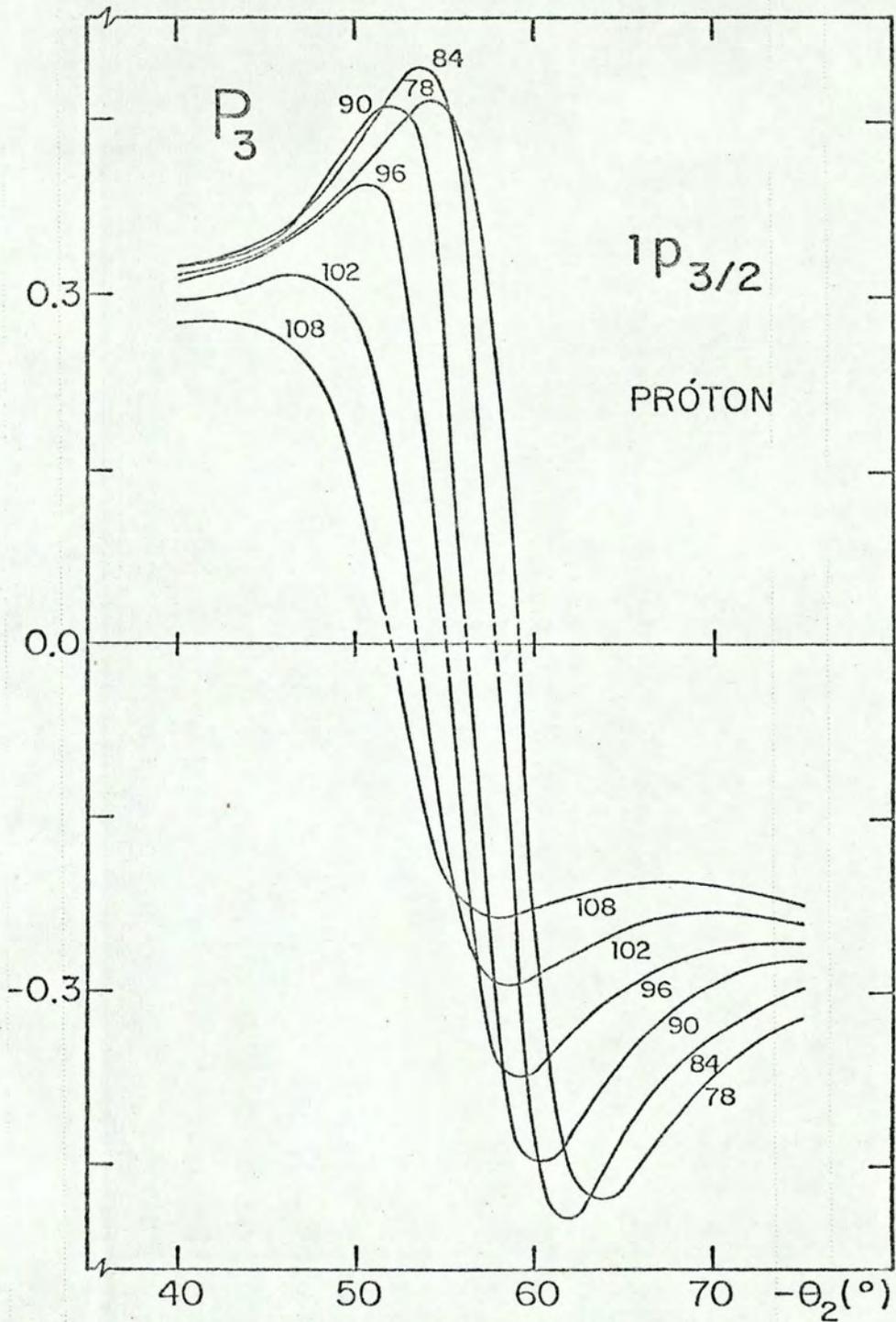


Figura III.13 - Polarizações efetivas calculadas para o estado $1p_{3/2}$ de prótons do ^{12}C . Os números ao lado de cada curva indicam os valores de energia cinética T_2 (em MeV) do próton de menor energia.

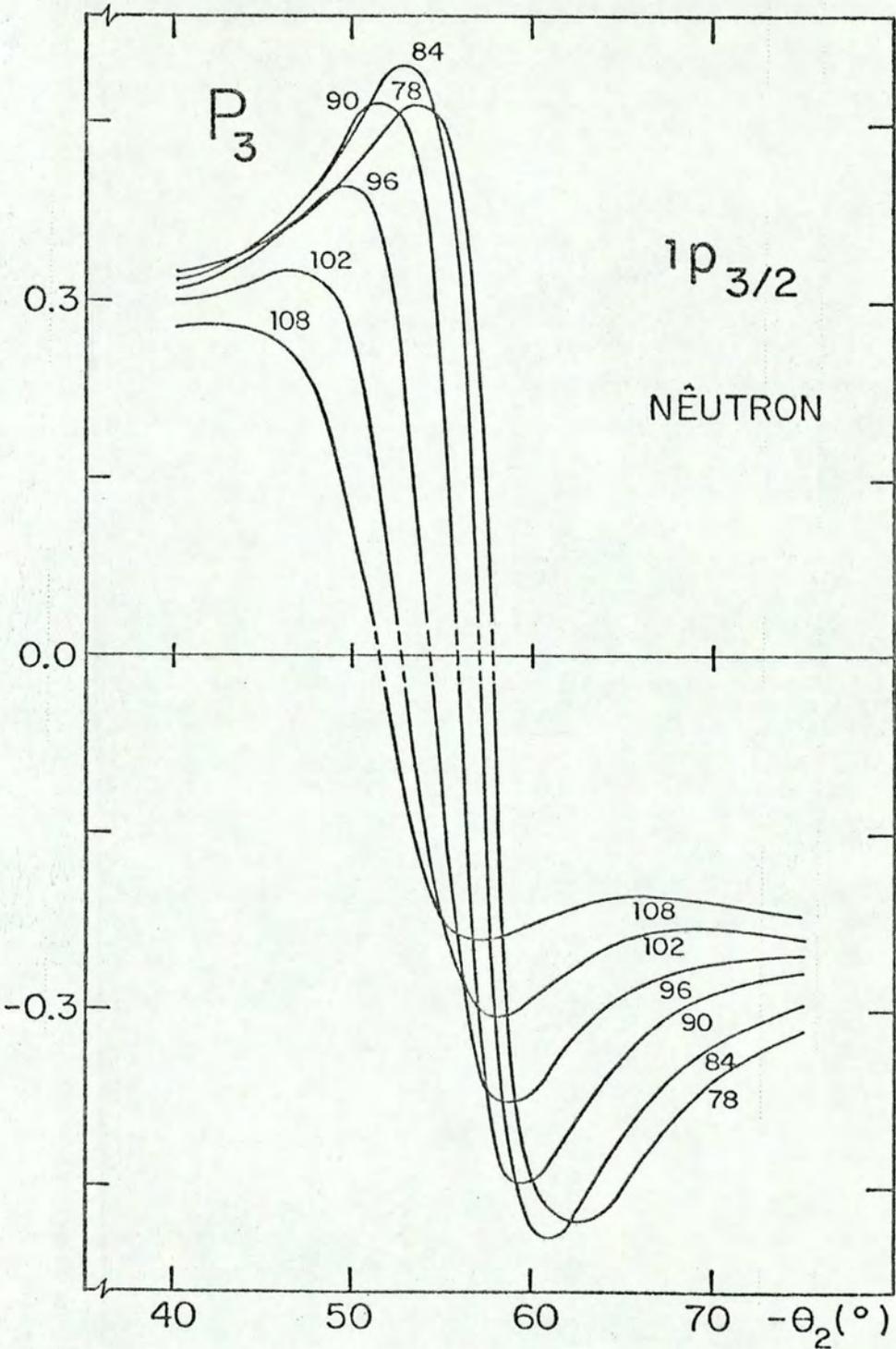


Figura III.14 - Polarizações efetivas calculadas para o estado $1p_{3/2}$ de nêutrons do ^{12}C . Os números ao lado de cada curva indicam os valores de energia cinética T_2 (em MeV) do nêutron emergente.

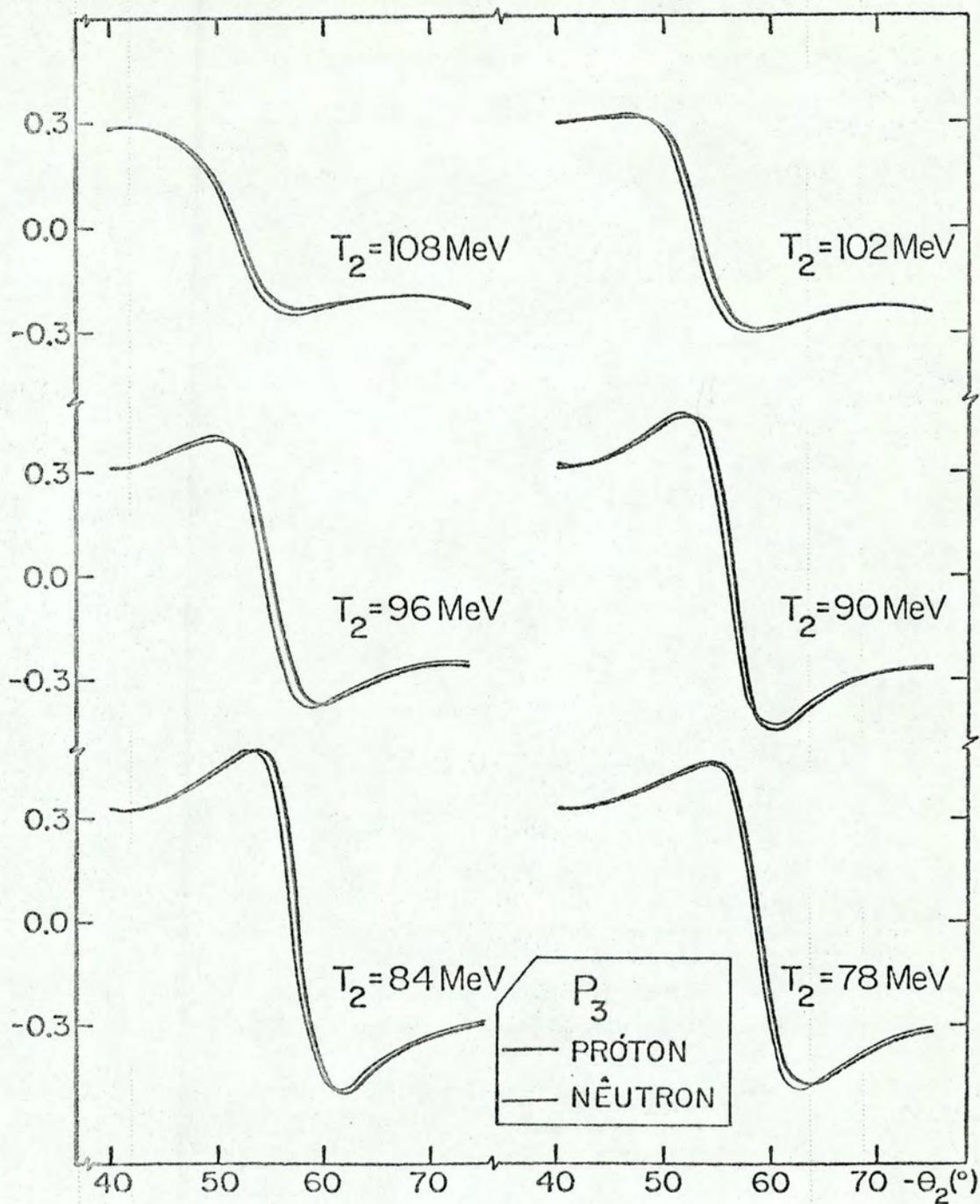


Figura III.15 - Comparação entre as polarizações efetivas das reações (p,2p) e (p, pn) calculadas para o estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C .

Notemos que trabalhos anteriores^(6, 58) demonstraram que a polarização efetiva \bar{e} é pouco sensível a parte radial da função de onda, o que nos permite utilizar, com mais confiança, um potencial do tipo poço quadrado, que não é muito realístico, para determinar as distribuições de momentum. É importante salientar, porém, que o valor da polarização efetiva \bar{e} é fortemente dependente das partes real e imaginária do potencial ótico adotado.

A comparação entre as polarizações efetivas de prótons e nêutrons é dada na Figura III.15, mostrando que essas são pouco sensíveis aos diferentes núcleos residuais e energias de separação; bem menos que as correspondentes distribuições de momentum dadas na Figura III.10. Isso nos leva a concluir que a polarização efetiva \bar{e} é fracamente dependente do estado de isospin do núcleon arrancado.

III.6 - Cálculo das Seções de Choque de Correlação

Na seção II.2 derivamos a expressão para a seção de choque de correlação para o espalhamento quase-livre (p, pN), usando a aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA), escrevendo-a como um produto de três fatores:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = F.C. \times \frac{d\sigma^\ell}{d\bar{\Omega}} \times |g'|^2 . \quad (II.24)$$

Conhecida a distribuição de momentum distorcida $|g'|^2$, necessitamos determinar as seções de choque livres $\frac{d\sigma^\ell}{d\bar{\Omega}}$ e o fa

tor cinemático F.C.

Como vimos anteriormente, o fator cinemático é calculado usando a equação (II.25), uma vez escolhida a cinemática, inicial ou final. A seção de choque diferencial próton-núcleon livre no sistema centro de massa, para partículas incidentes não polarizadas⁽⁴⁶⁾, é dada por:

$$\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}} = I_0(T_{rel}, \bar{\theta}) \left[1 + P_3 P(T_{rel}, \bar{\theta}) \right], \quad (II.37)$$

onde $I_0(T_{rel}, \bar{\theta})$ (seção de choque livre) e $P(T_{rel}, \bar{\theta})$ (polarização) são calculadas usando os elementos de matriz de transição⁽¹⁴⁾, obtidos a partir dos deslocamentos de fase de McGregor et al⁽⁴⁸⁾, com algumas extrapolações dos mesmos para energias relativas maiores que 460 MeV. De acordo com o descrito na seção II.5 essas grandezas concordam com uma série de dados experimentais, conforme é apresentado no Apêndice A.

Para as seis reações (p, pN) estudadas, com diferentes energias cinéticas das partículas emergentes, os valores correspondentes ao fator cinemático e à seção de choque livre $\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}$ podem ser encontrados nas Tabelas B.1 a B.12 do Apêndice B.

Para investigar a influência da cinemática nas seções de choque de correlação das reações quase-livres, nos baseamos nos estudos de Redish, Stephenson Jr et al^(26, 27). Segundo esses autores para energias cinéticas incidentes superiores a 300 MeV, a seção de choque livre, que deve ser utilizada no cálculo da seção de choque de correlação do processo quase-livre, tem um valor intermediário, em quase todo intervalo de k_3 , aos obtidos com a cinemática inicial e final. Assim, esperamos que o uso

destas duas cinemáticas forneça uma estimativa para os efeitos dos elementos de matriz fora da camada de energia. Os resultados que apresentaremos para as seções de choque de correlação das reações quase-livres $(p, 2p)$ e (p, pn) são calculados usando ambas as cinemáticas. Com os maiores valores obtidos para cada k_3 (comparando as duas cinemáticas) determinamos uma curva superior e com os menores, uma inferior. Em geral, a curva superior corresponde à cinemática inicial e a inferior, à final, de modo que as larguras das curvas indicam a incerteza máxima devido aos efeitos de fora da camada de energia. Na Figura III.16 são apresentados esses resultados para a seção de choque de correlação das reações quase-livres $(p, 2p)$ e (p, pn) para o estado $1p_{3/2}$ do alvo de ^{12}C em função do ângulo θ_2 , para os seis diferentes valores da energia cinética T_2 . As regiões de ângulo que correspondem aos máximos destas seções de choque são as mais confiáveis para a comparação com dados experimentais pela menor importância dos espalhamentos múltiplos em comparação com as regiões de mínimos. Por outro lado, é justamente para $|k_3| \approx 0$ que os efeitos de fora da camada de energia são menores⁽²⁷⁾, como pode ser visto na Figura III.16, na qual as larguras das curvas são menores nos vales. Os ângulos θ_2 compreendidos entre 60° e 70° são, na maioria dos casos, os melhores para a comparação com os resultados experimentais que será feita no próximo capítulo.

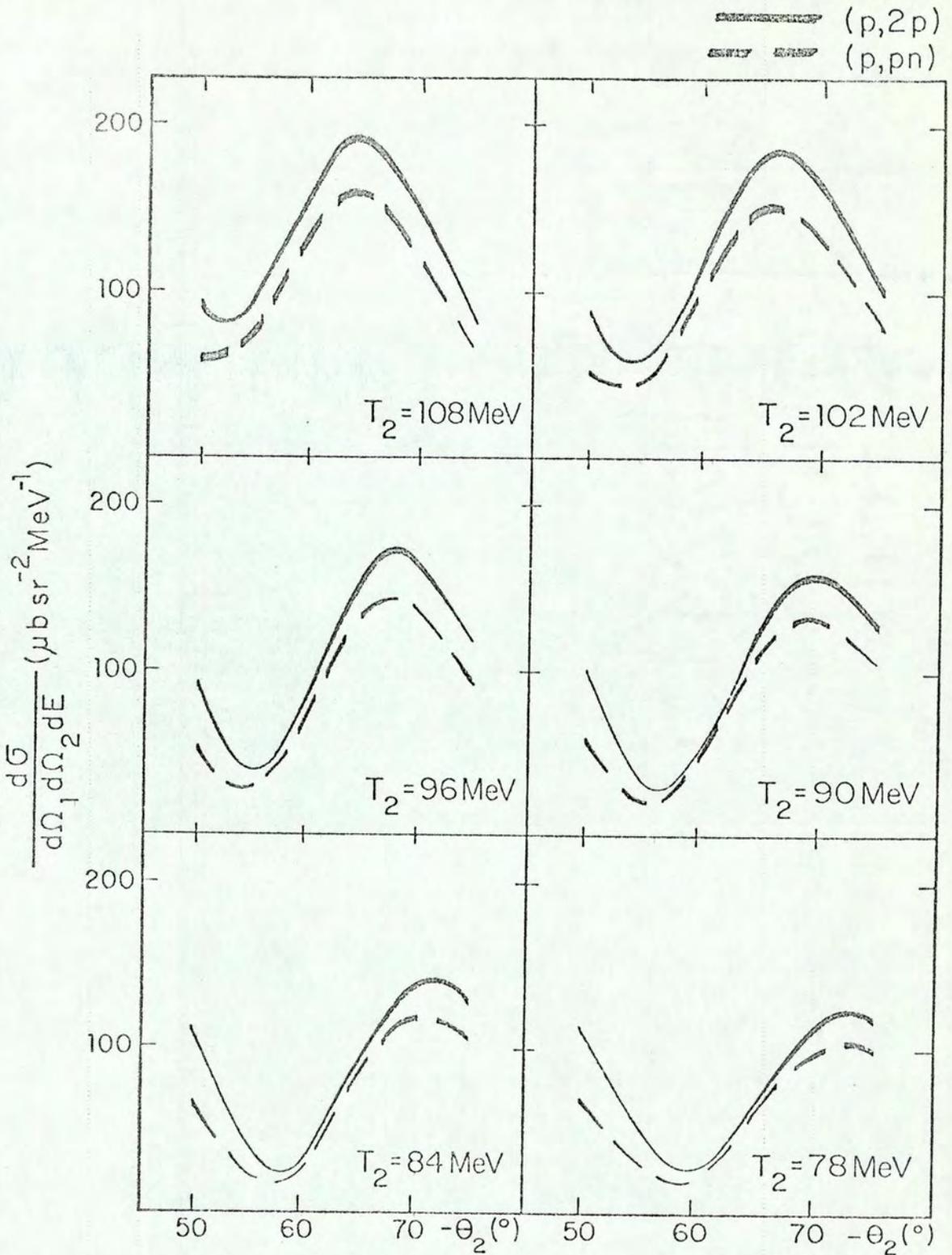


Figura III.16 - Seções de choque de correlação das reações $(p, 2p)$ e (p, pn) para o estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C . As larguras das curvas refletem a incerteza devido aos efeitos de fora da camada de energia.

IV - REAÇÕES QUASE-LIVRES (p,pN) E DADOS EXPERIMENTAIS DE TRIUMF

A possibilidade de avaliar a aproximação de impulso a partir de reações que diferem essencialmente pelo arrancamento de diferentes núcleons motivou o estudo de reações (p, 2p) e (p, pn), para as quais as distorções são praticamente as mesmas. Recentemente foram medidas em TRIUMF⁽⁹⁾ as seções de choque de reações quase-livres (p, pN) correspondentes ao estado 1p e 1s do alvo de ^{12}C .

Nesse capítulo apresentamos os dados correspondentes ao estado 1p para seis diferentes condições geométricas e cinemáticas (não investigamos no presente trabalho o estado 1s), assim como os resultados teóricos obtidos por esse grupo, na aproximação de impulso com ondas planas (PWIA). Em seguida, fazemos uma comparação entre os resultados experimentais e nossas curvas teóricas, calculadas na aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA).

Posteriormente, discutimos a vantagem da utilização de razões entre as seções de choque das reações (p,2p) e (p,pn) para testar a aproximação de impulso e apresentamos o procedimento utilizado para obtê-las. Finalmente, confrontamos nossos resultados teóricos com os experimentais em termos das razões e, baseados nessa comparação, avaliamos a aproximação de impulso.

IV.1 - Apresentação dos Dados de TRIUMF

As medidas realizadas em TRIUMF foram de reações qua

se-livres $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ com prótons incidentes não polarizados de 400 MeV de energia, para seis diferentes valores de energia cinética das partículas emergentes.

Na Figura IV.1 apresentamos esses dados experimentais para as distribuições angulares das seções de choque de correlação correspondentes ao arrancamento de um núcleon do estado $1p$ do ^{12}C . Em todas essas reações a partícula de maior energia é um próton detectado num ângulo $\theta_1 = 27^\circ$, enquanto a energia T_2 ($78 \text{ MeV} \leq T_2 \leq 108 \text{ MeV}$) e o ângulo θ_2 ($50^\circ \leq \theta_2 \leq 75^\circ$) correspondem ao núcleon emergente de menor energia, de acordo com o esquema que indicamos anteriormente na Figura III.1.

Segundo o grupo de TRIUMF, a calibração utilizada para o detector de nêutrons revelou-se muito boa quando usada na comparação entre eventos $(p, 2p)$ e (p, pn) no Deutério e entre cálculos feitos a partir dos resultados da referência (59), na qual é usado um programa de computador para interpolar dados de eficiência entre energias medidas e extrapolar esses resultados para cintiladores diferentes em forma e tamanho. Nessa calibração, as seções de choque obtidas para a reação (p, pn) foram $(35 \pm 9)\%$ maiores que as esperadas da reação $(p, 2p)$ e da diferença entre a seção de choque próton-próton e próton-nêutron conhecidas. Assim, como a eficiência do detector de nêutrons foi calculada de forma indireta, os dados obtidos são ainda considerados preliminares, restando, portanto, que essa eficiência seja medida para uma confirmação posterior dos resultados experimentais.

As curvas, da Figura IV.1, indicam as seções de choque obtidas pelo grupo de TRIUMF em aproximação de impulso com

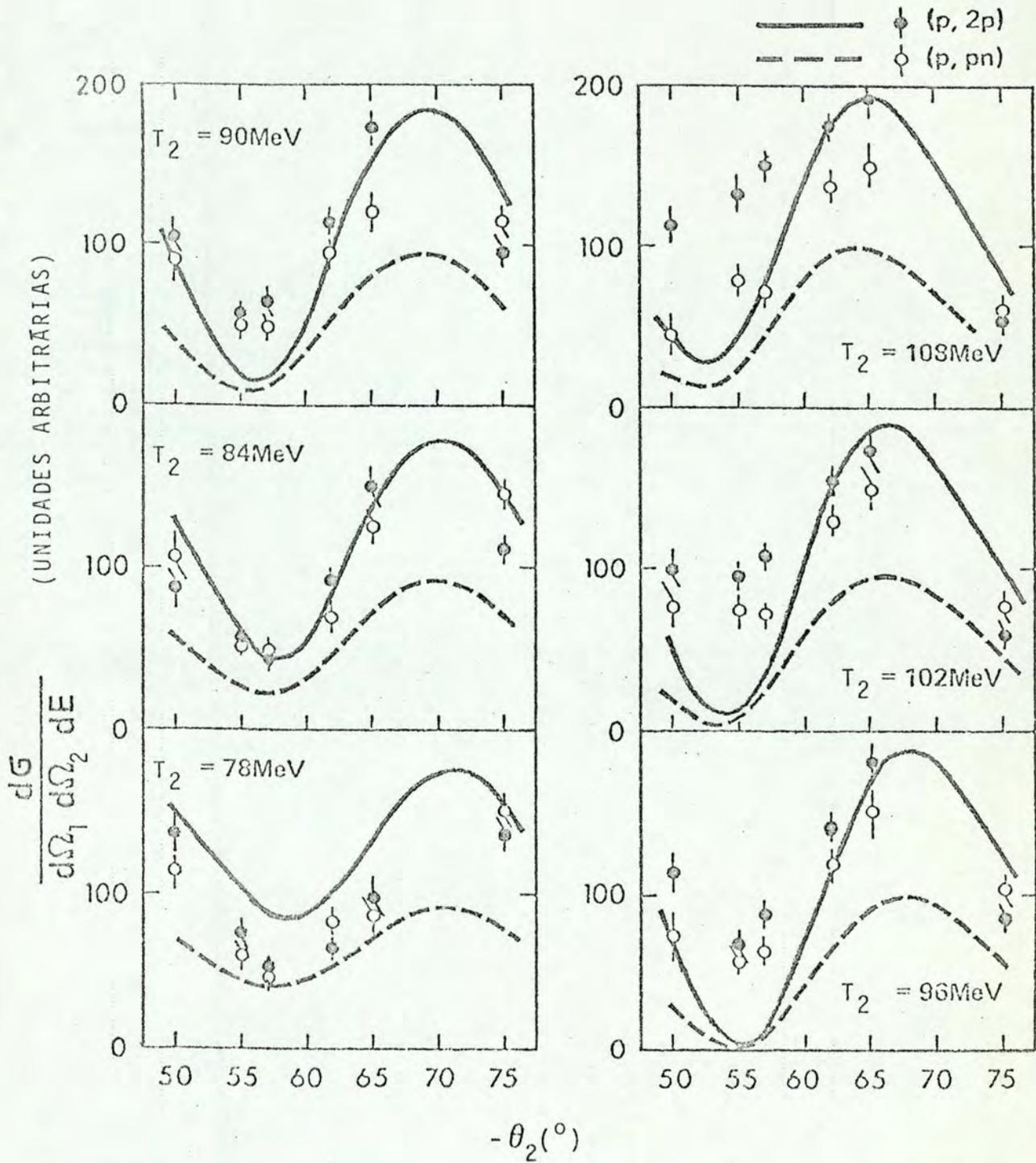


Figura IV.1 - Seções de choque de correlação das reações $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, obtidas experimentalmente pelo grupo de TRIUMF⁽⁹⁾. O cálculo teórico foi feito na aproximação de impulso com ondas planas pelo mesmo grupo de TRIUMF.

ondas planas. Esta análise teórica preliminar apresenta um desvio significativo em comparação com os resultados experimentais, principalmente no que se refere à reação (p, pn) , para a qual a seção de choque teórica é muito inferior à experimental. Para as reações $(p, 2p)$, as curvas são melhores, mas não há fator de normalização que produza um bom ajuste para ambas as curvas.

IV.2 - Comparação entre Resultados Teóricos e Experimentais

Os resultados apresentados no Capítulo III são, nessa seção, comparados com os dados experimentais de TRIUMF. Nos nossos cálculos tomamos o ângulo de 27° à esquerda da direção de incidência, conforme o esquema da Figura III.1; no entanto, como o espalhamento é coplanar e os prótons incidentes não são polarizados, há simetria frente a uma rotação de 180° em torno da direção de incidência, de modo que é irrelevante o lado para o qual ocorre o espalhamento.

O grupo de TRIUMF não mediu a assimetria do espalhamento, que poderia fortalecer nossa confiança nos valores obtidos teoricamente para as polarizações efetivas. Esta grandeza é importante não somente no cálculo com aproximação de impulso com ondas distorcidas mas, também, com ondas planas, pois afeta a seção de choque livre; pelo que, seria interessante esse tipo de medida para testar a polarização efetiva (Figuras III.13 e III.14), que atribuímos ao estado $1p_{3/2}$ do ^{12}C , nas condições geométricas e cinemáticas em consideração.

Seções de Choque de Correlação

Reproduzimos, na Figura IV.2, as seções de choque de correlação teóricas e experimentais para as reações quase-livres $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$, já apresentadas anteriormente nas figuras III.16 e IV.1, respectivamente. Os dados experimentais, conforme a Figura IV.1, foram fornecidos em unidades arbitrárias; no entanto, na Figura IV.2, reproduzimos esses mesmos dados em $\mu\text{bsr}^{-2} \text{MeV}^{-1}$ para a comparação dos resultados teóricos e experimentais, ou seja, consideramos uma unidade arbitrária igual a um $\mu\text{bsr}^{-2} \text{MeV}^{-1}$.

Apesar das diversas aproximações envolvidas nos cálculos, as seções de choque de correlação apresentam uma concordância razoável (pelo menos qualitativa) com os dados experimentais. Os resultados são menos satisfatórios nas regiões de mínimos, os quais, parece, não são suficientemente preenchidos pelos potenciais óticos. Para os casos de energias mais baixas, como $T_2 = 78 \text{ MeV}$ e 84 MeV a concordância não é boa e se necessitaria um estudo melhor das aproximações utilizadas.

A comparação entre as figuras IV.1 e IV.2 mostra que a diferença entre as seções de choque de correlação obtidas pelo grupo de TRIUMF (em PWIA) e as nossas (em DWIA) é grande. Este desvio é devido em parte à distorção, que afeta a distribuição de momentum e a própria seção de choque livre (através da polarização efetiva), e em parte, também, ao valor usado para as seções de choque próton-nêutron livres não polarizadas. A diferença relativa entre as curvas das reações $(p,2p)$ e (p,pn) , que

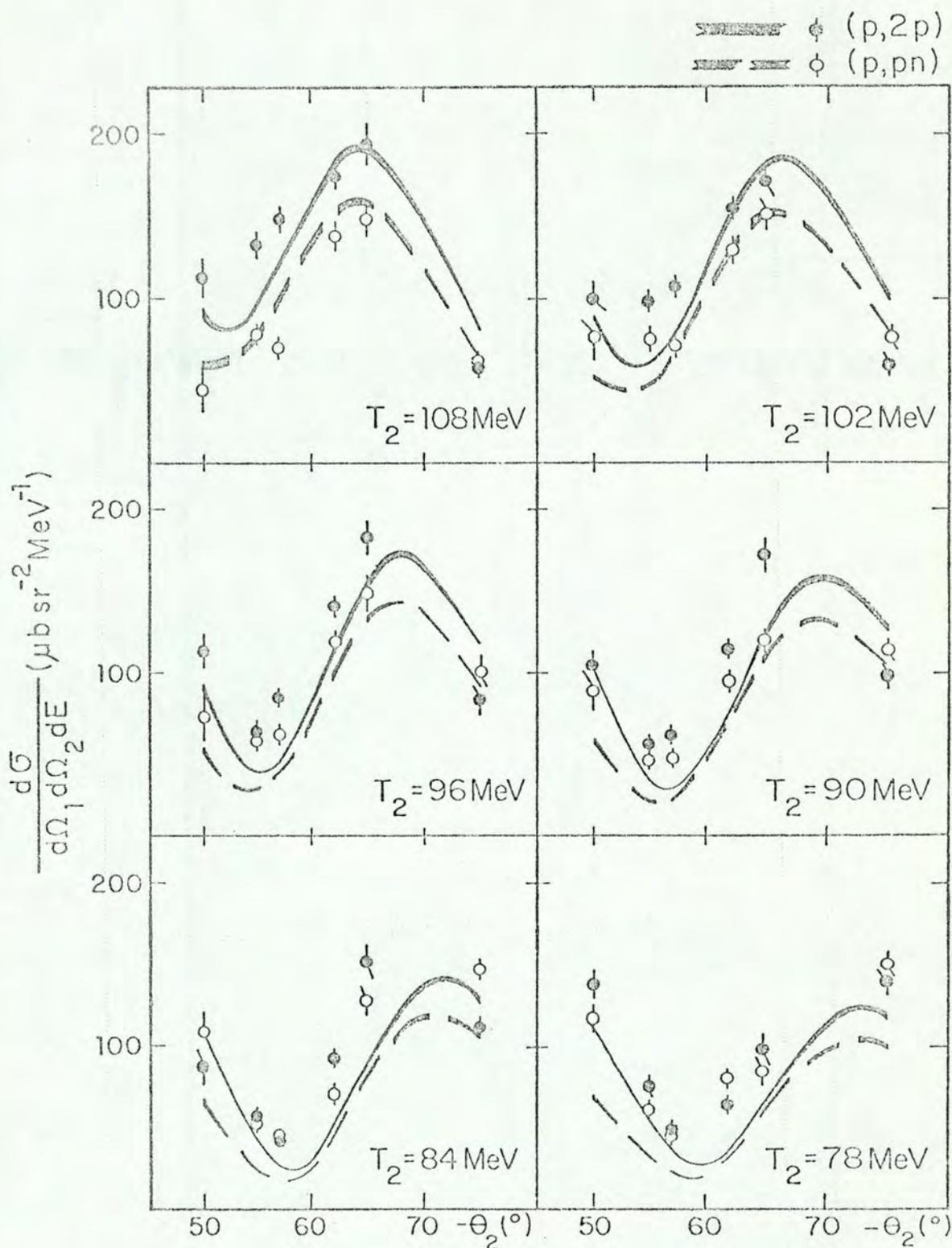


Figura IV.2 - Seções de choque de correlação das reações (p, 2p) e (p, pn) no ^{12}C obtidas experimentalmente pelo grupo de TRIUMF⁽⁹⁾, juntamente com nossas curvas teóricas. As larguras das curvas são uma medida da incerteza de fora da camada de energia.

é muito maior nos cálculos de ondas planas, deve ser consequência dos valores utilizados para as seções de choque próton-nêutron livres e da existência de uma polarização efetiva.

Razões Entre as Seções de Choque

Conforme referido na Introdução, é interessante o estudo de reações quase-livres que diferem essencialmente pelo nêutron arrancado. A comparação destas reações permite reduzir consideravelmente as incertezas provenientes do cálculo das distorções e, assim, avaliar a aproximação de impulso, verificando com que precisão os elementos de matriz das colisões livres são refletidos nas seções de choque quase-livres. Vamos analisar porque a utilização de razões entre as seções de choque é apropriado para esse fim.

Um termo que apresenta grande imprecisão na seção de choque de correlação (II.24), devido à existência da distorção, é a distribuição de momentum distorcida.

Como estamos considerando processos $(p, 2p)$ e (p, pn) em um núcleo com isospin total zero e os estados finais para essas duas reações consistem em núcleos-espelho, as distribuições de momentum distorcidas, para uma mesma geometria e cinemática, são praticamente iguais para as duas reações, conforme já foi observado na Figura III.10. Nesse caso, uma boa maneira de cancelar as incertezas desse termo é através do cálculo das razões entre as seções de choque de correlação das reações $(p, 2p)$ e (p, pn) .

Outra grandeza afetada pela distorção é a polarização

efetiva da partícula ejetada. Tomando os valores típicos de P_3 (figuras III.13 e III.14) e de $P(T_{rel}, \bar{\theta})$ (Fig. A.2 e A.6, Apêndice A, $50^\circ \leq \bar{\theta} \leq 60^\circ$), ambos da ordem de $1/3$, a seção de choque livre (II.37) varia de 10%, devido à inclusão de uma polarização efetiva não nula. Como as funções P_3 e $P(T_{rel}, \bar{\theta})$ são de mesmo sinal e magnitude semelhante para os processos $(p, 2p)$ e (p, pn) , nas razões é reduzida a incerteza nas seções de choque livres decorrentes da polarização efetiva.

Logo, a comparação de razões entre seções de choque teóricas com razões entre seções de choque experimentais é mais adequada para avaliar a aproximação de impulso, cancelando grande parte da influência das distorções nas distribuições de momentum distorcidas e nas polarizações efetivas.

As razões quase-livres teóricas são calculadas como segue:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (p, 2p)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (p, pn)} = \frac{\frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}} (p, p)}{\frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}} (p, n)} \frac{F.C.(p, 2p)}{F.C.(p, pn)} \frac{|g'(p)|^2}{|g'(n)|^2} \quad (IV.1)$$

sendo $\frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}}$ a seção de choque livre próton-núcleon, F.C., o fator cinemático obtido da equação (III.10) e $|g'(N)|^2$, as distribuições de momentum distorcidas, calculadas pela equação (II.22) para prótons e nêutrons.

As razões experimentais são calculadas a partir dos dados numéricos das medidas preliminares de TRIUMF^(9, 60), sendo os erros determinados utilizando o tratamento numérico usual para cocientes.

As razões entre as seções de choque livres são:

$$\frac{\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}(p, p)}{\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}(p, n)} = \frac{[I_0(T_{rel}, \bar{\theta}) [1 + P_3^P(T_{rel}, \bar{\theta})]]_{pp}}{[I_0(T_{rel}, \bar{\theta}) [1 + P_3^P(T_{rel}, \bar{\theta})]]_{pn}} \quad (IV.2)$$

onde $\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}(p, N)$ é dada pela expressão (II.37), dependendo da polarização efetiva da partícula-alvo. Notemos que essa razão difere da quase-livre (IV.1) apenas por um fator $C(E, \theta)^*$ definido por:

$$C(E, \theta) \equiv \frac{F.C.(p, 2p) |g'(p)|^2}{F.C.(p, pn) |g'(n)|^2} \quad (IV.3)$$

que, se estimado corretamente, possibilita uma avaliação quantitativa para a aproximação de impulso. Se $C(E, \theta)$ fosse igual a um, a razão entre as seções de choque quase-livres coincidiria com a razão entre as livres correspondentes, reforçando as hipóteses fundamentais da aproximação de impulso.

Dois são os motivos que influem para que o valor de $C(E, \theta)$ não seja exatamente igual a um:

a) diferença nos fatores cinemáticos, $F.C.(p, 2p)$ e $F.C.(p, pn)$, determinada pelas diferentes energias de separação dos prótons e nêutrons;

b) diferentes potenciais óticos, devido aos diferentes núcleos residuais para as reações $(p, 2p)$ e (p, pn) e a pe

* Este fator depende dos valores de $T_0, T_1, T_2, S, \theta_1, \theta_2$ e θ_3 que, para utilizar uma notação concisa, denotaremos por E (as energias) e θ (os ângulos).

quena variação dos momentos assintóticos, pelo fato de não serem iguais a energia de separação de prótons e nêutrons.

Um outro fator, que influiria nas distribuições de momentum distorcidas e na polarização efetiva, seria a diferença entre as funções de onda nucleares de prótons e nêutrons⁽³¹⁾, devido à interação coulombiana dos prótons. Este aspecto já foi discutido na seção III.3, onde justificamos o uso de funções de onda iguais para prótons e nêutrons; sendo que isso não contribui muito para tornar $C(E, \theta)$ diferente de um, conforme a referência citada.

Uma dificuldade quanto à avaliação da razão entre as seções de choque quase-livres (IV.1) refere-se aos efeitos de elementos de matriz fora da camada de energia, que determinam uma incerteza nas seções de choque livre e que não é eliminada nas razões. Por esse motivo, as razões teóricas são apresentadas como uma faixa, cuja curva superior é definida pelo maior cociente entre as seções de choque quase-livres (ou livres) dos processos $(p, 2p)$ e (p, pn) , enquanto a curva inferior corresponde ao menor cociente. Desta forma e de acordo com as observações feitas a respeito da Figura III.16, o limite máximo (mínimo) das razões é obtido da curva superior (inferior) da seção de choque de correlação da reação $(p, 2p)$ e da curva inferior (superior) da respectiva reação (p, pn) .

As razões obtidas pelas equações (IV.1) e (IV.2) são comparadas com as experimentais na Figura IV.3 em função do ângulo de emergência θ_2 e para cada valor da energia cinética T_2 . As larguras das curvas, conforme já referido, indicam essencialmente a incerteza devido aos elementos de matriz fora da camada

de energia. As curvas são cheias onde a geometria é tal que corresponde àqueles pontos ($60^\circ < \theta_2 \leq 70^\circ$) das distribuições de momentum não distorcidas (figuras III.5 e III.6) que estão próximos dos máximos, ou seja, nas regiões em que as razões são mais significativas como teste para a aproximação de impulso. A concordância entre os cálculos teóricos e experimentais é bastante boa, para os valores de ângulo relevantes, conforme é mais apropriadamente mostrado na Figura IV.4, na qual essas mesmas razões aparecem em função da energia T_2 , para ângulos θ_2 fixos. A diferença entre as seções de choque quase-livres teóricas e experimentais no ângulo $\theta_2 = 75^\circ$, para os três valores mais baixos de energia ($T_2 = 78,84$ e 90 MeV), deve-se, provavelmente, à utilização do método WKB, que é menos confiável nesses casos, e a imprecisões nos deslocamentos de fase utilizados⁽⁴⁸⁾, que foram extrapolados para as energias cinéticas acima de 460 MeV. Esses valores de energia podem ser encontrados nas Tabelas B-1 a B-12 do Apêndice B.

Verifica-se, ainda, nas figuras IV.3 e IV.4, que a incerteza devido a elementos de matriz fora da camada de energia, reproduzida nessas figuras pela largura das faixas, é menor no caso livre do que no quase-livre. Esse alargamento (das curvas) se deve ao fato da razão entre os fatores cinemáticos, $F.C.(p, 2p)$ e $F.C.(p, pn)$, ser maior que um, quando se calcula a curva superior, e menor que um, quando se calcula a curva inferior.

Na figura IV.4 podemos ver que especialmente para os ângulos mais significativos, 62° e 65° , o fator $C(E, \theta)$ é muito próximo de um.

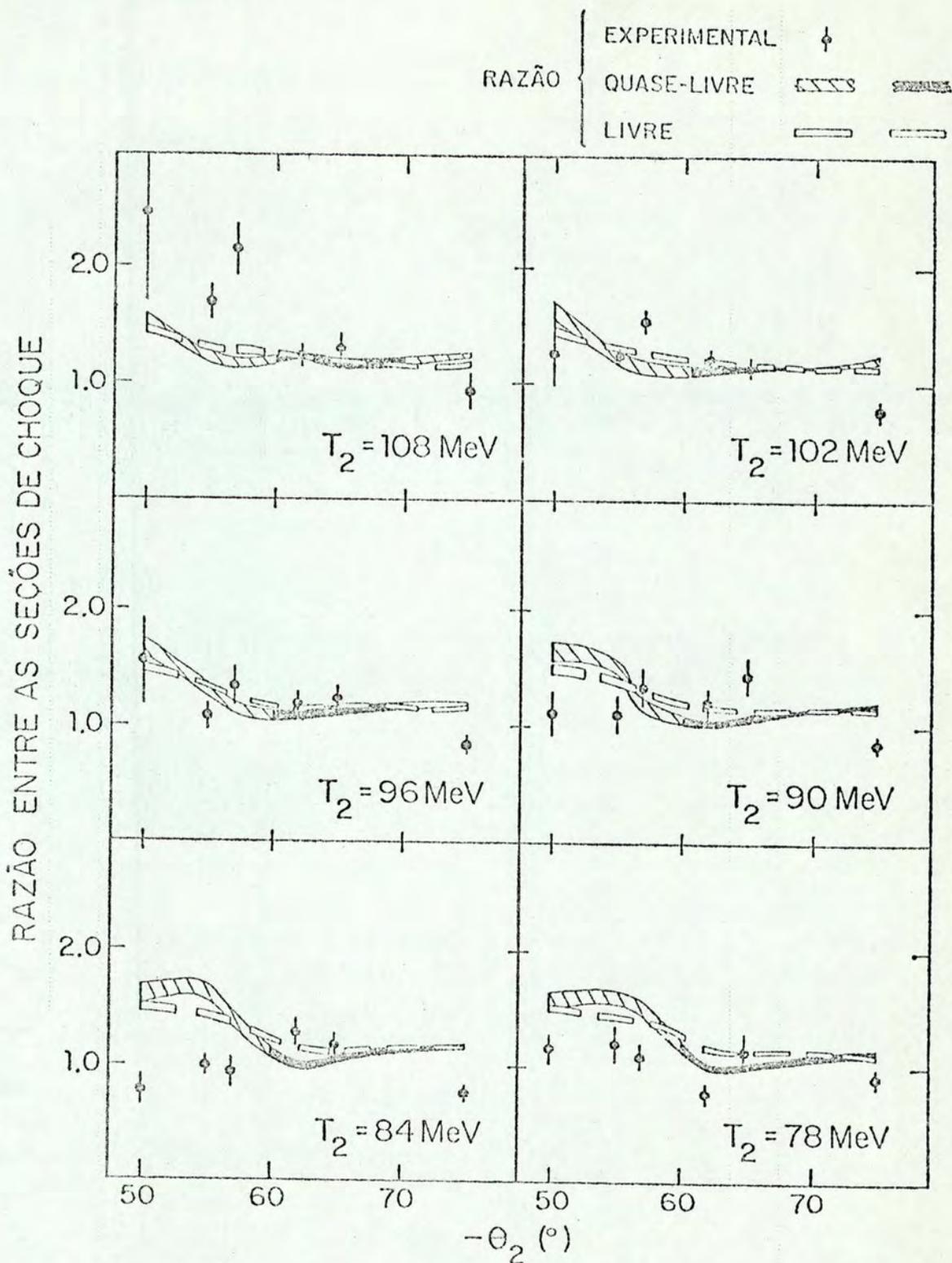


Figura IV.3 - Razões experimentais e teóricas entre as seções de choque de correlação das reações $(p, 2p)$ e (p, pn) , bem como entre as seções de choque livres pp e pn em função do ângulo. As curvas são cheias onde a geometria é tal que os resultados são significativos. As larguras das curvas contínuas e descontínuas refletem a incerteza de fora da camada de energia.

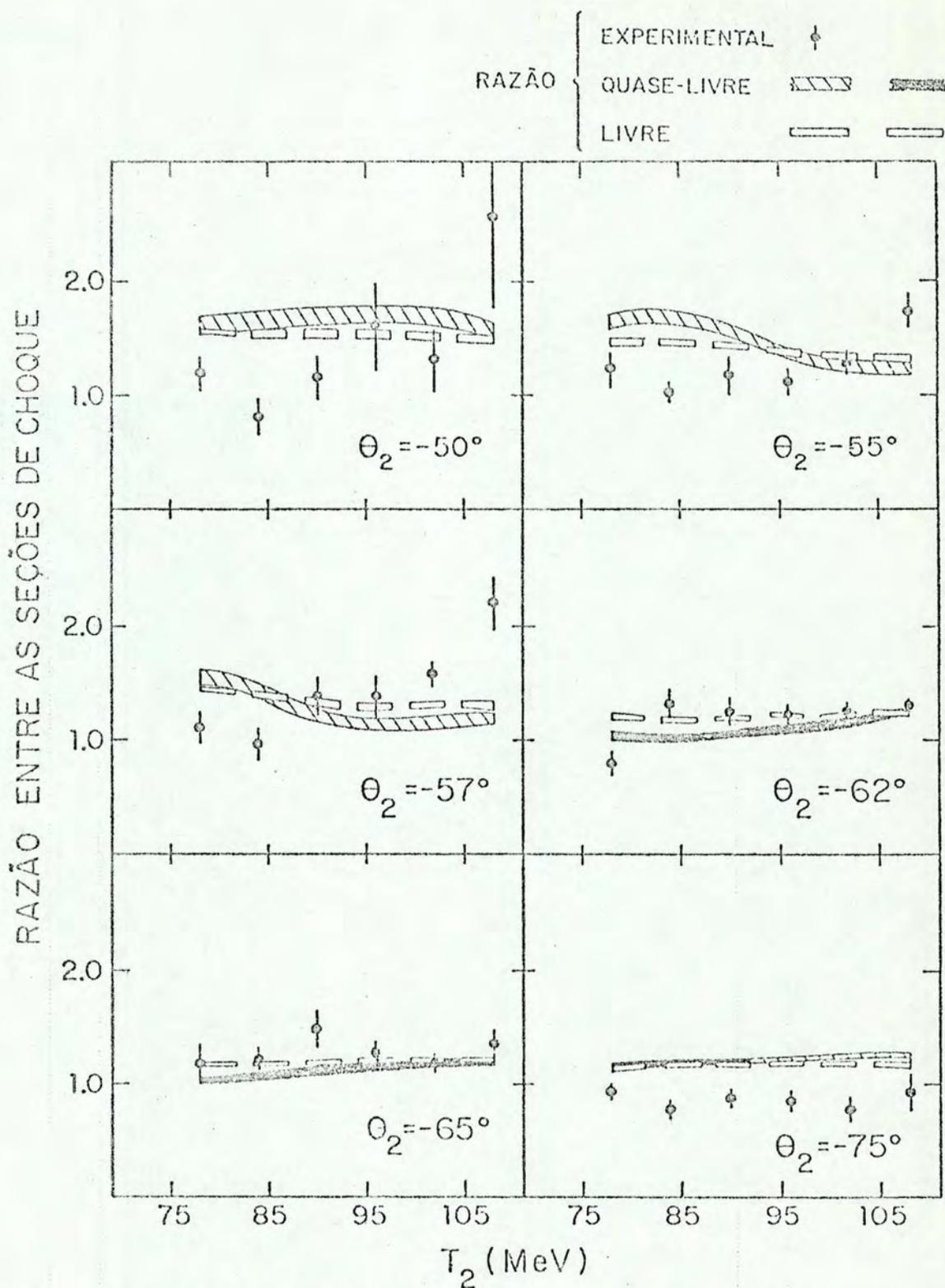


Figura IV.4 - Razões experimentais e teóricas entre as seções de choque de correlação das reações $(p, 2p)$ e (p, pn) , bem como entre as seções de choque livres pp e pn em função da energia. As curvas são cheias onde a geometria é tal que os resultados são significativos. As larguras das curvas contínuas e descontínuas refletem a incerteza de fora da camada de energia.

Para uma estimativa do fator $C(E, \theta)$ nos interessa a razão entre os fatores cinemáticos, calculados para a cinemática inicial de uma das reações e para a final da outra (tabelas B.1 a B.12, do Apêndice B), cujo valor oscila entre 0.97 e 1.04, de modo que a influência de F.C. não ultrapassa a 4%. Notemos que essa correção é pouco significativa, pois se refere a uma pequena incerteza num valor também pequeno. Outrossim, é importante, ainda, a influência dos potenciais óticos, examinada no Capítulo III, onde constatamos uma pequena diferença nas distribuições de momentum distorcidas devido aos diferentes núcleos residuais (figuras III.11 e III.12). Considerando, ainda, os diferentes momentos assintóticos, devido às diferentes energias de separação de prótons e nêutrons, essa influência é levemente aumentada, mas, mesmo assim o cociente entre $|g'(p)|^2$ e $|g'(n)|^2$ é muito próximo de um (Figura III.10). Lembremos que nesses cálculos usamos a mesma função de onda para prótons e nêutrons.

Esses resultados indicam que a aproximação de impulso é muito boa para os casos estudados, nas regiões em que a expressão IV.1 é aplicável. No entanto, para uma avaliação mais significativa, é preciso outros dados experimentais, especialmente nas regiões de máximo da distribuição de momentum, para espalhamentos quase-livres no ^{12}C e em outros núcleos como, por exemplo, ^{16}O e ^{40}Ca .

V - COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

Ao descrever o formalismo de reações quase-livres (p, pN), bem como ao aplicá-lo aos processos em estudo, discutimos as aproximações envolvidas. Estas aproximações podem ser separadas em dois grupos. No primeiro grupo estão as aproximações utilizadas para o cálculo da seção de choque de correlação, que são principalmente a fatoração, o uso do método WKB, de potenciais óticos tipo poço quadrado, independentes de spin e isospin, e de funções de onda iguais para prótons e nêutrons, desprezando a interação coulombiana. O segundo grupo contém as aproximações mais fundamentais e difíceis de melhorar, que são a aproximação de impulso e a que se relaciona com os efeitos de fora da camada de energia.

É importante dar-se conta que as aproximações do primeiro grupo são mais fáceis de corrigir e não dependem do formalismo. Como vimos, durante a apresentação desse trabalho, foram usadas regiões de ângulo e energia tais que as seções de choque livres, tanto próton-próton quanto próton-nêutron, variam pouco, garantindo^(20, 21) que a fatoração é uma boa aproximação. Como somente uma das partículas emergentes tem energia da ordem de 100 MeV, supomos, baseados em estudos feitos⁽²⁸⁾, que o método WKB ainda pode ser aplicável para o cálculo das distorções, embora sabendo que a validade dessa aproximação não está bem determinada. Quando utilizamos potenciais óticos da forma poço quadrado, independentes de spin, isospin e da interação coulombiana, estamos acreditando, a partir de estimativas^(34, 35) da influência desses termos, que esses efeitos resultariam pouco

importantes na nossa análise de experiências, principalmente se comparados com outras incertezas teóricas. A escolha de uma mesma função de onda de partícula-única para prótons e nêutrons está baseada no fato de que o erro cometido, neste caso, é menor que se tomássemos para prótons um potencial de mesma forma, mas de diferente profundidade. Investigações iniciadas⁽³¹⁾, incluindo a interação coulombiana para prótons, reforçam a nossa confiança na aproximação de impulso.

Aquelas aproximações, que não podem ser evitadas, realmente fundamentais para o estudo de reações quase-livres são a aproximação de impulso e a decorrente de efeitos de fora da camada de energia. Através da cinemática inicial e final, determinamos faixas de valores para as seções de choque de correlação, cujos limites estimam os efeitos de fora da camada de energia. Nossa estimativa mostrou que esses efeitos são pequenos nos casos em que a geometria é escolhida convenientemente. Lembremos que eles são minimizados, quando os elementos de matriz do espalhamento livre variam pouco com ângulo e energia, como ocorre no nosso caso.

Quanto à aproximação de impulso, um teste interessante foi o realizado por Roos et al⁽⁸⁾, que apresentaram uma comparação entre as seções de choque teóricas e experimentais para o estado 2s do ⁴⁰Ca em diversas geometrias, fortalecendo a validade dessa aproximação para energias incidentes de 150 MeV. No entanto, nesse teste, as razões das distribuições de momentum apresentam uma variação de um fator dois no intervalo angular em consideração e o cálculo dessas razões tem uma incerteza apreciável. O teste que estamos propondo para a aproximação de im

pulso se baseia no estudo de razões entre as seções de choque quase-livres ($p, 2p$) e (p, pn), que, no caso da aproximação de impulso ser válida, devem ser iguais às correspondentes razões livres. Nos resultados aqui apresentados isto realmente se verifica para determinados valores de ângulo. A utilização dessas razões praticamente elimina a incerteza proveniente das distribuições de momentum, que para prótons e nêutrons não diferem por mais de 10% para os ângulos relevantes, propiciando uma avaliação mais confiável da aproximação de impulso.

Conclusões

As experiências de espalhamento quase-livre forneceram, até hoje, diversas informações a respeito de propriedades nucleares principalmente de estados mais ligados, e que são difíceis de analisar com outras reações nucleares. Assim, foram deduzidas a energia de separação do núcleon ligado e a distribuição de momentum. Também foi possível determinar, com reações quase-livres com partículas incidentes polarizadas, outros aspectos da estrutura do núcleo e dependentes do modelo, como o próprio acoplamento spin-órbita nuclear. Todas essas informações foram obtidas teoricamente a partir do formalismo de reações quase-livres, baseado essencialmente na aproximação de impulso. Entretanto, essas experiências não conseguiram, até agora, determinar de forma conclusiva a validade desta aproximação, uma vez que as seções de choque e outras grandezas calculadas são fortemente dependentes dos parâmetros dos potenciais óticos e das funções de onda empregadas.

As experiências com prótons incidentes polarizados, anteriormente propostas⁽⁶⁾, propiciam uma forma de avaliação da aproximação de impulso, quando são consideradas reações com a mesma geometria e cinemática, mas com diferentes spins da partícula incidente. No presente trabalho, ao invés do spin, variamos o isospin de uma das partículas emergentes. Neste caso as distorções são praticamente as mesmas e as reações diferem apenas pelo arrancamento de partículas de diferentes isospins. Nós acreditamos que a comparação de reações quase-livres ($p, 2p$) e (p, pn), nas mesmas condições cinemáticas e geométricas, através do estudo de razões, se constitui numa nova forma de testar a aproximação de impulso e, conseqüentemente, das propriedades nucleares deduzidas a partir dela. Os resultados aqui obtidos para as razões da seções de choque indicam que a aproximação de impulso é muito boa para as regiões de máximo das distribuições de momentum. Mesmo a direta comparação dos nossos resultados com as seções de choque de correlação experimentais, mostra que os mesmos se ajustam bastante bem a esses dados, ainda mais se tivermos em conta as aproximações usadas. Isso nos dá uma maior confiabilidade também na DWIA e na aproximação de fatoração, principalmente para os valores de energia cinética relativa acima de 100 MeV.

Torna-se importante, porém, para uma conclusão definitiva, uma confirmação posterior dos dados experimentais de TRIUMF aqui utilizados, bem como, numa outra etapa, novas experiências, do mesmo tipo, em outros núcleos e mesmo com partículas polarizadas, introduzindo novas variáveis na comparação en-

tre reações quase-livres $(p, 2p)$ e (p, pn) . Também outras reações quase-livres, como as do tipo $(e, e'N)$ poderão ser interessantes na melhor avaliação das aproximações essenciais à descrição de reações nucleares.

APÊNDICE A

No capítulo II apresentamos a expressão para a seção de choque livre polarizada (equação (II.37)) em função da seção de choque livre não polarizada, $I_0(T_{rel}, \bar{\theta})$, da polarização produzida pelo espalhamento, $P(T_{rel}, \bar{\theta})$, e da polarização da partícula-alvo, P_3 . Nos casos em que também a partícula incidente apresenta polarização P_0 perpendicular ao plano de espalhamento, a seção de choque livre polarizada é dada por uma expressão mais geral⁽⁴⁶⁾:

$$\frac{d\sigma^{\lambda}}{d\bar{\Omega}} = I_0(T_{rel}, \bar{\theta}) \left[1 + (P_0 + P_3) P(T_{rel}, \bar{\theta}) + P_0 P_3 C_{nn}(T_{rel}, \bar{\theta}) \right] \quad (A.1)$$

na qual $C_{nn}(T_{rel}, \bar{\theta})$ é a função correlação de spin.

O propósito desse apêndice é comparar os valores teóricos obtidos nesse trabalho para as grandezas I_0 , P e C_{nn} com dados experimentais de diversos grupos. Para os cálculos teóricos usamos o procedimento de Stapp et al⁽¹⁴⁾, usando o conjunto de deslocamentos de fase dependentes de energia de MacGregor et al⁽⁴⁸⁾, tabelados para energias inferiores a 460 MeV e ondas parciais até $\lambda = 5$.

Elaboramos um programa, para um computador HP2100-A, em linguagem FORTRAN, análogo a programas já existentes e utilizados por nosso grupo^(21, 58), para o cálculo de I_0 , P e C_{nn} . A partir da energia cinética relativa (T_{rel}), do ângulo de espalhamento no sistema centro de massa ($\bar{\theta}$) e dos deslocamentos de fase, esse programa calcula I_0 , P e C_{nn} , interpolando linearmente

te os deslocamentos de fase para valores de T_{rel} intermediários aos tabelados. Para o cálculo das seções de choque livres a energias relativas maiores que 460 MeV extrapolamos os deslocamentos de fase de MacGregor, o que afeta apenas os resultados correspondentes a um valor de ângulo ($\theta_2 = 75^\circ$) para todas as energias emergentes consideradas.

Nas Figuras A.1 a A.6, apresentamos alguns dados experimentais para as grandezas I_o , P e C_{nn}^* a diversas energias e ângulos (no sistema centro de massa), bem como as nossas curvas teóricas correspondentes. Vemos nessas figuras que, em linhas gerais, a concordância entre resultados teóricos e experimentais é muito boa. Convém observar que nesse trabalho o ângulo de espalhamento no sistema centro de massa ($\bar{\theta}$) varia entre 50° e 70° , de modo que na comparação é de particular interesse essa região de ângulo, bem como o intervalo de energia entre 260 MeV e 580 MeV. Os valores de T_{rel} e $\bar{\theta}$ utilizados constam nas Tabelas B.1 a B.12 do Apêndice B.

Nessa comparação incluímos grandezas obtidas com os deslocamentos de fase extrapolados (energias superiores a 460 MeV), as quais apresentam uma concordância bastante razoável com os dados experimentais.

As referências relativas aos dados experimentais utilizados estão incluídas no fim desse apêndice, pois são usadas apenas aqui. Citamos também os trabalhos de revisão de Hess^(A.24) e Nisimura^(A.25).

* Não incluímos nessa comparação dados experimentais de C_{nn} para espalhamento próton-nêutron livre, porque não encontramos nenhuma experiência para o intervalo de energia de interesse.

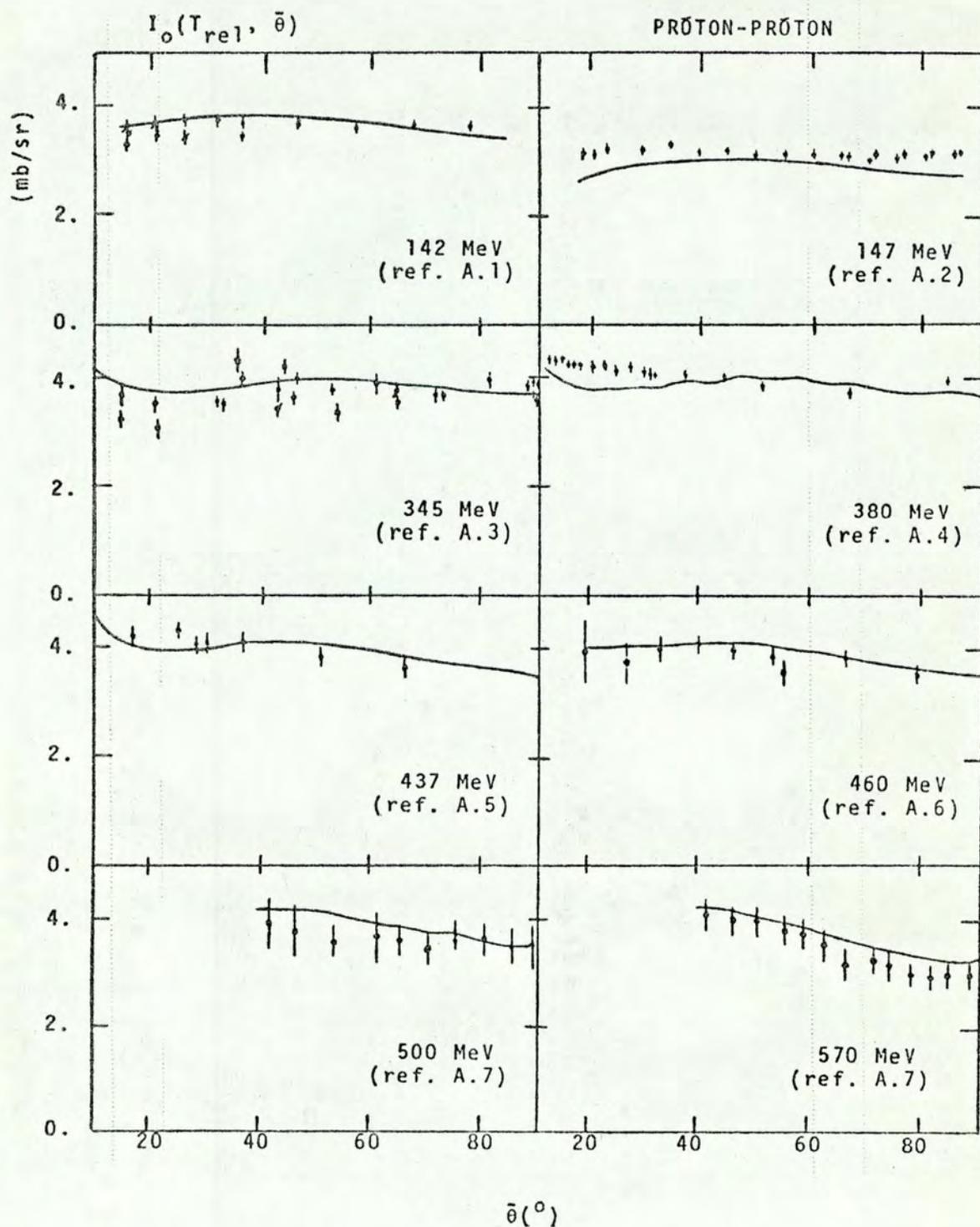


Figura A.1 - Seção de choque próton-próton livre a diversas energias relativas.

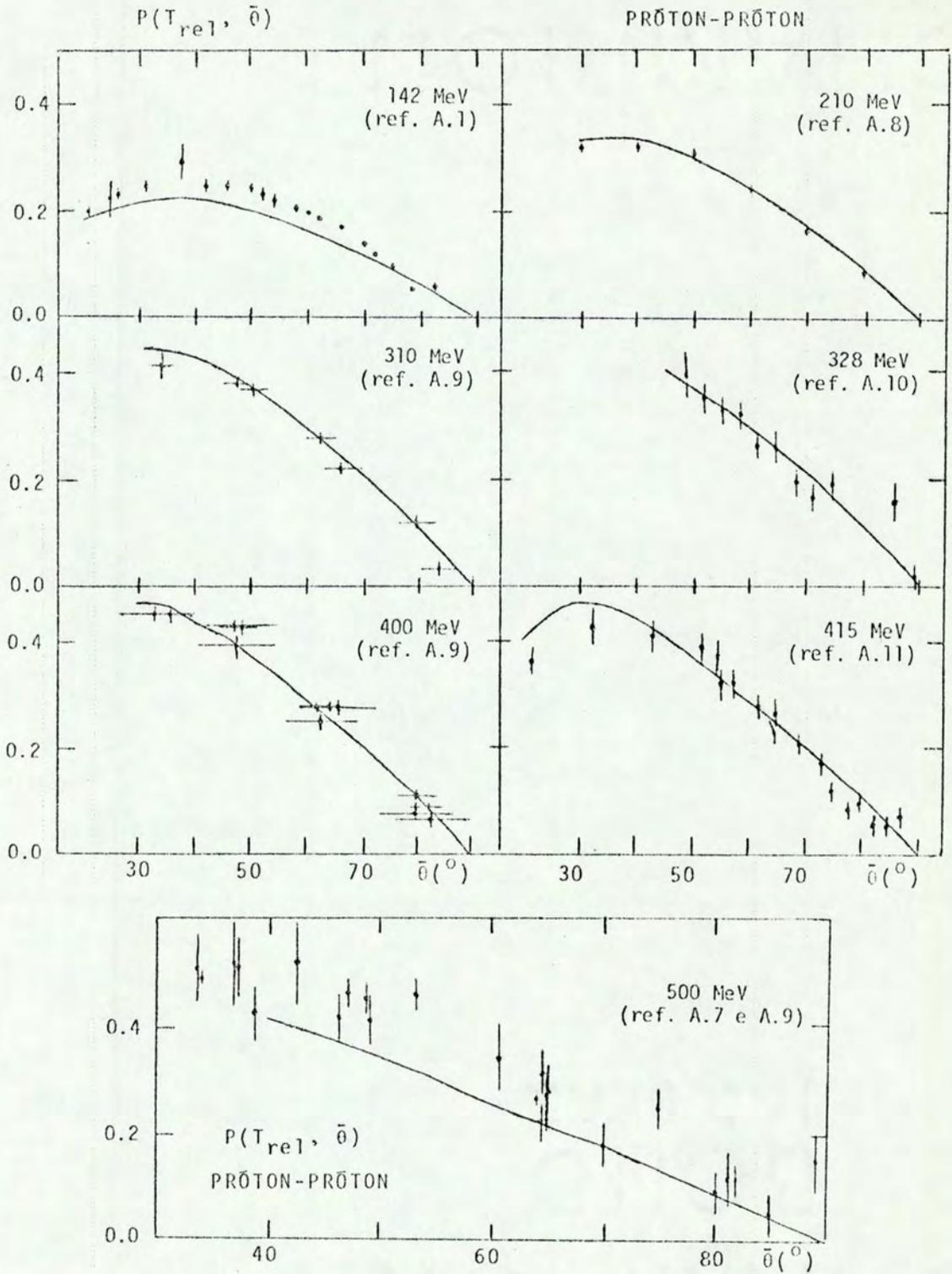


Figura A.2 - Polarização para espalhamento prŏton-prŏton livre a diversas energias relativas.

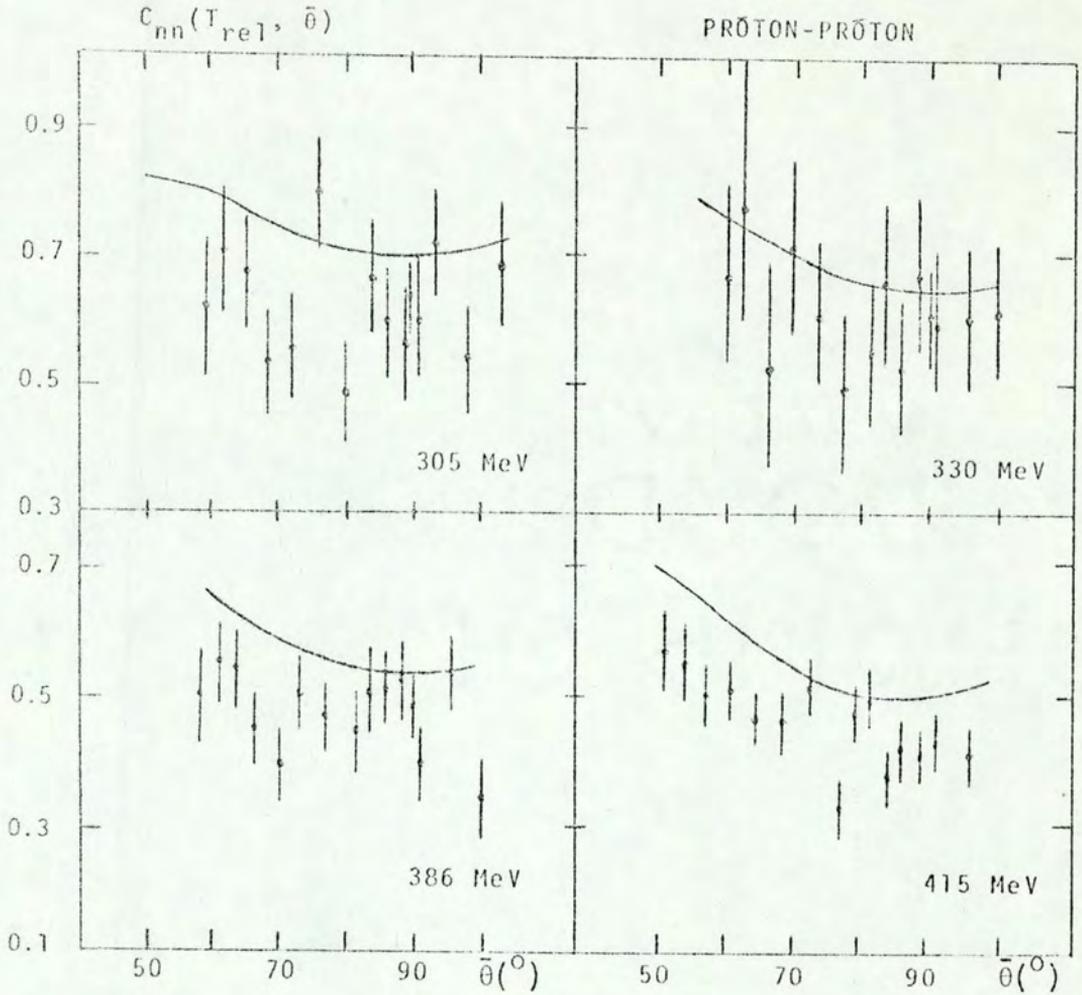


Figura A.3 - Coeficientes de correlação de spin a diversas energias relativas.

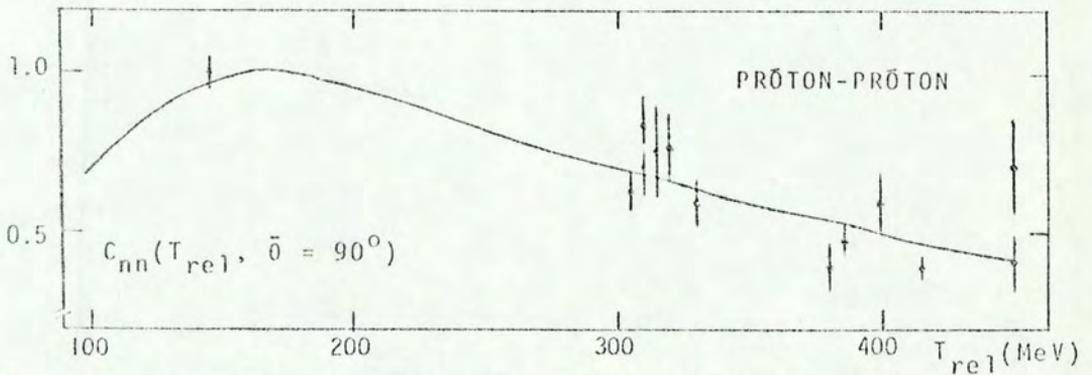


Figura A.4 - Coeficientes de correlação de spin para $\bar{\theta} = 90^\circ$ em função da energia relativa.

$I_o(T_{rel}, \bar{\theta})$

PRÓTON-NEÚTRON

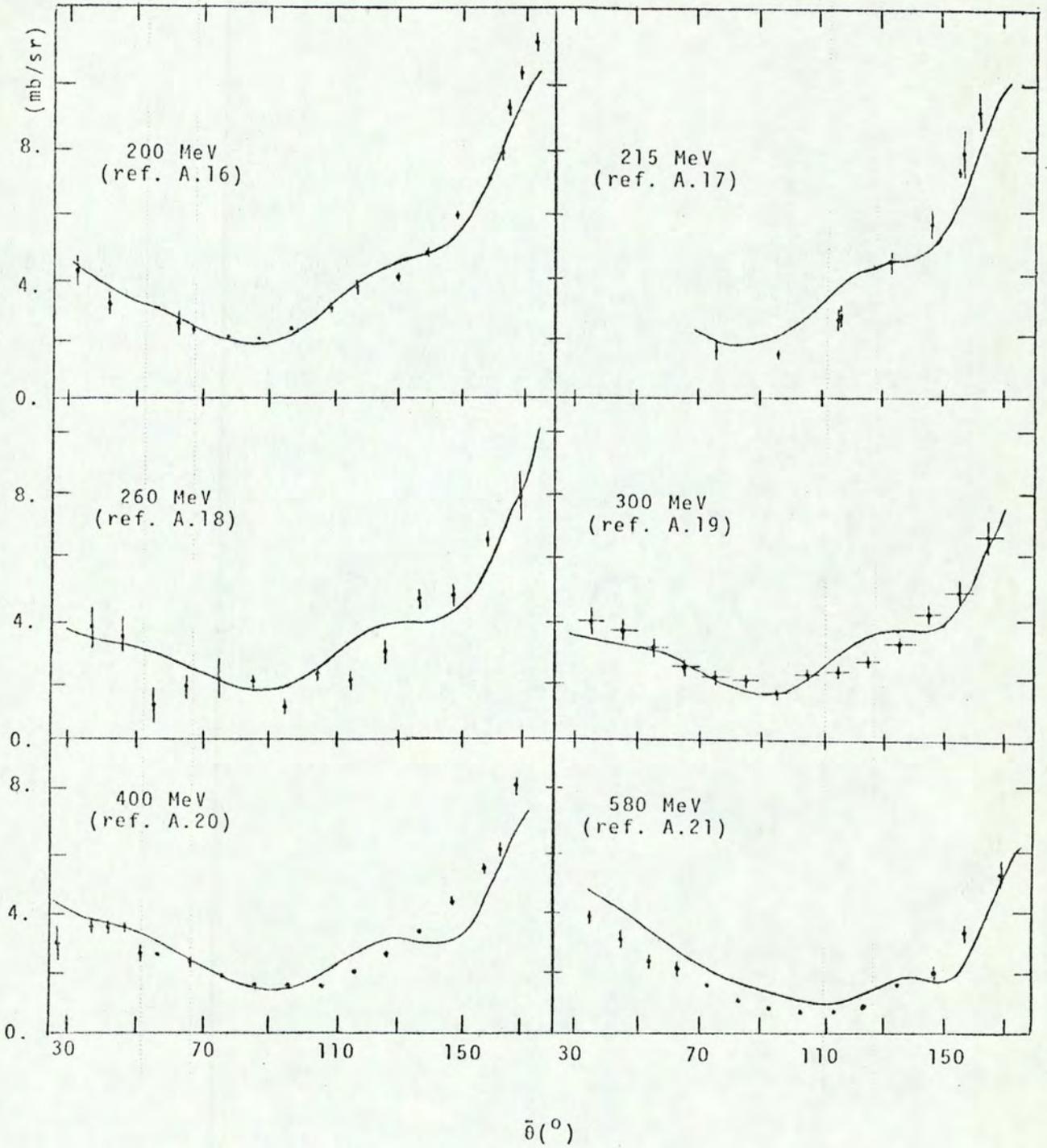


Figura A.5 - Seção de choque próton-nêutron livre a diversas energias relativas.

$P(T_{rel}, \bar{\theta})$

PRÓTON-NÊUTRON

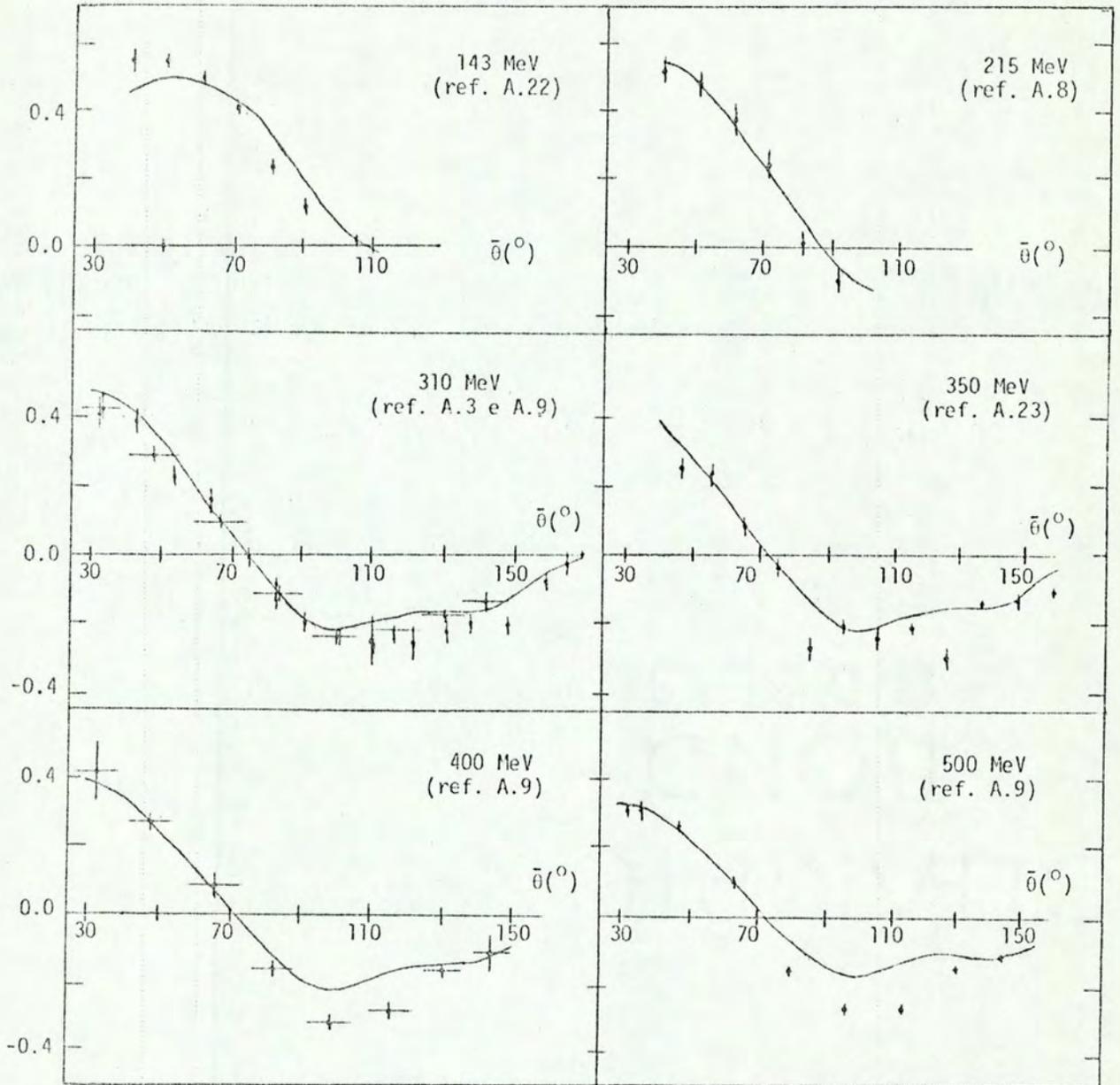


Figura A.6 - Polarização para espalhamento próton-nêutron livre a diversas energias relativas.

REFERÊNCIAS DO APÊNDICE A

- A.1 - A.E.Taylor, E.Wood and L.Bird, Nucl. Phys. 16, 320 (1960).
- A.2 - J.N.Palmieri, A.M.Cormack, N.F.Ramsey and Richard Wilson, Ann. Phys. 5, 299 (1958).
- A.3 - O.Chamberlain, E.Segrē and C.Wiegand, Phys. Rev. 83, 923 (1951).
- Owen Chamberlain and John D.Garrison, Phys. Rev. 95, 1349 (1954).
- O.Chamberlain, E.Segrē, R.D.Tripp, C.Wiegand and T.Ypsilantis, Phys. Rev. 105, 288 (1957).
- A.4 - J.R.Holt et al, Proc. Europ. Organ. Nucl. Res., Genebra (1945), Vol. II, pg. 147*
- J.R.Holt, J.C.Kluger and J.A.Moore, Proc. Phys. Soc. (London) 71, 781 (1958).
- A.5 - R.B.Sutton, T.H.Fields, J.G.Fox, J.A.Kane, W.E.Mott and R.A.Stallwood, Phys. Rev. 97, 783 (1955).
- A.6 - M.G.Meshcheryakov et al, Izv. Akad. Nauk SSSR 19, 548 (1955); Dokl. Akad. Nauk SSSR 99, 955 (1954)*.
- A.7 - M.G.Albrow, S.Anderson/Almehed, B.Bošnjakovič, C.Daum, F.C.Ernē, J.P.Lagnaux, J.C.Sens and F.Udo, Nucl. Phys. 23B, 445 (1970).
- A.8 - John H.Tinlot and Robert E.Warner, Phys. Rev. 124, 890 (1961).
- A.9 - David Cheng and Burns MacDonald, Phys. Rev. 163, 1470 (1967).

* Dados tabelados por W.N.Hess na referência (A.24).

- A.10 - F.Betz, J.Arens, O.Chamberlain, H.Dost, P.Grannis, M.Hansroul, L.Holloway, C.Schultz and G.Shapiro, Phys. Rev. 148, 1289 (1966).
- A.11 - J.A.Kane, R.A.Stallwood, R.B.Sutton, T.H.Fields and J.G.Fox, Phys. Rev. 95, 1694 (1954).
- A.12 - A.Beretvas, Phys. Rev. 171, 1392 (1968).
- A.13 - I.M.Vasilevskiĭ, V.V.Vishnyakov, Ė.Ilesku and A.A.Tyapkin, Sov. Phys. JETP 12, 616 (1961); Sov. Phys. JETP 18, 327 (1964).
- A.14 - J.V.Allaby, A.Chisholm, J.Eades and A.N.James, Nucl. Phys. 77, 449 (1966).
- A.15 - E.Engels, Jr., T.Bowen, J.W.Cronin, R.L.McIlwain and Lee G.Pondron, Phys. Rev. 129, 1858 (1963).
- A.16 - Yu.M.Kazarinov and Yu.N.Simonov, Sov. Phys. JETP 16, 24 (1963).
- A.17 - G.Guernsey, G.Mott and B.K.Nelson, Phys. Rev. 88, 15 (1952).
- A.18 - E.Kelly, C.Leith, E.Segrē and C.Wiegand, Phys. Rev. 79, 96 (1950).
- A.19 - John De Pangher, Phys. Rev. 99, 1447 (1955).
- A.20 - A.J.Hartzler and R.T.Siegel, Phys. Rev. 95, 185 (1954).
- A.J.Hartzler, R.T.Siegel and W.Opitz, Phys. Rev. 95, 591 (1954).
- A.21 - Yu.M.Kazarinov and Yu.N.Simonov, Sov. Phys. JETP 4, 161 (1957).
- A.22 - Arthur F.Kuckes and Richard Wilson, Phys. Rev. 121, 1226 (1961)
- A.23 - R.T.Siegel, A.J.Hartzler and W.A.Love 101, 838 (1956).

A.24 - W.N.Hess, Rev. Mod. Phys. 30, 368 (1958).

A.25 - K.Nisimura, Supp. Progr. Theor. Phys. 39, 286 (1967).

APÊNDICE B

Tabela B.1 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 108$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	ρ^{in}
-40	0.5152	30.99	319.19	69.17	0.2125	3.813	0.214
-45	0.3242	20.65	342.22	65.86	0.2155	3.857	0.244
-50	0.1544	-8.91	370.10	62.68	0.2186	3.898	0.270
-55	-0.1488	86.19	402.64	59.68	0.2218	3.943	0.290
-57	-0.2093	68.18	416.91	58.53	0.2230	3.961	0.296
-62	-0.3918	49.56	455.54	55.82	0.2262	4.006	0.307
-65	-0.5071	44.12	480.65	54.29	0.2282	4.033	0.309
-70	-0.7015	37.95	525.50	51.90	0.2313	4.060	0.308
-75	-0.8961	33.37	573.74	49.71	0.2344	4.053	0.300

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	ρ^{fin}
-40	0.5152	30.99	267.17	70.06	0.2075	3.778	0.196
-45	0.3242	20.65	298.25	66.51	0.2112	3.832	0.235
-50	0.1544	-8.91	330.22	63.18	0.2147	3.878	0.266
-55	-0.1488	86.19	362.84	60.11	0.2179	3.922	0.292
-57	-0.2093	68.18	376.02	58.96	0.2191	3.939	0.300
-62	-0.3918	49.56	409.13	56.23	0.2217	3.983	0.317
-65	-0.5071	44.12	429.04	54.71	0.2232	4.009	0.324
-70	-0.7015	37.95	462.12	52.36	0.2252	4.053	0.333
-75	-0.8961	33.37	494.84	50.21	0.2268	4.100	0.337

Parâmetros fixos: $T_0 = 400$ MeV, $T_1 = 276$ MeV, $T_2 = 108$ MeV
 $S = 16$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.2 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 102$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	F.C. $^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.5438	37.58	322.24	68.84	0.2089	3.817	0.217
-45	0.3498	31.97	344.06	65.68	0.2117	3.859	0.245
-50	0.1587	18.75	370.58	62.63	0.2147	3.898	0.270
-55	-0.0703	84.07	401.60	59.73	0.2178	3.942	0.289
-57	-0.1357	57.39	415.22	58.62	0.2190	3.959	0.296
-62	-0.3255	41.37	452.15	55.98	0.2221	4.002	0.307
-65	-0.4417	37.40	476.19	54.49	0.2240	4.029	0.310
-70	-0.6357	32.79	519.16	52.15	0.2270	4.059	0.309
-75	-0.8290	29.17	565.45	50.00	0.2300	4.059	0.302

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	F.C. $^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5438	37.58	268.70	69.77	0.2038	3.781	0.199
-45	0.3498	31.97	299.22	66.36	0.2075	3.835	0.236
-50	0.1587	18.75	330.63	63.15	0.2109	3.878	0.267
-55	-0.0703	84.07	362.67	60.17	0.2141	3.921	0.292
-57	-0.1357	57.39	375.61	59.04	0.2152	3.938	0.300
-62	-0.3255	41.37	408.14	56.38	0.2179	3.981	0.316
-65	-0.4417	37.40	427.69	54.90	0.2194	4.007	0.323
-70	-0.6357	32.79	460.18	52.59	0.2215	4.050	0.332
-75	-0.8290	29.17	492.32	50.48	0.2231	4.094	0.336

Parâmetros fixos: $T_0 = 400$ MeV, $T_1 = 282$ MeV, $T_2 = 102$ MeV
 $S = 16$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.3 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 96$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	F.C. ⁱⁿ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.5782	43.63	325.87	68.50	0.2049	3.822	0.220
-45	0.3865	41.71	346.51	65.49	0.2077	3.861	0.247
-50	0.1942	40.93	371.68	62.57	0.2105	3.899	0.271
-55	-0.0117	-59.46	401.20	59.78	0.2135	3.941	0.289
-57	-0.0772	25.30	414.17	58.70	0.2147	3.958	0.295
-62	-0.2693	29.01	449.41	56.14	0.2177	3.999	0.306
-65	-0.3847	28.26	472.38	54.69	0.2194	4.025	0.310
-70	-0.5764	26.34	513.47	52.40	0.2224	4.059	0.310
-75	-0.7671	24.13	557.80	50.30	0.2253	4.064	0.304

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	F.C. ^{fin} ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5782	43.63	270.39	69.46	0.1998	3.785	0.203
-45	0.3865	41.71	300.31	66.19	0.2034	3.837	0.238
-50	0.1942	40.93	331.09	63.11	0.2067	3.879	0.267
-55	-0.0117	-59.46	362.50	60.22	0.2099	3.921	0.291
-57	-0.0772	25.30	375.19	59.13	0.2110	3.937	0.299
-62	-0.2693	29.01	407.08	56.54	0.2137	3.979	0.315
-65	-0.3847	28.26	426.25	55.09	0.2151	4.004	0.322
-70	-0.5764	26.34	458.09	52.83	0.2172	4.046	0.330
-75	-0.7671	24.13	489.60	50.76	0.2189	4.089	0.335

Parâmetros fixos: $T_0 = 400$ MeV, $T_1 = 288$ MeV, $T_2 = 96$ MeV,
 $S = 16$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.4 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 90$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.6181	49.14	330.12	68.13	0.2006	3.827	0.223
-45	0.4322	49.85	349.59	65.28	0.2033	3.864	0.249
-50	0.2489	55.34	373.43	62.49	0.2060	3.901	0.271
-55	-0.0917	-86.22	401.46	59.81	0.2088	3.941	0.289
-57	-0.0841	-36.35	413.80	58.78	0.2099	3.957	0.295
-62	-0.2323	11.06	447.35	56.30	0.2128	3.997	0.306
-65	-0.3412	16.06	469.24	54.88	0.2145	4.021	0.309
-70	-0.5264	18.33	508.46	52.66	0.2173	4.059	0.310
-75	-0.7124	18.11	550.82	50.60	0.2201	4.065	0.306

(b) Cinemática final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.6181	49.14	272.25	69.13	0.1954	3.790	0.206
-45	0.4322	49.85	301.52	66.01	0.1989	3.839	0.239
-50	0.2489	55.34	331.63	63.05	0.2022	3.880	0.268
-55	-0.0917	-86.22	362.35	60.27	0.2052	3.920	0.291
-57	-0.0841	-36.35	374.76	59.21	0.2064	3.936	0.298
-62	-0.2323	11.06	405.95	56.70	0.2090	3.977	0.314
-65	-0.3412	16.06	424.70	55.28	0.2104	4.002	0.321
-70	-0.5264	18.33	455.85	53.08	0.2125	4.041	0.329
-75	-0.7124	18.11	486.67	51.05	0.2143	4.083	0.334

Parâmetros fixos: $T_0 = 400$ MeV, $T_1 = 294$ MeV, $T_2 = 90$ MeV,
 $S = 16$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.5 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 84$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.6628	54.15	335.03	67.73	0.1959	3.834	0.227
-45	0.4850	56.60	353.37	65.04	0.1984	3.868	0.251
-50	0.3141	64.60	375.89	62.39	0.2011	3.903	0.272
-55	-0.1746	-87.49	402.44	59.83	0.2037	3.941	0.289
-57	-0.1502	-63.44	414.15	58.84	0.2048	3.956	0.294
-62	-0.2259	-11.04	446.01	56.44	0.2075	3.995	0.305
-65	-0.3181	0.86	466.83	55.08	0.2092	4.018	0.309
-70	-0.4894	8.63	504.18	52.92	0.2119	4.059	0.310
-75	-0.6673	11.01	544.56	50.91	0.2145	4.066	0.307

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.6628	54.15	274.30	68.78	0.1906	3.795	0.209
-45	0.4850	56.60	302.86	65.82	0.1940	3.841	0.241
-50	0.3141	64.60	332.24	62.98	0.1972	3.881	0.268
-55	-0.1746	-87.49	362.22	60.31	0.2001	3.920	0.290
-57	-0.1502	-63.44	374.33	59.29	0.2013	3.935	0.298
-62	-0.2259	-11.04	404.76	56.85	0.2038	3.975	0.313
-65	-0.3181	0.86	423.06	55.48	0.2053	3.999	0.320
-70	-0.4894	8.63	453.45	53.33	0.2073	4.037	0.328
-75	-0.6673	11.01	483.52	51.35	0.2091	4.078	0.332

Parâmetros fixos: $T_o = 400$ MeV, $T_1 = 300$ MeV, $T_2 = 84$ MeV,
 $S = 16$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.6 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 78$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	ρ^{in}
-40	0.7120	58.70	340.68	67.29	0.1909	3.842	0.231
-45	0.5437	62.23	357.88	64.77	0.1932	3.872	0.253
-50	0.3856	70.92	379.10	62.27	0.1957	3.906	0.272
-55	-0.2596	-87.59	404.18	59.83	0.1982	3.941	0.288
-57	-0.2310	-72.83	415.26	58.88	0.1993	3.956	0.294
-62	-0.2545	-31.53	445.45	56.58	0.2018	3.993	0.304
-65	-0.3216	-15.67	465.19	55.26	0.2034	4.015	0.308
-70	-0.4696	- 2.54	500.65	53.17	0.2059	4.058	0.310
-75	-0.6345	2.81	539.05	51.22	0.2084	4.066	0.308

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	T^{fin}
-40	0.7120	58.70	276.56	68.40	0.1854	3.801	0.213
-45	0.5437	62.23	304.35	65.60	0.1886	3.843	0.243
-50	0.3856	70.92	332.94	62.90	0.1917	3.882	0.269
-55	-0.2596	-87.59	362.11	60.34	0.1946	3.920	0.290
-57	-0.2310	-72.83	373.89	59.35	0.1957	3.934	0.297
-62	-0.2545	-31.53	403.50	57.01	0.1982	3.972	0.312
-65	-0.3216	-15.67	421.31	55.68	0.1996	3.996	0.319
-70	-0.4696	- 2.54	450.88	53.59	0.2016	4.033	0.327
-75	-0.6345	2.81	480.15	51.66	0.2033	4.072	0.331

Parâmetros fixos: $T_0 = 400$ MeV, $T_1 = 306$ MeV, $T_2 = 78$ MeV,
 $S = 16$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.7 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 108$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.4903	31.19	322.93	69.05	0.2116	2.310	0.056
-45	0.2994	20.12	346.24	65.75	0.2146	2.521	0.085
-50	0.1349	-15.16	374.41	62.58	0.2176	2.728	0.112
-55	-0.1631	78.62	407.25	59.59	0.2208	2.918	0.139
-57	-0.2287	64.05	421.63	58.44	0.2220	2.990	0.149
-62	-0.4150	48.24	460.56	55.73	0.2252	3.150	0.173
-65	-0.5311	43.32	485.86	54.21	0.2271	3.210	0.186
-70	-0.7260	37.57	531.00	51.82	0.2302	3.269	0.206
-75	-0.9210	33.20	579.53	49.64	0.2332	3.271	0.223

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.4903	31.19	264.63	70.05	0.2060	2.150	0.103
-45	0.2994	20.12	295.51	66.50	0.2097	2.378	0.110
-50	0.1349	-15.16	327.28	63.18	0.2131	2.604	0.127
-55	-0.1631	78.62	359.69	60.11	0.2162	2.815	0.147
-57	-0.2287	64.05	372.78	58.95	0.2173	2.891	0.155
-62	-0.4150	48.24	405.69	56.22	0.2199	3.070	0.176
-65	-0.5311	43.32	425.47	54.70	0.2213	3.227	0.196
-70	-0.7260	37.57	458.33	52.34	0.2232	3.313	0.206
-75	-0.9210	33.20	490.85	50.19	0.2248	3.420	0.222

Parâmetros fixos: $T_o = 400$ MeV, $T_1 = 273$ MeV, $T_2 = 108$ MeV,
 $S = 19$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.8 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{B}$ com $T_2 = 102$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.5194	38.09	325.92	68.72	0.2080	2.331	0.058
-45	0.3251	32.35	348.01	65.57	0.2109	2.533	0.086
-50	0.1342	17.23	374.81	65.52	0.2138	2.731	0.113
-55	-0.0863	70.09	406.12	59.63	0.2168	2.915	0.138
-57	-0.1576	52.82	419.85	58.52	0.2181	2.985	0.148
-62	-0.3496	40.36	457.07	55.89	0.2211	3.140	0.171
-65	-0.4662	36.85	481.29	54.40	0.2230	3.202	0.185
-70	-0.6605	32.57	524.54	52.07	0.2260	3.266	0.204
-75	-0.8538	29.11	571.11	49.92	0.2289	3.287	0.220

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5194	38.09	266.15	69.75	0.2024	2.165	0.105
-45	0.3251	32.35	296.48	66.34	0.2060	2.388	0.111
-50	0.1342	17.23	327.69	63.13	0.2093	2.607	0.127
-55	-0.0863	70.09	359.53	60.15	0.2124	2.813	0.146
-57	-0.1576	52.82	372.39	59.03	0.2136	2.887	0.154
-62	-0.3496	40.36	404.71	56.37	0.2162	3.062	0.175
-65	-0.4662	36.85	424.14	54.88	0.2176	3.157	0.187
-70	-0.6605	32.57	456.43	52.57	0.2196	3.300	0.205
-75	-0.8538	29.11	488.37	50.46	0.2212	3.405	0.220

Parâmetros fixos: $T_o = 400$ MeV, $T_1 = 279$ MeV, $T_2 = 102$ MeV,
 $S = 19$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.9 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ com $T_2 = 96$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.5547	44.36	329.49	68.37	0.2041	2.356	0.061
-45	0.3627	42.70	350.39	65.37	0.2068	2.548	0.088
-50	0.1703	42.92	375.83	62.46	0.2097	2.736	0.113
-55	-0.0279	2.32	405.63	59.67	0.2126	2.912	0.138
-57	-0.1018	25.71	418.72	58.60	0.2138	2.980	0.148
-62	-0.2940	28.84	454.23	56.04	0.2167	3.130	0.170
-65	-0.4094	28.18	477.36	54.59	0.2185	3.194	0.183
-70	-0.6011	26.37	518.74	52.31	0.2214	3.265	0.202
-75	-0.7918	24.22	563.33	50.21	0.2242	3.304	0.217

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5547	44.36	267.82	69.43	0.1984	2.184	0.106
-45	0.3627	42.70	297.56	66.17	0.2019	2.399	0.113
-50	0.1703	42.92	328.15	63.08	0.2052	2.610	0.127
-55	-0.0279	2.32	359.37	60.20	0.2083	2.811	0.145
-57	-0.1018	25.71	371.98	59.10	0.2094	2.883	0.154
-62	-0.2940	28.84	403.67	56.52	0.2120	3.054	0.173
-65	-0.4094	28.18	422.72	55.06	0.2134	3.147	0.185
-70	-0.6011	26.37	454.37	52.80	0.2154	3.286	0.203
-75	-0.7918	24.22	485.68	50.73	0.2171	3.391	0.218

Parâmetros fixos: $T_o = 400$ MeV, $T_1 = 285$ MeV, $T_2 = 96$ MeV,
 $S = 19$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.10 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ com $T_2 = 90$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.5954	50.03	333.69	67.99	0.1998	2.383	0.063
-45	0.4097	51.18	353.42	65.15	0.2025	2.565	0.089
-50	0.2276	58.27	377.51	62.37	0.2052	2.743	0.114
-55	-0.0850	-70.87	405.81	59.69	0.2079	2.912	0.138
-57	-0.0976	-23.38	418.25	58.66	0.2091	2.976	0.147
-62	-0.2559	12.56	452.07	56.19	0.2119	3.122	0.169
-65	-0.3653	16.78	474.13	54.78	0.2136	3.187	0.179
-70	-0.5507	18.71	513.61	52.56	0.2164	3.263	0.200
-75	-0.7366	18.41	556.23	50.50	0.2191	3.308	0.215

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5954	50.03	269.67	69.09	0.1941	2.203	0.108
-45	0.4097	51.18	298.76	65.98	0.1975	2.411	0.114
-50	0.2276	58.27	328.69	63.02	0.2007	2.614	0.128
-55	-0.0850	-70.87	359.23	60.24	0.2037	2.808	0.145
-57	-0.0976	-23.38	371.56	59.18	0.2048	2.848	0.154
-62	-0.2559	12.56	402.56	56.67	0.2074	3.045	0.172
-65	-0.3653	16.78	421.20	55.25	0.2088	3.137	0.183
-70	-0.5507	18.71	452.16	53.05	0.2108	3.272	0.200
-75	-0.7366	18.41	482.79	51.02	0.2125	3.375	0.216

Parâmetros fixos: $T_0 = 400$ MeV, $T_1 = 291$ MeV, $T_2 = 90$ MeV
 $S = 19$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.11 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ com $T_2 = 84$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	F.C. $^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.6412	55.14	338.56	67.58	0.1952	2.415	0.066
-45	0.4640	58.09	357.13	64.90	0.1977	2.585	0.091
-50	0.2951	67.49	379.90	62.26	0.2003	2.753	0.114
-55	-0.1660	-79.83	406.70	59.70	0.2029	2.912	0.137
-57	-0.1520	-54.22	418.51	58.71	0.2040	2.974	0.147
-62	-0.2456	- 7.54	450.64	56.33	0.2067	3.114	0.168
-65	-0.3402	2.66	471.61	54.96	0.2083	3.179	0.180
-70	-0.5126	9.49	509.21	52.81	0.2109	3.259	0.198
-75	-0.6907	11.56	549.84	50.80	0.2135	3.299	0.213

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	F.C. $^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.6412	55.14	271.70	68.73	0.1893	2.223	0.110
-45	0.4640	58.09	300.09	65.77	0.1926	2.424	0.115
-50	0.2951	67.49	329.30	62.94	0.1958	2.619	0.128
-55	-0.1660	-79.83	359.10	60.27	0.1987	2.807	0.145
-57	-0.1520	-54.22	371.14	59.25	0.1998	2.874	0.152
-62	-0.2456	- 7.54	401.39	56.82	0.2023	3.037	0.171
-65	-0.3402	2.66	418.58	55.44	0.2037	3.127	0.181
-70	-0.5126	9.49	449.79	53.29	0.2057	3.259	0.198
-75	-0.6907	11.56	479.68	51.31	0.2074	3.360	0.214

Parâmetros fixos: $T_o = 400$ MeV, $T_1 = 297$ MeV, $T_2 = 84$ MeV,
 $S = 19$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.12 - Alguns valores para grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ com $T_2 = 78$ MeV, considerando

(a) Cinemática Inicial

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	F.C. $^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}
-40	0.6915	59.75	344.16	67.14	0.1902	2.447	0.069
-45	0.5241	63.75	361.59	64.63	0.1925	2.606	0.092
-50	0.3686	73.53	383.04	62.13	0.1950	2.763	0.115
-55	-0.2505	-82.55	408.37	59.69	0.1975	2.914	0.137
-57	-0.2281	-66.84	419.54	58.75	0.1985	2.973	0.146
-62	-0.2679	-27.12	449.98	56.46	0.2010	3.107	0.166
-65	-0.3398	-12.91	469.87	55.14	0.2025	3.171	0.178
-70	-0.4908	- 1.15	505.58	53.05	0.2051	3.255	0.196
-75	-0.6566	3.67	544.21	51.11	0.2075	3.289	0.211

(b) Cinemática Final

θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	F.C. $^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.6915	59.75	273.95	68.34	0.1842	2.246	0.112
-45	0.5241	63.75	301.57	65.55	0.1874	2.437	0.117
-50	0.3686	73.53	330.00	62.85	0.1904	2.625	0.129
-55	-0.2505	-82.55	359.00	60.29	0.1932	2.806	0.145
-57	-0.2281	-66.84	370.71	59.31	0.1943	2.871	0.152
-62	-0.2679	-27.12	400.15	56.96	0.1967	3.029	0.169
-65	-0.3398	-12.91	417.85	55.63	0.1980	3.115	0.180
-70	-0.4908	- 1.15	447.25	53.54	0.2000	3.245	0.196
-75	-0.6566	3.67	476.35	51.61	0.2017	3.346	0.211

Parâmetros fixos: $T_o = 400$ MeV, $T_1 = 303$ MeV, $T_2 = 78$ MeV,
 $S = 19$ MeV, $\theta_1 = 27^\circ$

Tabela B.13 - Parâmetros usados para os potenciais óticos da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$, cujo gráfico está representado na Figura III.4.

PRŌTON				PRŌTON			
T_1 (MeV)	λ_1 (fm)	$-W_1$ (MeV)	$-V_1$ (MeV)	T_2 (MeV)	λ_2 (fm)	$-W_2$ (MeV)	$-V_2$ (MeV)
306	4.42	14.66	5.42	78	3.10	12.22	33.73
300	4.40	14.63	5.56	84	3.15	12.43	31.57
294	4.40	14.53	5.81	90	3.26	12.38	28.97
288	4.39	14.47	6.08	96	3.31	12.54	27.21
282	4.39	14.37	6.32	102	3.37	12.64	25.28
276	4.36	14.36	6.61	108	3.42	12.76	23.73

$$T_0 = 400 \text{ MeV}; \lambda_0 = 4.28 \text{ fm}; W_0 = -16.43 \text{ MeV}; V_0 = -4.60 \text{ MeV}.$$

Tabela B.14 - Parâmetros usados para os potenciais óticos da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$.

PRŌTON				NĒUTRON			
T_1 (MeV)	λ_1 (fm)	$-W_1$ (MeV)	$-V_1$ (MeV)	T_2 (MeV)	λ_2 (fm)	$-W_1$ (MeV)	$-V_1$ (MeV)
303	4.56	14.16	5.24	78	3.10	12.22	33.73
297	4.56	14.07	5.35	84	3.15	12.43	31.57
291	4.56	13.97	5.59	90	3.26	12.38	28.97
285	4.56	13.88	5.83	96	3.31	12.54	27.21
279	4.56	13.78	6.06	102	3.37	12.64	25.28
273	4.53	13.77	6.33	108	3.42	12.76	23.73

$$T_0 = 400 \text{ MeV}; \lambda_0 = 4.39 \text{ MeV}; W_0 = -16.02 \text{ MeV}; V_0 = -4.49 \text{ MeV}.$$

APÊNDICE C

Para a obtenção das seções de choque de correlação (equação (II.24)), utilizamos as seções de choque não polarizadas, $I_0(T_{rel}, \bar{\theta})$, e polarizações, $P(T_{rel}, \bar{\theta})$, correspondentes aos espalhamentos próton-núcleon livres obtidas com o uso do computador HP2100-A do Instituto de Física da UFRGS, bem como as distribuições de momentum e polarizações efetivas, calculadas com o computador B6700 do Centro de Processamento de Dados da UFRGS.

Elaboramos dois programas para o computador HP2100-A, em linguagem FORTRAN. Um dos programas calcula, utilizando as expressões da seção III.2, os valores de k_3 , T_{rel} , $\bar{\theta}$ e F.C., tendo como parâmetros de entrada θ_1 , θ_2 , T_0 , S e T_2 correspondentes à cinemática em estudo. A energia cinética relativa (T_{rel}) e o ângulo de espalhamento no sistema centro de massa ($\bar{\theta}$), preliminarmente obtidos com esse programa, são usados como dados de entrada para o outro programa, que determina $I_0(T_{rel}, \bar{\theta})$, $P(T_{rel}, \bar{\theta})$ e $C_{nn}(T_{rel}, \bar{\theta})$, conforme descrito no Apêndice A.

O programa, em linguagem ALGOL, que calcula as distribuições de momentum e polarizações efetivas é composto de duas partes. Na primeira delas, dadas a largura e a profundidade do poço quadrado de potencial, é resolvida a equação transcendental (III.14), que determina a energia de separação do estado $1p$ com precisão de 0,001 (um parâmetro de entrada), e é obtida a função de onda normalizada desse estado. Na segunda parte, a partir de valores já calculados, para θ_1 , θ_2 e k_3 , para os livres caminhos médios e para a largura do poço quadrado de potencial, são determinadas as distribuições de momentum e polarizações efe

tivas conforme um programa utilizado em outros trabalhos do nosso grupo (21, 52, 58). Para melhores informações a respeito do cálculo de distribuições de momentum e polarizações efetivas, recomendamos as referências (21) e (52).

Finalmente, essas grandezas são utilizadas de acordo com a relação (II.24), para o cálculo das seções de choque de correlação desejadas.

REFERÊNCIAS

- 1 - Th.A.J.Maris, P.Hillman and H.Tyrén, Nucl. Phys. 7, 1 (1958).
 - Th.A.J.Maris, Nucl. Phys. 9, 577 (1958/59).
- 2 - O.Chamberlain and E.Segrè, Phys. Rev. 87, 81 (1952).
 - J.B.Cladis, W.N.Hess and B.J.Moyer, Phys. Rev. 87, 425 (1952).
- 3 - H.Tyrén, Th.A.J.Maris and P.Hillman, Nuovo Cimento 6, 1507 (1957).
 - H.Tyrén, P.Hillman and Th.A.J.Maris, Nucl. Phys. 7, 10 (1958).
 - P.Hillman, H.Tyrén and Th.A.J.Maris, Phys. Rev. Lett. 5, 107 (1960).
 - T.J.Gooding and H.G.Pugh, Nucl. Phys. 18, 46 (1960).
 - J.P.Garron, J.C.Jacmart, M.Riou, C.Ruhla, J.Teillac and K.Strauch, Nucl. Phys. 37, 126 (1962).
 - G.Tibell, O.Sundberg and U.Miklavžič, Phys. Lett. 1, 172 (1962).
 - G.Tibell, O.Sundberg and U.Miklavžič, Phys. Lett. 2, 100 (1962).
 - G.Tibell, O.Sundberg and U.Miklavžič, Proc. Conf. Direct Interaction Nucl. Reaction Mech., Padua 1134 (1962).
 - G.Tibell, O.Sundberg and P.U.Renberg, Arkiv Fysic 25, 433 (1964).
 - C.Ruhla, M.Riou, R.A.Ricci, M.Arditi, H.Dobre, J.C.Jacmart, M.Liu and L.Valentin, Phys. Lett. 10, 326 (1964).
 - J.C.Royette, Ch.Ruhla, M.Arditi, J.C.Jacmart and M.Riou, Phys. Lett. 19, 497 (1965).
 - T.Berggren and H.Tyrén, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 153 (1966).

- C.Ruhla, M.Arditi, H.Dobre, J.C.Jacmart, M.Liu, R.A.Ricci, M.Riou and J.C.Royette, Nucl. Phys. A95, 526 (1967).
- S.Kullander, F.Lemeilleur, P.U.Renberg, G.Landaud, J.Yonnet, B.Fagerström, A.Johansson and G.Tibell, Nucl. Phys. A173, 357 (1971); Phys. Lett. 34B, 197 (1971); Nucl. Phys. A173, 337 (1971).
- P.Kitching, C.A.Miller, D.A.Hutcheon, A.N.James, W.J.McDonald, J.M.Cameron, W.C.Olsen and G.Roy, Phys. Rev. Lett. 37, 1600, (1976).
- 4 - M.Croissiaux, Phys. Rev. 127, 613 (1962).
- A.Johansson, Phys. Rev. 136B, 1030 (1964).
- U.Amaldi Jr., G.Campos Venuti, G.Cortellessa, G.Fronterotta, A.Reale, P.Salvadori and P.Hillman, Phys. Rev. Lett. 13, 341 (1964).
- P.Bounin, Ann. Phys. (Paris) 10, 475 (1965).
- U.Amaldi Jr., G.Campos Venuti, G.Cortellessa, E.de Sanctis, S.Frullani, R.Lombard and P.Salvadori, Phys. Lett. 22, 593 (1966).
- A.Bussiere, J.Mougey, Phan Xuan Ho, M.Priou and I.Sick, Lett. Nuovo Cimento 2, 1149 (1971).
- Yu.P.Antoufiev, V.L.Agranovich, V.S.Kuzmenko, P.V.Sorokin, Phys. Lett. 42B, 347 (1972).
- K.Nakamura, S.Hiramatsu, T.Kamae, H.Muramatsu, N.Izutsu and Y.Watase, Phys. Rev. Lett. 33, 853 (1974).
- K.Nakamura and N.Izutsu, Nucl. Phys. A259, 301 (1976).
- K.Nakamura, S.Hiramatsu, T.Kamae, H.Muramatsu, N.Izutsu and Y.Watase, Nucl. Phys. A268, 381 (1976); Nucl. Phys. A271, 221 (1976); Nucl. Phys. A296, 431 (1978).

- 5 - Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Nucl. Phys. 31, 139 (1962).
- Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Nucl. Phys. 31, 152 (1962).
- 6 - Gerhard Jacob, Th.A.J.Maris, C.Schneider and M.R.Teodoro,
Phys. Lett. 45B, 181 (1973); Nucl. Phys. A257, 517 (1976).
- 7 - V.S.Nadezhdin, N.I.Petrov and V.I.Satarov, JINR, E1-7559,
DUBNA, 1973; Sov. J. Nucl. Phys. 26(2), 119 (1977).
- P.Kitching, C.A.Miller, D.A.Hutcheon, A.N.James, W.J.McDonald,
J.M.Cameron, W.C.Olsen and G.Roy, Phys. Rev. Lett. 37,
1600 (1976).
- P.Kitching, A.Anderson, L.A.Antanuk, J.M.Cameron,
D.A.Hutcheon, J.Källne, W.J.McDonald, C.A.Miller,
G.C.Neilson, W.C.Olsen, G.M.Stinson, D.M.Sheppard,
A.W.Stetz, A.N.James and E.D.Earle, Progress Report of
TRIUMF, 42 (1977).
- 8 - P.G.Roos, N.S.Chant, D.W.Devins, D.L.Friesel, W.P.Jones,
A.C.Attard, R.S.Henderson, I.D.Svalbe, B.M.Spicer,
V.C.Officer and G.G.Shute, Phys. Rev. Lett. 40, 1439
(1978).
- 9 - W.J.McDonald, D.M.Sheppard, J.M.Cameron, W.K.Dawson,
P.Kitching, C.A.Miller, G.C.Neilson, W.C.Olsen,
G.M.Stinson, D.A.Hutcheon and J.G.Rogers, Progress Report
TRIUMF, 51 (1977).
- 10 - R.Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
- 11 - G.F.Chew, Phys. Rev. 80, 196 (1950).
- G.F.Chew and G.C.Wick, Phys. Rev. 85, 636 (1952).
- G.F.Chew and M.L.Goldberger, Phys. Rev. 87, 778 (1952).
- 12 - S.Fernbach, R.Serber and T.B.Taylor, Phys. Rev. 75, 1352
(1949).

- 13 - K.M.Watson, Phys. Rev. 89, 575 (1953).
- N.C.Francis and K.M.Watson, Phys. Rev. 92, 291 (1953).
- 14 - H.P.Stapp, T.J.Ypsilantis and N.Metropolis, Phys. Rev. 105, 302 (1957).
- 15 - O.Chamberlain, E.Segrè, R.D.Tripp, C.Wiegand and T.Ypsilantis, Phys. Rev. 105, 288 (1957).
- 16 - H.A.Bethe, Ann. Phys. 3, 190 (1958).
- 17 - H.McManus and R.M.Thaler, Phys. Rev. 110, 590 (1958).
- 18 - S.Ohnuma, Phys. Rev. 111, 1173 (1958).
- 19 - Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Rev. Mod. Phys. 38, 121 (1966).
- 20 - Th.A.J.Maris, Nuclear and Particle Phys. at Intern. En., Edited by J.B.Warren, N.Y. (1976).
- 21 - M.R.Teodoro, Tese de Doutorado (IF-UFRGS), 1976.
- 22 - T.Berggren and H.Tyrén, Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 153 (1966).
- Th.A.J.Maris, Proc. 5th Int. Conf. High Energy Phys. and Nucl. Structure, North Holland, 356 (1974).
- 23 - Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Rev. Mod. Phys. 45, 6 (1973).
- 24 - Gerhard Jacob, Tese de Doutorado (IF-UFRGS), 1964.
- 25 - L.I.Schiff, Phys. Rev. 103, 443 (1956).
- G.P.McCauley and G.E.Brown, Proc. Phys. Soc. (London) 71, 893 (1958).
- 26 - G.J.Stephenson, Jr., E.F.Redish, G.M.Lerner and M.I.Haftel, Phys. Rev. C6, 1559 (1972).
- 27 - E.F.Redish, G.J.Stephenson, Jr., and G.M.Lerner, Phys. Rev. C2, 1665 (1970).
- 28 - Daphne F. Jackson and Tore Berggren, Nucl. Phys. 62, 353 (1965).

- 29 - V.E.Herscovitz e M.H.Steffani, comunicação privada.
- 30 - V.E.Herscovitz, Tese de Doutorado (IF - UFRGS), 1969.
- 31 - Th.A.J.Maris, M.R.Teodoro and E.A.Veit, aceito para publicação na Phys. Rev. C.
- 32 - A.K.Kerman, H.McManus and R.M.Thaler, Ann. Phys. (N.Y.) 8, 551 (1959).
- P.E.Hodgson, Nuclear Reactions and Nuclear Structure (Clarendon Press - Oxford), 1971, pg. 171.
- 33 - P.Schwaller, B.Favier, D.F.Measday, M.Pepin, P.U.Renberg and C.Serre, CERN 72-13 (1972).
- 34 - C.Schneider, Nucl. Phys. A300, 313 (1978).
- 35 - R.Bengtsson, T.Berggren, Ch.Gustafsson, Preprint (1977) Nordita (Danmark).
- 36 - V.E.Herscovitz, G.Jacob, Th.A.J.Maris and C.Schneider, Rev. Bras. Fis. 1, 43 (1971).
- 37 - K.L.Lim and I.E.McCarthy, Phys. Rev. Lett. 10, 529 (1963); Phys. Rev. 133B, 1006 (1964).
- I.E.McCarthy, Rev. Mod. Phys. 37, 388 (1965).
- 38 - A.Bohr and B.R.Mottelson, Nuclear Structure (W.A.Benjamin, Inc.), Vol. I, 1969, pg. 213.
- 39 - M.L.Goldberger, Phys. Rev. 74, 1269 (1948).
- E.Clementel and C.Villi, Nuovo Cimento 2, 176 (1955).
- 40 - J.Dabrowski and A.Sobiczewski, Phys. Lett. 5, 87 (1963).
- 41 - A.L.Fetter and J.D.Walecka, Quantum Theory of Many-Particle System (McGraw-Hill, New York), 1971, pg.352.
- 42 - O.Haxel, J.H.D.Jensen and H.E.Suess, Phys. Rev. 75, 1766 (1949).
- 43 - Maria G.Mayer, Phys. Rev. 75, 1969 (1949).

- 44 - M.Heusinkveld and G.Freier, Phys. Rev. 85, 80 (1952).
- G.L.Oxley, W.F.Cartwright, J.Rouvina, E.Baskir, D.Klein,
J.Ring and W.Skillman, Phys. Rev. 91, 419 (1953).
- O.Chamberlain, E.Segrē, R.Tripp, C.Wiegand and T.Ypsilantis,
Phys. Rev. 93, 1430 (1954).
- 45 - L.Wolfenstein and J.Ashkin, Phys. Rev. 85, 947 (1952).
- 46 - N.Hoshizaki, Supp. Progr. Theor. Phys. 42, 107 (1968).
- 47 - A.Beretvas, Phys. Rev. 171, 1392 (1968).
- C.R.Schumacher and H.A.Bethe, Phys. Rev. 121, 1534 (1961).
- J.M.Blatt and L.C.Biedenharn, Phys. Rev. 86, 399 (1952);
Rev. Mod. Phys. 24, 258 (1952).
- 48 - M.H.MacGregor, R.A.Arndt and R.M.Wright, Phys. Rev. 182,
1714 (1969).
- 49 - R.A.Arndt, R.H.Hackman and L.D.Roper, Phys. Rev. C15, 1002
(1977); Phys. Rev. C9, 555 (1974).
- 50 - R.Herman and R.Hofstader, High Energy Electron Scattering
Tables (Stanford University Press), 1960, pg. 62.
- 51 - L.I.Shiff, Quantum Mechanics, 2nd Edition, McGraw-Hill Book
Co.) New York, 1955.
- 52 - C.Schneider, Dissertação de Mestrado (IF-UFRGS) 1971.
- 53 - T.J.Gooding and H.G.Pugh, Nucl. Phys. 18, 46 (1960).
- 54 - Sarjant Singh and John M.Alexander, Phys. Rev. 128, 711
(1962).
- 55 - F.G.Perey, Phys. Rev. 131, 745 (1963).
- 56 - V.S.Barashenkov and V.M.Maltsev, Fortschr. Physik 9, 549
(1961).
- 57 - Th.A.J.Maris, M.R.Teodoro and C.A.Vasconcellos, aceito
para publicação na Nucl. Phys. A.

- 58 - C.Schneider, Tese de Doutorado (IF-UFRGS), 1978.
- 59 - R.M.Edelstein; J.S.Russ, R.C.Thatcher, Mark Elfield,
E.L.Miller, N.W.Reay, N.R.Stanton, M.A.Abolins, M.T.Lin,
K.W.Edwards and D.R.Gill, Nucl. Instr. and Meth. 100,
355 (1972).
- A.N.James, J.M.Cameron, D.A.Hutcheon, P.Kitching,
W.J.McDonald, C.A.Miller, E.D.Earle, Nucl. Instr. and
Meth. 142, 443 (1977).
- 60 - P.Kitching, Comunicação privada.