

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL
INSTITUTO DE FÍSICA

A DEPENDÊNCIA DE SPIN E ISOSPIN
EM REAÇÕES QUASE-LIVRES (p,pN)

Eliane Angela Veit

Tese realizada sob a orientação do
Dr. Theodor A. J. Maris e da Dra.
Maria Ribeiro Teodoro, apresentada
ao Instituto de Física da UFRGS em
preenchimento final dos requisitos
para obtenção do grau de Doutor em
Ciências.

* Trabalho parcialmente financiado pelas seguintes instituições: Conselho Nacional de Pesquisas (CNPq), Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP) e German Agency for Technical Cooperation (GTZ).

PORTO ALEGRE
1981

Ao Opapa,

cuja perseverança sempre me fascinou.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais meu eterno agradecimento pelo constante incentivo e exemplar compreensão, mesmo quando cometi omissões, em favor deste trabalho.

Ao Dr. Theodor A.J. Maris meu profundo reconhecimento pela eficaz orientação, pela experiência e conhecimentos transmitidos.

À Dra. Maria R. Teodoro minha especial gratidão pela dedicada orientação, inestimável apoio e ensinamentos recebidos.

A Maria L. Ribeiro, Victoria E. Herscovitz, Ruth S. Schneider e Maria T.X. Silva meu reconhecimento pelo constante estímulo e pela inestimável paciência com que sempre me ampararam.

Agradeço ainda

a Claudio Schneider e Maria H. Steffani pelo incentivo e valiosas sugestões, especialmente na parte computacional deste trabalho;
a Cecília do Amaral pelo eficiente e dedicado trabalho de datilografia;
a Cleto Tartarelli pela paciente confecção dos desenhos
e, finalmente, a todos que, de uma forma ou de outra, possibilitaram a realização deste trabalho.

Eliane Angela Veit

RESUMO

A aproximação de impulso (AI) é utilizada em reações nucleares, nas quais, essencialmente, um núcleon nuclear participa, enquanto os demais são praticamente espectadores passivos. Sua suposição básica consiste em considerar que a estrutura do núcleon, que participa diretamente da reação, não é afetada pelo meio nuclear. Como a AI é freqüentemente usada, é interessante se ter uma idéia quantitativa da sua validade. Isto no entanto não é simples, pois a influência dos outros núcleons do núcleo, antes e depois da interação "essencial", é quase sempre muito grande e incerta. Por esta razão, investigamos a AI com reações quase-livres, que se constituem, provavelmente, na aplicação mais direta desta aproximação. Para comparação de resultados teóricos com experimentais, selecionamos quantidades observáveis, que são pouco afetadas pelas incertezas do formalismo, como a assimetria de reações quase-livres com prótons polarizados. Analisamos as assimetrias medidas nas reações $^{16}\text{O}(\vec{p},2p)^{15}\text{N}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p},2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV e as razões entre as seções de choque (p,2p) e (p,pn) no ^{12}C a 400 MeV. Vários cálculos para o ^{16}O foram feitos para comparação com experiências futuras.

A comparação entre teoria e experiência mostra que qualitativamente a aproximação de impulso é boa. Quantitativamente parece ocorrer no meio nuclear uma redução no valor do parâmetro $P(\bar{\theta})$, característico do espalhamento livre, comparado ao valor livre. Há indicações que essa diminuição também ocorre em outros casos e seria, portanto, interessante entender suas causas.

ABSTRACT

The impulse approximation (IA) is used for nuclear reactions in which essentially one nucleon of a nucleus participates, the other ones playing more or less the role of passive spectators. The basic assumption consists of considering the structure of the reacting nucleon to be unaffected by the nuclear environment. As the IA is frequently used, it is interesting to have a quantitative idea of its validity. This is however not a simple matter, because the influence of the other nucleons in the nucleus before and after the "essential" interaction is almost always very large and uncertain. For that reason we investigate the IA with quasi-free reactions, which probably constitute the most direct application of this approximation. For the comparison of theoretical with experimental results, we select observed quantities which are little affected by the uncertainties of the formalism, namely the asymmetry in quasi-free scattering with polarized protons. We investigate measured asymmetries of the $^{16}\text{O}(\vec{p},2p)^{15}\text{N}$ and $^{40}\text{Ca}(\vec{p},2p)^{39}\text{K}$ reactions at 200 MeV and the ratios of the (p,2p) and (p,pn) cross sections for ^{12}C at 400 MeV. We perform for ^{16}O various calculations to be compared with future experiments.

The comparison between theory and experiment shows that qualitatively the impulse approximation is good. Quantitatively there seems to occur in nuclear environment a reduction of the value of the parameter $P(\bar{\theta})$, characteristic of the free scattering, compared to the free value. There are indications that this diminution occurs also in other cases and it would therefore be interesting to understand its reason.

I N D I C E

I - INTRODUÇÃO	1
II - FORMALISMO DE ESPALHAMENTOS QUASE-LIVRES (p,pN)	9
II.1 - Descrição do Processo Quase-Livre (p,pN)	9
II.2 - Aproximação de Impulso	13
II.3 - Seção de Choque de Correlação em DWIA	23
II.4 - Seção de Choque Livre (p,N)	36
II.5 - Polarização Efetiva e Assimetria	44
II.6 - Distorções	49
II.7 - Função de Onda Nuclear	55
III - APROXIMAÇÃO DE IMPULSO TESTADA COM REAÇÕES QUASE-LIVRES	60
III.1 - Variação do Spin	61
III.2 - Variação do Isospin	66
III.3 - Variação do Spin e Isospin	73
IV - APLICAÇÕES A NÚCLEOS LEVES E COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS	76
IV.1 - Reações $^{16}\text{O}(\vec{p},pN)^{15}\text{X}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p},2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV	77
IV.2 - Reação $^{12}\text{C}(p,pN)^{11}\text{X}$ a 400 MeV	97
IV.3 - Reação $^{16}\text{O}(\vec{p},pN)^{15}\text{X}$ a 400 MeV	113
V - COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES	122
VI - APÊNDICES	129
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	156

I - INTRODUÇÃO

Os núcleos atômicos mais pesados que o ${}^4\text{He}$ são sistemas extremamente complexos. Mesmo desprezando a criação e destruição de partículas, os tratamentos teóricos só podem considerar modelos desses núcleos que dependem de alguns dos numerosos graus de liberdade do núcleo real. Cada um desses modelos tem um domínio de aplicação restrito, cuja determinação, tanto quanto a avaliação da qualidade das aproximações envolvidas, é imprescindível. Esta observação é válida para quase todos (se não todos) os campos da Física.

Tal situação ocorre, por exemplo, com a aproximação de impulso [1-5], cuja idéia fundamental considera que a individualidade dos núcleons dentro do núcleo não é essencialmente afetada pelo meio. O indício mais contundente desta suposição reside no fato de que a massa do núcleo é praticamente igual à soma das massas dos seus constituintes, ou seja, a energia de ligação de prótons e nêutrons é pequena. Outra possibilidade, para inferir se prótons e nêutrons no núcleo têm a mesma estrutura que quando livres, é a investigação da qualidade da aproximação de impulso pois, para que esta aproximação seja boa, as propriedades de curto alcance dos núcleons não podem ser profundamente alteradas no núcleo. Considerando, ainda, a sua extensa aplicação em problemas de colisões nucleares, é de substancial importância o estudo das condições de aplicabilidade dessa aproximação. Particularmente no caso das reações quase-livres, que têm propiciado numerosas informações nucleares, isto aumentará a confiança nos resultados obtidos com esse tipo de reação.

A aproximação de impulso tem sido frequentemente empregada na descrição de espalhamentos elásticos [6-8], inelásticos [2,7,9] e quase-livres [10-13]. Em espalhamentos elásticos diversos são os centros espalhadores que contribuem coerentemente, sendo a aproximação de impulso aplicada na construção de potenciais óticos [6,7], para simular a influência de todas as partículas nucleares sobre a incidente. Deste modo, o problema dinâmico de muitos corpos é reduzido ao espalhamento de uma partícula por um potencial complexo.

Em espalhamentos inelásticos [7], a aproximação de impulso é considerada em duas etapas. A primeira, e mais importante, é a sua utilização na descrição da interação entre a partícula incidente e a excitada ou emergente, resultando num problema de dois corpos. A segunda etapa consiste no uso de potenciais óticos para a descrição da ação das demais partículas. Situação análoga ocorre nos processos quase-livres, porquanto o arrancamento direto é resumido num problema de dois corpos, enquanto se supõe que os demais núcleons influem somente através de espalhamentos múltiplos, simulados por potenciais óticos [10-13].

A avaliação da aproximação de impulso através de processos elásticos apresenta sérias dificuldades, uma vez que nestes espalhamentos há superposição das amplitudes de espalhamento devidas a todas as partículas nucleares. É mais apropriada, então, a análise de reações que, pelo menos numa aproximação grosseira, possam ser descritas pela interação entre dois corpos, como ocorre nos processos inelásticos e quase-livres. Ainda assim, os processos inelásticos são menos favoráveis que os quase-livres, porque naqueles, é medido um número menor de grandezas que caracterizam o estado final da reação. Sob este aspecto, as reações quase-livres representam, provavelmente, a aplicação mais

direta da aproximação de impulso.

Num espalhamento quase-livre, uma partícula incidente de energia intermediária interage diretamente com um núcleon ligado, arrancando-o do núcleo. Como a única interação violenta deste processo é a interação direta entre a partícula incidente e o núcleon-alvo, muitos desses pares de partículas emergem em coincidência temporal e correlação angular. A ação das demais partículas do núcleo ocorre, principalmente, sob forma de espalhamentos múltiplos. Esse mecanismo de descrição de reações quase-livres está apoiado em resultados de experiências nas quais medem-se os momentos dos pares de partículas emergentes em coincidência [14-17]. Nessas experiências, verifica-se forte correlação angular entre as partículas emergentes, correlação esta que pode ser atribuída ao arrancamento direto de uma partícula nuclear, que se move com uma distribuição de momentum característica do estado nuclear.

As energias de separação das camadas nucleares podem ser determinadas pela contagem de espalhamentos quase-livres em função da energia de excitação, mantendo fixo o ângulo de espalhamento e variando as energias dos núcleons emergentes [14-17]. Na Figura I.1.a é apresentado um espectro típico de energia de separação obtido com reações quase-livres.

Fixando a soma das energias das partículas emergentes no valor apropriado para a energia de separação da camada nuclear em estudo, a medida de espalhamentos quase-livres fornece, então, a distribuição de momentum característica desse estado. Dados experimentais típicos de distribuição de momentum do estado-p podem ser vistos na figura I.1.b. A medida das energias de

separação e distribuições de momentum de camadas nucleares fortemente ligadas é especialmente interessante, porque informações diretas das camadas internas não são obtidas por boa parte dos espalhamentos nucleares.

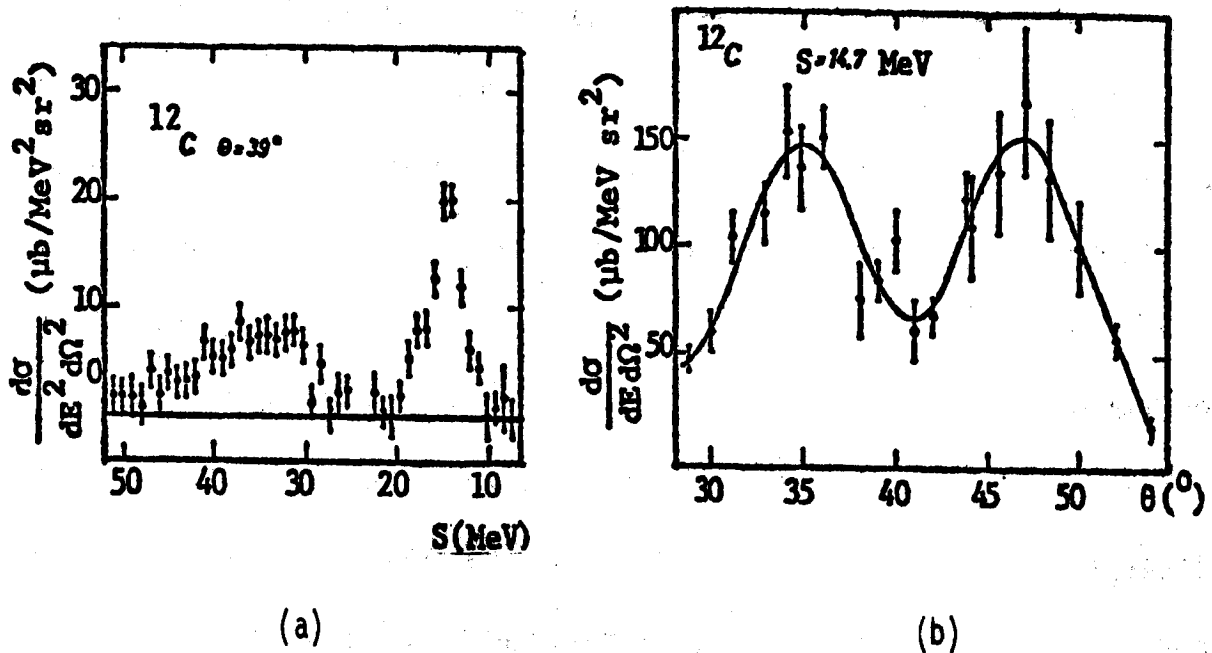


Figura I.1 - Espectros típicos de reações nucleares quase-livres (p,2p). Em (a) espectro de energia, em (b) distribuição de momentum para o estado-p. Dados da ref. [16], para a energia incidente de 460 MeV.

O maior problema no cálculo de seções de choque de correlação de processos quase-livres refere-se aos espalhamentos múltiplos, que podem reduzi-las em cerca de 90% [10-13]. Esses espalhamentos múltiplos podem ser do tipo elástico ou inelástico. As colisões inelásticas podem provocar pares de núcleons em coincidência que, devido às múltiplas colisões, não fornecem informações sobre os estados de partícula-única nucleares. No entanto, as energias (os momenta) desses pares de partículas são dispersados sobre um grande intervalo de energia (de ângulo sô-

lido), compatíveis com as possíveis perdas de energia (variações de momenta) nas colisões inelásticas. Espera-se, então, que essas colisões múltiplas produzam somente uma contagem de fundo no espectro de energia detectado que, adicionalmente, deverá conter picos correspondentes aos espalhamentos quase-livres que ainda guardam características dos estados de partícula-única nucleares. A contagem de fundo cresce com a energia de excitação e com o número atômico [12].

Os espalhamentos elásticos anteriores e posteriores ao arrancamento provocam absorções e deflexões dos núcleons que contribuem para os picos do espectro de energia. Usualmente esse efeito é considerado através de potenciais óticos complexos, conforme proposição de Watson [6]. A parte real desses potenciais simula as deflexões (deslocamentos de fase das funções de onda) e a parte imaginária, as absorções (redução das amplitudes das funções de onda). Esse é o estágio em que são reduzidos consideravelmente os graus de liberdade do sistema, eliminando-se a possibilidade do núcleo ser excitado mais de uma vez até atingir o estado final. A descrição de espalhamentos elásticos por potenciais óticos tem se mostrado satisfatória [7]. No entanto, nos espalhamentos quase-livres, três são as partículas sujeitas a espalhamentos elásticos e, como os parâmetros dos potenciais óticos não são univocamente determinados, existe a introdução de incertezas no cálculo das seções de choque de correlação de processos quase-livres. Considerando que as distorções das funções de onda podem reduzir essas seções de choque em até uma ordem de grandeza, essas incertezas dificultam um teste direto das aproximações envolvidas, até mesmo conduzindo a conclusões

errôneas, pois um bom ajuste entre resultados teóricos e experimentais pode ser devido à escolha dos potenciais óticos.

A eliminação de grande parte dos efeitos dos espalhamentos múltiplos pode ser alcançada pelo cálculo de razões entre seções de choque de correlação de espalhamentos quase-livres que apresentam aproximadamente as mesmas distorções [18,19]. Nestas razões, as principais incertezas dos espalhamentos múltiplos são canceladas e o processo de arrancamento pode ser analisado de modo mais direto. Como as distorções dependem, principalmente, do núcleo-alvo e da cinemática e geometria escolhidas, mantendo-se fixas estas variáveis e modificando-se o spin e/ou o isospin das partículas diretamente envolvidas no processo, não há, como mostraremos, alteração marcante das distorções. Nesse caso, a razão entre as seções de choque de correlação de reações com variação de spin e/ou isospin é uma grandeza insensível às

incertezas dos potenciais óticos e, por isso, extremamente útil na análise do mecanismo de arrancamento e da qualidade da aproximação de impulso, objeto de nossas investigações. Mostraremos que a comparação entre reações $(p,2p)$ e (p,pn) com prótons incidentes polarizados se constitui num bom teste para a avaliação do mecanismo das reações quase-livres, reforçando a confiança nos resultados obtidos através desses espalhamentos.

O formalismo de reações quase-livres $(p,pN)^*$, necessário para a compreensão do estudo desenvolvido neste trabalho, é apresentado no capítulo II. Inicialmente, descrevemos esses processos e a aproximação de impulso. Posteriormente, deduzimos a

* N representa o núcleon arrancado (próton ou nêutron).

seção de choque de correlação, a distribuição de momentum, a polarização efetiva e a assimetria, na aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA). Além disso, indicamos uma relação teórica simples que deve ser satisfeita pela polarização efetiva dos núcleons de cada camada fechada do núcleo. São feitas, finalmente, algumas considerações sobre os efeitos de fora da camada de energia, os potenciais óticos e a função de onda nuclear.

O capítulo III é dedicado à análise da potencialidade das reações quase-livres (com variações de spin e/ou isospin) para avaliar a aproximação de impulso.

No capítulo IV aplicamos o formalismo de espalhamentos quase-livres para quatro reações quase-livres coplanares, quais sejam, $^{16}\text{O}(\vec{p}, pN)^{15}\text{X}^+$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV, $^{12}\text{C}(p, pN)^{11}\text{X}$ e $^{16}\text{O}(\vec{p}, pN)^{15}\text{X}$ a 400 MeV. Nas reações $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV são calculadas as polarizações efetivas dos estados-p e dos estados-d, respectivamente, a partir de dados experimentais de assimetria em diversas condições geométricas. Analisamos a validade da relação teórica para a polarização efetiva, indicada no capítulo II, e prevemos as assimetrias para a reação $^{16}\text{O}(\vec{p}, pN)^{15}\text{O}$ a 200 MeV, nas mesmas condições geométricas que a correspondente $(\vec{p}, 2p)$. A dependência com o isospin é investigada através da reação $^{12}\text{C}(p, pN)^{11}\text{X}$, para a qual calculamos a razão entre as seções de choque de correlação de reações com diferentes isospins, em seis condições geométricas diferentes. É feita a comparação com dados experimentais de TRIUMF (Canadá), a qual permite extrair informações sobre as condições de aplicabi

⁺ \vec{p} indica que o próton incidente é polarizado. X simboliza o núcleo residual, resultante do arrancamento de um núcleon.

lidade da aproximação de impulso. Finalmente, na reação $^{16}\text{O}(\vec{p}, pN)^{15}\text{X}$ a 400 MeV são estudados os efeitos da variação simultânea do spin e isospin, através do cálculo das assimetrias.

No capítulo V apresentamos comentários gerais sobre a utilização das reações quase-livres na avaliação da aproximação de impulso e as conclusões finais deste trabalho.

Os apêndices constituem o capítulo VI. O apêndice A contém aspectos de uma subrotina elaborada para calcular as autofunções de energia para um poço de potencial quadrado acrescido da interação coulombiana, dadas a largura, a energia de separação e também o número atômico. Esta subrotina integra um programa que calcula a distribuição de momentum e a polarização efetiva, elaborado para o computador BURROUGHS 6700 do Centro de Processamento de Dados da UFRGS. No apêndice B são apresentadas tabelas contendo valores numéricos de variáveis utilizadas no cálculo das polarizações efetivas, distribuições de momentum e seções de choque de correlação. A seção de choque, a polarização e a função de correlação de spin, correspondentes ao espalhamento próton-núcleon livre, incluídas nessas tabelas, foram calculadas no computador HP 2100 do Instituto de Física da UFRGS, através dos elementos da matriz de transição obtidos de deslocamentos de fase tabelados.

II - FORMALISMO DE ESPALHAMENTOS QUASE-LIVRES (p,pN)

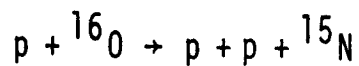
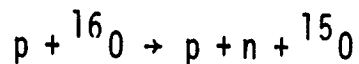
As primeiras experiências de espalhamento quase-livres realizadas foram as do tipo (p,2p), em 1952, por Chamberlain e Segrè [20] e separadamente por Cladis, Hess e Moyer [21], tendo ambos os grupos sugerido o mecanismo de arrancamento direto de um próton, constituinte do núcleo-alvo pelo próton incidente. A partir do trabalho de Tyrén, Maris e Hillmann [14] em 1957, medidas mais completas propiciaram o conhecimento de energias de separação de camadas nucleares, assim como distribuições de momentum de camadas individuais de diversos núcleos. Desde então, o tratamento teórico usualmente adotado para descrever essas reações se baseia na aproximação de impulso com ondas distorcidas [10-12], na qual se considera uma interação localizada entre a partícula incidente e o nucleon-alvo, enquanto o meio nuclear, simulado por potenciais óticos, responde pelas distorções nas funções de onda dessas partículas.

O presente capítulo consiste em uma revisão do formalismo da aproximação de impulso com ondas distorcidas. Em linhas gerais, a teoria aqui exposta está baseada nas referências [10-13] e [17]. Adicionalmente, algumas outras são citadas no decorrer do texto. Também nas referências [22] a [27] são apresentadas revisões sobre reações quase-livres.

II.1 - Descrição do Processo Quase-Livre (p,pN)

Um processo quase-livre, também chamado quase-elásti

co, é uma reação nuclear na qual uma partícula incidente interage direta e violentamente com um, e somente um, núcleon do núcleo, arrancando-o. Em uma reação (p,pN) a partícula incidente é um próton e as partículas emergentes, núcleons. Por exemplo:



Para que da interação violenta só participem a partícula incidente e um núcleon-alvo, é necessário que essa interação seja localizada e seu tempo de duração pequeno, comparado ao tempo médio entre colisões sucessivas dos núcleons no núcleo. Isto significa que a energia da partícula incidente deve ser alta, em relação às energias médias dos núcleons, e o momentum transferido grande, de forma que o comprimento de onda de Broglie associado seja pequeno, frente às distâncias médias dos núcleons. Adicionalmente, para que não ocorram outras colisões violentas, o núcleo residual deve ser suficientemente transparente às partículas incidente e emergentes, reforçando a necessidade de alta energia para a partícula incidente.

Na figura II.1 é apresentado um esquema de um processo quase-livre coplanar. No estado inicial temos uma partícula incidente e um núcleo (com A núcleons) em repouso. No estado final, emergem a partícula incidente e a arrancada, enquanto o núcleo residual recua. A notação utilizada no presente trabalho consta nessa figura: índices 0 e 3 para a partícula incidente e o núcleon-alvo, respectivamente; índices 1 e 2 para as partícu-

las emergentes e índice R para o núcleo residual. Os ângulos são tomados em relação à direção de incidência.

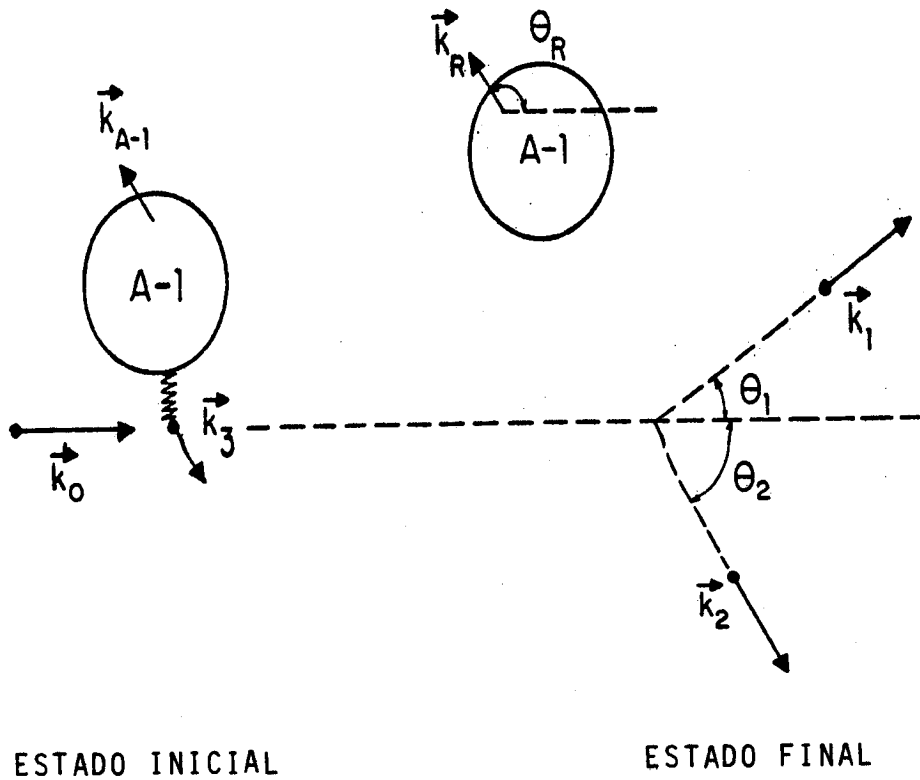


Figura II.1 - Esquema de um processo quase-livre.

O diagrama de primeira ordem correspondente a esse processo está esquematizado na figura II.2. O vértice inferior representa o fracionamento do núcleo-alvo em um núcleon e no núcleo residual; o superior, a interação do próton incidente com o núcleon-alvo.

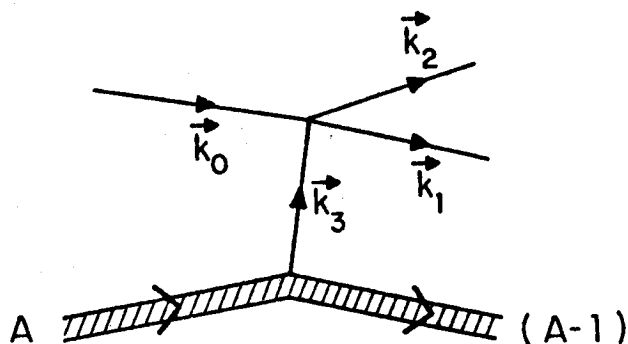


Figura II.2 - Diagrama de primeira ordem de um processo quase-livre (p,pN).

Supondo que a interação localizada entre a partícula incidente e o nêucleon-alvo não afeta o movimento das demais (A-1) partículas do nêucleo,

$$\vec{k}_R = \vec{k}_{A-1} .$$

Usando o modelo extremo de partícula-única, no qual se admite que cada nêucleon está sujeito ao potencial médio criado pelos demais, o momentum de um dos nêucleons é igual, mas de sentido contrário, ao momentum do sistema com (A-1) partículas. Assim:

$$\vec{k}_R = -\vec{k}_3 .$$

Logo, é possível determinar o momentum do nêucleon-alvo \vec{k}_3 , a partir dos momenta \vec{k}_0 , \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , usando a lei de conservação de momentum:

$$M\vec{k}_0 = M\vec{k}_1 + M\vec{k}_2 - M\vec{k}_3 , \quad (\text{II.1})$$

ou seja, a determinação experimental da distribuição de momentum do nêucleon-alvo para certo estado nuclear pode ser feita medindo os momenta dos nêucleons que emergem em coincidência, desde que a soma das energias das partículas esteja fixa no valor apropriado para o estado em consideração. (Na figura I.1b, apresentamos um espectro típico de distribuição de momentum obtido experimentalmente).

Para a determinação da energia de separação, usamos a

lei de conservação de energia:

$$E_0 + E_A = E_1 + E_2 + E_{A-1} \quad , \quad (\text{II.2})$$

sendo $E_{A-1} = M_{A-1}c^2 + T_{A-1} + E_{\text{exc}}$, onde a energia de excitação do núcleo residual, E_{exc} , é igual à diferença entre a energia de separação do núcleon-alvo e a do núcleon menos ligado. Considerando a massa do nêutron igual à do próton, obtemos a energia de separação do núcleon-alvo na forma:

$$S = T_0 - (T_1 + T_2 + T_R) \quad , \quad (\text{II.3})$$

onde, de um modo geral, a energia cinética de recuo do núcleo residual, T_R , é desprezada frente às energias cinéticas T_0 , T_1 e T_2 . Como consequência a energia de separação, S , pode ser obtida experimentalmente de espectros de energia, ou seja, com a contagem de eventos quase-livres em função da energia de excitação, mantendo-se fixos os ângulos de emergência. (Apresentamos um espectro típico de energia de separação na figura I.1.a.) Particularidades sobre a interpretação de espectros quase-livres são discutidos por Jacob [22].

II.2 - Aproximação de Impulso

Serber [1], em 1947, propôs que a descrição de reações nucleares a energias da ordem de 100 MeV poderia ser feita em termos da colisão entre a partícula incidente e o núcleon-alvo.

Deve-se a Chew, em 1950, a primeira descrição quantitativa de processos nucleares a essas energias, quando estudou o espalhamento inelástico de nêutrons por dêuterons [2]. Nesta análise ele descreveu a amplitude de espalhamento nêutron-dêuteron explicitamente em função das amplitudes de espalhamento nêutron-próton e nêutron-nêutron, através de uma aproximação, denominada aproximação de impulso (AI).

Nesta seção fazemos um resumo da aproximação de impulso baseado nos trabalhos de Chew e Wick [3] e Kerman, McManus e Thaler [7]. Esta aproximação consiste, essencialmente, na suposição de que a amplitude de espalhamento de uma partícula elementar por um núcleo pode ser descrita como a soma das ondas emergentes geradas individual e independentemente pelos núcleons, que mantêm sua estrutura básica no núcleo. Para que esta suposição possa ser aceita, algumas condições devem ser satisfeitas:

a) a partícula incidente nunca interage forte e simultaneamente com dois constituintes do sistema;

b) a amplitude da onda que incide sobre cada constituinte é aproximadamente igual a que ocorre no caso em que o constituinte está isolado;

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.

É importante observar que, ao contrário da aproximação de Born, na aproximação de impulso não se supõe que a perturbação da onda incidente seja pequena.

Vamos inicialmente, seguindo o desenvolvimento de Chew e Wick [3], argumentar sobre a validade de se calcular a matriz-T

de transição como a soma das matrizes-t, que descrevem o espalhamento da partícula incidente pelas partículas do núcleo.

Consideremos o espalhamento de uma partícula por um núcleo com A núcleons. O hamiltoniano que descreve este espalhamento é:

$$H = H_0 + V = K + U + V \quad , \quad (\text{II.4})$$

sendo K o operador energia cinética total, V a interação entre a partícula incidente e o núcleo e U o potencial das forças de ligação. Admitimos V igual à soma das interações de dois corpos entre a partícula incidente e os núcleons constituintes do núcleo, ou seja:

$$V = \sum_{i=1}^A v_i \quad . \quad (\text{II.5})$$

As autofunções de H_0 no espaço de configuração, representadas por χ , são:

$$\chi_i \equiv \langle \vec{r}_0, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A | i \rangle = \mathcal{A} \left\{ e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_0} \psi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A) \right\} \quad , \quad (\text{II.6})$$

onde \mathcal{A} representa o operador antissimetrização e normalização, e $e^{i\vec{k} \cdot \vec{r}_0}$ é a função de onda da partícula incidente ou espalhada e $\psi_i(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A)$ a função de onda dos autoestados do hamiltoniano do núcleo-alvo, H_A , que incluem os estados ligados, os estados contínuos com uma ou mais partículas não ligadas do núcleo residual e o movimento do centro de massa.

Para um tempo t_1 , anterior à colisão, a função de onda dependente do tempo do sistema é:

$$e^{-iH_0 t_1/\hbar} \chi_i$$

Durante a colisão o sistema evolui sob ação do hamiltoniano total, de modo que a função de onda após a colisão é:

$$e^{-iH\Delta t/\hbar} e^{-iH_0 t_1/\hbar} \chi_i$$

onde Δt é o tempo de duração da colisão. Portanto, a probabilidade de transição de um estado inicial $|i\rangle$ para um estado final $|f\rangle$ num tempo t_2 , posterior à colisão, depende dos elementos de matriz $\langle f|S'|i\rangle$, sendo

$$S' \equiv e^{iH_0 t_2/\hbar} e^{-iH\Delta t/\hbar} e^{-iH_0 t_1/\hbar}$$

Pela definição da matriz-S de Heisenberg [28], vemos que:

$$S = \lim_{\substack{t_1 \rightarrow -\infty \\ t_2 \rightarrow +\infty}} S'$$

Consideraremos, então, S' como sendo a matriz-S, desde que Δt seja muito pequeno.

A suposição básica da aproximação de impulso é admitir $|U|\Delta t \ll \hbar$. Como S' é independente da origem do tempo, tomando $t_1 + t_2 = 0$, S' se reduz a:

$$S' = e^{iKt_2/\hbar} e^{-i(K+V)(t_2-t_1)/\hbar} e^{-iKt_1/\hbar} .$$

Agora $\lim_{t_1 \rightarrow -\infty} \lim_{t_2 \rightarrow +\infty} S'$ define a matriz-S para a colisão entre uma partícula incidente e um sistema de partículas não ligadas e, devido à alta velocidade da partícula incidente e o curto alcance das forças nucleares, $\lim_{t_1 \rightarrow -\infty} \lim_{t_2 \rightarrow +\infty} S' \approx S$ (para $|U|\Delta t \ll \hbar$). Levando em conta, ainda, as suposições (a) e (b) da aproximação de impulso, S' se reduz a uma expressão que só envolve duas partículas em cada instante, ou seja, a distribuição inicial dos centros espalhadores é tal que, quando as partículas são consideradas livres, são independentes os espalhamentos da partícula incidente pelas A partículas do núcleo.

Assim, se as suposições da aproximação de impulso são válidas, a matriz-T de transição do sistema é uma superposição linear das matrizes- t , que descrevem o espalhamento da partícula incidente pelas partículas individuais do alvo, isto é:

$$T = t_1 + t_2 + \dots + t_A$$

e a amplitude de transição do estado $|i\rangle$ para o estado $|f\rangle$ é dada por:

$$T_{fi} = \langle f | t_1 + \dots + t_A | i \rangle .$$

Nas referências [3] e [4] é feito um estudo da validade das suposições básicas da aproximação de impulso. Outras discussões valiosas sobre essa aproximação podem ser encontradas

nas referências [2] e [5]. Passaremos agora a uma sucinta discussão da aplicação da aproximação de impulso para um problema geral de espalhamento de uma partícula por um núcleo.

A equação que descreve o espalhamento de um núcleon por um núcleo-alvo é:

$$(H_0 + V)\psi = E\psi \quad , \quad (\text{II.7})$$

onde H_0 e V são idênticos aos da equação (II.4). Na forma integral, ψ satisfaz a equação de Lippmann-Schwinger, ou seja,

$$\psi = \chi_i + \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} V\psi \quad , \quad (\text{II.8})$$

sendo χ_i a função de onda do estado inicial do sistema (do tipo da II.6) constituído por uma partícula incidente e um núcleo-alvo no estado fundamental.

A probabilidade de transição do sistema depende do elemento de matriz

$$T_{fi} = \langle \chi_f | V | \psi \rangle \quad (\text{II.9})$$

sendo que T também satisfaz a equação de Lippmann-Schwinger:

$$T = V + V \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} T \quad . \quad (\text{II.10})$$

Portanto, em teoria de perturbação, T_{fi} é dada por:

$$T_{fi} = \langle f | V + V \frac{1}{E - H_0 + i\epsilon} V + \dots | i \rangle . \quad (\text{II.11})$$

Antissimetrizando a função de onda do núcleo-alvo e sendo v_i da equação II.5, independente do índice i , a expressão II.10 se reduz a:

$$T = \frac{1}{2} A(A+1) v \left(1 + \frac{\mathcal{A}}{E - H_0 + i\epsilon} T \right) , \quad (\text{II.12})$$

onde foi levada em conta a antissimetria entre a partícula incidente e os núcleons-alvo.

A aproximação de Born de primeira ordem consiste em tomar o primeiro termo da expansão II.11. Considerando ainda a equação II.12, temos nessa aproximação:

$$T_{fi} = \frac{1}{2} A(A+1) \langle f | v | i \rangle . \quad (\text{II.13})$$

Esta, no entanto, não é uma boa aproximação em se tratando de interações fortes, como no presente caso. Para obtermos uma aproximação melhor, são necessários termos de ordem superior na solução da equação II.11, o que é conseguido com a introdução do operador τ que descreve o espalhamento das duas partículas no meio [7]:

$$\tau = v \left(1 + \frac{\mathcal{A}}{E - H_0 + i\epsilon} \tau \right) . \quad (\text{II.14})$$

No entanto, sendo este um operador de muitos corpos

não é possível obtê-lo exatamente. De um modo geral, a aproximação utilizada é a aproximação de impulso que supõe que o operador do espalhamento efetivo, τ , pode ser substituído pelo operador do espalhamento livre, t , de apenas dois corpos, e que satisfaz a equação:

$$t = v \left(1 + \frac{1}{E - K_0 - K_1 + i\epsilon} t \right) , \quad (\text{II.15})$$

sendo K_1 o operador energia cinética do nêutron-alvo.

Com esta suposição, a aproximação de primeira ordem para T_{fi} é:

$$T_{fi} \approx \frac{1}{2} A(A+1) \langle f | t(0,1) | i \rangle , \quad (\text{II.16})$$

onde $t(0,1)$ representa o operador do espalhamento livre da partícula 0 pela 1, indicando que na aproximação de impulso a probabilidade de transição está associada à soma das amplitudes dos espalhamentos entre dois nêutrons livres, dando suporte à suposição de que os nêutrons mantêm sua estrutura básica dentro do núcleo.

Podemos, ainda, utilizando o método de Watson [6], separar o espalhamento elástico do inelástico. O espalhamento elástico é, então, reduzido ao espalhamento por um potencial óptico convencional [7], para o qual admitimos, em primeira ordem, que a interação da partícula incidente com todos os nêutrons provém de espalhamentos simples igualmente importantes. Na aproximação de impulso esses são espalhamentos entre partículas livres.

Essa aproximação chamada de aproximação de impulso com

ondas planas (PWIA), mostrou-se insatisfatória na descrição de processos inelásticos quando, admitindo-se a transparência do núcleo, desprezou-se completamente a interação da partícula incidente com o estado inicial do núcleo-alvo e da(s) partícula(s) emergente(s) com o estado final do núcleo residual. Essas interações provocam distorções (deflexões e absorções) das funções de onda das partículas incidente e emergente(s), retirando-as dos canais elásticos. Como consequência, há uma significativa alteração das seções de choque. Para processos quase-livres, por exemplo, esse efeito, que chega a reduzir as seções de choque em uma ordem de grandeza [12], pode ser descrito com a utilização do potencial ótico convencional [7]. Quando se consideram os efeitos dos estados intermediários inelásticos e, adicionalmente, as distorções das funções de onda das partículas incidente e da(s) emergente(s), obtém-se a chamada aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA).

Formalmente, estas distorções podem ser incluídas através dos operadores de onda de Møller [29], Ω , definidos por:

$$\psi = \Omega \chi_i \quad ,$$

de modo que em DWIA a amplitude de transição é obtida de:

$$T_{fi} = \frac{1}{2} A(A+1) \langle f | \Omega_f^{(-)+} t(0,1) \Omega_i^{(+)} | i \rangle \quad . \quad (\text{II.17})$$

As distorções, introduzidas através de $\Omega_f^{(-)+}$ e $\Omega_i^{(+)}$, são calculadas aproximadamente através de potenciais óticos.

Desde sua primeira aplicação quantitativa, a aproxima

ção de impulso foi utilizada numa série de problemas de espalhamento, tais como, espalhamento de méson- π [30] e fotoprodução de mésons [9] em dêuterons, espalhamentos inelásticos [2,9], espalhamentos elásticos [8] e em reações quase-livres (p,pN) [10-13,19] e (e,e'p) [31].

Em realidade, a partir dos trabalhos de Watson [6] começaram a ser introduzidas as distorções sobre as funções de onda das partículas incidente e emergente(s), ou seja, a aproximação mais utilizada passou a ser a DWIA.

Embora a aproximação de impulso seja tão largamente utilizada, não são muitas as investigações no sentido de avaliá-la detalhadamente. Chew e Wick [3] argumentam a favor das suposições da aproximação de impulso proposta por Chew [2]. Jain [32] inclui a correção de primeira ordem à equação II.16, mostrando que acima de 200 MeV (250 MeV) a correção é pequena para espalhamentos (p,2p) nos quais o núcleon arrancado tem energia de ligação de aproximadamente 10 MeV (40 MeV). Essa aproximação (PWIA), no entanto, apresenta a fraqueza de não considerar a interação da partícula incidente com o estado inicial do núcleo-alvo e da(s) partícula(s) emergente(s) com o estado final do núcleo residual. Avaliações da DWIA, em espalhamentos elásticos [8] e inelásticos [33], indicam que essa é uma boa aproximação a energias intermediárias. É importante observar, entretanto, que a concordância entre resultados teóricos e experimentais depende sensivelmente dos potenciais óticos, cujos parâmetros não são bem conhecidos.

Esse fato nos motivou a investigar a DWIA de forma que as incertezas decorrentes desses potenciais óticos sejam tanto

quanto possível canceladas, eliminando a possibilidade de concordâncias eventuais entre resultados teóricos e experimentais devido a escolhas convenientes de potenciais óticos. Para tanto necessitamos das seções de choque de correlação de processos quase-livres em DWIA, que deduzimos a seguir.

II.3 - Seção de Choque de Correlação em DWIA

Nesta seção apresentamos o cálculo da seção de choque de correlação para processos quase-livres (p,pN) utilizando a DWIA, seguindo o desenvolvimento da referência [12]. Maiores detalhes, assim como valiosas discussões das aproximações envolvidas, podem ser encontrados nas referências [13,14,17,26,27].

Relembremos que queremos obter a seção de choque de correlação para um processo que consiste na transição de um estado inicial $|i\rangle$, composto pelo núcleo-alvo (com A núcleons) e um próton incidente, para o estado final $|f\rangle$, formado pelo núcleo residual (com (A - 1) núcleons) e dois núcleons emergentes, conforme a figura II.1.

Da teoria de espalhamento [34] é conhecida a forma geral para a seção de choque diferencial desse processo:

$$\frac{d^9\sigma}{d^3k_1 d^3k_2 d^3k_{A-1}} = \frac{4\pi^2 E_0 E_A}{W F} |t_{fi}|^2 \delta(\vec{k}_f - \vec{k}_i) \delta(E_f - E_i) , \quad (\text{II.18})$$

sendo

$$\begin{aligned}
 \hbar \vec{k}_i &= \hbar \vec{k}_0 + \hbar \vec{k}_A \\
 \hbar \vec{k}_f &= \hbar \vec{k}_1 + \hbar \vec{k}_2 + \hbar \vec{k}_{A-1} \\
 E_i &= E_0 + E_A \\
 E_f &= E_1 + E_2 + E_{A-1}
 \end{aligned}
 \tag{II.19}$$

Na expressão II.18, F é um invariante relativístico dado por:

$$F = c \left[(E_0 E_A - \hbar^2 c^2 \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_A)^2 - c^8 m^2 m_A^2 \right]^{1/2},$$

que, no caso particular em que o núcleo-alvo está em repouso ($\hbar \vec{k}_A = 0$), se reduz a:

$$F = \hbar k_0 c^2 E_A. \tag{II.20}$$

O elemento de matriz t_{fi} pode ser expresso em termos da amplitude de transição do estado inicial $|i\rangle$ para o estado final $|f\rangle$, T_{fi} , como segue:

$$T_{fi} = \frac{1}{2\pi} \delta(\vec{k}_f - \vec{k}_i) t_{fi}. \tag{II.21}$$

Para autoestados $|i\rangle$ e $|f\rangle$ de H_0 , as funções de onda no espaço de configuração são:

$$\langle \vec{r}_0, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_A | \Omega_i^{(+)} | i \rangle = \mathcal{A} \left\{ D_0(\vec{r}_0 - \vec{R}_{A-1}) e^{i \vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0} s_0(o) t_0(o) \psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}_m \mu) \right\}$$

(II.22)

$$\langle \vec{r}_0, \vec{r}_1 \dots \vec{r}_A | \Omega_f^{(-)} | f \rangle = \mathcal{A} \left\{ D_1^*(\vec{r}_1 - \vec{R}_{A-1}) e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1} s_1(1) t_1(1) \right. \\ \left. D_2^*(\vec{r}_0 - \vec{R}_{A-1}) e^{i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0} s_2(0) t_2(0) \psi_{A-1}(\vec{r}, m, \mu) \right\} \quad (\text{II.23})$$

onde as funções $D_i(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1})$ são as distorções das ondas planas das partículas incidente e emergentes causadas pelos espalhamentos múltiplos, simulados por potenciais óticos, que supomos locais e dependentes da energia. Como a interação da partícula incidente com o núcleo-alvo é considerada isoladamente, o potencial ótico é gerado pelo núcleo residual e, logo, D é função de $\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}$. As funções D variam lentamente, em comparação com as ondas planas, tendendo a 1 para argumentos maiores que o raio nuclear. Em PWIA essas distorções são desprezadas, ou seja, $D_i(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) = 1$. Nas expressões II.22 e II.23, $\mathcal{A}\{ \}$ representa o operador antisimetriação e normalização; $s_i(j)$ e $t_i(j)$ são, respectivamente, as funções de onda de spin e isospin, para a partícula j no estado i . As funções de onda do núcleo-alvo e do núcleo residual são $\psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r} m \mu)$ e $\psi_{A-1}(\vec{r}, m, \mu)$, respectivamente, sendo m a variável de spin e μ a de isospin.

Utilizando as funções de onda II.22 e II.23, a amplitude de transição em DWIA fica dada por:

$$T_{fi} = \frac{1}{2} A(A+1) \int \mathcal{A} \left\{ D_1(\vec{r}_1 - \vec{R}_{A-1}) e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1} s_1^+(1) t_1^+(1) \right. \\ \left. D_2(\vec{r}_0 - \vec{R}_{A-1}) e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0} s_2^+(0) t_2^+(0) \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) \right\} \cdot t(0,1) \cdot \\ \mathcal{A} \left\{ D_0(\vec{r}_0 - \vec{R}_{A-1}) e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0} s_0(0) t_0(0) \psi_A(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r} m \mu) \right\} d^3 r_0 d^3 r_1 d^3 r \quad (\text{II.24})$$

Uma vez que os módulos de $\hbar\vec{k}_0$, $\hbar\vec{k}_1$ e $\hbar\vec{k}_2$ são grandes, esses momenta raramente ocorrem nas distribuições de momentum das partículas nucleares, e, em consequência, as partículas incidentes e emergentes são, de certo modo, distinguíveis das demais partículas do núcleo. Por esse motivo, podemos antissimetrizar isoladamente as funções de onda correspondentes às partículas que interagem diretamente e as funções de onda das demais partículas [12,35].

O operador $t(0,1)$ conecta os estados das partículas que interagem violentamente, sendo, por isso, conveniente isolar os elementos de matriz de $t(0,1)$ dados por:

$$\begin{aligned} &\langle \vec{k}_1, m_1, \mu_1; \vec{k}_2, m_2, \mu_2 | t(0,1) | \vec{k}_0, m_0, \mu_0; \vec{k}_3, n, N \rangle = \\ &= \int \left[\mathcal{A} \left\{ e^{-i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1} s_1^+(1) t_1^+(1) e^{-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}_0} s_2^+(0) t_2^+(0) \right\} \cdot t(0,1) \cdot \right. \\ &\quad \left. \mathcal{A} \left\{ e^{i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_0} s_0(0) t_0(0) e^{i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}_1} s_n(1) t_N(1) \right\} \right] d^3 r_0 d^3 r_1 . \quad (\text{II.25}) \end{aligned}$$

onde n e N representam, respectivamente, as projeções de spin e isospin.

Não é possível, entretanto, a partir da relação II.24 fatorar exatamente os elementos de matriz dados na equação II.25, já que os momenta assintóticos diferem dos momenta relevantes ao processo direto, devido aos espalhamentos múltiplos. Entretanto, esta fatoração é uma boa aproximação, se as variações das funções $D_i(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1})$ forem pequenas numa distância da ordem do alcance de $t(0,1)$. Uma vez que $t(0,1)$ é de curto alcance e que as funções $D_i(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1})$ variam lentamente em comparação com as

ondas planas, vamos admitir que, mesmo considerando as distorções, podemos fatorar os elementos de matriz de $t(0,1)$ [22]. No temos que em PWIA, na qual as distorções são desprezadas, este problema não ocorre e esta fatoração é exata.

Considerando que as funções D variam pouco numa distância da ordem do alcance de $t(0,1)$, podemos, na expressão II.24, substituir convenientemente \vec{r}_0 por \vec{r}_1 (e vice-versa) no argumento das funções D . Definimos agora a função:

$$\begin{aligned} \psi_A'(\vec{r}_j, m_j, \mu_j; \vec{r}, m, \mu) &= \\ &= D_0(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) D_1(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) D_2(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) \psi_A(\vec{r}_j, m_j, \mu_j; \vec{r}, m, \mu) ; j = 0, 1 \end{aligned} \quad (\text{II.26})$$

e a expandimos na série seguinte:

$$\begin{aligned} \psi_A'(\vec{r}_1, m_1, \mu_1; \vec{r}, m, \mu) &= \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{nN} \int e^{i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}_1} s_n(1) t_N(1) g_A'^{(n,N)}(\vec{k}_3; \vec{r}, m, \mu) d^3k_3 . \end{aligned} \quad (\text{II.27})$$

É mais conveniente, ainda, definir uma outra função da da por:

$$\begin{aligned} g_{A-1,A}'^{(n,N)}(\vec{k}_3) \delta(\vec{k}_3 + \vec{k}_R) &= A^{1/2} \int \psi_{A-1}^*(\vec{r}, m, \mu) g_A'^{(n,N)}(\vec{k}_3; \vec{r}, m, \mu) d^3r \\ &= \frac{A^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i\vec{k}_3 \cdot \vec{x}_1} \phi_{A-1}^*(\vec{x}, m, \mu) \phi_A(\vec{x}_1, m_1, \mu_1; \vec{x}, m, \mu) . \\ &\cdot D_0(\vec{x}_1) D_1(\vec{x}_1) D_2(\vec{x}_1) d^3x_1 d^3x . s_n^+(1) t_N^+(1) \end{aligned} \quad (\text{II.28})$$

sendo $\vec{x}_1 = \vec{r}_1 - \vec{R}_{A-1}$ ($i = 1, 2, \dots, (A-1)$) as coordenadas relativas e \vec{R}_{A-1} a coordenada do centro de massa do núcleo final. As funções ϕ_A e ϕ_{A-1} são as funções internas do núcleo-alvo e do núcleo residual normalizadas a 1.

Substituindo as relações II.26, II.27 e II.28 na II.24 e fatorando os elementos de matriz dados pela equação II.25, obtemos:

$$T_{fi} = \sum_{n,N} \langle \vec{k}_1, m_1, \mu_1; \vec{k}_2, m_2, \mu_2 | t(0,1) | \vec{k}_0, m_0, \mu_0; \vec{k}_3, n, N \rangle g_{A-1,A}^{(n,N)}(\vec{k}_3) \quad (II.29)$$

Esta relação e a II.28 também são válidas em PWIA, na qual $D_i(\vec{r}_j - \vec{R}_{A-1}) = 1$, ou seja, $\psi_A = \psi_{A-1}$. Nesse caso temos:

$$g_{A-1,A}^{(n,N)}(\vec{k}_3) \delta(\vec{k}_3 + \vec{k}_R) = \frac{A^{1/2}}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i\vec{k}_3 \cdot \vec{x}_1} \phi_{A-1}^*(\vec{x}, m, \mu) \cdot \phi_A(\vec{x}_1, m_1, \mu_1; \vec{x}, m, \mu) d^3x_1 d^3x s_n^+(1) t_N^+(1) \quad (II.30)$$

No modelo extremo de partícula-única, $|g_{A-1,A}^{(n,N)}(\vec{k}_3)|^2$ fornece a probabilidade de encontrar dentro do núcleo um núcleon num estado de momentum $\hbar\vec{k}_3$, spin s_n e isospin t_N , estando o restante do núcleo num estado interno ϕ_{A-1} com momentum $\hbar\vec{k}_{A-1}$. Matematicamente $g_{A-1,A}^{(n,N)}(\vec{k}_3)$ é a transformada de Fourier da integral de superposição dos núcleos inicial e final, frequentemente chamada de função espectral.

A grandeza $|g_{A-1,A}^{(n,N)}(\vec{k}_3)|^2$ não corresponde exatamente à distribuição de momentum real que o núcleon arrancado tinha no núcleo, já que as ondas planas das partículas incidentes e emergentes são modificadas pelos espalhamentos múltiplos, através

das funções D.

Definindo uma matriz (M) cujos elementos estão relacionados com os elementos de $t(0,1)$ do seguinte modo:

$$\begin{aligned} M(1,2;0,(\vec{k}_3,n,N))\delta(\vec{k}_1+\vec{k}_2-\vec{k}_0-\vec{k}_3) &= \\ &= (E_0 E_1 E_2 E_3)^{1/2} \langle \vec{k}_1, m_1, \mu_1; \vec{k}_2, m_2, \mu_2 | t(0,1) | \vec{k}_0, m_0, \mu_0; \vec{k}_3, n, N \rangle \end{aligned} \quad (\text{II.31})$$

obtemos, das expressões II.29 e II.31, admitindo o núcleo-alvo em repouso:

$$T_{fi} = (E_0 E_1 E_2 E_3)^{-1/2} \sum_{n,N} g_{A-1,A}'^{(n,N)}(\vec{k}_3) M(1,2;0,(\vec{k}_3,n,N)) \delta(\vec{k}_f - \vec{k}_i), \quad (\text{II.32})$$

sendo $E_i = (M_c^2 k_i^2 + m_c^2)^{1/2}$.

Da comparação desta equação com a II.21, concluímos que:

$$t_{fi} = 2\pi (E_0 E_1 E_2 E_3)^{-1/2} \sum_{n,N} g_{A-1,A}'^{(n,N)}(\vec{k}_3) M(1,2;0,(\vec{k}_3,n,N)) \quad (\text{II.33})$$

Substituindo t_{fi} na expressão da seção de choque diferencial (II.18) e integrando sobre o momentum do núcleo residual (\vec{k}_{A-1}), temos:

$$\frac{d^6\sigma}{d^3k_1 d^3k_2} = \frac{(2\pi)^4}{N} \frac{E_A}{E_1 E_2 E_3 E_F} \left| \sum_{n,N} M(1,2;0,(\vec{k}_3,n,N)) g_{A-1,A}'^{(n,N)}(\vec{k}_3) \right|^2 \delta(E_f - E_i) \quad (\text{II.34})$$

Finalmente, utilizando a relação:

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \frac{E_1 E_2 k_1 k_2}{(\hbar c)^4} \frac{d^6\sigma}{d^3k_1 d^3k_2}, \quad (\text{II.35})$$

podemos escrever a equação II.34 na forma [10,12]:

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \left(\frac{2\pi}{\hbar c}\right)^4 \frac{k_1 k_2}{\hbar^2 c^2 k_0 E_3} \sum_{n,N} \left| M(1,2;0,(\vec{k}_3, n, N)) \right|^2 \cdot \left| g'_{A-1,A}(n, N)(\vec{k}_3) \right|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (\text{II.36})$$

onde $M(1,2;0,(\vec{k}_3, n, N))$ está relacionado com o espalhamento livre de um próton com momentum $\hbar\vec{k}_0$ por um núcleon-alvo com momentum $\hbar\vec{k}_3$, isospin t_N e função de onda de spin dada por

$$\left[\sum_n g'_{A-1,A}(n, N)(\vec{k}_3) \cdot s_n \right] \left[\sum_n |g'_{A-1,A}(n, N)(\vec{k}_3)|^2 \right]^{-1/2}.$$

Desprezando os efeitos de fora da camada de energia, podemos, ainda, relacionar $M(1,2;0,(\vec{k}_3, n, N))$ com a seção de choque diferencial para o espalhamento de núcleons livres com momenta iniciais $\hbar\vec{k}_0$ e $\hbar\vec{k}_3$ e finais $\hbar\vec{k}_1$ e $\hbar\vec{k}_2$. Essa seção de choque, obtida na aproximação de Born de uma expressão análoga à II.18, pode ser escrita na seguinte forma:

$$\frac{d\sigma^d}{d\bar{\Omega}}(\bar{1}, \bar{2}; \bar{0}, (\vec{k}_3, n, N)) = \frac{1}{4} \left(\frac{2\pi}{\hbar c}\right)^4 \frac{1}{E_0^2} |M(1,2;0,(\vec{k}_3, n, N))|^2, \quad (\text{II.37})$$

onde as barras indicam que as grandezas devem ser tomadas no sistema centro de massa e \vec{k}_3 é o momentum da partícula 3 nesse sis

tema.

Substituindo a expressão II.37 na II.36, fatoramos a seção de choque livre. Fazendo também a média sobre os estados iniciais de spin e a soma sobre os estados finais, já que, de modo geral, os núcleos-alvos não são polarizados e não é medida a polarização dos feixes emergentes e do núcleo residual, obtemos:

$$\frac{d^6\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE_1 dE_2} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_0^2}{k_0 E_3} \frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}} (\bar{1}, \bar{2}; \bar{0}, \bar{3}_p) \cdot \frac{1}{2J_A + 1} \sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_{n, N} |g'_{m_{A-1}, m_A}(n, N)(\vec{k}_3)|^2 \delta(E_f - E_i), \quad (\text{II.38})$$

onde $\bar{3}_p$ indica que o núcleon-alvo pode se apresentar polarizado. Na seção II.5 discutimos em quais circunstâncias isso ocorre.

A distribuição de momentum distorcida é definida como:

$$|g'(\vec{k}_3)|^2 = \frac{1}{2J_A + 1} \sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_{n, N} |g'_{m_{A-1}, m_A}(n, N)(\vec{k}_3)|^2, \quad (\text{II.39})$$

onde J_A representa o spin do núcleo-alvo, com projeções m_A , e as orientações do spin do núcleo residual são m_{A-1} .

Analogamente, a distribuição de momentum não distorcida é:

$$|g(\vec{k}_3)|^2 = \frac{1}{2J_A + 1} \sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_{n, N} |g_{m_{A-1}, m_A}(n, N)(\vec{k}_3)|^2. \quad (\text{II.40})$$

A seção de choque de correlação (II.38), integrada sobre a energia de uma das partículas, é:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \text{F.C.} \times \frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}} \times |g'(\vec{k}_3)|^2, \quad (\text{II.41})$$

sendo F.C. o fator cinemático dado por:

$$\text{F.C.} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 E_0^2}{k_0 E_3}. \quad (\text{II.42})$$

Ao obter a expressão II.41 suprimimos o índice anteriormente utilizado em E e indicamos $d^5\sigma$ por $d\sigma$.

A aproximação fundamental utilizada na dedução da equação II.41 é a AI que tem-se mostrado satisfatória na descrição de processos elásticos [8] e inelásticos [33]. Por outro lado, entretanto, as reações quase-livres são interessantes para a avaliação das condições de aplicabilidade da AI, o que nos dispomos a fazer no presente trabalho. De qualquer modo, devem ser evitadas as regiões das distribuições de momentum não distorcidas correspondentes a valores de momentum pouco prováveis para a camada nuclear em consideração, pois essas são regiões em que a contribuição dos espalhamentos múltiplos se torna apreciável. Não considerando essas regiões temos as que chamaremos de "regiões significativas" das distribuições de momentum não distorcidas.

Outra aproximação importante é a fatoração da seção de choque de correlação, que consiste na passagem da expressão II.34 para II.38 e que implica numa espécie de média dos valores dos elementos de matriz $M(1,2;0(3,n,N))$ que ocorrem na soma em n e N da expressão II.34. Assim, essa aproximação é boa ape-

nas quando as variações dos momenta decorrentes das distorções não provocam alterações apreciáveis nos valores desses elementos de matriz.

Como investigamos reações quase-livres (p,pN) escolhendo situações cinemáticas e geométricas tais que as seções de choque p-N livres não variam fortemente com energia e ângulo (ver tabelas do apêndice B), esperamos que o erro cometido pelo uso da aproximação de fatoraçoão seja, nos nossos casos, bastante reduzido.

Em outras palavras, podemos dizer que a fatoraçoão depende basicamente da suposiçoão de que são fracamente distorcidas as ondas planas que descrevem as partículas incidente e emergentes, de forma que as variaçoões de momenta dessas partículas ao atravessarem o núcleo não são acentuadas. Como essa é também a suposiçoão básica da aproximaçoão semi-clássica WKB [36], que de acordo com vários estudos é válida para energias não muito baixas (> 150 MeV) [37-38], acreditamos que a fatoraçoão seja para as mesmas condiçoões, uma boa aproximaçoão.

Um estudo experimental interessante sobre a validade da aproximaçoão de fatoraçoão foi feito por Roos et al [39], que compararam seçoões de choque teóricas e experimentais para o estado-2s do ^{40}Ca com prótons não polarizados a 150 MeV. Essa análise mostra que a fatoraçoão em DWIA é bastante boa, pelo menos quanto à dependência angular da reação.

A DWIA depende ainda do fato do núcleo-alvo estar ligado e, logo, fora da camada de energia, resultando assim numa certa indeterminaçoão na seçoão de choque livre relevante para o

processo quase-livre. Não sendo de nosso interesse o estudo desses efeitos, que dependem fortemente da geometria, podemos reduzi-los estudando processos cujas geometrias não se afastam muito das geometrias dos processos livres. Pesquisas em PWIA [40] concluíram que, nessas situações favoráveis, as reações quase-livres acima de 300 MeV não são sensíveis a esses efeitos. Os resultados de investigações com DWIA mostram que as seções de choque [41,42] e assimetrias [43] obtidas com elementos de matriz fora da camada de energia são intermediários aos obtidos com os momenta assintóticos iniciais (\vec{k}_0 e \vec{k}_3) e finais (\vec{k}_1 e \vec{k}_2) tomados na camada de energia. Convém observar que as seções de choque obtidas de elementos de matriz extrapolados, com o uso de vários modelos, para fora da camada de energia diferem menos das calculadas com a prescrição inicial do que com a final. Nos casos que consideramos, escolhemos situações geométricas que não envolvem pequenos ângulos entre as partículas emergentes, para os quais os efeitos de fora da camada de energia se tornam apreciáveis [41]. Mesmo assim, uma estimativa desses efeitos é apresentada no capítulo IV, para algumas situações.

Alternativamente, podemos obter a seção de choque de correlação sem o uso da fatoração, calculando-a através de deslocamentos de fase para a interação próton-próton e para as funções de onda das partículas incidentes e emergentes [44]. Não optamos por este tipo de cálculo pois os aspectos físicos do problema são mais aparentes na forma fatorada (II.41) na qual a seção de choque de correlação se apresenta, a menos do fator cinemático, como o produto da seção de choque N-N livre pela distri

buição de momentum do nêutron-alvo. Adicionalmente, o tempo computacional requerido quando se usam deslocamentos de fase é consideravelmente superior ao dispendido na forma fatorada. Estudos de correlações angulares indicam boa concordância entre esses dois métodos [45]. É importante salientar que nos cálculos que realizamos, procuramos sempre casos favoráveis de forma a aumentar a confiança nas aproximações empregadas.

Também poderia ser importante, no estudo comparativo de reações $(p,2p)$ e (p,pn) a troca de carga de uma das partículas emergentes, transformando um processo quase-livre $(p,2p)$ num (p,pn) e vice-versa. Notemos, contudo, que em ordem mais baixa e no modelo extremo de partícula-única, a partícula do meio nuclear que participa da troca de carga deveria, para se obter um selecionado estado-furo final, preencher exatamente o buraco originado no processo. Não acreditamos que esse efeito seja importante, até porque um processo desse tipo deve ser bem menos provável que o da troca de carga seguida pela evaporação de um próton, cuja probabilidade é da ordem de 6% na reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ a 450 MeV [46]. Em algumas experiências com píons incidentes os processos de troca de carga foram invocados [47] para justificar as diferenças observadas entre os resultados experimentais e as previsões da aproximação de impulso; contudo, quando é selecionado um estado final com um furo [48] a troca de carga parece não ser importante. Em espalhamentos (p,pN) , os processos de troca de carga para um dado estado-furo final tendem a tornar iguais a produção de espalhamentos $(p,2p)$ e (p,pn) , de modo que seu efeito total é proporcional à diferença relativa das seções de choque quase-livres $(p,2p)$ e (p,pn) . Como essas seções

de choque são de magnitude semelhante nas condições cinemáticas que consideramos, acreditamos que não introduzimos erros apreciáveis ao desprezar a troca de carga.

Em realidade os estados finais das reações quase-livres não são estados estacionários, provocando alargamento dos picos do espectro de energia [13,25,49]. Esse efeito é tanto maior quanto mais interna a camada nuclear, pois no arrancamento de uma partícula ligada, a probabilidade de que outra partícula com menor energia de ligação preencha o buraco criado aumenta com o número dessas partículas. Na descrição estacionária, que consideramos, a interpretação da integral de superposição em termos da função de onda do nêutron-alvo no estado inicial é equivalente à interpretação em termos do estado-furo no núcleo residual. No caso não estacionário, entretanto, é mais adequada a descrição de estado-furo [49]. Nessa descrição, utilizando um potencial nuclear complexo para gerar a função de onda do furo no núcleo residual, Herscovitz et al [49] investigaram a influência das interações responsáveis pela vida finita dos estados-furos sobre as distribuições de momentum, concluindo que existem indícios de que essa influência é pequena.

Na próxima seção vamos abordar aspectos da seção de choque N-N livre relevantes para a seção de choque quase-livre.

II.4 - Seção de Choque Livre (p,N)

Ao calcular a seção de choque de correlação para processos quase-livres (II.41) é necessário o conhecimento da se-

ção de choque livre para o espalhamento de uma partícula incidente com momentum $\hbar\vec{k}_0$ e polarização P_0 por um núcleon com momentum $\hbar\vec{k}_3$ e polarização P_3 . Esta seção de choque para partículas polarizadas na direção perpendicular ao plano de espalhamento é dada por [50-52]:

$$\frac{d\sigma^{\ell}}{d\Omega} = I_0(\bar{\theta}) \left[1 + (P_0 + P_3)P(\bar{\theta}) + P_0 P_3 C_{nn}(\bar{\theta}) \right], \quad (\text{II.43})$$

onde a barra indica que o ângulo deve ser tomado no sistema centro de massa. As grandezas $I_0(\bar{\theta})$, $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ dependem, também, da energia da partícula incidente no sistema em que a partícula-alvo está em repouso, T_{rel} , mas por simplicidade não indicamos esta dependência na relação II.43.

Fisicamente, $I_0(\bar{\theta})$ é a seção de choque diferencial do espalhamento núcleon-núcleon não polarizados, $P(\bar{\theta})$ representa a polarização produzida neste espalhamento e $C_{nn}(\bar{\theta})$ é a função de correlação de spin. Estas grandezas podem ser obtidas teoricamente a partir de deslocamentos de fase que reproduzem os resultados experimentais.

O fundamento teórico da análise de dados experimentais de espalhamento núcleon-núcleon, a partir de deslocamentos de fase, pode ser encontrado nas referências [50-53]. Como não é de nosso interesse um longo estudo do espalhamento núcleon-núcleon, apresentamos somente um resumo deste formalismo, baseado no trabalho de Hoshizaki [50], salientando as grandezas do espalhamento livre que afetam o processo quase-livre.

O espalhamento de dois núcleons livres no sistema centro de massa pode ser descrito pela amplitude de espalhamento es

crita como uma matriz no espaço de spin*. Assim, se $\bar{\theta}$ e $\bar{\phi}$ são os ângulos de espalhamento no sistema centro de massa, $\hbar\vec{k}_i$ e $\hbar\vec{k}_f$ os momenta inicial e final neste sistema e $\chi_S^{m_S}$ a função de onda de spin inicial, a forma assintótica da função de onda que descreve o espalhamento é:

$$\psi \xrightarrow{r \rightarrow \infty} e^{i\vec{k}_i \cdot \vec{r}} \chi_S^{m_S} + \frac{e^{i\vec{k}_f \cdot \vec{r}}}{r} f_S^{m_S}(\bar{\theta}, \bar{\phi}) , \quad (\text{II.44})$$

onde $f_S^{m_S}(\bar{\theta}, \bar{\phi})$ é a amplitude de espalhamento. Esta amplitude pode ser expressa em termos da matriz de espalhamento de spin $M(\bar{\theta}, \bar{\phi})$, chamada matriz de Wolfentein [51], como segue:

$$f_S^{m_S}(\bar{\theta}, \bar{\phi}) = \sum_{m'_S} \langle sm_S | M | sm'_S \rangle \chi_S^{m'_S} , \quad (\text{II.45})$$

ou seja, $f_S^{m_S}$ descreve o estado final em termos do inicial no espaço de spin.

A expressão geral de $M(\bar{\theta}, \bar{\phi})$, invariante frente a rotações, reflexões e reversão temporal e simétrica em relação às duas partículas idênticas, é

$$M(\bar{\theta}, \bar{\phi}) = A + C(\vec{\sigma}_0 + \vec{\sigma}_3) \cdot \bar{n} + B(\vec{\sigma}_0 \cdot \bar{n})(\vec{\sigma}_3 \cdot \bar{n}) + E(\vec{\sigma}_0 \cdot \bar{K})(\vec{\sigma}_3 \cdot \bar{K}) + F(\vec{\sigma}_0 \cdot \bar{P})(\vec{\sigma}_3 \cdot \bar{P}) \quad (\text{II.46})$$

onde $\vec{\sigma}_0$ e $\vec{\sigma}_3$ são os operadores de Pauli das partículas; A, C, B, E e F, funções complexas de energia e ângulo no sistema centro de massa das duas partículas e \bar{P} , \bar{K} e \bar{n} , vetores unitários nesse sistema, dados por:

* O espalhamento p-n é descrito de forma análoga, admitindo que há invariância de carga e que M é uma matriz no espaço de isospin.

$$\vec{p} = \frac{\vec{k}_i + \vec{k}_f}{|\vec{k}_i + \vec{k}_f|} ; \vec{k} = \frac{\vec{k}_f - \vec{k}_i}{|\vec{k}_f - \vec{k}_i|} \text{ e } \vec{n} = \frac{\vec{k}_i \times \vec{k}_f}{|\vec{k}_i \times \vec{k}_f|} , \quad (\text{II.47})$$

correspondendo à cinemática representada na figura II.3.

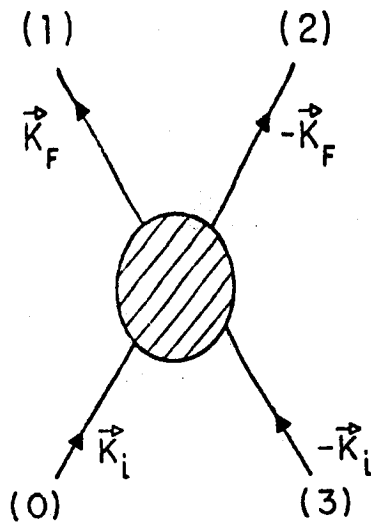


Figura II.3 - Espalhamento do próton incidente pelo próton-alvo no sistema centro de massa dessas duas partículas. Os ângulos entre \vec{k}_i e \vec{k}_f são $\bar{\theta}$ e $\bar{\phi}$.

Os coeficientes da matriz M estão relacionados com uma série de observáveis, dentre os quais nos interessam particularmente (II.43) os seguintes:

$$I_0(\bar{\theta}) = \frac{1}{4} \text{Tr}(MM^\dagger) = |A|^2 + |B|^2 + 2|C|^2 + |E|^2 + |F|^2 ,$$

$$P(\bar{\theta}) = \frac{1}{4I_0(\bar{\theta})} \text{Tr}(MM^\dagger \sigma_{on}) = \frac{2}{I_0(\bar{\theta})} \text{Re}[C^*(A+B)] \quad (\text{II.48})$$

e

$$C_{nn}(\bar{\theta}) = \frac{1}{4I_0(\bar{\theta})} \text{Tr}(MM^\dagger \sigma_{on} \sigma_{3n}) = \frac{2}{I_0(\bar{\theta})} [\text{Re} AB^* + |C|^2 - \text{Re} EF^*] ,$$

sendo que o vetor $\vec{P}(\bar{\theta})$ só tem uma componente, $P(\bar{\theta})$, normal ao plano de espalhamento.

Por outro lado, os elementos da matriz $M(\bar{\theta}, \bar{\phi})$ podem ser escritos em termos de deslocamentos de fase [50,53], cuja determinação é discutida nas referências [54,55]. Nos valem das relações apresentadas por Stapp et al [53] para calcular as observáveis $I_0(\bar{\theta})$, $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$, utilizando os deslocamentos de fase de Macgregor et al [54].

Os resultados obtidos com este procedimento são comparados com dados experimentais no apêndice A da referência [56], onde vemos que a concordância entre resultados teóricos e experimentais é boa, mesmo para valores de energia maiores que 460 MeV (valor de energia máximo tabelado por Macgregor et al [54]), para os quais foram feitas extrapolações para os deslocamentos de fase. Na figura II.4 apresentamos curvas típicas, das funções $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$, que utilizamos no capítulo IV.

O cálculo de $I_0(\bar{\theta})$, $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ é feito no sistema centro de massa de duas partículas, sendo, pois, necessário calcular o ângulo de espalhamento nesse sistema ($\bar{\theta}$), bem como a energia relativa, T_{rel} , no sistema em que a partícula-alvo está em repouso. Passemos, então, à determinação de $\bar{\theta}$ e T_{rel} .

De acordo com a seção II.3, há uma certa arbitrariedade na escolha dos momenta do processo quase-livre, já que os momenta envolvidos na colisão direta diferem dos momenta assintóticos, devido aos espalhamentos múltiplos. Adicionalmente, devido à energia de ligação e às distorções, os momenta assintóticos iniciais, \vec{k}_0 e \vec{k}_3 , e finais, \vec{k}_1 e \vec{k}_2 , fornecem diferentes valores para $\bar{\theta}$ e T_{rel} . Conforme comentamos na seção II.3, as

seções de choque calculadas com os momenta fora da camada de energia, na maioria das situações, são intermediárias às obtidas com a cinemática inicial e final. Por esta razão, calcularemos $\bar{\theta}$ e T_{rel} com ambas essas cinemáticas para utilizá-las, posteriormente, como estimativa dos efeitos de fora da camada de energia.

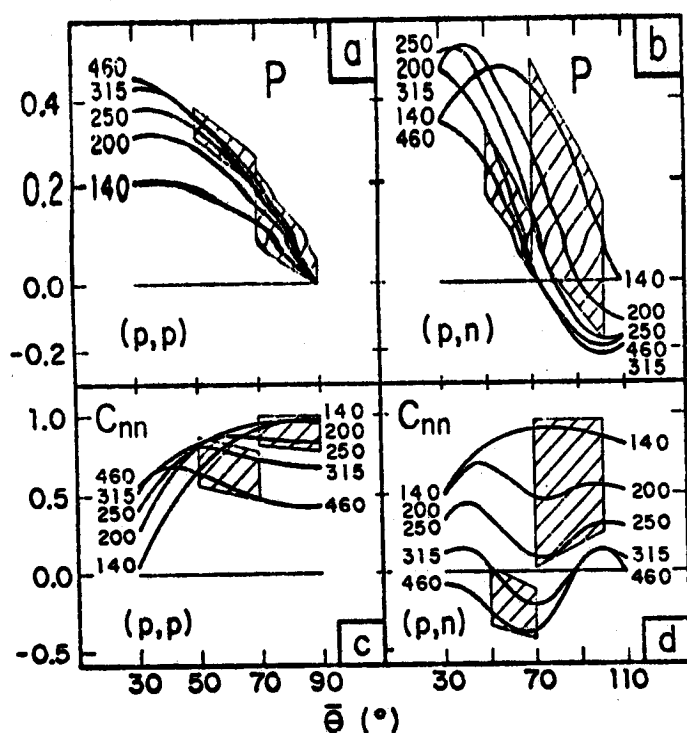


Figura II.4 - Polarização $P(\bar{\theta})$ para o espalhamento livre (a) pp e (b) pn e funções de correlação de spin $C_{nn}(\bar{\theta})$ para o espalhamento livre (c) pp e (d) pn. As regiões hachuradas correspondem às utilizadas nos casos que consideramos nesse trabalho.

Na figura II.5, apresentamos um esquema do processo direto no sistema centro de massa e no sistema em que a partícula-alvo se encontra em repouso. A notação utilizada é apresentada na própria figura, onde utilizamos os quadrivetores energia-momentum. A massa do próton e do nêutron são consideradas iguais e indicadas por m .

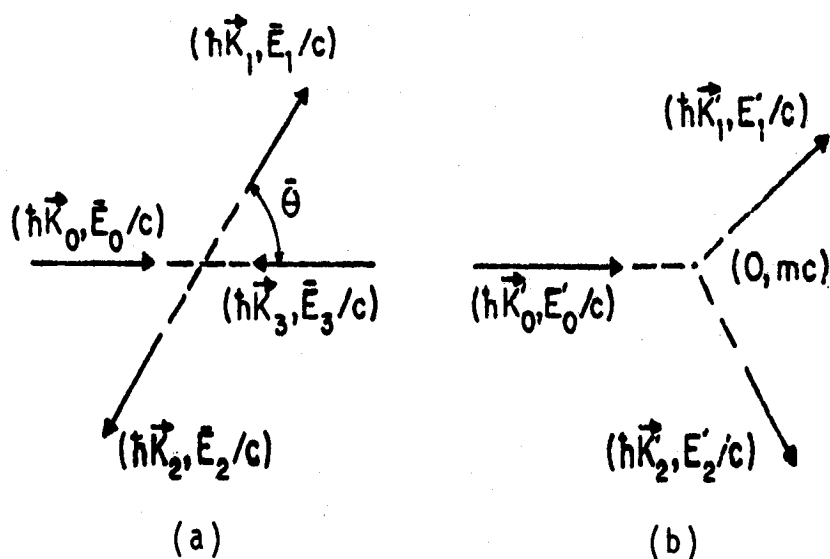


Figura II.5 - Esquema do processo direto (a) no sistema centro de massa e (b) no sistema em que a partícula-alvo está em repouso.

Como as energias envolvidas nos processos quase-livres que nos interessam são superiores a 100 MeV, a transformação de grandezas do sistema laboratório para o sistema centro de massa é uma transformação relativística*. Devemos, portanto, usar uma transformação de Lorentz ou, equivalentemente, invariantes relativísticos. O cálculo de invariantes a partir de momenta e energias no sistema laboratório, possibilita a obtenção dessas grandezas no sistema centro de massa [57]. Por exemplo:

a) para a cinemática inicial utilizamos a invariância do produto de quadri-vetores para definir as seguintes grandezas:

$$A_{in} \equiv \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_1 \hbar^2 c^2 - E_0 E_1 = \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_1 \hbar^2 c^2 - \bar{E}_0 \bar{E}_1$$

$$B_{in} \equiv \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_3 \hbar^2 c^2 - E_1 E_3 = \vec{k}_1 \cdot \vec{k}_3 \hbar^2 c^2 - \bar{E}_1 \bar{E}_3 \quad (\text{II.49})$$

$$C_{in} \equiv (\vec{k}_0 + \vec{k}_3)^2 \hbar^2 c^2 - (E_0 + E_3)^2 = -4\bar{E}_0^2$$

* Note-se que num cálculo não relativístico, existindo conservação de momentum, $\bar{\theta}$ é univocamente determinado.

Dessas relações e de propriedades do sistema centro de massa, obtemos o ângulo no sistema centro de massa:

$$\bar{\theta}^{in} = \cos^{-1} \left[\frac{A_{in} - B_{in}}{2\sqrt{\left(\frac{C_{in}}{4} + m^2 c^4\right) \left[\frac{(A_{in} + B_{in})^2}{C_{in}} + m^2 c^4\right]}} \right] \quad (\text{II.50})$$

e a energia relativa das partículas no sistema em que a partícula-alvo está em repouso:

$$T_{rel} = E'_0 - mc^2 = \frac{E_0 E_3 - \vec{p}_0 \cdot \vec{p}_3 c^2}{mc^2} - mc^2 \quad (\text{II.51})$$

b) para a cinemática final utilizamos os invariantes abaixo:

$$\begin{aligned} A_{fin} &\equiv \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_1 m^2 c^2 - E_0 E_1 = \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_1 m^2 c^2 - E_0 E_1 \\ B_{fin} &\equiv \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_2 m^2 c^2 - E_0 E_2 = \vec{k}_0 \cdot \vec{k}_2 m^2 c^2 - E_0 E_2 \\ C_{fin} &\equiv (\vec{k}_1 + \vec{k}_2)^2 m^2 c^2 - (E_1 + E_2)^2 = -4\bar{E}_2^2 \end{aligned} \quad (\text{II.52})$$

com os quais obtemos:

$$\bar{\theta}^{fin} = \cos^{-1} \left[\frac{A_{fin} - B_{fin}}{2\sqrt{\left(\frac{C_{fin}}{4} + m^2 c^4\right) \left[\frac{(A_{fin} + B_{fin})^2}{C_{fin}} + m^2 c^4\right]}} \right] \quad (\text{II.53})$$

$$T_{rel}^{fin} = \frac{E_1 E_2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2 c^2}{mc^2} - mc^2 \quad . \quad (II.54)$$

Em cada uma das cinemáticas, conhecidos os respectivos invariantes, podemos obter os fatores cinemáticos (II.42) da seguinte forma:

$$F.C. in(fin) = - \frac{1}{(Mc)^2} \frac{k_1 k_2}{k_0 E_3} C^{in(fin)} \quad . \quad (II.55)$$

II.5 - Polarização Efetiva e Assimetria

Na obtenção da seção de choque de correlação de processos quase-livres (II.38) observamos que o nêutron-alvo pode se apresentar polarizado. Vamos inicialmente justificar qualitativamente a existência dessa polarização [10,18] e, posteriormente, expressá-la quantitativamente em termos das distribuições de momentum [10].

Como ilustração, consideremos um espalhamento quase-livre assimétrico, cuja cinemática está representada na figura II.6.

Nesse exemplo, os nêutrons arrancados do lado direito do núcleo percorrem, na média, menor distância dentro do núcleo do que os oriundos do lado esquerdo. Como consequência (e lembrando que o livre caminho médio de nêutrons, em núcleos com $A \leq 40$, é da ordem do raio nuclear) o efeito de absorção sobre os nêutrons provenientes do lado direito é menor, resultando numa maior contribuição para a seção de choque de correlação de

processos quase-livres ocorridos desse lado. Esse efeito é ainda mais acentuado se a energia E_2 for menor que E_0 e E_1 , de modo que o livre caminho médio do nêutron 2 seja menor que aqueles correspondentes aos nêutrons 0 e 1.

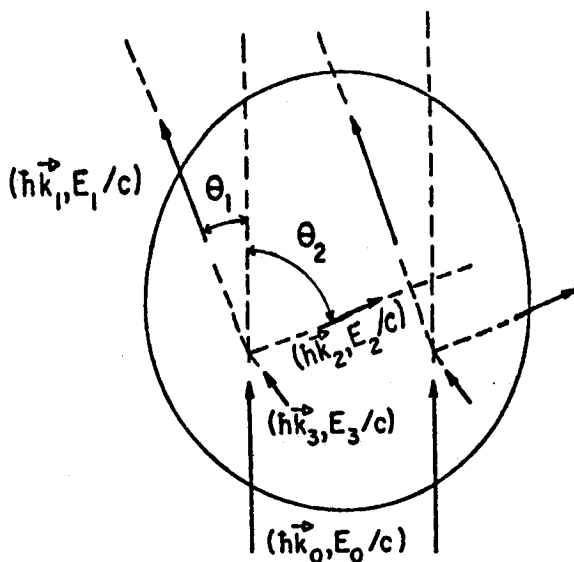


Figura II.6 - Representação esquemática de uma reação quase-livre coplanar assimétrica.

No espalhamento da figura II.6, o predomínio do lado direito do núcleo nos eventos quase-livres detectados implica num maior número de processos com determinado momentum angular. Esse momentum angular predominante no modelo extremo de partícula-única será, classicamente, ortogonal ao plano de espalhamento apontando para fora da página. Adicionalmente, devido ao acoplamento spin-órbita nuclear, será enfatizada uma certa orientação de spin, que no caso de um estado- $1p_{3/2}$ terá direção perpendicular ao plano de espalhamento, também apontando para fora da página.

Em resumo, para processos quase-livres coplanares, devido ao efeito combinado da absorção e do acoplamento spin-órbita

ta nuclear, a escolha de determinada cinemática resulta na seleção de certa orientação de spin das partículas ejetadas, ou seja, numa polarização dos núcleons arrancados, chamada de polarização efetiva.

Claramente esse efeito não ocorre para os estados-s, já que $l=0$; nem para os espalhamentos simétricos ($\theta_1 = \theta_2$ e $E_1 = E_2$), nos quais as distorções são iguais para as duas partículas emergentes, e tampouco para os casos em que se desprezam as distorções (PWIA).

Quantitativamente, a polarização efetiva $\vec{P}(\vec{k}_3)$ do núcleon-alvo com isospin fixo e spin quantizado na direção z é um vetor cujas componentes são dadas por [10]:

$$P_x(\vec{k}_3) = \frac{2\text{Re} \left[\sum_{m_{A-1}, m_A} g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(+)*}(\vec{k}_3) g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(-)}(\vec{k}_3) \right]}{\sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_n |g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(n)}(\vec{k}_3)|^2},$$

$$P_y(\vec{k}_3) = \frac{2\text{Im} \left[\sum_{m_{A-1}, m_A} g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(+)*}(\vec{k}_3) g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(-)}(\vec{k}_3) \right]}{\sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_n |g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(n)}(\vec{k}_3)|^2} \quad (\text{II.56})$$

e

$$P_z(\vec{k}_3) = \frac{\sum_{m_{A-1}, m_A} \left[|g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(+)}(\vec{k}_3)|^2 - |g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(-)}(\vec{k}_3)|^2 \right]}{\sum_{m_{A-1}, m_A} \sum_n |g'_{m_{A-1}, m_A}{}^{(n)}(\vec{k}_3)|^2},$$

onde $(n) = (+)$ ou $(-)$ indica as possíveis orientações de spin do núcleon-alvo.

Nesse trabalho adotamos o plano xy como o plano de espalhamento. Para essa escolha, já que existe simetria especular, P_z é a única componente de $\vec{P}(\vec{k}_3)$ que afeta a colisão e vamos denotá-la por P_{ef} .

É interessante comparar as polarizações efetivas de dois estados-finais desdobrados pela ação da interação spin-órbita nuclear [58]. Para tanto suponhamos, inicialmente, que esses dois estados com $j = \ell + 1/2$ e $j = \ell - 1/2$ sejam exatamente degenerados. Neste caso a polarização efetiva total (P_{ef}^{total}) desses dois estados degenerados é exatamente igual a zero, porque a distorção não pode selecionar núcleons polarizados (sempre podemos selecionar uma base na qual não ocorra a correlação spin-órbita). Considerando os números de ocupação de cada subcamada obtemos:

$$P_{ef}^{total} = \left[2\left(\ell + \frac{1}{2}\right) + 1 \right] P_{ef}^{j = \ell + 1/2} + \left[2\left(\ell - \frac{1}{2}\right) + 1 \right] P_{ef}^{j = \ell - 1/2} = 0$$

ou

$$(\ell + 1) P_{ef}^{j = \ell + 1/2} + \ell P_{ef}^{j = \ell - 1/2} = 0 \quad (II.56')$$

No caso real, entretanto, os estados não são degenerados e, logo, as polarizações efetivas $P_{ef}^{j = \ell \pm 1/2}$ podem variar pelo efeito, sobre a função de onda, das diferentes energias de ligação dos dois estados. Essa diferença tem grande influência, como se sabe, sobre a normalização relativa das seções de choque não polarizadas, porque as caudas exponenciais das funções de onda dependem da energia de ligação. Entretanto, esses valo

res absolutos das seções de choque se cancelam na expressão da polarização efetiva que, logo, é pouco sensível a detalhes da função de onda espacial. Isto pode ser confirmado por cálculos da polarização efetiva com diferentes funções de onda espaciais [18]. Assim podemos concluir que a relação II.56' é aproximadamente verdadeira para o caso real, no qual os estados $j = l \pm 1/2$ não são degenerados. Para núcleos de camadas fechadas como ^{16}O (camada-1p), ^{40}Ca (camada-1d e camada-1p), bem descritos pelo modelos de camadas, deve ser válida a relação seguinte:

$$(l+1) P_{ef}^{j=l+1/2} + l P_{ef}^{j=l-1/2} \approx 0 \quad (\text{II.57})$$

para cada camada l .

Tendo em vista que os núcleons-alvo apresentam polarização efetiva, mesmo para o caso em que a partícula incidente não é polarizada, a seção de choque N-N livre a ser utilizada na descrição de um processo quase-livre deve incluir a polarização efetiva (indicada por P_3 na equação II.43). Além disso, se ambas as partículas de um espalhamento livre são polarizadas, a seção de choque desse espalhamento varia consideravelmente para polarizações paralelas ou anti-paralelas. Principalmente por isso os espalhamentos quase-livres assimétricos com partículas incidentes polarizadas apresentam uma assimetria, definida como:

$$A = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\uparrow) - \frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\downarrow)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\uparrow) + \frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\downarrow)} \quad (\text{II.58})$$

onde entre parênteses está indicado o sentido da polarização da

partícula incidente.

Uma vez que essas assimetrias dependem do estado e do momentum do nêutron-alvo [18], elas podem ser úteis na investigação dos estados-furo produzidos em processos quase-livre. As assimetrias são grandezas interessantes para a avaliação da aproximação de impulso, pois grande parte das incertezas teóricas são canceladas no seu cálculo, como argumentamos na seção II.1.

II.6 - Distorções

Conforme abordado anteriormente, os espalhamentos múltiplos influem significativamente sobre as seções de choque de correlação, contribuindo os espalhamentos inelásticos para a contagem de fundo e os elásticos, para reduzir e modificar a forma dessas seções de choque.

No presente trabalho simulamos os espalhamentos múltiplos por potenciais óticos [7] complexos do tipo poço quadrado, independentes da interação spin-órbita e da interação coulombiana entre o próton incidente (e emergente(s)) e o núcleo residual.

A influência do termo spin-órbita do potencial ótico sobre a seção de choque de correlação foi investigada por Schneider [59] e Chant [60]. Schneider não considera as distorções de spin-órbita sofridas pelas partículas emergentes porque, como as polarizações dessas partículas não são medidas, é feita uma soma sobre seus spins. Esta soma, desde que o termo de spin-órbita seja real, deve cancelar os efeitos de rotação dos spins, en

quanto que as diferenças entre as distorções produzidas nos dois diferentes estados de spin são desprezíveis frente às provocadas pelo potencial central [61]. Visto que na maioria dos casos tem sido possível, com potenciais óticos fenomenológicos com parte real dominante, o ajuste de distribuições angulares e polarizações de espalhamentos próton-núcleos, essa referência só considera a parte real do termo de spin-órbita, mostrando que sua influência, sobre a seção de choque de correlação, é da ordem de 10%.

Chant et al [60] incluem esse termo para as partículas incidente e emergentes, calculando as distorções com o método de ondas parciais. Os resultados desse estudo indicam que os efeitos de spin-órbita do potencial ótico são pequenos ($\leq 10\%$) para os estados com $l \neq 0$, confirmando os resultados de Schneider [59]. De acordo com a referência [60], para $l = 0$ a assimetria pode ser afetada apreciavelmente devido ao termo de spin-órbita.

A repulsão coulombiana entre o próton incidente (emergente(s)) e o núcleo residual foi incluída no potencial ótico por Bengtsson et al [61], os quais concluíram que para energias intermediárias a contribuição desse termo nas distorções é pequena.

Na forma dos potenciais óticos escolhidos não levamos em conta sua consistência com a distribuição de densidade nuclear, que pode afetar apreciavelmente a seção de choque de correlação [62]. No entanto, sobre as assimetrias, a influência da forma dos potenciais óticos é consideravelmente menor [60], já

que as assimetrias são resultantes de razões entre seções de choque. Como estamos interessados em assimetrias e razões entre seções de choque de correlação, a forma dos potenciais óticos é pouco relevante.

Para descrever como podemos obter os parâmetros do potencial ótico complexo (U_j) a partir de dados experimentais de espalhamento N-N livre, vamos escolher para o mesmo a forma seguinte:

$$U_j = \begin{cases} V_j + iW_j & r < R; \quad j = 0, 1, 2 \\ 0 & r > R \end{cases} . \quad (\text{II.59})$$

A parte imaginária do potencial ótico (W_j) é obtida a partir da razão de absorção das partículas no núcleo [63], resultando igual a:

$$|W_j| = \frac{\mu^2 c^2 k_j}{2E_j \lambda_j}; \quad j = 0, 1, 2, \quad (\text{II.60})$$

sendo λ_j o livre caminho médio do nêutron j . Se T_j' é a energia cinética desse nêutron na matéria nuclear, λ_j é expresso em termos da seção de choque total média (σ') do espalhamento do próton incidente pelo nêutron-alvo no núcleo do seguinte modo:

$$\lambda_j = \frac{1}{\rho \sigma' (T_j')} ; \quad j = 0, 1, 2, \quad (\text{II.61})$$

onde ρ é a densidade da matéria nuclear, que admitimos do tipo poço quadrado e de largura igual ao raio nuclear (R), ou seja:

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi R^3} (A - 1) & r < R \\ 0 & r > R \end{cases} \quad (\text{II.62})$$

O fator $(A - 1)$ na expressão II.62 ocorre porque na aproximação de impulso a interação da partícula incidente com o nêucleon-alvo é considerada explicitamente no cálculo da seção de choque livre (II.43) e, por isso, o potencial ótico que atua sobre as partículas da colisão quase-livre (inclusive sobre a incidente) é gerado pelas restantes $(A - 1)$ partículas do núcleo. Para o raio, no entanto, tomamos o valor do raio do núcleo-alvo, pois supomos que a reação ocorre num intervalo de tempo tão pequeno, que não há alteração do raio nuclear durante o processo. O raio nuclear pode ser determinado a partir do valor experimental do raio quadrático médio [64] com o uso da relação:

$$R^2 = \frac{5}{3} \langle r^2 \rangle, \quad (\text{II.63})$$

válida para uma densidade uniforme como a II.62.

É importante observar que a seção de choque σ' se refere ao espalhamento do próton incidente pelo nêucleon-alvo dentro do núcleo e, como tal, está sujeita ao princípio de exclusão de Pauli. Segundo Goldberger [65], a inclusão do princípio de Pauli na matéria nuclear, conduz à seguinte relação entre a seção de choque na matéria nuclear (σ') e a seção de choque livre ($\bar{\sigma}$):

$$\sigma'(T_j) = \begin{cases} \bar{\sigma}(T'_j) \left[1 - \frac{7}{5} \frac{\epsilon_F}{T'} \right], & T' > 2\epsilon_F \\ \bar{\sigma}(T'_j) \left[1 - \frac{7}{5} \frac{\epsilon_F}{T'} + \frac{2}{5} \frac{\epsilon_F}{T'} \left(2 - \frac{T'}{\epsilon_F} \right)^{5/2} \right], & T' < 2\epsilon_F \end{cases} \quad j=0,1,2 \quad (\text{II.64})$$

sendo ϵ_F a energia de Fermi, T_j , a energia cinética do núcleon j fora da matéria nuclear e $T'_j = T_j - V_j$. Os valores de V_j , parte real do potencial ótico nuclear que atua sobre o núcleon j , podem ser encontrados na referência [66]. A energia de Fermi é obtida do momentum de Fermi que obedece a relação $R=1.52 k_F^{-1} A^{1/3}$ [67].

As seções de choque $\bar{\sigma}(T'_j)$ são determinadas de resultados experimentais [68] para espalhamentos pp (σ_{pp}) e pn (σ_{pn}) livres e ponderadas pelo número de interações de cada tipo. (Lembramos que o potencial ótico é gerado pelo núcleo residual.) Considerando núcleos-alvo com igual número de prótons e nêutrons, numa reação (p,2p), o núcleo residual é formado por $(\frac{A}{2} - 1)$ prótons e $\frac{A}{2}$ nêutrons. Nesse caso, a média ponderada a ser tomada para a partícula j , com energia T'_j , na matéria nuclear, pode ser escrita como:

$$\bar{\sigma}_j^{(A-1)\chi_{(p,2p)}} = \frac{\frac{A}{2}(\sigma_{pp} + \sigma_{pn}) - \sigma_{pp}}{A-1} \quad j = 0,1,2 \quad (\text{II.65})$$

Na reação (p,pn), no entanto, o núcleo residual é constituído de $(\frac{A}{2} - 1)$ nêutrons e $\frac{A}{2}$ prótons e $\bar{\sigma}_j$ toma a forma:

$$\bar{\sigma}_j^{(A-1)\chi_{(p,pn)}} = \frac{\frac{A}{2}(\sigma_{pp} + \sigma_{pn}) - \sigma_{pn}}{A-1} \quad j = 0,1$$

e

$$\bar{\sigma}_j(A-1, X_{(p,pn)}) = \frac{A(\sigma_{np} + \sigma_{nn}) - \sigma_{nn}}{A-1} \quad j = 2 \quad . \quad (\text{II.66})$$

Devido à simetria de isospin ($\sigma_{pp} = \sigma_{pn}$), a seção de choque $\bar{\sigma}_j$ para o nêutron emergente na reação (p,pn) é igual a do próton arrancado na reação (p,2p), conforme pode ser visto nas equações II.65 e II.66. Portanto, para reações (p,2p) e (p,pn) os livres caminhos médios (II.61) das partículas ejetadas com mesma energia cinética são os mesmos, bem como as partes imaginárias dos potenciais óticos.

As partes reais dos potenciais óticos podem ser determinadas a partir das imaginárias, conhecendo-se os valores experimentais [7,69,70] das razões entre ambas:

$$\alpha_j = \frac{V_j}{W_j} ; \quad j = 0,1,2 \quad . \quad (\text{II.67})$$

Conhecidos os potenciais óticos, calculamos as funções de distorção com a aproximação semi-clássica WKB, porque esta torna os aspectos físicos do problema mais claros e tem se mostrado uma aproximação razoável a partir de energias da ordem de 150 MeV [37,38]. O método de ondas parciais requer um tempo computacional bastante superior e, além disso, para casos nos quais o método WKB não se constitua numa boa aproximação, a fatoração também não o será.

No método semi-clássico WKB as distorções são dadas por:

$$D_0(\vec{r}) = \exp \left[-\frac{iE_0}{\hbar^2 c^2 k_0} \int_{-\infty}^0 U_0(\vec{r} + s\vec{k}_0) ds_0 \right]$$

(II.68)

e

$$D_j(\vec{r}) = \exp \left[-\frac{iE_j}{\hbar^2 c^2 k_j} \int_0^{\infty} U_j(\vec{r} + s\vec{k}_j) ds_j \right]; \quad j = 1, 2,$$

sendo U_j o potencial ótico que atua sobre a partícula j e a integração tomada sobre as trajetórias clássicas das partículas. Denotando por ℓ_j essas trajetórias na região de atuação do potencial ótico, obtemos das equações (II.60), (II.67) e (II.68):

$$D_j(r) = e^{-\frac{\ell_j}{2\lambda_j} (1 - i\alpha_j)}; \quad j = 0, 1, 2. \quad (\text{II.69})$$

Na próxima seção discutimos alguns aspectos referentes às funções de onda nuclear que usamos nos cálculos do capítulo IV.

II.7 - Função de Onda Nuclear

Adotamos o modelo de partícula-única, desprezando interações residuais de longo alcance entre os núcleons e admitindo o acoplamento jj puro. Para espalhamentos em núcleos com camadas fechadas, por exemplo o ^{16}O e o ^{40}Ca , este modelo é bem razoável. Para núcleos que apresentam um acoplamento intermediário entre jj e LS , tais como o ^{12}C e o ^{14}N , é mais apropriada a descrição em termos desse acoplamento [71]. No entanto, uma vez asse

gurada a validade das demais aproximações envolvidas no formalismo, a própria polarização efetiva, sendo sensível ao acoplamento, pode auxiliar na sua determinação, conforme sugerido na referência [58].

No modelo extremo de partícula-única a integral de superposição (II.28) pode ser escrita na forma [26]

$$g'_{jm}(\vec{k}_3) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}} \sum_{i=0}^2 D_i(\vec{r}) \psi_{jm}(\vec{r}) d^3r, \quad (\text{II.70})$$

onde $\psi_{jm}(\vec{r})$ é a função de onda do nêutron-alvo no estado inicial. No acoplamento jj puro, as camadas nucleares são caracterizadas pelos números quânticos n , ℓ e j e a função de onda ψ_{jm} , expandida em termos dos números quânticos ℓ , m_ℓ , s e m_s , tem a forma:

$$\psi_{jm}(\vec{r}) = \sum_{\substack{m_\ell, m_s \\ m_\ell + m_s = m}} (\ell s m_\ell m_s | jm) \psi_{\ell m_\ell}(\vec{r}) \chi_s^{m_s}, \quad (\text{II.71})$$

sendo $(\ell s m_\ell m_s | jm)$ os coeficientes de Clebsch-Gordon e $\chi_s^{m_s}$, a função de onda de spin.

Como consequência, as funções necessárias para o cálculo da integral de superposição são:

$$g'^{(\pm)}_{jm}(\vec{k}_3) = \sum_{\substack{m_\ell \\ m_\ell \pm 1/2 = m}} (\ell s m_\ell \pm 1/2 | jm) g'_{\ell m_\ell}(\vec{k}_3), \quad (\text{II.72})$$

sendo

$$g'_{\ell m_\ell}(\vec{k}_3) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}} \sum_{i=0}^2 D_i(\vec{r}) \psi_{\ell m_\ell}(\vec{r}) d^3r$$

Teodoro [26] apresenta detalhadamente a obtenção das funções $g'_{jm}(\vec{k}_3)$ para os estados $1p_{1/2}$, $1p_{3/2}$ e $1s_{1/2}$.

Em trabalhos anteriores [18,56] as funções de onda nucleares de prótons e nêutrons foram geradas por potenciais centrais do tipo poço quadrado de profundidade tal que o autovalor de energia coincide com o valor experimental das energias de separação de prótons e nêutrons, respectivamente. Como essas energias não são iguais, tais funções de onda são distintas, inclusive na região superficial do núcleo onde, em decorrência da forte absorção, ocorre a maioria dos eventos quase-livres. Conseqüentemente, as distribuições de momentum, resultantes dessas funções de onda, se diferenciam conforme mostram as curvas traçadas e traço-ponto da figura II.7, num exemplo típico de casos que consideramos no capítulo IV.

No presente trabalho, entretanto, empregamos potenciais geradores da função de onda nuclear mais realísticos que os citados, pois incluimos o potencial coulombiano nuclear médio (detalhes no apêndice A). Esse potencial apresenta, no interior do núcleo, uma profundidade que é menor no caso de prótons que no de nêutrons, produzindo uma energia de separação para os prótons menor que a dos nêutrons, de acordo com os resultados experimentais. Por outro lado, contudo, a inclusão do termo coulombiano fora da região em que o potencial é forte atua no sentido de diminuir a cauda da função de onda dos prótons. Desse modo, o efeito das diferentes energias de separação de prótons e nêutrons,

sobre a cauda da função de onda, é atenuado quando a interação coulombiana é considerada. Por esta razão, as distribuições de momentum de prótons e nêutrons são muito similares, quando se admite para os prótons o mesmo potencial nuclear de nêutrons acrescido da interação coulombiana média. Na figura II.7 fazemos a comparação entre estas distribuições de momentum e a distribuição de momentum de prótons obtida com a função de onda gerada por um potencial do tipo poço quadrado, que reproduz a energia de separação dos prótons. Essa figura mostra que é pequeno o efeito total do potencial coulombiano sobre a distribuição de momentum e que, numa boa aproximação, podemos usar a mesma função de onda para prótons e nêutrons. Ainda assim, no presente trabalho, consideramos o potencial do modelo de camadas de prótons igual ao de nêutrons, porém acrescido da interação coulombiana.

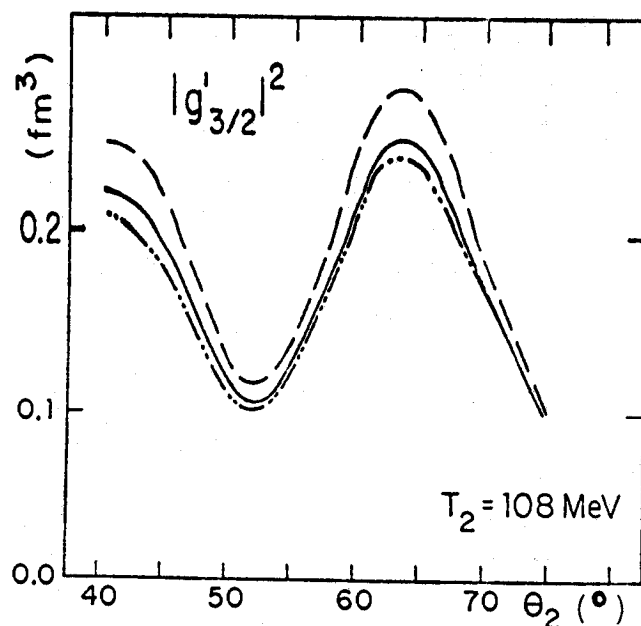


Figura II.7 - Distribuição de momentum para funções de onda de partícula-única gerada por um poço quadrado que fornece a energia de separação de 16 MeV do próton no estado- $1p_{3/2}$ do ^{12}C (linha tracejada); por um poço quadrado que fornece a energia de separação de 19 MeV do nêutron no mesmo estado (linha traço-ponto) e pelo mesmo potencial quadrado do nêutron acrescido da interação coulombiana, fornecendo novamente a energia de separação do próton 16 MeV (linha cheia). Nessa reação $T_0 = 400$ MeV e $\theta_1 = 27^\circ$.

É claro que para o cálculo de seções de choque de correlação seria mais recomendável o uso de um potencial nuclear ainda mais realístico como, por exemplo, o potencial de Woods-Saxon. No entanto, como estamos interessados no cálculo de razões entre essas seções de choque, acreditamos que um poço quadrado acrescido da interação coulombiana seja suficiente para representar o potencial nuclear.

No próximo capítulo discutimos maneiras apropriadas para avaliar a aproximação de impulso com o formalismo descrito neste capítulo.

III - APROXIMAÇÃO DE IMPULSO TESTADA COM REAÇÕES QUASE-LIVRES

Em princípio, a comparação entre resultados teóricos e experimentais de qualquer reação nuclear, cujo formalismo teórico se vale da aproximação de impulso, pode ser utilizada para avaliar a qualidade dessa aproximação. Conforme vimos anteriormente, entretanto, as reações quase-livres apresentam a vantagem de serem resultantes da interação violenta da partícula incidente com um único centro espalhador, enquanto os espalhamentos elásticos e inelásticos são provocados por diversos centros espalhadores que, nessa aproximação, atuam independentemente. Ainda assim, existem dificuldades provenientes dos espalhamentos múltiplos, no cálculo das seções de choque de processos quase-livres. Sob este aspecto, são interessantes as reações quase-livres que apresentam as mesmas distorções e, logo, diferem essencialmente pelo mecanismo de arrancamento. Reações desse tipo, como veremos a seguir, são aquelas em que há variação do spin e/ou isospin das partículas responsáveis pela interação direta, enquanto as condições cinemáticas e geométricas são mantidas fixas.

Nosso objetivo neste capítulo é destacar maneiras apropriadas para testar a aproximação de impulso com reações quase-livres. Deixamos para o próximo capítulo a aplicação desses testes a exemplos concretos, dos quais extraímos informações sobre as condições de aplicabilidade da aproximação de impulso, através da comparação entre resultados teóricos e experimentais. Para maior clareza e consistência deste capítulo, repetimos aqui alguns dos comentários apresentados no capítulo II, em especial,

os que dizem respeito às imprecisões decorrentes das distorções.

III.1 - Variação do Spin

Vamos avaliar a aproximação de impulso através de reações quase-livres ($\vec{p}, 2p$), comparando os resultados dessas reações ao variar o spin (polarização) da partícula incidente.

De acordo com a seção II.3, a seção de choque de espalhamentos quase-livres em DWIA é dada, na sua forma fatorada, pela relação:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \text{F.C.} |g'(\vec{k}_3)|^2 \frac{d\sigma^{\ell}}{d\Omega} \quad , \quad (\text{II.41})$$

onde o fator cinemático é:

$$\text{F.C.} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2}{k_0 E_3} E_0^2 \quad . \quad (\text{II.42})$$

A distribuição de momentum distorcida no modelo extremo de partícula-única é dada por:

$$|g'(\vec{k}_3)|^2 = \frac{1}{(2\pi)^3} \left| \int e^{-i\vec{k}_3 \cdot \vec{r}} \sum_{i=0}^2 D_i(\vec{r}) \psi_{jm}(\vec{r}) d^3r \right|^2 \quad (\text{II.70})$$

e a seção de choque livre para a colisão entre dois núcleons com polarizações P_0 e P_{ef} perpendiculares ao plano de espalhamento, por:

$$\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}(P_{ef}, P_o) = I_o(\bar{\theta}) \left[1 + (P_{ef} + P_o)P(\bar{\theta}) + P_{ef}P_o C_{nn}(\bar{\theta}) \right] . \quad (II.43)$$

$P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ são calculadas a partir dos elementos da matriz de transição obtidos por deslocamentos de fase dependentes de energia [54].

Queremos analisar o efeito da variação do spin do próton incidente na seção de choque de correlação de reações ($\vec{p}, 2p$). Para tanto verificamos na equação II.42 que o fator cinemático não depende do spin e consideraremos a influência da variação do spin na seção de choque livre e na distribuição de momentum distorcida.

Podemos superavaliar a influência do spin sobre a seção de choque livre considerando tanto o próton incidente quanto o próton-alvo com 100% de polarização ($P_o = P_{ef} = 1$). Tomando os valores típicos para $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$, 0.3 e 0.8, respectivamente (figura II.4), as razões entre as seções de choque livres (II.43), quando é invertido o sentido da polarização incidente, é:

$$\frac{\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}(++)}{\frac{d\sigma^{\ell}}{d\bar{\Omega}}(+-)} = \frac{1 + 2 \times 0.3 + 0.8}{1 + 0 \times 0.3 - 0.8} = \frac{2.4}{0.2} = 10 ,$$

onde (++) se refere às polarizações da partícula-alvo e do projétil, respectivamente.

Vemos assim, que essa razão é sensivelmente dependente da polarização do núcleo-alvo e serve, conseqüentemente, como um bom analisador. Mesmo para valores típicos de P_{ef} entre

0.3 e 0.6 (conforme apresentamos no próximo capítulo) essa razão varia entre 3 e 5, enquanto não chega a 2, quando não há polarização do nêutron-alvo.

Pelas razões apresentadas na seção II.6, é razoável desprezar as distorções de spin-órbita, pelo menos para os estados com $l \neq 0$. Nesta aproximação, as distribuições de momentum distorcidas (II.39) são independentes da polarização P_0 da partícula incidente e a assimetria de processos quase-livres se torna uma grandeza particularmente útil, pois depende apenas da seção de choque livre. Senão, vejamos. A assimetria definida na seção II.5 é dada por:

$$A = \frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\uparrow) - \frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\downarrow)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\uparrow) + \frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} (\downarrow)} \quad (\text{II.58})$$

Utilizando a seção de choque de correlação na sua forma fatorada (II.41) podemos cancelar os fatores cinemáticos e as distribuições de momentum distorcidas na relação acima. Deste modo, a assimetria se reduz a uma expressão que depende unicamente das seções de choque livres:

$$A = \frac{\frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}} (\uparrow\uparrow) - \frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}} (\downarrow\downarrow)}{\frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}} (\uparrow\uparrow) + \frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}} (\downarrow\downarrow)} \quad (\text{III.1})$$

da qual, usando a equação (II.43), imediatamente obtemos:

$$A = P_0 \frac{P(\bar{\theta}) + P_{ef} C_{nn}(\bar{\theta})}{1 + P(\bar{\theta}) P_{ef}} \quad (\text{III.2})$$

Esta relação nos mostra claramente que as assimetrias de processos quase-livres podem ser obtidas simplesmente conhecendo-se a polarização efetiva do nêutron arrancado e calculando-se a polarização ($P(\bar{\theta})$) e o parâmetro de correlação de spin ($C_{nn}(\bar{\theta})$) para o espalhamento próton-nêutron livres. Visto que estas funções dependem de energia e ângulo, ao calculá-las, por exemplo com a prescrição inicial e a final, de acordo com a seção II.4, podemos estimar os efeitos de fora da camada de energia.

Uma vez que a expressão acima para a assimetria foi deduzida supondo-se válidas as aproximações de impulso e de fatoração, se estas aproximações estiverem corretas, as assimetrias teóricas (assim calculadas) devem concordar com as experimentais. Um caso particular é o estado-s, para o qual, já que $\ell = 0$, a polarização efetiva é nula (seção II.5) e a assimetria do espalhamento quase-livre (A) deve ser igual à polarização do espalhamento livre ($P(\bar{\theta})$). Para os outros estados, entretanto, é preciso determinar teoricamente a polarização efetiva. Estes cálculos apresentam as inconveniências decorrentes dos efeitos de distorção, mas de um modo reduzido, já que a polarização efetiva provém da razão entre distribuições de momentum distorcidas (equação II.56).

Para evitar totalmente a introdução de incertezas teóricas decorrentes, principalmente, dos potenciais óticos, vamos determinar a polarização efetiva a partir apenas de assimetrias experimentais e parâmetros do espalhamento N-N livres. Isso pode ser obtido com a relação:

$$P_{ef} = \frac{A^{exp} - P(\bar{\theta})P_0}{P_0 C_{nn}(\bar{\theta}) - A^{exp}P(\bar{\theta})} \quad , \quad (III.3)$$

dependente apenas da utilização da aproximação de impulso e da fatoração. Vale lembrar que nas situações que consideramos no capítulo IV, são pequenas as variações dos elementos de matriz p-N com as componentes de momentum, introduzidas pelas distorções e, logo, podemos esperar que a fatoração seja uma boa aproximação [17,39].

Um teste mais direto que a comparação entre assimetrias teóricas e experimentais é a verificação de quão bem a polarização efetiva (III.3), obtida de assimetrias experimentais, satisfaz a relação:

$$(\ell + 1) P_{ef}^{j = \ell + 1/2} + \ell P_{ef}^{j = \ell - 1/2} = 0 \quad , \quad (II.57)$$

apresentada na seção II.5. Como já discutimos antes, essa relação para uma certa camada ℓ é apenas aproximadamente igual a zero, porque os estados $j = \ell \pm 1/2$ têm diferentes energias de separação, ou seja, não são degenerados. Uma estimativa teórica em casos considerados no capítulo IV, nos estados-1p do ^{16}O , mostra que essa relação pode ser considerada igual a zero com um erro médio de 6%, para as regiões significativas das distribuições de momentum não distorcidas. Assim, esperamos que a relação II.57 seja obedecida para as polarizações efetivas (III.3), determinadas de dados experimentais, a menos de um erro da mesma ordem que o verificado nos cálculos teóricos.

Para finalizar, vale observar que a relação II.57 for

nece desvios quantitativos da aproximação de impulso, que não podem ser justificados por imprecisões na função de onda do modelo de camadas e nas distorções, já que essa expressão é independente do potencial do modelo de camadas e do potencial ótico [58].

No próximo capítulo analisamos as reações $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV, sob este enfoque.

III.2 - Variação do Isospin

Vamos considerar espalhamentos quase-livres com partículas incidentes não polarizadas e analisar a influência da variação do isospin dos núcleons envolvidos na interação direta. Estudaremos reações (p,2p) e (p,pn) nas mesmas condições cinemáticas e geométricas.

Novamente, as maiores imprecisões na seção de choque de correlação estão contidas nas distribuições de momentum distorcidas, pelo que, consideraremos processos (p,2p) e (p,pn) em núcleos-alvo com isospin total $T=0$ e núcleos residuais-espelhos, nas mesmas condições geométricas e cinemáticas. Nestes casos, devido à invariância de isospin, esperamos que as distribuições de momentum dos estados de próton e nêutron sejam bastante semelhantes e, sendo assim, que seja cancelada grande parte das imprecisões nas razões entre as seções de choque de correlação de processos (p,2p) e (p,pn). Estas razões diferem das razões entre as correspondentes seções de choque livres devido aos fatores cinemáticos e às distribuições de momentum distorcidas, conforme pode ser visto na equação a seguir:

$$R = \frac{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}\right)_{(p,2p)}}{\left(\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}\right)_{(p,pn)}} = \frac{(F.C.)_{(p,2p)} |g'_p|^2 \left(\frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}}\right)_{pp}}{(F.C.)_{(p,pn)} |g'_n|^2 \left(\frac{d\sigma^l}{d\bar{\Omega}}\right)_{pn}}, \quad (\text{III.4})$$

onde utilizamos a seção de choque de correlação na sua forma fatorada (II.41).

Por conveniência, definimos o fator

$$C(E, \theta) = \frac{(F.C.)_{(p,2p)} |g'_p|^2}{(F.C.)_{(p,pn)} |g'_n|^2}, \quad (\text{III.5})$$

onde E e θ simbolizam a dependência nas energias T_0 , T_1 , T_2 e S , e nos ângulos θ_1 , θ_2 e θ_3 .

Os desvios de $C(E, \theta)$ do valor 1, previsto pela aproximação de impulso, permitem avaliar quantitativamente a validade dessa aproximação. É oportuno observar que, nessa comparação, devem ser evitadas as regiões das seções de choque de correlação, nas quais os efeitos dos espalhamentos múltiplos se tornam relevantes, pois erros consideráveis podem ser introduzidos no cálculo das razões.

Os desvios do valor previsto pela aproximação de impulso para o fator $C(E, \theta)$ devem-se, principalmente, às distribuições de momentum distorcidas de prótons e nêutrons, cujas razões diferem de 1 em decorrência dos seguintes fatores:

a) diferentes funções de onda nucleares para prótons e nêutrons;

b) potenciais óticos distintos, gerados por diferentes núcleos residuais;

c) diferentes momenta assintóticos, provocados pelas distintas energias de separação de prótons e nêutrons.

Além disso, a razão entre os fatores cinemáticos também pode diferir do valor 1, devido às diferentes energias de separação de prótons e nêutrons e à arbitrariedade na escolha dos momenta relevantes ao espalhamento quase-livre.

Se os desvios resultantes dos fatores acima mencionados forem desprezíveis, o uso de razões entre seções de choque de correlação elimina boa parte das incertezas, nas regiões significativas das distribuições de momentum não distorcidas. Vamos, por ora, discutir qualitativamente a importância das diferenças citadas. No próximo capítulo, apresentamos resultados quantitativos do fator $C(E, \theta)$ para as reações $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$ a 400 MeV.

Embora a cauda da função de onda seja essencial em processos quase-livres, cuja ocorrência se dá, predominantemente, na superfície nuclear, a discussão sobre a função de onda nuclear, desenvolvida na seção II.7, mostra que o efeito total do potencial coulombiano na função de onda é tão pequeno que as distribuições de momentum distorcidas para prótons e nêutrons (considerando mesmos potenciais óticos e momenta assintóticos) são essencialmente as mesmas (ver figura II.7). Neste caso, podemos supor que a interação coulombiana não causa sensíveis desvios em $C(E, \theta)$ do valor 1. No próximo capítulo verificamos a validade dessa afirmação.

Quanto aos potenciais óticos, é importante notar que o nêutron emergente na reação (p, pn) está sujeito ao mesmo potencial ótico que o próton arrancado na reação $(p, 2p)$, devido à

invariança de isospin. No entanto, os prótons da reação (p,pn) sofrem diferentes distorções comparados aos prótons de maior energia cinética da reação (p,2p), já que os potenciais óticos são gerados pelo núcleo residual, conforme a seção II.6. Tendo em vista a forte absorção nuclear, vamos avaliar o efeito do núcleo residual sobre a seção de choque de correlação, considerando somente as diferenças das partes imaginárias dos potenciais óticos.

As absorções podem ser estimadas [10] pelo cálculo do fator de redução $e^{-d/\lambda}$, onde d é a distância média percorrida pelo núcleon e λ , o livre caminho médio, cuja relação com a seção de choque total próton-núcleon média ($\bar{\sigma}$) foi apresentada na seção II.6:

$$\lambda = \frac{1}{\bar{\sigma}\gamma\rho},$$

sendo $\gamma = 1 - \frac{7}{5} \epsilon_F/T'$ o fator de correção devido ao princípio de Pauli e ρ , a densidade nuclear média. Uma vez que os núcleos residuais diferem somente pelo isospin de um de seus núcleons constituintes, podemos considerar σ e ρ iguais para os dois diferentes núcleos residuais.

Por outro lado, no caso de um potencial do tipo poço quadrado, o livre caminho médio é inversamente proporcional à parte imaginária do potencial ótico. Deste modo, a razão entre os livres caminhos médios no núcleo residual da reação (p,2p), representado por $A^{-1}\chi_{(p,2p)}$, e no núcleo residual da reação (p,pn) $A^{-1}\chi_{(p,pn)}$, é, numa boa aproximação, dada por:

$$\frac{\lambda^{(A-1)\chi(p,2p)}}{\lambda^{(A-1)\chi(p,pn)}} \approx \frac{W^{(A-1)\chi(p,pn)}}{W^{(A-1)\chi(p,2p)}} \approx \frac{\bar{\sigma}^{(A-1)\chi(p,pn)}}{\bar{\sigma}^{(A-1)\chi(p,2p)}} . \quad (\text{III.6})$$

Utilizando as seções de choque médias, dadas pelas equações II.65 e II.66, a razão entre as partes imaginárias dos potenciais óticos produzidos por núcleos residuais-espelhos é:

$$\frac{W^{(A-1)\chi(p,pn)}}{W^{(A-1)\chi(p,2p)}} \approx 1 + \frac{\sigma_{pp} - \sigma_{pn}}{\frac{A}{Z} (\sigma_{pp} + \sigma_{pn}) - \sigma_{pp}} . \quad (\text{III.7})$$

A diferença entre os potenciais óticos gerados por núcleos residuais-espelhos é mais pronunciada quanto menor o número de massa, pois neste caso torna-se mais relevante a variação do isospin de um dos núcleons constituintes do núcleo. O segundo termo da expressão III.7 mostra quantitativamente a influência do número de massa. Vamos por esse motivo calcular a razão III.7 para o núcleo-alvo de ^{12}C , o mais leve dentre os considerados neste trabalho. Um valor típico para σ_{pp}/σ_{pn} é 0.6 [68] de modo que, para o núcleo de ^{12}C , o segundo termo da equação III.7 é aproximadamente -0.04. Neste caso, da equação III.6, temos que:

$$\frac{\lambda^{(A-1)\chi(p,2p)}}{\lambda^{(A-1)\chi(p,pn)}} \approx \frac{W^{(A-1)\chi(p,pn)}}{W^{(A-1)\chi(p,2p)}} \approx 0.96 .$$

O efeito sobre a seção de choque de correlação, dado pela razão entre os fatores de redução, $e^{-d/\lambda}$, é:

$$\exp\left[-\frac{d}{\lambda(p,2p)}\right] \exp\left[\frac{d}{\lambda(p,pn)}\right] \approx \exp\left[-\frac{d}{\lambda(p,2p)} (1 - 0.96)\right] \quad (\text{III.8})$$

Para superavaliar admitiremos que a trajetória média do próton (d) é igual ao diâmetro nuclear que, no presente caso, é cerca de dois livres caminhos médios. Neste caso, a expressão III.8 se reduz a:

$$\exp\left[-\frac{d}{\lambda(p,2p)}\right] \exp\left[\frac{d}{\lambda(p,pn)}\right] \approx \exp[-2(1 - 0.96)] = 0.92 \quad .$$

Portanto, o efeito de diferentes núcleos residuais sobre as seções de choque de correlação, assim como o efeito da interação coulombiana, é pequeno reforçando a suposição de que os desvios de $C(E,\theta)$ em relação ao valor 1, previsto pela aproximação de impulso, são pouco significativos.

Finalmente, esperamos que as variações dos momenta as sintóticos, resultantes das diferentes energias de separação de prótons e nêutrons, não afetem apreciavelmente as distribuições de momentum distorcidas pois estas não são tão sensíveis a pequenas variações de momentum [19]. Essas variações de momentum também poderiam levar a razão entre os fatores cinemáticos a valores distintos de 1, entretanto, seus efeitos são menores que os decorrentes do uso de diferentes prescrições (inicial ou final) na escolha dos momenta relevantes à colisão quase-livre. Por exemplo, nas tabelas B.12 a B.15, vemos que os valores dos fatores cinemáticos para as reações $(p,2p)$ e (p,pn) , numa mesma prescrição, apresentam melhor concordância, que os valores obti

dos com as prescrições inicial e final para uma mesma reação. Como ilustração da ordem de grandeza desses efeitos as tabelas do apêndice B nos indicam que:

$$\left[\frac{(F.C.)_{(p,2p)}}{(F.C.)_{(p,pn)}} \right]_{\text{inicial ou final}} < 1.01 \quad \text{e} \quad \left[\frac{(F.C.)_{\text{cinem.inicial}}}{(F.C.)_{\text{cinem.final}}} \right]_{(p,2p) \text{ ou } (p,pn)} < 1.03$$

De acordo com a seção II.3, a influência da prescrição pode ser levada em conta através do cálculo do fator $C(E,\theta)$ nas duas prescrições extremas. Neste caso, já que o momentum da partícula incidente é muito maior que o momentum do nucleon-alvo, determinamos uma faixa estreita de possíveis valores de $C(E,\theta)$. Os resultados quantitativos do próximo capítulo indicam que os desvios (em relação à unidade) da razão entre os fatores cinemáticos das reações $(p,2p)$ e (p,pn) não ultrapassam 4%; mesmo quando se toma a cinemática inicial para uma das reações e a final para a outra.

Esperamos, portanto, que o valor de $C(E,\theta)$ seja muito próximo de 1, já que as distribuições de momentum distorcidas e os fatores cinemáticos de reações $(p,2p)$ e (p,pn) são muito semelhantes. Os cálculos da seção III.2 confirmam a validade desta suposição e, logo, da própria aproximação de impulso, nas situações geométricas que correspondem a regiões significativas das distribuições de momentum não distorcidas.

Resta considerar a influência das distorções nas seções de choque livre, através da polarização efetiva. Tomando os valores típicos (seção II.4) de $P(\bar{\theta})$ e P_{ef} como 0.3, a seção de

choque livre, quando o próton incidente não é polarizado, varia cerca de 10%, em decorrência da inclusão da polarização efetiva. Este efeito é reduzido na razão entre seções de choque livre próton-próton e próton-nêutron, pois P_{ef} e $P(\bar{\theta})$ são de mesmo sinal e magnitude semelhante nos processos $(p,2p)$ e (p,pn) , conforme a figura II.4.

III.3 - Variação do Spin e Isospin

A polarização efetiva das partículas nucleares é fortemente dependente das propriedades nucleares sendo, por isso, uma grandeza interessante para a investigação da estrutura nuclear [58]. Por exemplo, a polarização efetiva serve como instrumento para investigar desvios do modelo de camadas, por deformações ou aglomerados [58,72]. Os resultados experimentais têm [73-75] confirmado, pelo menos qualitativamente, a forte dependência da assimetria com o número quântico j que, no modelo que utilizamos, é devida essencialmente à polarização efetiva da partícula arrancada. A existência de discrepâncias, em alguns casos, requer outras avaliações da aproximação de impulso e da própria polarização efetiva. Um teste bastante direto para a polarização efetiva, discutido na seção III.1, requer o conhecimento das assimetrias experimentais e, a partir destas, a determinação da polarização efetiva, para a qual se conhece uma relação teórica (II.57) válida para as camadas λ fechadas dos núcleos descritos pelo modelo de camadas.

No sentido de ampliar a possibilidade de testar a apro

ximação de impulso através da polarização efetiva de camadas nucleares abertas, propomos que a polarização efetiva seja medida independentemente nas reações $(p,2p)$ e (p,pn) sob as mesmas condições geométricas e cinemáticas.

Além da colisão direta as principais diferenças que ocorrem entre reações $(p,2p)$ e (p,pn) , realizadas sob as mesmas situações cinemáticas e geométricas, como dito anteriormente, se devem à interação coulombiana, aos potenciais óticos e às pequenas diferenças nos momentos assintóticos. Na última seção, no entanto, vimos que estas diferenças são pequenas. Sendo assim, a polarização efetiva pode ser considerada a mesma para prótons e nêutrons, o que é confirmado por resultados deste trabalho. Como consequência, a comparação entre as polarizações efetivas obtidas das assimetrias experimentais de processos $(\vec{p},2p)$ e (\vec{p},pn) , deve fornecer elementos no julgamento da qualidade da aproximação de impulso.

Tendo em vista que ainda não existem resultados experimentais desse tipo, no próximo capítulo apresentamos previsões teóricas de assimetrias para as reações quase-livres $^{16}_0(\vec{p},2p)^{15}_N$ e $^{16}_0(\vec{p},pn)^{15}_O$ a 400 MeV.

Pelo exposto, concluímos que reações quase-livres com prótons incidentes polarizados em geometrias adequadas oferecem uma possibilidade ímpar para observar desvios quantitativos da aproximação de impulso. Nos testes que propomos estes desvios não podem ser justificados por incertezas nas funções de onda nucleares e nos potenciais óticos, pois estas incertezas são consideravelmente reduzidas nas razões entre seções de choque com variação de spin e/ou isospin.

Vale notar que as incertezas provocadas pelas distorções não são canceladas nas razões entre as seções de choque de correlação de dois estados diferentes de partícula-única, por exemplo, nas razões entre as seções de choque do estado- $p_{3/2}$ e do estado- $p_{1/2}$. Como consequência da alta localização das reações quase-livres na superfície nuclear, a cauda da função de onda é extremamente importante no cálculo das seções de choque de correlação. Como o estado- $p_{1/2}$ é menos ligado que o estado- $p_{3/2}$, sua cauda é maior, sendo favorecido quanto ao número de eventos quase-livres. Por este motivo, a razão entre as seções de choque de correlação entre esses estados não cancela as incertezas das distorções, como ocorre nas assimetrias ou nas razões entre as seções de choque $(p,2p)$ e (p,pn) tomadas sobre os mesmos estados de partícula-única.

No capítulo seguinte comparamos nossos resultados com dados experimentais, nas formas propostas neste capítulo.

IV - APLICAÇÕES A NÚCLEOS LEVES E COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Nestes últimos anos diversas experiências com reações (p,pN) quase-livres [43,73-76] foram realizadas em condições geométricas que propiciam um estudo mais direto das aproximações utilizadas. Nessas experiências foram medidas seções de choque de correlação e assimetrias de processos em que há variação ou do spin da partícula incidente ou do isospin do nêutron arrancado, em condições cinemáticas e geométricas fixas. Conforme discutido no capítulo III, na análise desses espalhamentos podemos reduzir os efeitos das distorções, através do cálculo ou das razões entre seções de choque ou das assimetrias. Assim sendo, esses processos propiciam uma boa fonte de informação sobre a interação nuclear direta da reação quase-livre e sobre a validade das aproximações essenciais, em especial, a aproximação de impulso.

Neste capítulo nos valem os dados experimentais [74-76] para comparar com nossos resultados teóricos. Como extensão, sugerimos uma experiência a qual, se confirmadas nosas previsões, reforçará as conclusões desse trabalho. Os casos que estudamos estão indicados na tabela IV.1, na qual constam: os núcleos-alvo, as reações estudadas, as energias dos prótons incidentes e as grandezas calculadas.

TABELA IV.1 - Esquema dos espalhamentos quase-livres que são investigados neste capítulo

Núcleo-Alvo	Reações Quase-Livres	Energia Incidente	Grandezas Calculadas
^{16}O	$(\vec{p}, 2p)$ e (\vec{p}, pn)	200 MeV	P_{ef}
		400 MeV	A e P_{ef}
^{40}Ca	$(\vec{p}, 2p)$	200 MeV	P_{ef}
^{12}C	$(p, 2p)$ e (p, pn)	400 MeV	R e P_{ef}

IV.1 - Reações $^{16}\text{O}(\vec{p}, pn)^{15}\text{X}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV

Conforme proposto na seção III.1, estudamos a importância da polarização efetiva na avaliação da aproximação de impulso, através da análise de assimetrias experimentais para as reações $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$.

Os dados experimentais que usamos, relativos aos estados-1p do ^{16}O , correspondem a onze situações cinemáticas. Destas, mostramos que apenas seis são interessantes para o cálculo da polarização efetiva. No caso do ^{40}Ca discutimos dados experimentais referentes a uma situação cinemática, para o estado-2s, e a duas situações para os estados-1d.

IV.1.1 - Reação $^{16}\text{O}(\vec{p}, pn)^{15}\text{X}$ a 200 MeV

O grupo experimental de TRIUMF mediu as seções de choque de correlação e as assimetrias da reação $(\vec{p}, 2p)$ no núcleo-

-alvo de ^{16}O com prótons incidentes polarizados de 200 MeV [74] em várias situações geométricas, onze das quais reproduzimos na figura IV.1. Para cada par de ângulos de emergência (θ_1 e θ_2 fixos) foram feitas experiências de partilha de energia com $40 \text{ MeV} < T_1 < 145 \text{ MeV}$. Dessas reações resultam o estado fundamental ($j = \frac{1}{2}$) e o primeiro estado excitado ($j = \frac{3}{2}$) do ^{15}N . As energias de separação experimentais [16] dos estados-1p de prótons do ^{16}O são $S(1p_{1/2}) = 12.1 \text{ MeV}$ e $S(1p_{3/2}) = 18.5 \text{ MeV}$.

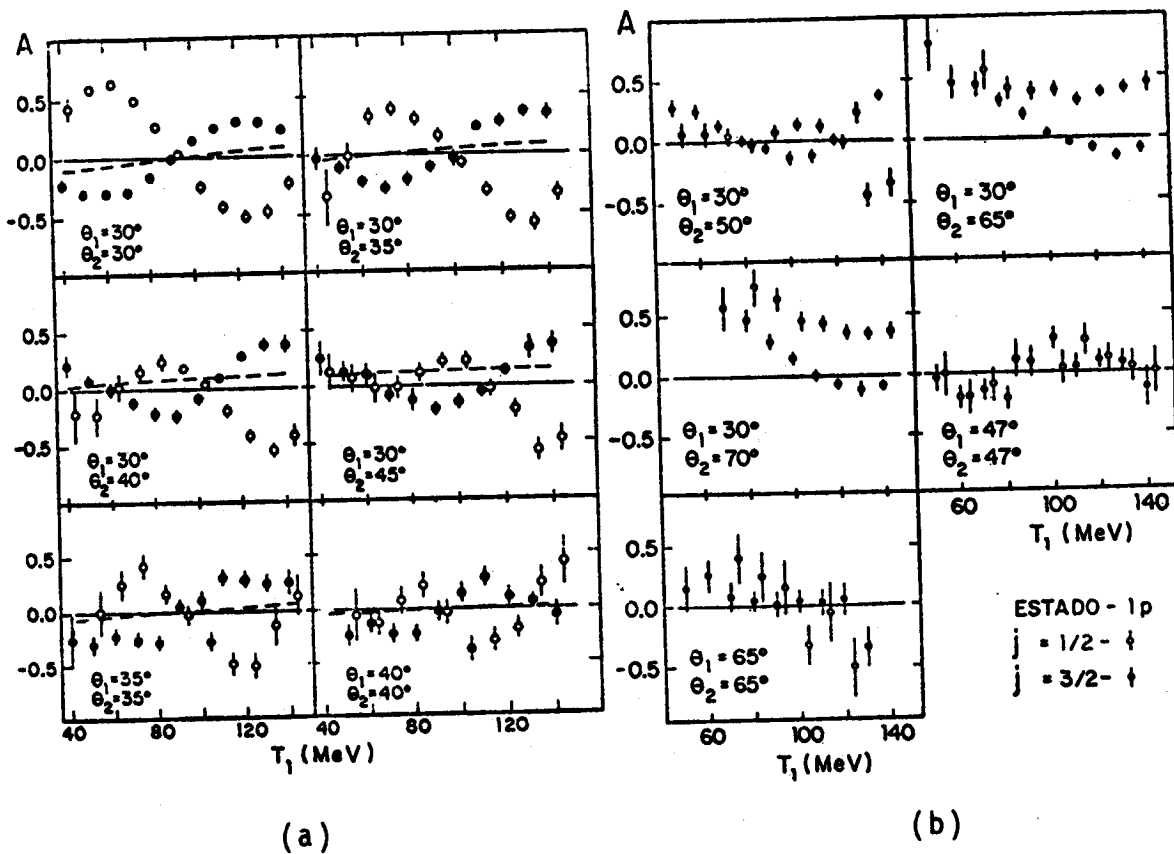


Figura IV.1 - Assimetrias dos estados-1p do ^{16}O medidas pelo grupo de TRIUMF [74] para a reação $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ a 200 MeV. Em (a), a linha interrompida indica os valores da polarização do espalhamento livre, $P(\bar{\theta})$, na cinemática inicial.

Utilizando as relações de conservação de momentum (II.1) e o modelo extremo de partícula-única, no qual $\vec{k}_3 = -\vec{k}_R$, obtivemos, para as situações da figura IV.1 o momentum do nêutron-alvo, \vec{k}_3 , cujos valores são apresentados nas tabelas B.1 a B.5* e com os quais calculamos as distribuições de momentum não distorcidas (II.40) para os estados-1p de prótons do ^{16}O , em cada uma das 11 situações. Para tanto utilizamos funções de onda de partícula-única, geradas por um potencial do tipo poço quadrado, acrescido da interação coulombiana, conforme o apêndice A, de profundidade $V_0 = -42.7$ MeV ($V_0 = -35.4$ MeV) para o estado-1p $_{3/2}$ (estado-1p $_{1/2}$) e largura, igual ao raio experimental do ^{16}O , 3.41 fm [64]. O valor de energia desses potenciais concorda com os dados experimentais.

Na figura IV.2 mostramos, para o estado-1p $_{3/2}$, as distribuições de momentum não distorcidas correspondentes às medidas de assimetria apresentadas na figura IV.1. As funções $|g|^2$ do estado-1p $_{1/2}$ se assemelham em forma às do estado-1p $_{3/2}$, tendo uma magnitude de cerca da metade destas [26].

Como existe simetria especular em relação ao plano do espalhamento, em processos simétricos em energia ($T_1 = T_2$) e ângulo ($\theta_1 = \theta_2$) a assimetria é nula. Isto pode ser visto nas situações simétricas, da figura IV.1 para $T_1 = 90$ MeV, pois as assimetrias experimentais se anulam, satisfazendo esta condição de simetria, com exceção do caso $\theta_1 = \theta_2 = 47^\circ$ que, por essa razão, foi excluído. Os demais casos da figura IV.1.b também não foram estudados, pois correspondem a regiões não significativas das funções $|g|^2$ em todo ou quase todo o intervalo de energia em consideração. Mesmo nos casos selecionados (figura IV.1.a) há alguns

* A convenção de sinais utilizada é descrita no apêndice B.

pontos que correspondem a regiões em que os espalhamentos múltiplos são predominantes. Por exemplo, para $\theta_1 = \theta_2 = 40^\circ$, $|g|^2$ apresenta um acentuado mínimo em torno de $T_1 = 90$ MeV. Em regiões como estas os resultados não são confiáveis. Por isso, ao apresentar as polarizações efetivas e assimetrias dos casos escolhidos, as sinalamos as regiões significativas de $|g|^2$.

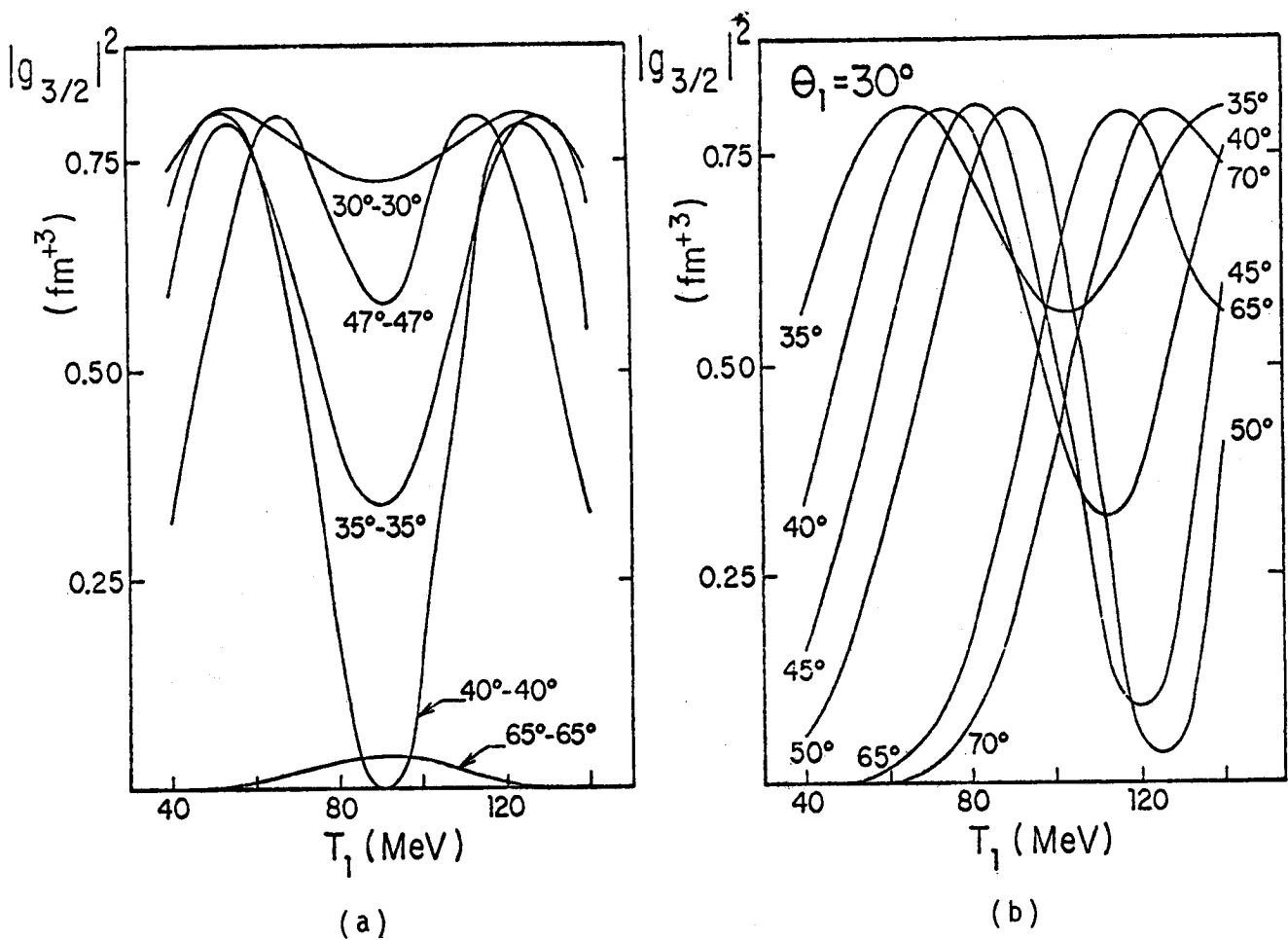


Figura IV.2 - Distribuições de momentum não distorcidas para o estado- $1p_{3/2}$ de prótons do ^{16}O . Em (a) os pares de ângulos indicam os valores dos ângulos de emergência θ_1 e θ_2 . Em (b) o ângulo $\theta_1 = 30^\circ$, enquanto o ângulo θ_2 adquire os valores indicados em ambos os lados das curvas.

A polarização efetiva do próton nuclear sujeito ao pro

cesso quase-livre \bar{e} é obtida das assimetrias experimentais utilizando a relação:

$$P_{ef} = \frac{A^{exp} - P(\bar{\theta})P_0}{P_0 C_{nn}(\bar{\theta}) - A^{exp}P(\bar{\theta})} \quad (III.3)$$

onde para P_0 se admite o valor 1, pois os dados experimentais são normalizados de modo que a polarização incidente seja de 100%. Para calcular as funções do espalhamento livre, $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$, usamos os deslocamentos de fase de MacGregor et al [54], seguindo o procedimento de Stapp et al [53]. Nas tabelas B.2 a B.5 constam os valores calculados para essas grandezas, assim como as energias relativas e os ângulos no sistema centro de massa relevantes a cada um dos processos quase-livres em estudo. O comportamento geral das funções $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ pode ser visto na figura II.4. De acordo com diversas publicações [41,42] as seções de choque podem ser obtidas extrapolando os elementos de matriz para fora da camada de energia. Esses resultados se aproximam mais dos calculados com a prescrição inicial do que com a final. Por esse motivo utilizamos a cinemática inicial para o cálculo de $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$. Posteriormente, nos valem, também, da cinemática final para estimar os efeitos de fora da camada de energia.

As polarizações efetivas calculadas com a cinemática inicial a partir da relação III.3 são apresentadas na figura IV.3 em função da energia T_1 para as seis situações em estudo. Para verificar a relação II.57, que no caso específico dos estados-p ($l=1$) se reduz a:

$$P_{ef}^{1/2} \approx -2 P_{ef}^{3/2} \quad , \quad (IV.1)$$

a polarização efetiva do estado- $1p_{3/2}$, nessa figura, está multiplicada pelo fator(-2) e as linhas dos eixos são mais espessas nas regiões significativas das distribuições de momentum não distorcidas (da figura IV.2). Fora dessas regiões a aproximação de impulso sabidamente não é boa, pois a contribuição dos espalhamentos múltiplos é intensa.

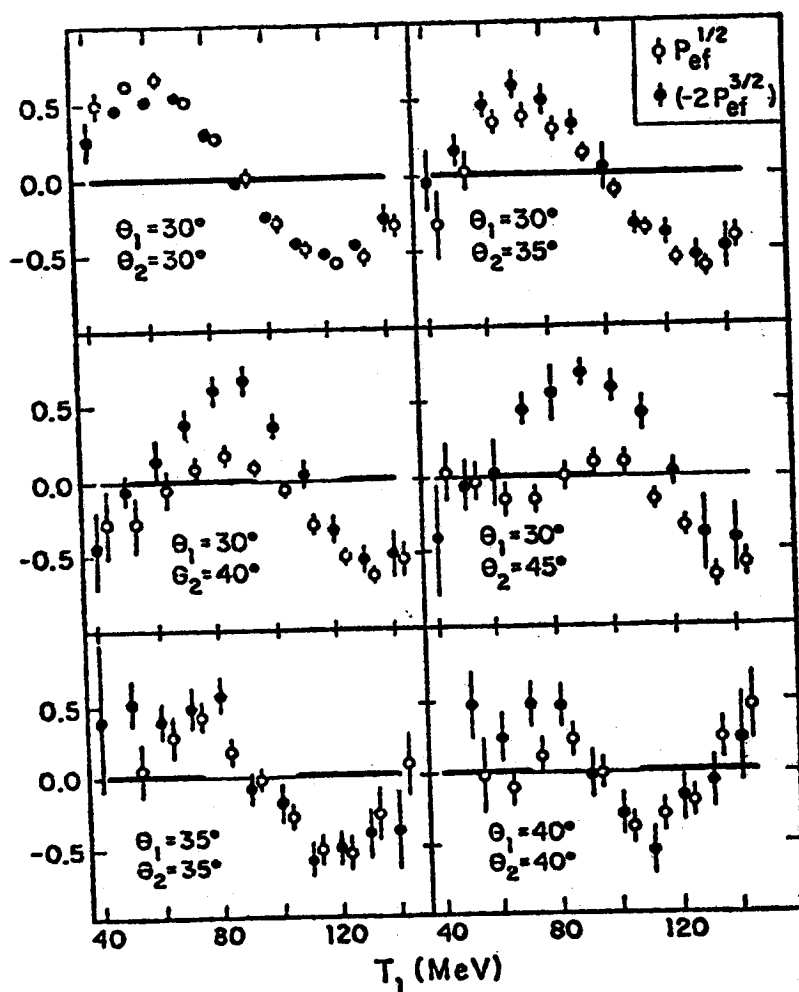


Figura IV.3 - Polarizações efetivas calculadas para o estado- $1p_{1/2}$ e o estado- $1p_{3/2}$ do núcleo-alvo ^{16}O , a partir das assimetrias experimentais medidas em TRIUMF [74], para a reação $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ a 200 MeV. As linhas são mais espessas onde os dados de assimetria são significativos.

Analisando a figura IV.3 vemos que para os casos em que $\theta_1 = \theta_2$ a concordância entre $P_{ef}^{1/2}$ e $(-2 P_{ef}^{3/2})$ é bastante boa. Para $\theta_1 \neq \theta_2$, entretanto, há discrepâncias que se acentuam a medida que cresce a diferença $|\theta_1 - \theta_2|$. Para melhor esclarecer essas discrepâncias vamos investigar a influência dos seguintes efeitos:

- (a) efeito de fora da camada de energia;
- (b) depolarização do feixe incidente;
- (c) existência de incertezas nas funções $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$.

a) Efeito de Fora da Camada de Energia

Nessa estimativa calculamos as polarizações efetivas nas prescrições extremas (inicial e final), a partir das assimetrias experimentais. Para maior clareza apresentamos essas polarizações efetivas sem os respectivos erros na figura IV.4, onde verificamos, que o efeito de fora da camada de energia é maior no caso $\theta_1 = \theta_2 = 30^\circ$. Esse resultado era esperado, pois esse é o caso em que o espalhamento livre, do processo quase-livre, mais se afasta de um espalhamento na camada de energia.

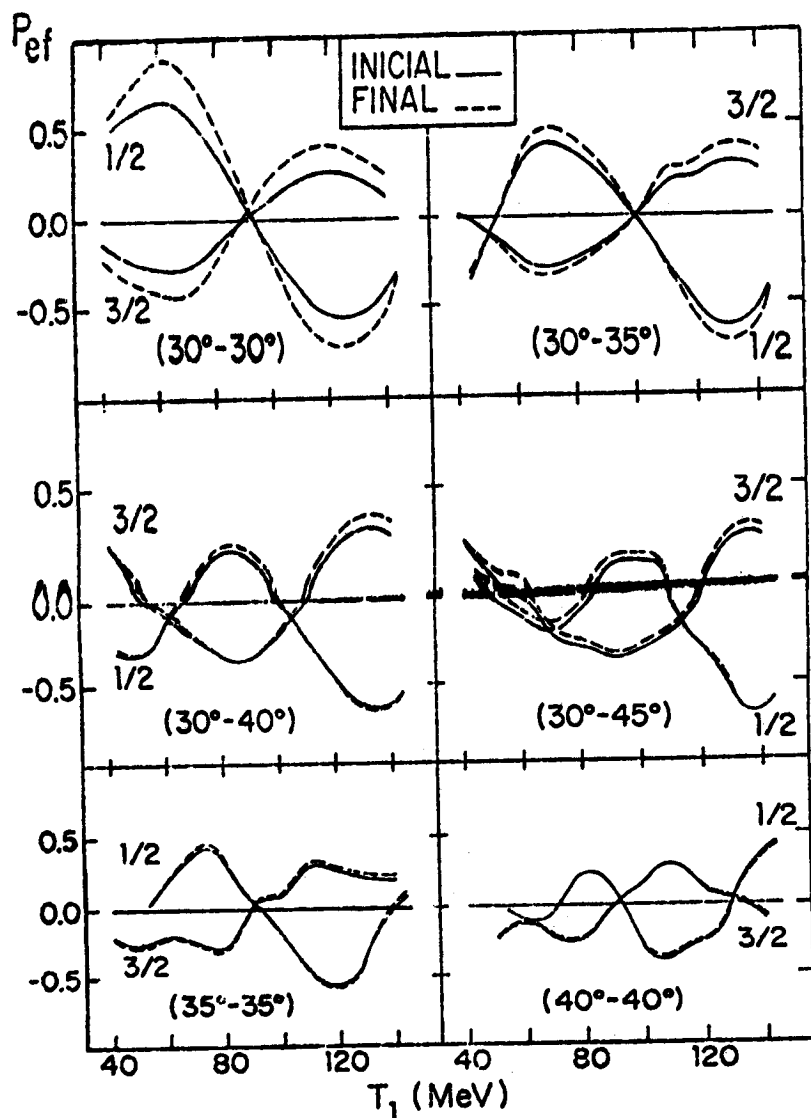


Figura IV.4 - Polarizações efetivas para o estado- $1p_{3/2}$ e o estado- $1p_{1/2}$ do núcleo-alvo ^{16}O , obtidos com a cinemática inicial (linha contínua) e final (linha tracejada) a partir das assimetrias experimentais [74] para cada par de ângulos de emergência ($\theta_1 - \theta_2$).

Na figura IV.5 rerepresentamos as polarizações efetivas para o caso $\theta_1 = \theta_2 = 30^\circ$ calculadas com as prescrições inicial e final, incluindo os erros das assimetrias experimentais. Vemos nessa figura que, mesmo para esse caso, no qual o efeito de fora da camada de energia é maior, a relação IV.1 continua verdadeira.

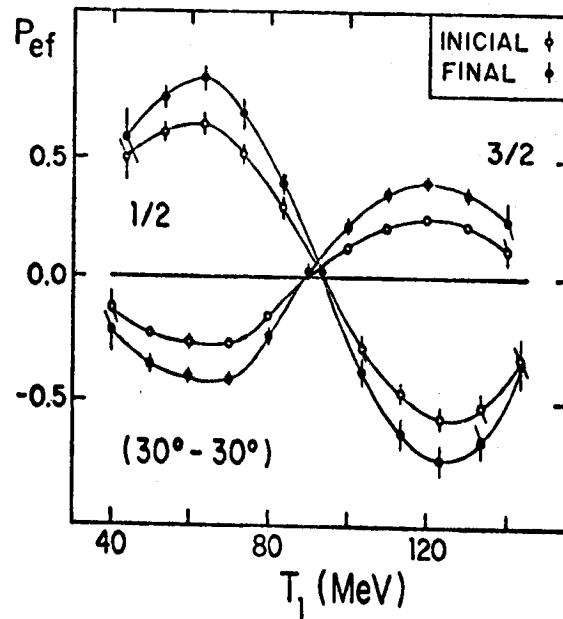


Figura IV.5 - Polarizações efetivas para o estado- $1p_{3/2}$ e o estado- $1p_{1/2}$ do núcleo-alvo ^{16}O , obtidas com a cinemática inicial e final, a partir das assimetrias experimentais e seus respectivos erros [74].

b) Depolarização do Feixe Incidente

C.Schneider [27,59] avaliou a depolarização de um feixe incidente de 320 MeV nos núcleos-alvo de ^{16}O e ^{40}Ca , obtendo como resultado, 3% e 4%, respectivamente. Fazemos uma superestimativa do efeito dessa depolarização considerando-a igual a 20%, o que equivale a tomar $P_0 = 0.8$. Nas tabelas IV.2.a e IV.2.b comparamos os valores da polarização efetiva obtidos com $P_0 = 1.0$ e $P_0 = 0.8$, para o estado- $1p_{1/2}$ e o estado- $1p_{3/2}$, respectivamente. Como resultado, os valores de $P_{ef}^{1/2}$ e $P_{ef}^{3/2}$ são afetados consideravelmente com a variação de P_0 . Entretanto, a relação entre essas polarizações efetivas, $P_{ef}^{1/2}$ (tabela IV.2.a) e $P_{ef}^{3/2}$ (tabela IV.2.b), continua a mesma para ambos os valores de P_0 .

Tabela IV.2 - Valores da polarização efetiva dos estados-p de prótons do ^{16}O , obtidos das assimetrias experimentais [74] da reação $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ a 200 MeV, com a cinemática inicial para $P_0 = 1.0$ e $P_0 = 0.8$.

(a) estado- $1p_{1/2}$

T_1 (MeV)	$30^\circ - 30^\circ$		$30^\circ - 35^\circ$		$30^\circ - 40^\circ$		$30^\circ - 45^\circ$		$35^\circ - 35^\circ$		$40^\circ - 40^\circ$	
	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$
43.85	0.50	0.60	-0.32	-0.41	-0.28	-0.33	0.03	0.07	—	—	—	—
53.85	0.62	0.76	0.02	0.02	-0.29	-0.35	-0.04	-0.02	0.05	0.05	-0.03	-0.04
63.85	0.66	0.82	0.34	0.43	-0.05	-0.04	-0.16	-0.16	0.28	0.35	-0.11	-0.14
73.85	0.52	0.64	0.38	0.48	0.08	0.11	-0.16	-0.16	0.43	0.54	0.10	0.12
83.85	0.28	0.34	0.29	0.37	0.17	0.24	-0.01	0.02	0.17	0.22	0.23	0.28
93.85	0.02	0.02	0.13	0.17	0.09	0.14	0.09	0.15	-0.02	-0.03	-0.02	-0.03
103.85	-0.28	-0.34	-0.11	-0.12	-0.06	-0.05	0.09	0.15	0.28	-0.35	-0.39	-0.48
113.85	-0.46	-0.56	-0.37	-0.44	-0.30	-0.35	-0.17	-0.18	-0.51	-0.63	-0.31	-0.39
123.85	-0.56	-0.68	-0.58	-0.70	-0.52	-0.61	-0.36	-0.40	-0.54	-0.66	-0.21	-0.25
133.85	-0.52	-0.63	-0.64	-0.77	-0.64	-0.76	-0.69	-0.80	-0.17	-0.20	0.22	0.28
143.85	-0.31	-0.36	-0.43	-0.50	-0.54	-0.63	-0.61	-0.71	0.08	0.11	0.44	0.57

(b) estado- $1p_{3/2}$

T_1 (MeV)	$30^\circ - 30^\circ$		$30^\circ - 35^\circ$		$30^\circ - 40^\circ$		$30^\circ - 45^\circ$		$35^\circ - 35^\circ$		$40^\circ - 40^\circ$	
	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$	$P_0=1.0$	$P_0=0.8$
40.35	-0.13	-0.19	0.02	0.01	0.22	0.28	0.21	0.29	-0.20	-0.27	—	—
50.35	-0.23	-0.31	-0.08	-0.10	0.03	0.05	0.03	0.07	-0.26	-0.33	-0.23	-0.30
60.35	-0.26	-0.34	-0.23	-0.28	-0.07	-0.07	-0.01	0.02	-0.20	-0.25	-0.12	-0.15
70.35	-0.27	-0.34	-0.29	-0.36	-0.19	-0.22	-0.22	-0.24	-0.24	-0.30	-0.23	-0.29
80.35	-0.15	-0.19	-0.24	-0.29	-0.30	-0.35	-0.27	-0.31	-0.28	-0.35	-0.23	-0.29
90.35	0.01	0.02	-0.16	-0.19	-0.33	-0.39	-0.34	-0.39	0.04	0.06	0.01	0.02
100.35	0.12	0.15	-0.02	-0.01	-0.18	-0.20	-0.29	-0.32	0.09	0.12	0.15	0.19
110.35	0.21	0.28	0.17	0.23	-0.02	0.00	-0.20	-0.22	0.29	0.37	0.28	0.35
120.35	0.25	0.33	0.20	0.27	0.17	0.25	-0.01	0.02	0.25	0.33	0.09	0.12
130.35	0.22	0.29	0.28	0.38	0.27	0.38	0.20	0.30	0.20	0.27	0.04	0.06
140.35	0.13	0.19	0.25	0.35	0.25	0.36	0.22	0.33	0.19	0.27	-0.11	-0.13

c) Existência de Incertezas nas Funções $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$

Para avaliar a influência de $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ calculamos as polarizações efetivas atribuindo, para essas funções, valores arbitrários próximos dos calculados com deslocamentos de fase. Vamos exemplificar esse cálculo com o caso $30^\circ - 45^\circ$ e $T_1 \approx 100$ MeV, para o qual as assimetrias são $A_{1/2}^{exp} = 0.22$ e $A_{3/2}^{exp} = -0.14$. Os valores teóricos previstos com deslocamentos de fase para $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ são, na cinemática inicial, 0.14 e 0.97, respectivamente, tanto para o estado- $1p_{1/2}$ como para o estado- $1p_{3/2}$ (tabelas B.3 e B.5). As razões entre $P_{ef}^{1/2}$ e $P_{ef}^{3/2}$, obtidas das assimetrias experimentais, são apresentadas na tabela IV.3, em função de $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$, que variam em torno dos respectivos valores teóricos, 0.14 e 0.97, conforme assinalado.

Tabela IV.3 - Razões $P_{ef}^{1/2}/P_{ef}^{3/2}$ obtidas das assimetrias experimentais ($A_{1/2}^{exp} = 0.22$ e $A_{3/2}^{exp} = -0.14$) e dos valores de $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ indicados.

$P(\bar{\theta}) \backslash C_{nn}(\bar{\theta})$	0.16	<u>0.14</u>	0.12	0.10	0.08	0.00
1.0	-0.21	-0.30	-0.38	-0.50	-0.64	-1.57
<u>0.97</u>	-0.20	-0.32	-0.42	-0.54	-0.68	-1.64
0.90	-0.21	-0.30	-0.40	-0.54	-0.67	-1.50
0.70	-0.21	-0.31	-0.42	-0.53	-0.68	-1.55
0.50	-0.23	-0.31	-0.42	-0.53	-0.67	-1.57

Vemos nessa tabela que essa razão é altamente sensível a variações de $P(\bar{\theta})$, tendendo ao valor (-2), compatível com

a relação $P_{ef}^{1/2} = -2 P_{ef}^{3/2}$, apenas quando $P(\bar{\theta})$ se aproxima de zero. Entretanto, o valor $P(\bar{\theta}) = 0.14$ foi obtido a partir de deslocamentos de fase [54] que reproduzem bem dados experimentais do espalhamento N-N livre [56]. Mesmo considerando os erros nas medidas de $P(\bar{\theta})$ não é possível encontrar, para essa função na situação em estudo, um valor igual a zero. Por outro lado, a razão apresentada na tabela IV.3 não se altera significativamente com variações de $C_{nn}(\bar{\theta})$, para $P(\bar{\theta})$ fixo. Assim, podemos concluir que as incertezas na determinação de $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ não são responsáveis pelas discrepâncias observadas nos casos $\theta_1 \neq \theta_2$ na figura IV.3.

Eliminando todos os efeitos acima considerados, que poderiam melhorar a concordância entre teoria e experiência, somos levados a admitir a possibilidade de correções na aproximação de impulso com ondas distorcidas. Essas correções, contudo, devem ser tais que eliminem as discrepâncias existentes para $\theta_1 \neq \theta_2$ sem, entretanto, alterar a concordância já observada para $\theta_1 = \theta_2$.

Da discussão anterior podemos verificar que essa melhoria poderia ser conseguida se o valor de $P(\bar{\theta})$, a ser considerado dentro do meio nuclear, fosse nulo [77]. Nos casos $\theta_1 = \theta_2$ o valor de $P(\bar{\theta})$ já é muito pequeno ($|P(\bar{\theta})| < 0.1$), de acordo com a figura IV.1.a, e para $\theta_1 \neq \theta_2$ essa redução contribui (ver tabela IV.3) para tornar $P_{ef}^{1/2} = -2 P_{ef}^{3/2}$. Na figura IV.6 apresentamos as polarizações efetivas para os dois estados-p do ^{16}O calculadas com $P(\bar{\theta})$ igual a zero, onde podemos ver que as discrepâncias antes observadas diminuem acentuadamente.

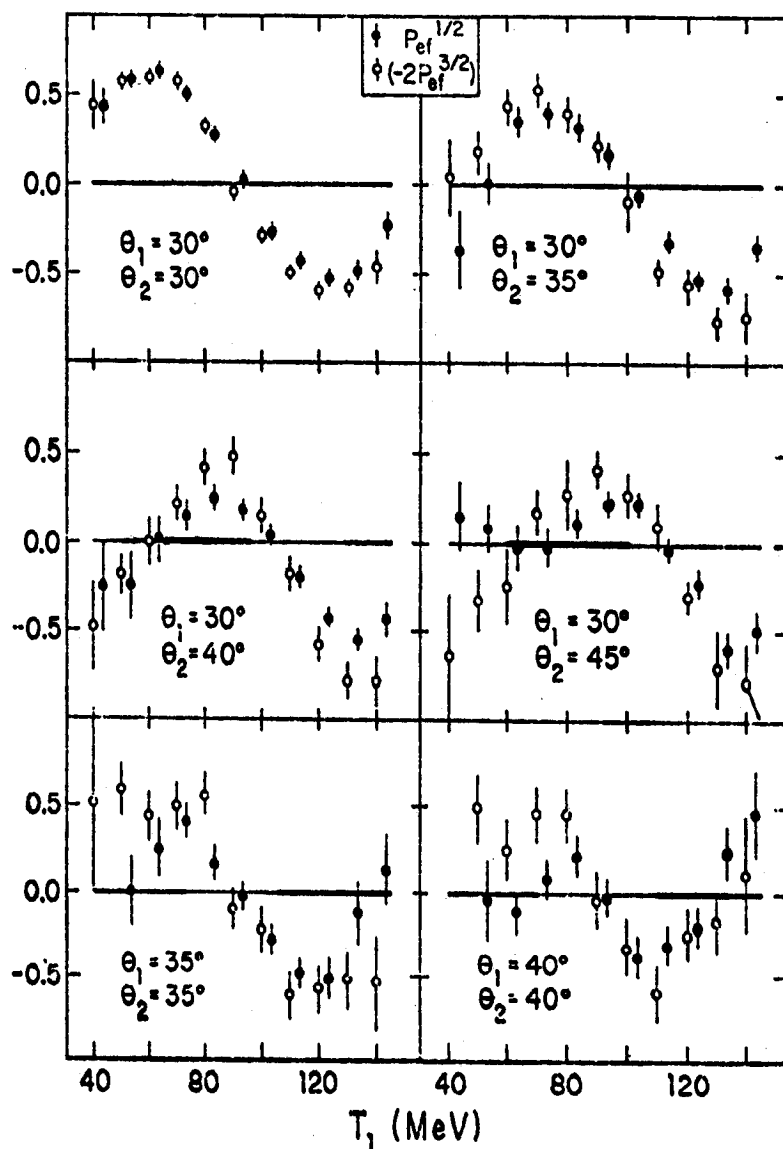


Figura IV.6 - Polarizações efetivas calculadas com $P(\bar{\theta}) = 0$ para o estado- $1p_{1/2}$ e o estado- $1p_{3/2}$ do núcleo-alvo ^{16}O , a partir dos dados experimentais de assimetria [74]. As linhas são mais espessas onde os dados de assimetria são significativos.

A redução no valor de $P(\bar{\theta})$ sem alteração apreciável no valor de $C_{nn}(\bar{\theta})$ possivelmente poderia ser justificada em termos do alcance das interações responsáveis por essas grandezas. Caso $P(\bar{\theta})$ seja gerado por troca de m̄sons de pequena massa (interações de longo alcance) e $C_{nn}(\bar{\theta})$, ao contrário, pela troca de m̄sons de grande massa, o meio nuclear atuaria mais fortemen

te sobre $P(\bar{\theta})$ do que sobre $C_{nn}(\bar{\theta})$. Seria interessante investigar essas grandezas do espalhamento livre no sentido de verificar tal suposição.

Até agora analisamos a reação $^{16}_0(\vec{p}, 2p)^{15}_N$ a 200 MeV, na qual observamos certas discrepâncias em relação às previsões teóricas. Seria interessante verificar se essas discrepâncias também ocorrem na reação $^{16}_0(\vec{p}, pn)^{15}_O$, nas mesmas condições cinemáticas e geométricas que os processos $(\vec{p}, 2p)$ em discussão. Por esse motivo, calculamos as assimetrias dessa reação.

Tendo em vista as justificativas abordadas na seção III.3, admitimos iguais as polarizações efetivas de prótons e nêutrons, ou seja, consideramos, para o espalhamento (\vec{p}, pn) , as polarizações efetivas apresentadas na figura IV.3, e, a partir dessas, calculamos as respectivas assimetrias (equação III.2). Para tanto utilizamos as energias de separação [78] dos estados $-1p$ de nêutrons do $^{16}_O$, $S(1p_{1/2}) = 15.7$ MeV e $S(1p_{3/2}) = 21.8$ MeV, e os valores de $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$, que constam nas tabelas B.6 a B.9. Na figura IV.7 apresentamos as assimetrias para esse espalhamento (\vec{p}, pn) sugerido.

Como vemos nessa figura, os valores de $P(\bar{\theta})$ são apreciavelmente maiores nessa reação (\vec{p}, pn) do que na correspondente $(\vec{p}, 2p)$ (figura IV.1). Inclusive as situações com $\theta_1 = \theta_2$ apresentam valores consideráveis para $P(\bar{\theta})$, de modo que a medida dessas assimetrias forneceria elementos à explanação das discrepâncias entre $P_{ef}^{1/2}$ e $P_{ef}^{3/2}$ observadas na reação $^{16}_0(\vec{p}, 2p)^{15}_N$. Por outro lado, essas assimetrias também são interessantes na investigação de estados de nêutrons.

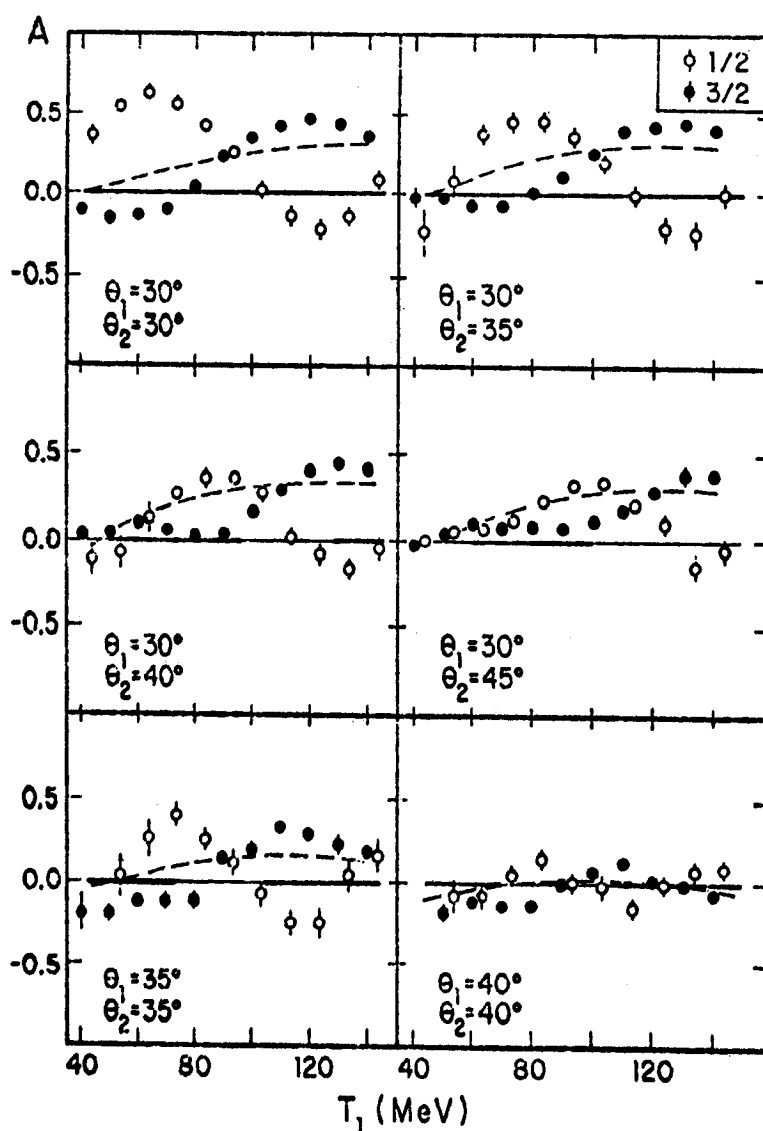


Figura IV.7 - Assimetrias calculadas a partir da polarização efetiva da figura IV.3, para o espalhamento (\vec{p}, pn) no ^{16}O com prótons incidentes polarizados de 200 MeV. A linha interrompida indica os respectivos valores de $P^{in}(\bar{\theta})$. As linhas são mais grossas onde os dados experimentais de assimetria da respectiva reação $(\vec{p}, 2p)$ são significativos.

IV.1.2 - Reação $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV

Queremos agora verificar se para o núcleo-alvo de ^{40}Ca as curvas de polarização efetiva apresentam as mesmas propriedades que no caso do núcleo-alvo de ^{16}O . Para tanto vamos utilizar as assimetrias resultantes de espalhamentos $(\vec{p}, 2p)$ nos esta

dos-1d do núcleo-alvo de ^{40}Ca com prótons incidentes polarizados de 200 MeV [75], medidas pelo grupo de TRIUMF e que podem ser vistas na figura IV.8. Nessas experiências os ângulos de emergência foram mantidos fixos nos valores $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$ e $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 54^\circ$, enquanto a diferença entre as energias das partículas emergentes varia no intervalo $-100 \text{ MeV} \leq (T_1 - T_2) \leq 100 \text{ MeV}$. Dessa reação resultam o estado fundamental ($j = 3/2$) e o primeiro estado excitado ($j = 5/2$) do ^{39}K . As energias de separação experimentais [16] dos estados-1d de prótons do ^{40}Ca são $S(1d_{3/2}) = 8.4 \text{ MeV}$ e $S(1d_{5/2}) = 15.0 \text{ MeV}$.

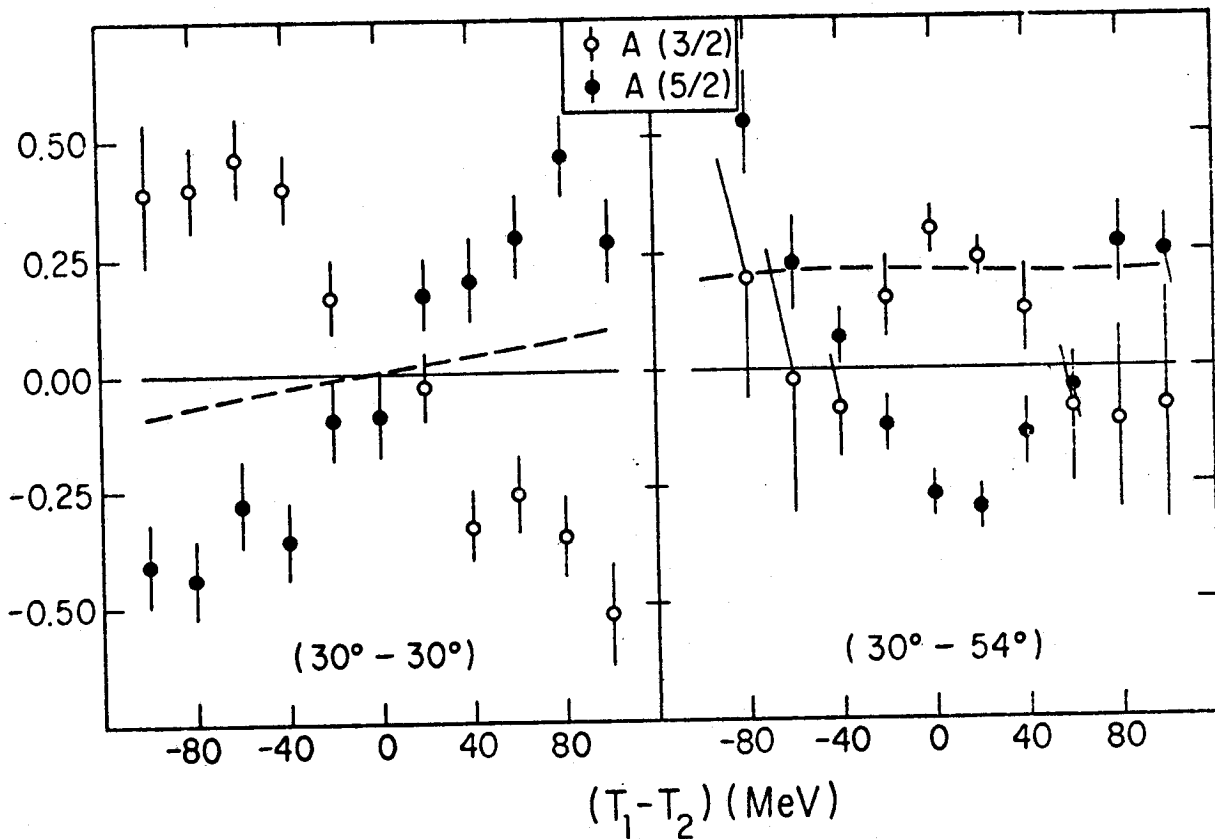


Figura IV.8 - Assimetrias dos estados-1d do ^{40}Ca medidas pelo grupo de TRIUMF [75], para a reação $^{40}\text{Ca}(p, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV, para os pares de ângulo de emergência $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$ e $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 54^\circ$. A linha interrompida indica os respectivos valores de $P^{in}(\bar{\theta})$.

Em analogia ao caso dos estados-1p do ^{16}O , extraímos, das assimetrias experimentais, as polarizações efetivas usando a relação III.3. Os valores de \vec{k}_3 , $\bar{\theta}$, T_{rel} , $I_0(\bar{\theta})$, $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ são encontrados nas tabelas B.10 e B.11. As polarizações efetivas calculadas em função da diferença de energia das partículas emergentes ($T_1 - T_2$), para as duas situações cinemáticas em estudo, são apresentadas na figura IV.9. Como agora trata-se de um estado-d ($l = 2$) a relação II.57 se torna:

$$p_{\text{ef}}^{3/2} \approx -\frac{3}{2} p_{\text{ef}}^{5/2} \quad (\text{IV.2})$$

Por este motivo, os pontos referentes ao estado-1d $_{5/2}$ foram multiplicadas pelo fator $(-3/2)$ na figura IV.9.

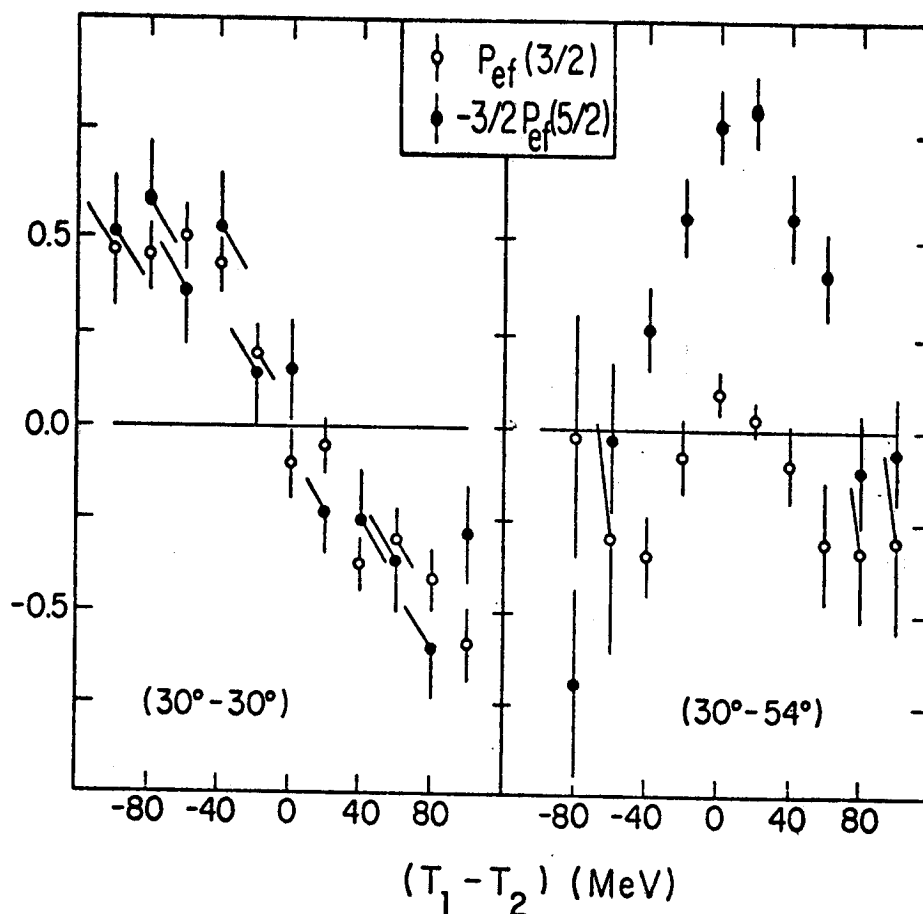


Figura IV.9 - Polarizações efetivas calculadas para os estados-1d do ^{40}Ca , a partir das assimetrias da reação $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV, medidas em TRIUMF [75], para os dois pares de ângulo de emergência ($\theta_1 - \theta_2$).

Novamente verificamos que para a situação $\theta_1 = \theta_2$ (no presente caso, $\theta_1 = 30^\circ$ e $\theta_2 = 30^\circ$) a relação II.57 é bastante boa. Para $\theta_1 \neq \theta_2$ (no caso, $\theta_1 = 30^\circ$ e $\theta_2 = 54^\circ$), contudo, há diferenças acentuadas, da mesma forma que no caso dos estados-1p do ^{16}O .

Resta-nos ainda verificar a influência nos resultados da figura IV.9 de efeitos de fora da camada de energia, de uma possível depolarização do feixe incidente e de incertezas em $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$. Esses testes foram realizados de forma análoga aos do ^{16}O . As polarizações efetivas correspondentes à cinemática inicial e final são apresentadas na figura IV.10, da qual podemos concluir que os efeitos de fora da camada de energia não alteram as conclusões anteriores sobre a validade da relação $P_{ef}^{3/2} \approx -\frac{3}{2} P_{ef}^{5/2}$. Também a análise do efeito da depolarização e de possíveis incertezas em $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ mostrou que os resultados da figura IV.9 não se alteram apreciavelmente.

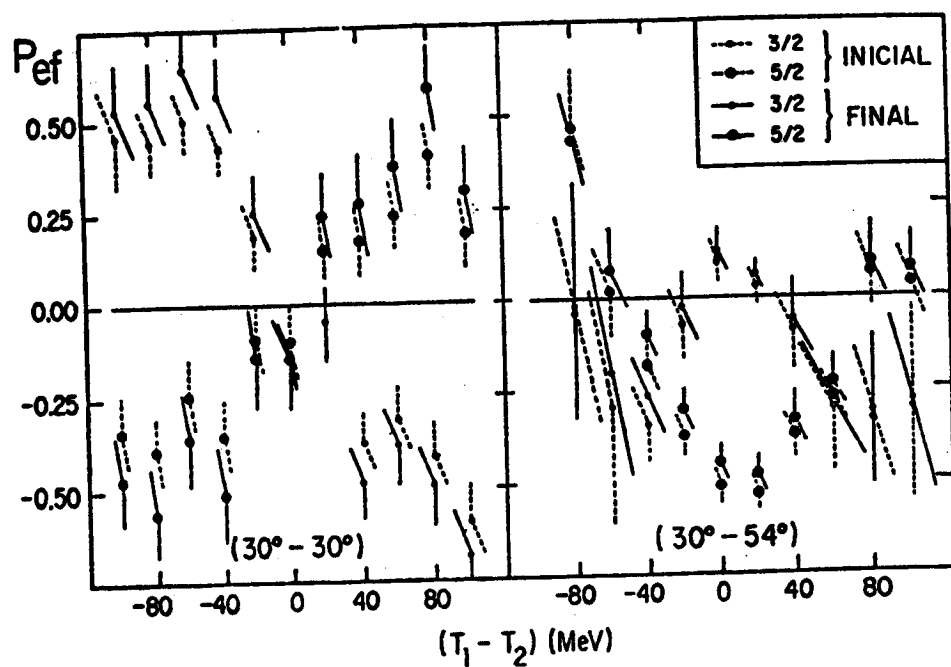


Figura IV.10 - Polarizações efetivas para o estado- $1d_{3/2}$ e o estado- $1d_{5/2}$ do núcleo-alvo ^{16}O , obtidas com a cinemática inicial e final, a partir das assimetrias experimentais [75].

Finalmente, calculamos as polarizações efetivas considerando $P(\bar{\theta}) = 0$, conforme indicado na figura IV.11. Novamente, a redução do valor de $P(\bar{\theta})$ diminui as discrepâncias para $\theta_1 \neq \theta_2$, sem modificar os resultados para $\theta_1 = \theta_2$ que, como já vimos, são bastante bons.

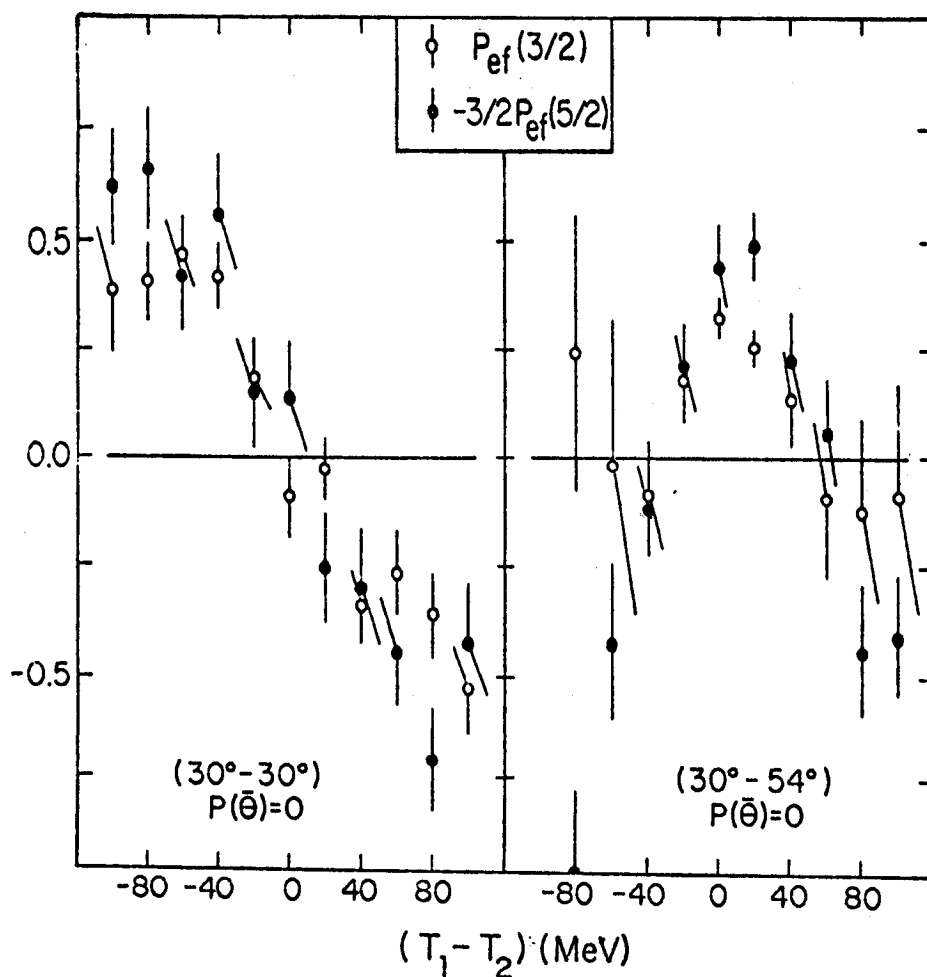


Figura IV.11 - Polarizações efetivas calculadas com $P(\bar{\theta}) = 0$ para o estado- $1d_{5/2}$ e o estado- $1d_{3/2}$ do núcleo-alvo ^{40}Ca , a partir das assimetrias experimentais [75].

As avaliações da aproximação de impulso através da polarização efetiva da camada- $1p$ do ^{16}O e da camada- $1d$ do ^{40}Ca , apresentadas nessa seção, indicam que essa aproximação em certos casos ($\theta_1 = \theta_2$) é quantitativamente muito boa. Para os casos $\theta_1 \neq \theta_2$ há desvios quantitativos que devem ser melhor estudados

e que podem ser fortemente reduzidos tomando-se $P(\bar{\theta}) = 0$.

Para o estudo do estado-2s do ^{40}Ca s \bar{o} dispomos das assimetrias experimentais, obtidas em TRIUMF [75], em função do ângulo de espalhamento no sistema centro de massa, apresentadas na figura IV.12. Na cinemática adotada os pares de ângulo (θ_1 e θ_2), são escolhidos de modo que $k_3 \approx 0$. A energia de ligação do estado- $2s_{1/2}$ de prótons do ^{40}Ca é $S(2s_{1/2}) = 10.8 \text{ MeV}$ [79].

Como o estado-s ($l = 0$) não apresenta acoplamento spin-órbita, a polarização efetiva é nula e, neste caso, a relação III.2 se torna:

$$A = P_0 P(\bar{\theta}) \quad , \quad (\text{IV.3})$$

ou seja, a assimetria do espalhamento quase-livre é dada pela polarização do espalhamento livre, a menos da polarização do feixe incidente.

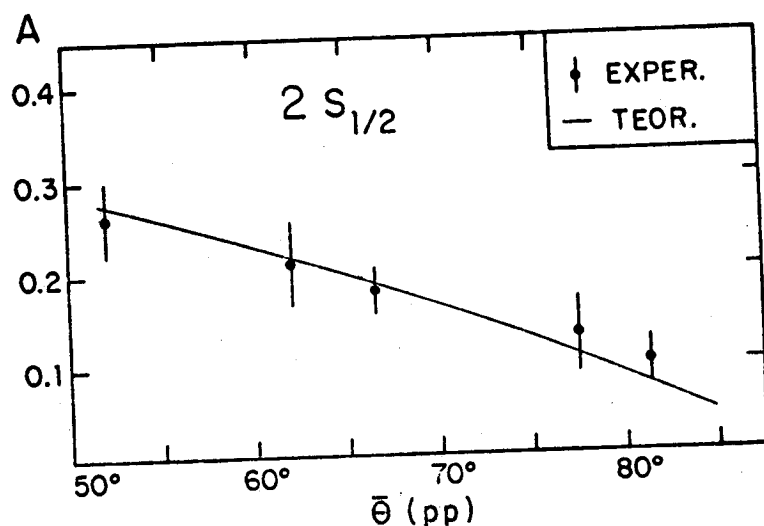


Figura IV.12 - Assimetrias experimentais medidas em TRIUMF [75] para o estado- $2s_{1/2}$ do ^{40}Ca com prótons incidentes de 200 MeV, sendo o momentum de recuo do núcleo residual aproximadamente nulo. A curva contínua indica o resultado teórico para a assimetria, ou seja, fornece os valores de $P(\bar{\theta})$.

Como os dados experimentais são normalizados de modo que o feixe incidente seja 100% polarizado, a assimetria calculada é igual a função $P(\bar{\theta})$, obtida com os deslocamentos de fase de MacGregor et al [54] e reproduzida na figura IV.12. A concordância entre a assimetria e $P(\bar{\theta})$, relação IV.3, é muito boa.

Convém observar que a relação $A = P(\bar{\theta})$ para o estado-s é verificada sem qualquer redução no valor de $P(\bar{\theta})$, ocasionada pelo meio nuclear. Isto porém não é inconsistente com a redução de $P(\bar{\theta})$ observada nos estados-1p (1d) do ^{16}O (^{40}Ca), considerando que os processos quase-livres nos estados-2s_{1/2} provêm, provavelmente, de regiões em que a densidade nuclear é menor [75]. Adicionalmente, essa redução pode depender dos valores selecionados para k_3 que, no caso do estado-2s, são pequenos, ao contrário do que ocorre nos estados-1p (1d).

Nessa seção nos detivemos, essencialmente, na variação do spin da partícula incidente. Na próxima seção consideramos a dependência das seções de choque de reações quase-livres com o isospin do nêutron arrancado.

IV.2 - Reação $^{12}\text{C}(p,pN)^{11}\text{X}$ a 400 MeV

Na seção III.2 discutimos o interesse em estudar processos com as condições geométricas e cinemáticas fixas, enquanto há variação do isospin da partícula arrancada. Como um exemplo, analisaremos agora as reações quase-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. Os núcleos residuais ^{11}B e ^{11}C são formados no seu estado fundamental $j = 3/2$.

Estudamos essas reações em seis condições cinemáticas

e geométricas diferentes para as quais dispomos das seções de choque de correlação experimentais [76]. Como vimos na seção III.2, a comparação dos resultados teóricos e experimentais para as razões entre as seções de choque de processos (p,2p) e (p,pn) quase-livres propicia uma forma de calcular as correções a que está sujeito o fator $C(E,\theta)$ (relação III.5) e, dessa forma, avaliar as condições de aplicabilidade da AI. Uma análise similar foi feita em trabalho anterior [56] considerando o potencial nuclear do tipo poço quadrado, tanto para prótons quanto para nêutrons. Agora, no entanto, os resultados são mais precisos, pois a interação coulombiana entre os prótons é incluída através de um programa elaborado para o computador Burroughs 6700. Alguns aspectos deste programa são encontrados no apêndice A.

Na figura IV.13 vemos um esquema da geometria dos processos que consideramos. O espalhamento é coplanar com prótons incidentes não polarizados de 400 MeV. A partícula 1 é um próton que emerge num ângulo fixo ($\theta_1 = 27^\circ$) com a direção de incidência. A partícula 2 é um próton na reação (p,2p) e um nêutron na reação (p,pn) que emergem formando um ângulo θ_2 com a direção de incidência cujos valores variam entre 40° e 75° . Para a partícula 2, de menor energia, admitimos $T_2 = 78,84,90,96,102$ e 108 MeV. A energia da partícula 1 é obtida pela relação de conservação de energia:

$$T_1 = T_0 - T_2 - S \quad , \quad (\text{II.3})$$

onde desprezamos a energia de recuo do núcleo residual (≈ 1 MeV). Para a energia de separação (S) experimental do estado- $1p_{3/2}$ do

^{12}C , utilizamos os valores experimentais $S_p(1p_{3/2}) = 16 \text{ MeV}$ [80] e $S_n(1p_{3/2}) = 19 \text{ MeV}$ [81], respectivamente, para prótons e nêutrons.

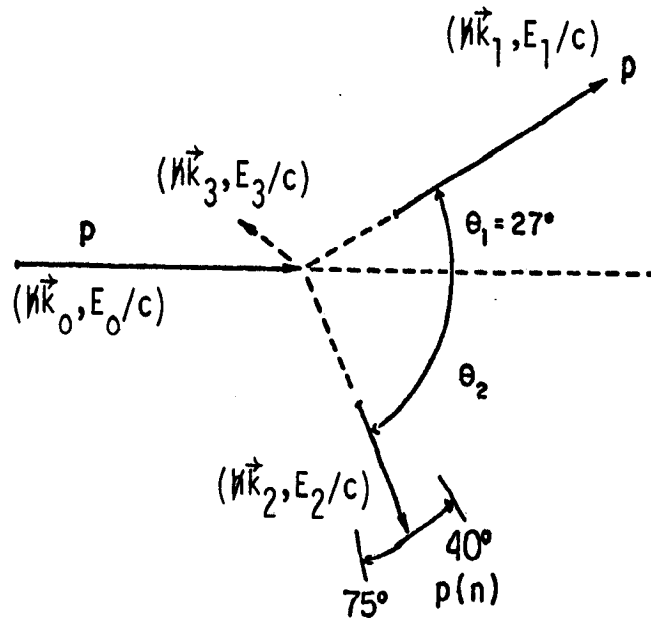


Figura IV.13 - Esquema da geometria dos processos quase-livres considerados nesta seção.

A razão R entre as seções de choque de processos quase-livres $(p,2p)$ e (p,pn) que calculamos, já foi definida na seção III.2, ou seja:

$$R = C(E, \theta) \frac{\left(\frac{d\sigma^l}{d\Omega}\right)_{pp}}{\left(\frac{d\sigma^l}{d\Omega}\right)_{pn}}, \quad (\text{III.4})$$

sendo

$$C(E, \theta) = \frac{(F.C.)_{(p,2p)}}{(F.C.)_{(p,pn)}} \frac{|g_p'||^2}{|g_n|^2}.$$

Vimos também, através da análise qualitativa de diver

os fatores que $C(E,\theta)$ é muito próximo do valor 1, previsto pela aproximação de impulso. Vamos agora analisar quantitativamente, no caso específico de reações quase-livres $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{X}$, a influência desses fatores que são os seguintes:

- (a) diferentes núcleos residuais;
- (b) diferentes funções de onda para prótons e nêutrons, devido à interação coulombiana;
- (c) diferentes momenta assintóticos provocados pelas distintas energias de separação de prótons e nêutrons.

Os momenta dos núcleons-alvo, obtidos das relações de conservação de momentum (II.1) e do modelo extremo de partícula-única ($\vec{k}_3 = -\vec{k}_p$), estão contidos nas tabelas B.12 a B.15. Para o raio do ^{12}C usamos o valor experimental 3.12 fm [64]. A profundidade do poço quadrado, gerador da função de onda do nêutron é de -47.1 MeV, enquanto que o poço de prótons tem -43.4 MeV de profundidade acrescido, para $r > 3.12$ fm, da cauda coulombiana, conforme o apêndice A.

(a) Diferentes Núcleos Residuais

Os diferentes núcleos-residuais nas reações $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ são simulados por potenciais óticos distintos, considerados do tipo poço quadrado. As partes reais e imaginárias do potencial ótico para prótons no núcleo residual ^{11}B , obtidas conforme descrito na seção II.6, são apresentadas na figu

ra IV.14 em função da energia cinética. Os potenciais óticos para os nêutrons são gerados pelo núcleo residual ^{11}C e, por simetria de isospin (seção II.6), iguais aos potenciais óticos dos prótons no núcleo residual ^{11}B .

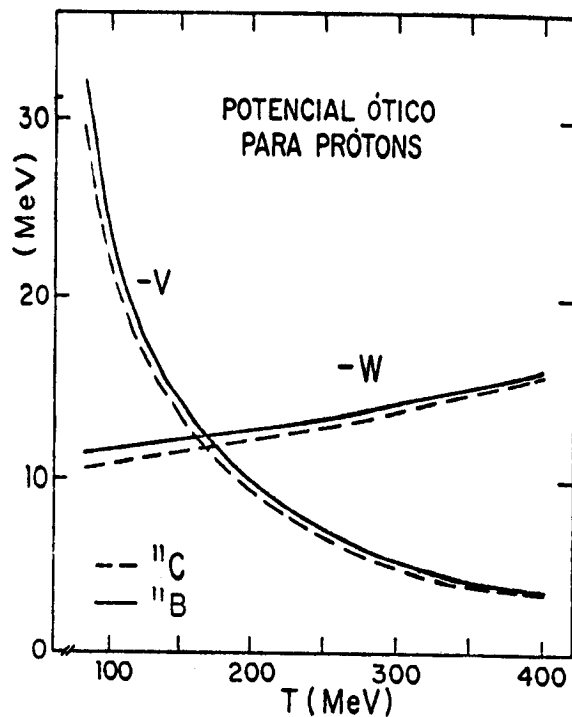


Figura IV.14 - Valores utilizados para o potencial ótico do tipo poço quadrado ($V+iW$) para os núcleos residuais ^{11}C e ^{11}B .

A influência do núcleo residual se faz sentir diretamente nas distribuições de momentum distorcidas ($|g'|^2$), necessárias para a determinação do fator $C(E,\theta)$. Assim, calculamos as funções $|g'|^2$ (relação II.39) para os núcleons arrancados nas reações $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$, tomando mesmas funções de onda para os núcleons-alvo, mesmos momenta assintóticos, mas diferentes potenciais óticos (figura IV.14) para os distintos núcleos residuais. As distribuições de momentum distorcidas para nêutrons nos núcleos residuais ^{11}C e ^{11}B são apresentadas na figura IV.15, na qual vemos que as diferenças são muito pequenas.

Para o caso de prótons esse efeito é da mesma ordem. Esses resultados nos permitem concluir que diferentes núcleos-residuais-espelhos não ocasionam sensíveis desvios no valor de $C(E,\theta)$ previsto pela aproximação de impulso.

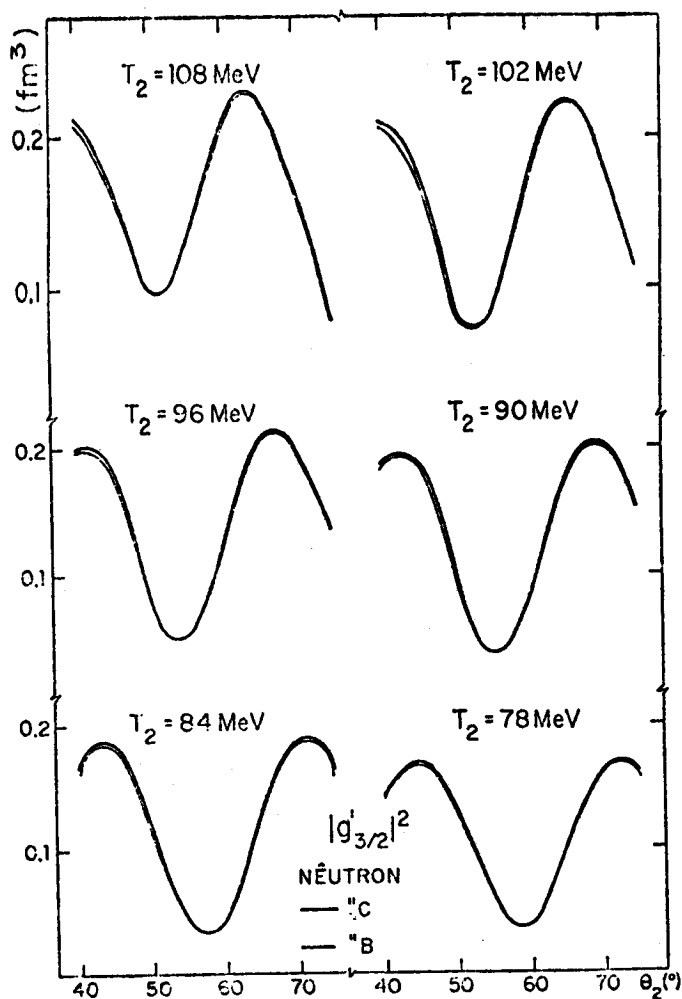


Figura IV.15 - Distribuições de momentum distorcidas para o estado- $1p_{3/2}$ de nêutrons do ^{12}C , calculadas para os núcleos residuais ^{11}B e ^{11}C .

(b) Diferentes Funções de Onda para Prótons e Nêutrons, devido à Interação Coulombiana

Esse efeito poderia, em princípio, ser o mais importante para provocar desvios em $C(E,\theta)$ do valor 1. Isto porque,

devido à forte absorção, os processos quase-livres ocorrem predominantemente na superfície nuclear, de modo que as magnitudes das caudas exponenciais das funções de onda de partícula-única são essenciais. Todavia, conforme discutido na seção II.7, a fração da força coulombiana não altera apreciavelmente a função de onda gerada pelas forças nucleares. Por exemplo, na figura II.7 vemos que a influência de diferentes funções de onda para prótons e nêutrons introduz uma alteração na distribuição de momentum distorcida inferior a 2%.

(c) Diferentes Momenta Assintóticos, Provocados pelas Distintas Energias de Separação de Prótons e Nêutrons

Diferentes momenta assintóticos modificam as distribuições de momentum distorcidas e os fatores cinemáticos e, em consequência, o fator $C(E, \theta)$. Para analisar isoladamente a influência dos momenta assintóticos calculamos as distribuições de momentum distorcidas, considerando a função de onda dos prótons igual a dos nêutrons, admitindo um mesmo núcleo residual (^{11}B), mas adotando os diferentes momenta assintóticos iniciais das reações $(p, 2p)$ e (p, pn) . As funções $|g'|^2$ são reproduzidas na figura IV.16 onde verificamos que esse efeito é irrelevante. Por outro lado, na razão entre os fatores cinemáticos $(F.C.)_{(p, 2p)} / (F.C.)_{(p, pn)}$, as variações dos momenta introduzem um desvio no valor de $C(E, \theta)$ de no máximo 3% em relação ao valor 1, mesmo considerando as diferentes prescrições (Tabelas B.12 a B.15).

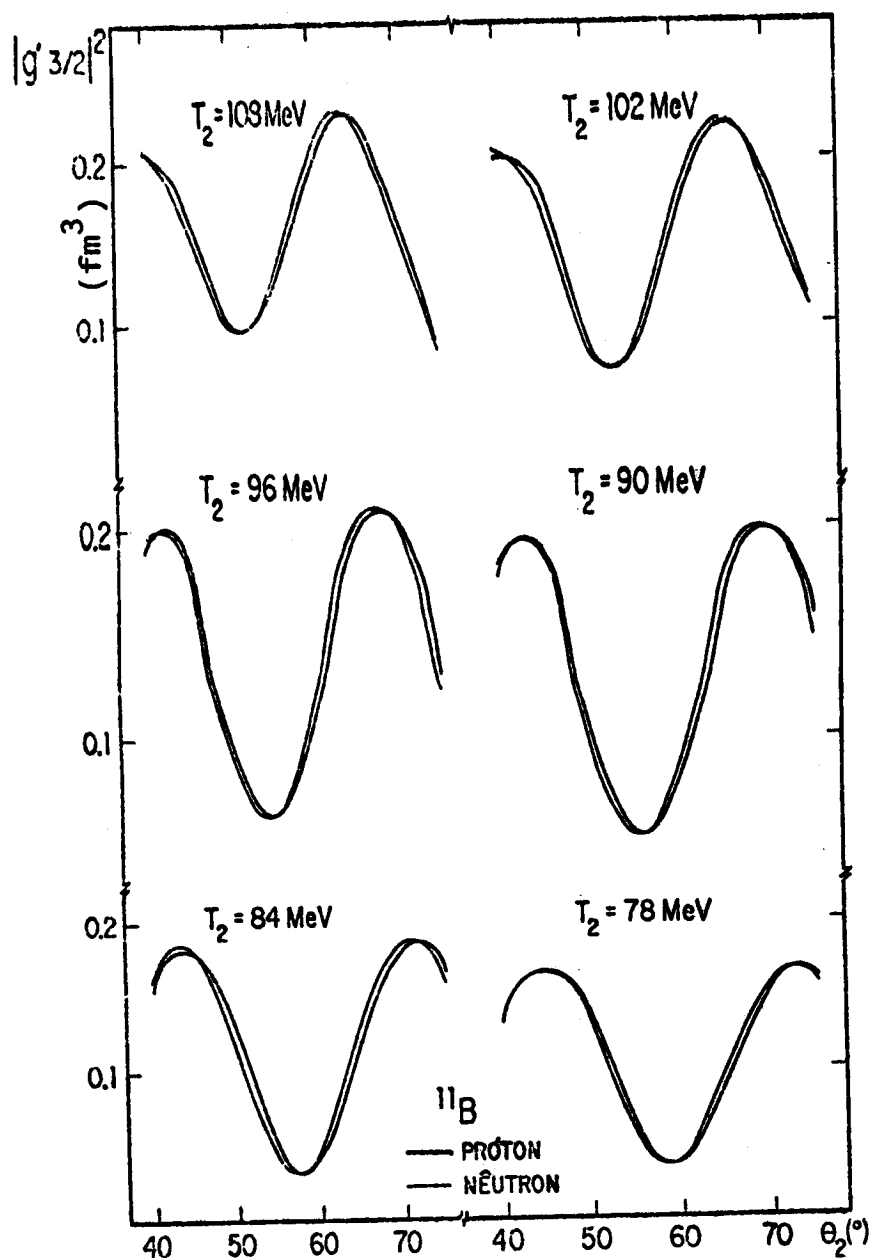


Figura IV.16 - Distribuições de momentum distorcidas de prótons e nêutrons, para o estado- $1p_{3/2}$ do ^{12}C , considerando a função de onda de prótons igual a de nêutrons, mesmo núcleo residual (^{11}B), mas diferentes valores assintóticos de momenta, dados na cinemática inicial.

Resumindo, as distribuições de momentum são fracamente sensíveis à interação coulombiana e aos diferentes momenta assintóticos e núcleos-residuais-espelhos para núcleos-alvo leves com isospin total $T = 0$.

Deste modo, para reações $(p,2p)$ e (p,pn) nas mesmas

condições geométricas e cinemáticas, concluímos que $|g'_p|^2 \approx |g'_n|^2$ e $(F.C.)_{(p,2p)} \approx (F.C.)_{(p,pn)}$, indicando assim que $C(E,\theta) \approx 1$, conforme previsão da aproximação de impulso.

Vamos agora nos deter nas seções de choque de correlação dessas duas reações e comparar as razões, obtidas teoricamente, com os dados experimentais. Para tanto, levamos em consideração os efeitos já analisados, embora eles tenham, como vimos, pouca influência. Assim, utilizamos funções de onda para prótons e nêutrons geradas por poços quadrados de diferentes profundidades, incluindo a interação coulombiana (ver apêndice A), de forma a reproduzirem as energias de separação experimentais de prótons e nêutrons. Os potenciais óticos empregados levam em conta, conforme figura IV.14, os diferentes núcleos-residuais dessas reações e os momenta assintóticos correspondem aos distintos valores apresentados nas tabelas B.12 a B.15.

Aos calcular as seções de choque de correlação na forma fatorada (II.41), necessitamos ser cautelosos com as regiões não significativas das distribuições de momentum não distorcidas, onde são predominantes os espalhamentos múltiplos. Para identificar tais regiões obtemos, inicialmente, as distribuições de momentum não distorcidas para os casos em estudo. Posteriormente, apresentamos as distribuições de momentum distorcidas, polarizações efetivas, seções de choque de correlação e razões entre as seções de choque dos processos $(p,2p)$ e (p,pn) .

As distribuições de momentum não distorcidas (II.40) para os estados- $1p_{3/2}$ de prótons e nêutrons podem ser vistas na figura IV.17 em função do ângulo θ_2 para os diversos valores da energia T_2 . Verificamos um preenchimento dos mínimos em decor-

rência do fato de que, para as geometrias em consideração, o momento do núcleon-alvo nunca adquire o valor zero. A variação em posição e valor desses mínimos, observada para os diversos valores da energia T_2 , é consequência dos diferentes momentos dos núcleons-alvo. Desta figura, podemos verificar que os ângulos relevantes para comparação com os resultados experimentais são $40^\circ < \theta_2 < 50^\circ$ e $60^\circ < \theta_2 < 75^\circ$, pois estão fora das regiões de mínimo.

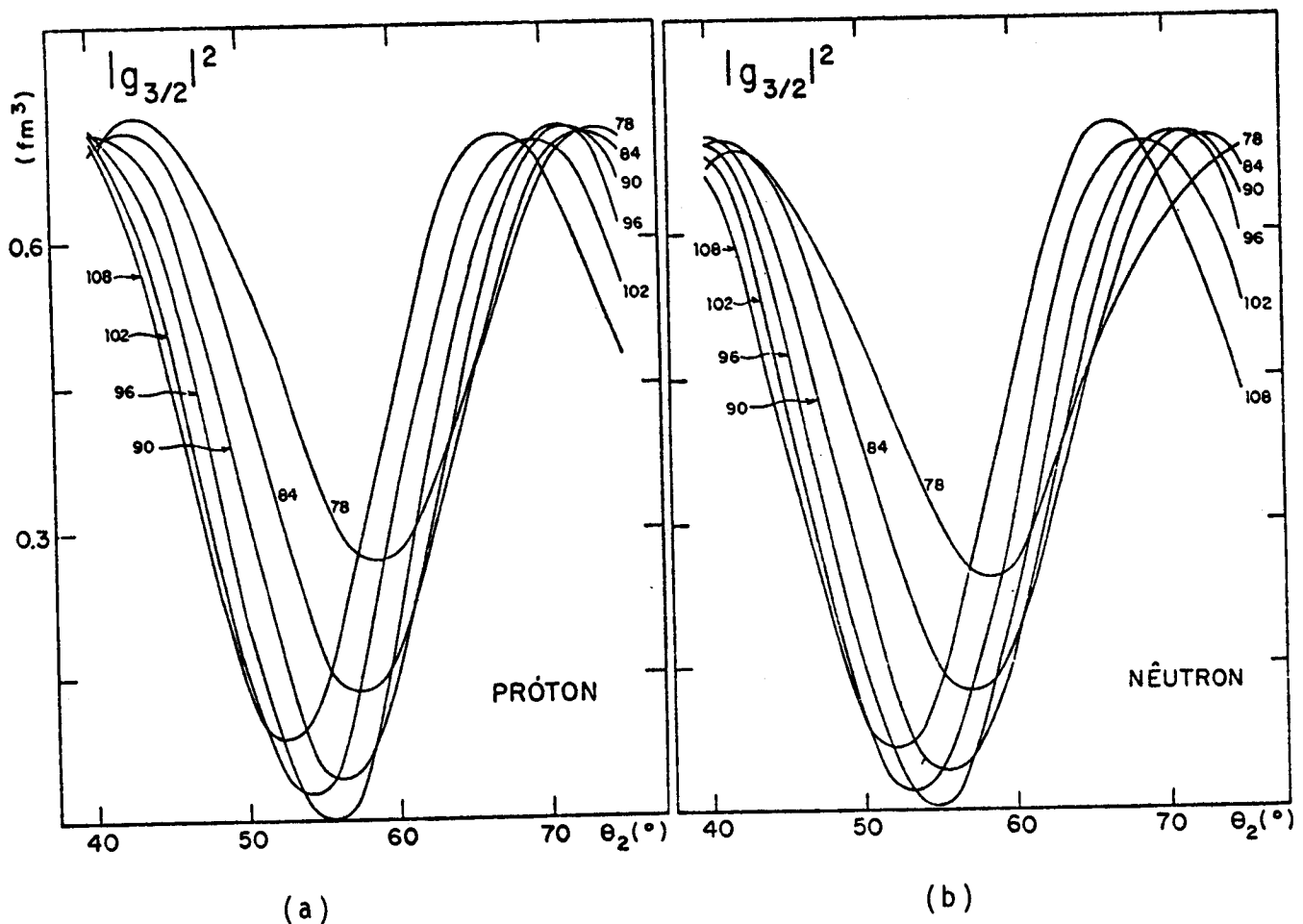


Figura IV.17 - Distribuições de momentum não distorcidas para o estado- $1p_{3/2}$ (a) de prótons e (b) de nêutrons do ^{12}C . Em cada curva, os números indicam os valores da energia cinética T_2 (em MeV) da partícula emergente de menor energia.

As distribuições de momentum distorcidas (II.39) são reproduzidas na figura IV.18, para os estados de prótons e nêutrons, em função do ângulo θ_2 . Observamos, em relação às não distorcidas, o preenchimento dos mínimos e redução nas intensidades dos máximos. Essas modificações, provocadas pelo potencial ótico, são diferentes para cada curva, justamente porque os potenciais óticos dependem da cinemática.

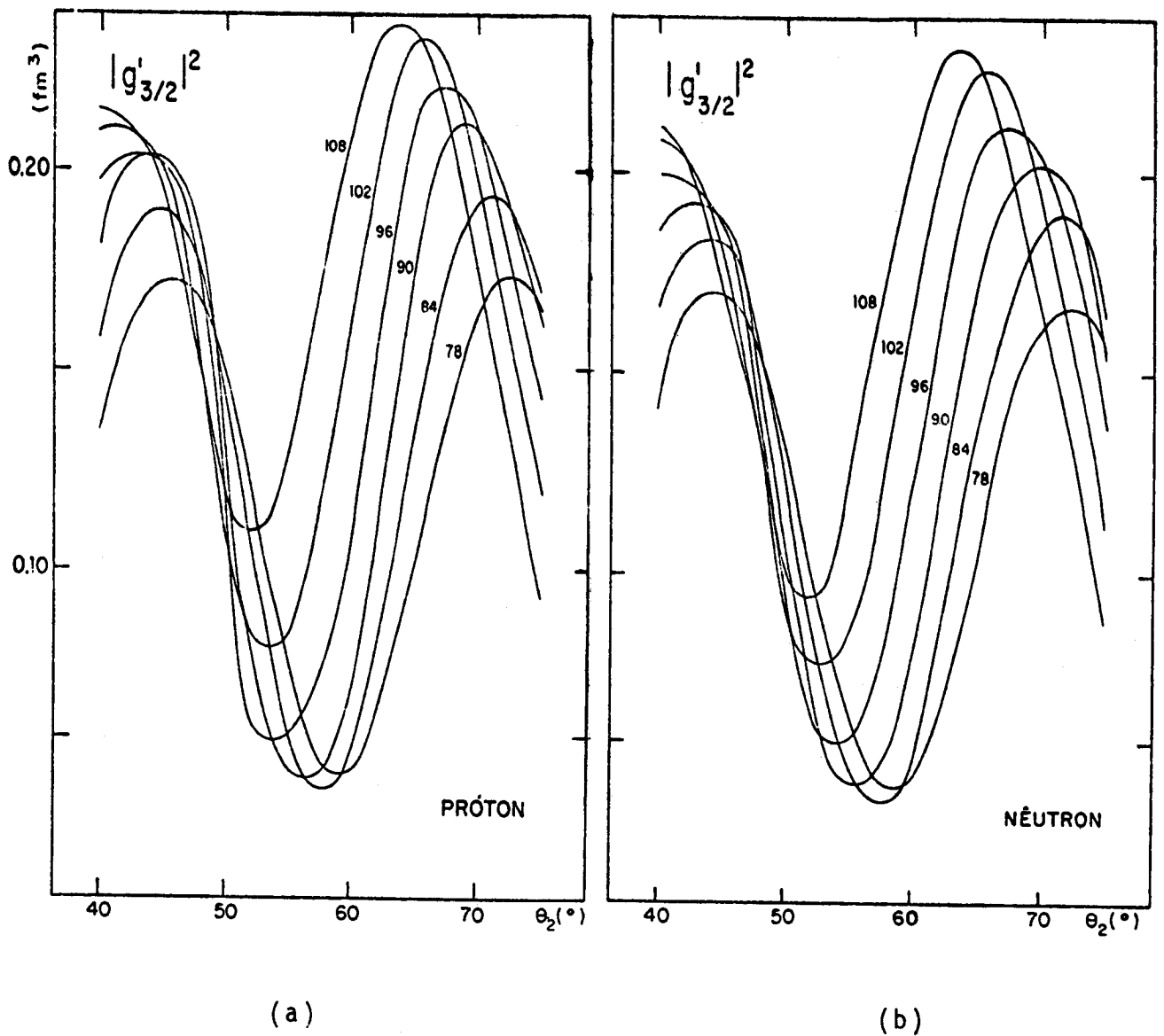


Figura IV.18 - Distribuições de momentum distorcidas para o estado- $1p_{3/2}$ (a) de prótons e (b) de nêutrons do ^{12}C . Em cada curva, os números indicam os valores da energia cinética T_2 (em MeV) da partícula emergente de menor energia.

As polarizações efetivas dos estados de prótons e nêutrons, obtidas da relação II.56, a partir do conhecimento das funções $|g'|^2$, são determinadas essencialmente pelo spin do estado final [58], pois o ^{12}C tem, no estado fundamental, spin total nulo. As polarizações efetivas do estado- $1p_{3/2}$ são mostradas na figura IV.19, na qual podemos verificar que, para cada valor fixo da energia T_2 , $P_{ef}(\text{próton}) \approx P_{ef}(\text{nêutron})$, confirmando a análise qualitativa da seção III.2. Para pequenos momenta da partícula-

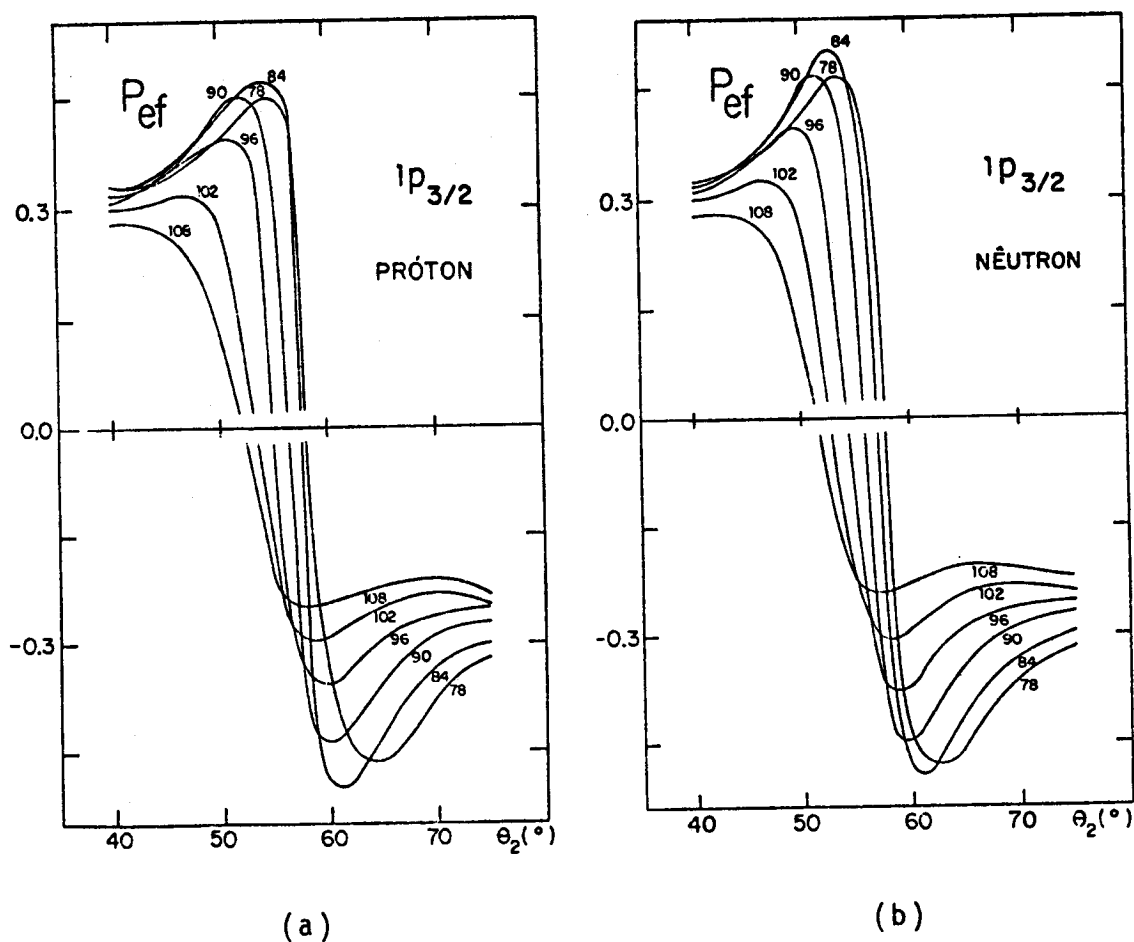


Figura IV.19 - Polarizações efetivas calculadas para o estado- $1p_{3/2}$ de (a) prótons e (b) nêutrons do ^{12}C . Em cada curva, os números indicam os valores da energia cinética T_2 (em MeV) da partícula emergente de menor energia.

-alvo, no cálculo das polarizações efetivas através de diferenças e razões de $|g'|^2$ (II.56) há introdução de erros numéricos, de modo que as imprecisões de P_{ef} são maiores para pequenos valores de \vec{k}_3 . Além disso, uma vez que nas geometrias em consideração $|\vec{k}_3|$ nunca se anula, a polarização efetiva nunca adquire o valor zero. Por estes motivos, as curvas de P_{ef} são interrompidas próximas ao eixo na figura IV.19.

A seção de choque diferencial próton-núcleon livre no sistema centro de massa ($d\sigma^L/d\bar{\Omega}$) é obtida da relação II.43 com $P_0 = 0$, pois os prótons incidentes não são polarizados. As funções $I_0(\bar{\theta})$ e $P(\bar{\theta})$, determinados através dos deslocamentos de fase de MacGregor et al [54], encontram-se nas tabelas B.12 a B.15, concordando bem com os dados experimentais [56], embora em alguns casos tenha sido necessário extrapolar os deslocamentos de fase além da maior energia tabelada (460 MeV). Constam também nessas tabelas os fatores cinemáticos, calculados com a relação II.42, para as cinemáticas inicial e final.

Conhecidos os fatores cinemáticos, as distribuições de momentum distorcidas e as seções de choque livres, podemos obter as seções de choque de correlação na forma fatorada (II.41), cujos resultados são apresentados na figura IV.20, em função do ângulo θ_2 . De maneira geral, o valor superior corresponde à cinemática inicial e o inferior, à final. A largura das curvas fornece (ver seção II.3) uma indicação da incerteza máxima ocasionada pelos efeitos de fora da camada de energia. Nesta figura incluímos para comparação os dados de TRIUMF [76], escolhendo $\mu\text{b}\cdot\text{sr}^{-2}\cdot\text{MeV}^{-1}$ como unidade. Vemos nesta figura que as distorções empregadas nos nossos cálculos não preenchem suficientemente os

mínimos das distribuições de momentum não distorcidas (figura IV.17). No entanto, como nessas regiões os espalhamentos múltiplos são predominantes, elas não são confiáveis para comparação com os dados experimentais. Observamos também que na região dos vales, onde $|\vec{k}_3| \approx 0$, os efeitos de fora da camada de energia são menores, em concordância com os trabalhos de Redish et al [40,41]. Assim da figura IV.20 concluímos que a concordância qualitativa entre os resultados teóricos e experimentais é boa.

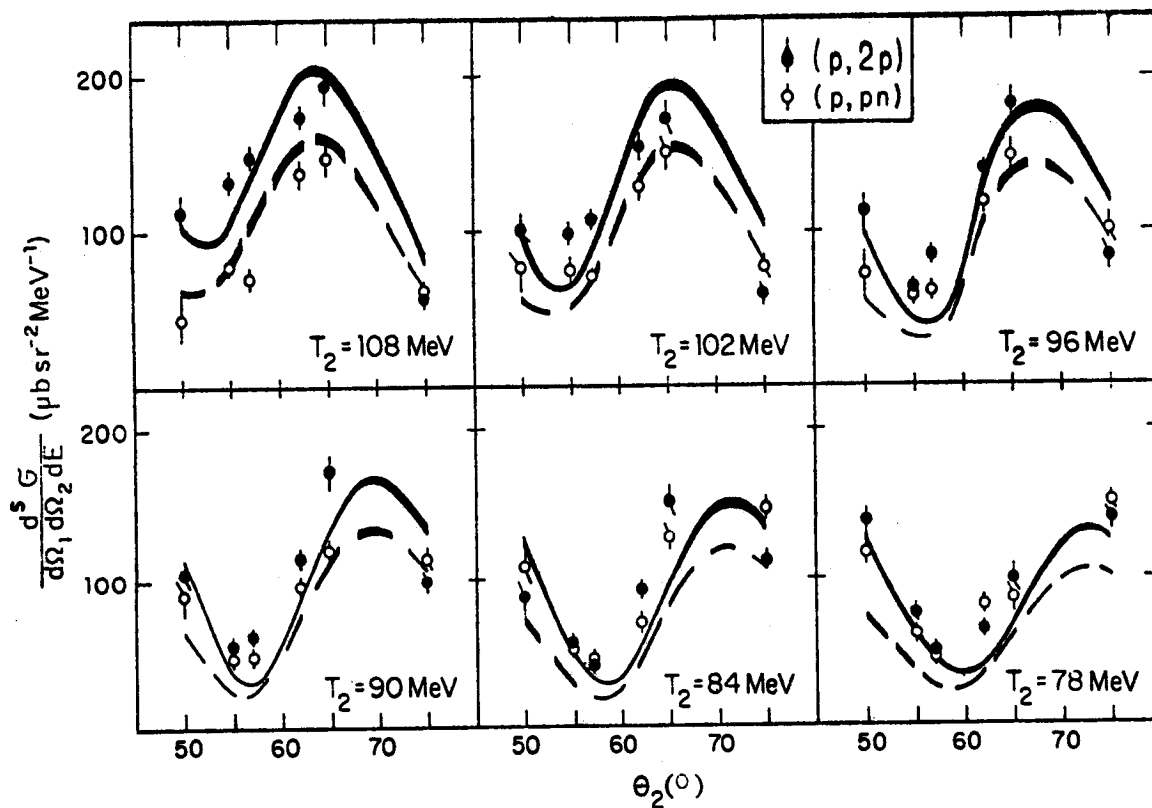


Figura IV.20 - Seções de choque de correlação das reações (p,2p) e (p,pn) no ^{12}C obtidas experimentalmente pelo grupo de TRIUMF [76], juntamente com nossas curvas teóricas. As larguras das curvas refletem efeitos de fora da camada de energia.

Mais significativa que a figura IV.20, é a comparação da razão entre as seções de choque de correlação (p,2p) e (p,pn) experimentais com as correspondentes teóricas. Esta comparação

é feita na figura IV.21, para os valores do ângulo θ_2 usados na experiência. Particularmente em $\theta_2 = 62^\circ$ e $\theta_2 = 65^\circ$, que estão fora dos mínimos das distribuições de momentum não distorcidas (figura IV.17), a concordância entre a razão experimental e teórica é muito boa. Para os ângulos situados nas regiões não significativas de $|g|^2$, por exemplo $\theta_2 = 50^\circ$ e $\theta_2 = 55^\circ$, há diferenças, mas, como observado anteriormente, é esperado que nestas regiões, a aproximação de impulso e de fatoração não sejam boas.

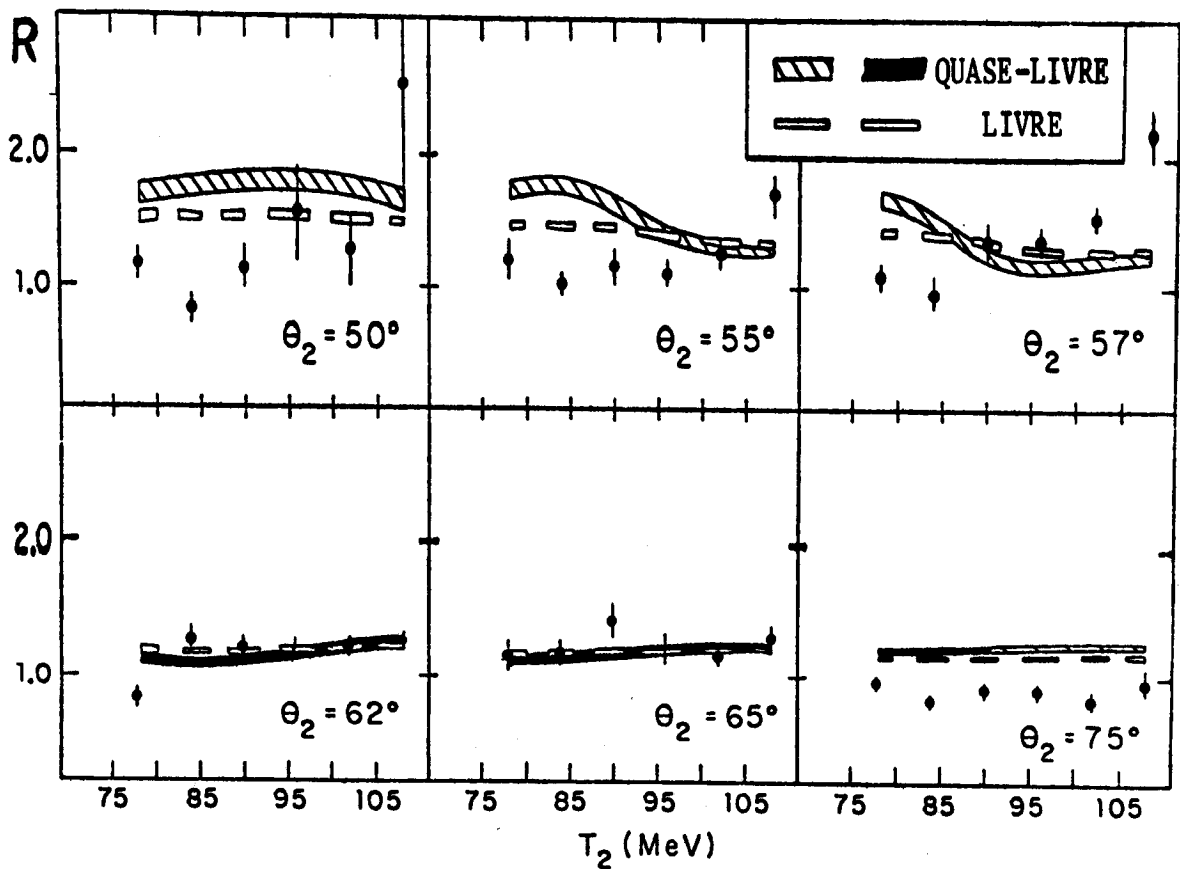


Figura IV.21 - Razões experimentais [76] e teóricas entre as seções de choque de correlação das reações $(p,2p)$ e (p,pn) , bem como entre as seções de choque livres pp e pn em função da energia. As curvas são cheias onde a geometria é tal que os resultados são significativos. As larguras das curvas contínuas e descontínuas refletem a incerteza de fora da camada de energia.

Na figura IV.21 também indicamos a razão entre as se

ções de choque livres. Vemos que, nas regiões mais significativas, essas razões são praticamente iguais às quase-livres, de acordo com previsões da aproximação de impulso. A largura das curvas indicam as incertezas máximas provenientes dos efeitos de fora da camada de energia. Para obter estas incertezas máximas nas razões, por vezes foi necessário considerar para um dos processos a prescrição inicial e para o outro, a prescrição final. As curvas são mais largas nas razões quase-livres do que nas livres porque para cada prescrição (inicial ou final), precisamos considerar o correspondente fator cinemático para obter as razões quase-livres. Esses fatores aumentam as incertezas.

Esses resultados indicam que a aproximação de impulso, nas regiões significativas das distribuições de momentum não distorcidas, é para todos os casos estudados muito boa. Vale observar que mesmo tomando $P(\bar{\theta}) = 0$ esta conclusão não é alterada, pois os casos $\theta_2 = 62^\circ$ e $\theta_2 = 65^\circ$ apresentam a mesma concordância da figura IV.21, e nos casos $\theta_2 = 50^\circ$, $\theta_2 = 55^\circ$ e $\theta_2 = 57^\circ$ a concordância é, levemente, melhorada.

Para uma conclusão mais definitiva e uma estimativa quantitativa mais precisa seriam interessantes medidas em outros núcleos, como o ^{16}O e o ^{40}Ca , em particular, para regiões significativas das distribuições de momentum. Finalmente, é importante notar que a aproximação de impulso pode conter erros que (também) se cancelem na razão das seções de choque quase-livres. Um exemplo é o efeito de correlações de curto alcance, que podem ocasionar processos de arrancamento em que há excitação de duas ou mais partículas, resultando numa diminuição da seção de choque quase-livre. A aproximação de impulso não considera esse fator de

redução, mas, nas razões que calculamos, ele é cancelado. Esta questão merece uma investigação a parte; de qualquer modo, a com paração discutida na presente seção, possibilita um cancelamen-
to considerável das incertezas do formalismo.

IV.3 - Reação $^{16}_0(\vec{p}, pN)^{15}_X$ a 400 MeV

Discutimos na seção III.3 o interesse em medir seções de choque de correlação variando o spin e o isospin das partícu-
las diretamente envolvidas no processo quase-livre. Lamentavel-
mente não existem ainda dados experimentais deste tipo e, por is-
so, propomos a reação $^{16}_0(\vec{p}, pN)^{15}_X$ a 400 MeV, para a qual calcu-
lamos as assimetrias teóricas.

A escolha do $^{16}_0$ como núcleo-alvo deve-se ao fato de que existem muitos dados experimentais de reações quase-livres com esse núcleo-alvo, demonstrando sua viabilidade. Propomos, agora, que as medidas sejam feitas em condições geométricas e cinemáticas mais apropriadas.

Em relação às aproximações envolvidas nos cálculos, a energia incidente de 400 MeV é mais adequada que, por exemplo, a de 200 MeV, pois tanto a aproximação de impulso quando o méto-
do WKB, usado no cálculo das distorções, são melhores a medida que cresce a energia incidente. Por outro lado, a produção de mē-
sons, que aumenta com a energia, ainda é um efeito desprezível a 400 MeV. Para que o valor da assimetria de um processo quase-
livre seja apreciável (relação III.3), é necessário que as funções $P(\vec{\theta})$ e, principalmente, $C_{nn}(\vec{\theta})$, sejam grandes (vale di-

zer que $|P(\bar{\theta})|_{\text{m\acute{a}x}} = |C_{nn}(\bar{\theta})|_{\text{m\acute{a}x}} = 1.$) Nas regi\~oes hachuradas da figura II.4, vemos que, sob este aspecto, as rea\~oes a 400 MeV s\~ao menos favor\u00e1veis que as rea\~oes a 200 MeV. Mesmo assim, pelo menos para a rea\~ao ($\vec{p}, 2p$), os valores de $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ ainda adquirem valores consider\u00e1veis a 400 MeV.

A geometria dos processos que analisamos \u00e9 id\u00eantica a da rea\~ao $^{12}\text{C}(p, pN)^{11}\text{X}$ a 400 MeV, j\u00e1 discutida, ou seja, o \u00e2ngulo de emerg\u00eancia do pr\u00f3ton de maior energia \u00e9 mantido fixo em 27° , enquanto o \u00e2ngulo da outra part\u00edcula emergente (pr\u00f3ton ou n\u00e9utron) adquire os valores $\theta_2 = 40^\circ, 45^\circ, 65^\circ$ e 70° . Os momenta das part\u00edculas arrancadas, calculados com a rela\~ao de conserva\~ao de momentum (II.1) constam nas tabelas B.16 a B.19.

As distribui\~oes de momentum n\u00e3o distorcidas foram calculadas para os estados- $1p_{1/2}$ e os estados- $1p_{3/2}$ de pr\u00f3tons e n\u00e9utrons do ^{16}O . Na figura IV.22.a constam essas fun\~oes para o estado- $1p_{1/2}$ de pr\u00f3tons. Para compara\~ao, reproduzimos na figura IV.22.b as distribui\~oes de momentum n\u00e3o distorcidas com $T_2 = 108$ MeV, para pr\u00f3tons e n\u00e9utrons nos dois estados- $1p$. Dessa figura podemos notar que essas fun\~oes s\u00e3o muito semelhantes para pr\u00f3tons e n\u00e9utrons num mesmo estado. O mesmo n\u00e3o ocorre contudo no caso de pr\u00f3tons (ou n\u00e9utrons) em diferentes estados, pois, de acordo com a se\~ao III.3, a diferen\~a na energia de liga\~ao altera a cauda da fun\~ao de onda, gerando distribui\~oes de momentum de magnitude significativamente diferentes. Assim na raz\u00e3o entre se\~oes de choque de correla\~ao correspondentes a diferentes estados, n\u00e3o ocorre um grande cancelamento de incertezas. Portanto, a figura IV.22.b ilustra quantitativamente a discuss\u00e3o do cap\u00edtulo anterior, onde argumentamos a favor do estudo de

razão entre seções de choque quase-livres para um mesmo estado de partícula-única. Ainda da figura IV.22.b podemos notar que as posições dos máximos são essencialmente as mesmas em todos os casos e, conseqüentemente, a figura IV.22.a pode ser utilizada, numa boa aproximação, para definir as regiões mais significativas das distribuições de momentum não distorcidas que, no caso, são $40^\circ < \theta_2 < 50^\circ$ e $60^\circ < \theta_2 < 75^\circ$.

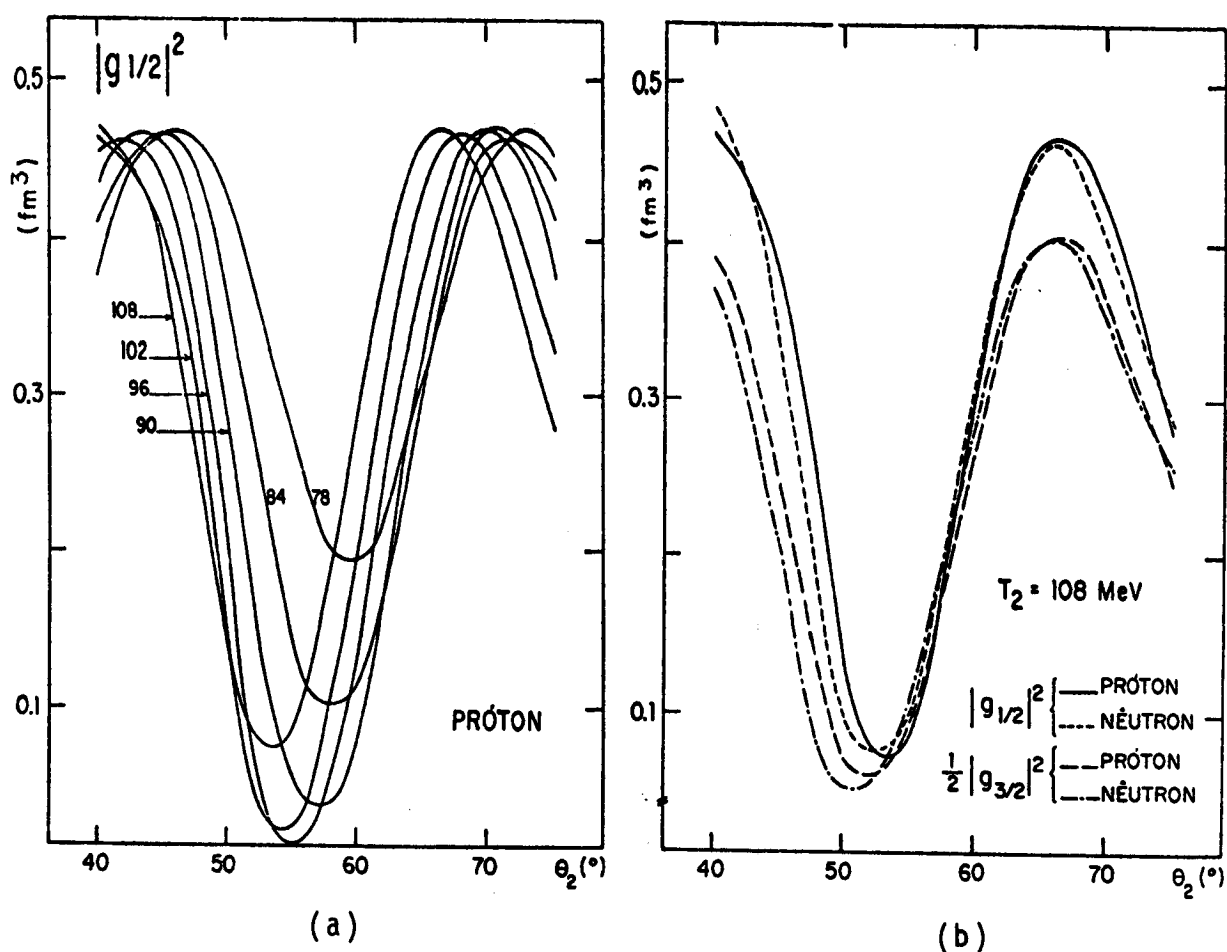


Figura IV.22 - Distribuições de momentum não distorcidas para núcleons no ^{16}O . Em (a) estado- $1p_{1/2}$ de prótons. Em cada curva, os números indicam os valores da energia cinética T_2 (em MeV). Em (b) estados- $1p$ de prótons e nêutrons para o caso $T_2 = 108$ MeV.

As distribuições de momentum distorcidas são calculadas, conhecendo-se os potenciais óticos e usando a aproximação

WKB na determinação das distorções. Na figura IV.23 apresentamos esses potenciais óticos para os núcleos residuais ^{15}O e ^{15}N , conforme seção II.6. Convém observar que, devido à invariança de isospin, o próton arrancado na reação (p,2p) está sujeito ao mesmo potencial ótico que o nêutron arrancado na reação (p,pn).

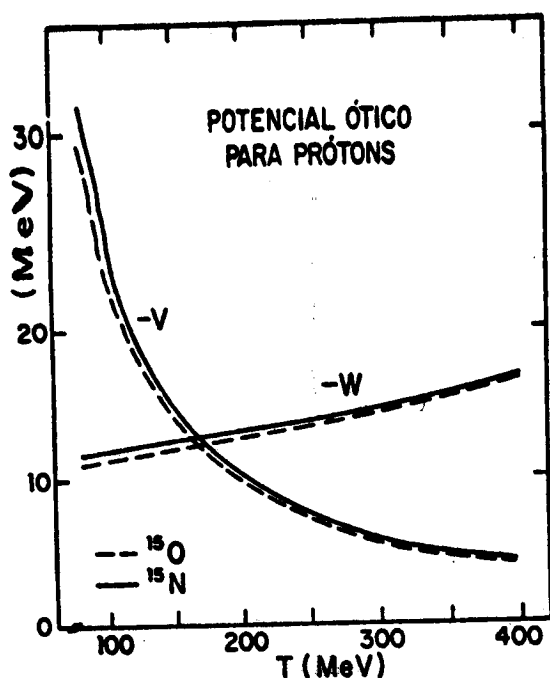
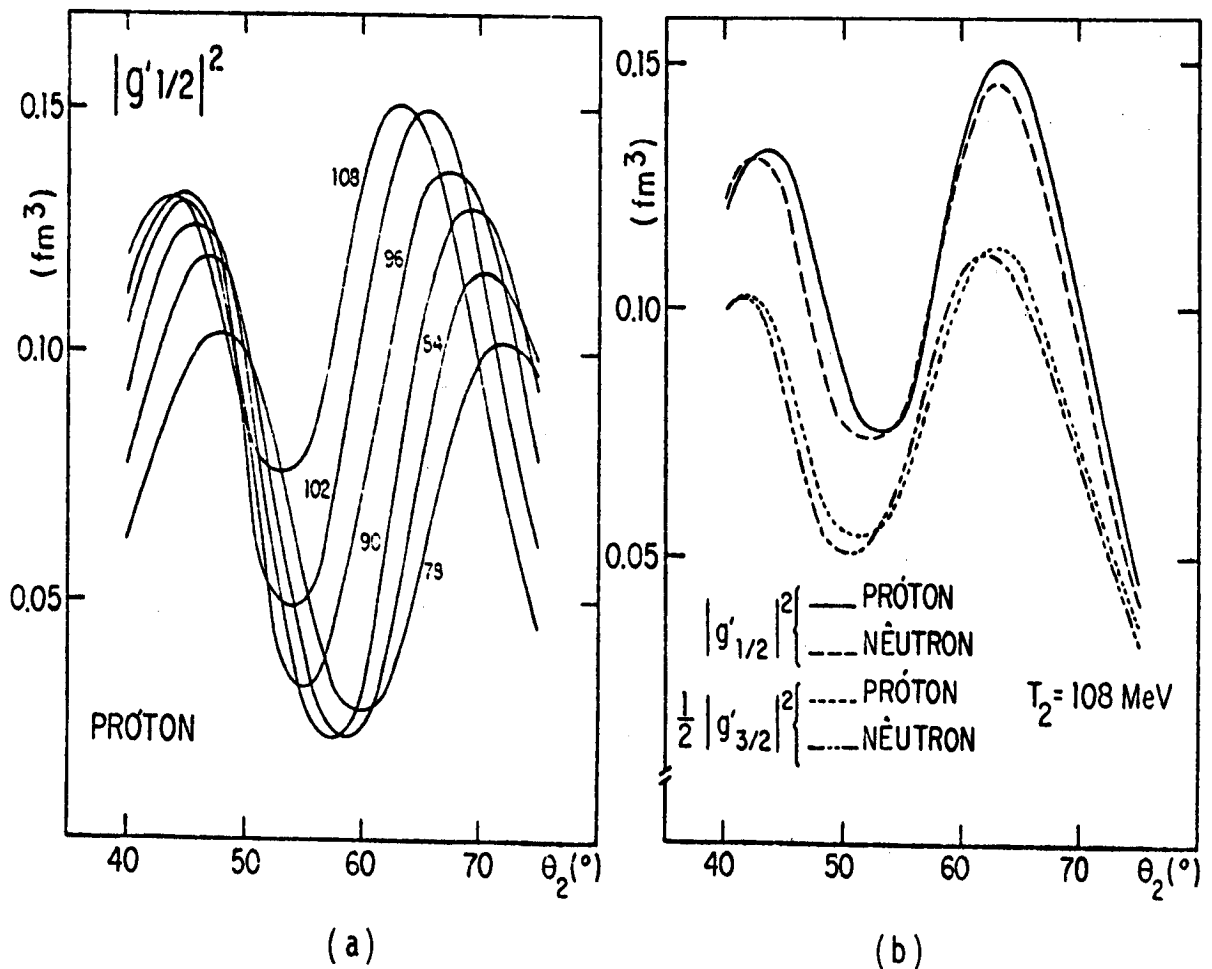


Figura IV.23 - Valores utilizados para o potencial ótico do tipo poço quadrado ($V+iW$) para os diferentes núcleos residuais, ^{15}O e ^{15}N .

As distribuições de momentum distorcidas, obtidas para o estado- $1p_{1/2}$ de prótons, constam na figura IV.24.a, enquanto na figura IV.24.b comparamos essas funções correspondentes aos estados- $1p_{1/2}$ e aos estados- $1p_{3/2}$ de prótons e nêutrons, no caso em que $T_2 = 108$ MeV. As curvas dessa figura indicam que as distribuições de momentum distorcidas são pouco sensíveis à variação do isospin da partícula arrancada, mas, em semelhança às não distorcidas, dependem fortemente do estado de partícula-única.



(a) (b)

Figura IV.24 - Distribuições de momentum distorcidas para núcleons no ^{16}O . Em (a) estado- $1p_{1/2}$ de prótons. Em cada curva, os números indicam os valores da energia cinética T_2 (em MeV). Em (b) estados- $1p$ de prótons e nêutrons para o caso $T_2 = 108$ MeV.

As polarizações efetivas, obtidas a partir das distribuições de momentum para o estado- $1p_{1/2}$ de prótons no ^{16}O são apresentadas na figura IV.25.a. Para o caso $T_2 = 108$ MeV comparamos as polarizações efetivas dos estados- $1p_{1/2}$ e dos estados- $1p_{3/2}$ de prótons e nêutrons, conforme pode ser visto na figura IV.25.b. Como no caso do ^{12}C , essas curvas são interrompidas próximas do eixo, porque essas funções, nas geometrias estudadas, não se anulam.

Devido às aproximações utilizadas e, em especial, à aproximação WKB, que não é boa para os menores valores de T_2 escolhidos, essas polarizações efetivas possivelmente não apresen

tem boa concordância com os dados experimentais. Entretanto, conforme mencionamos diversas vezes, o cálculo das assimetrias deve cancelar essas imprecisões.

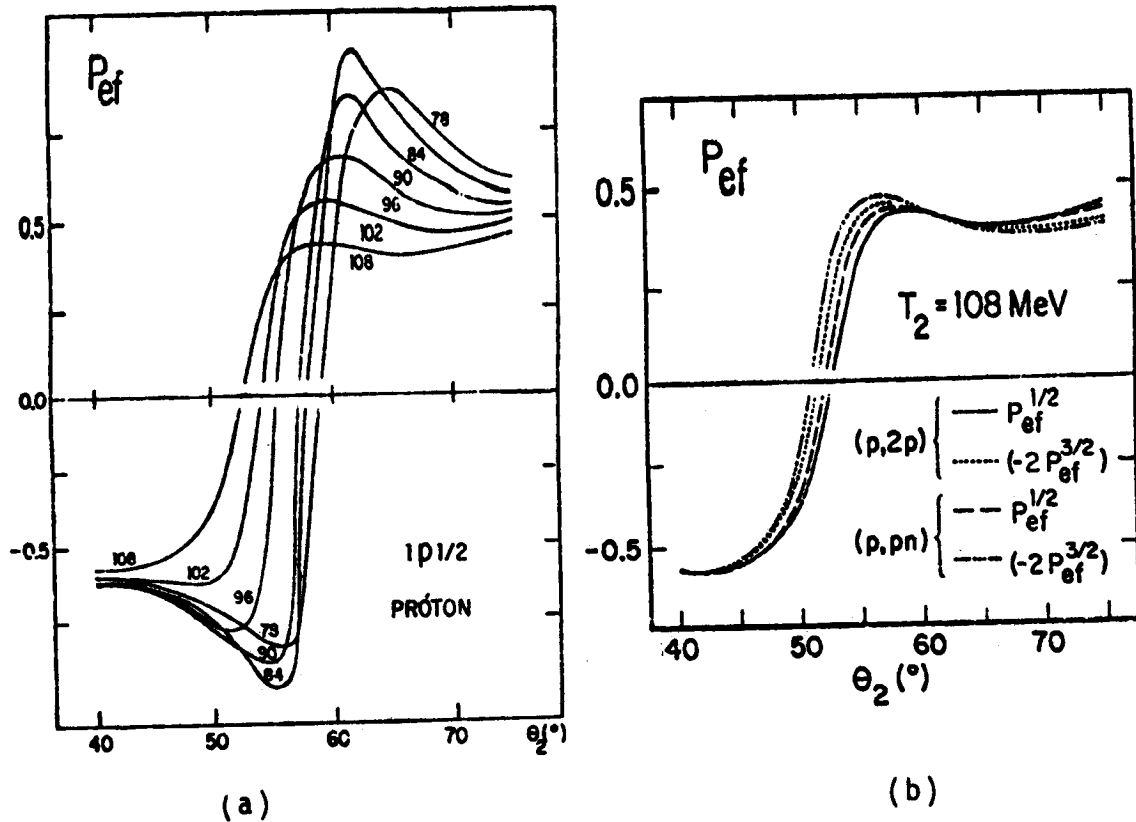


Figura IV.25 - Polarizações efetivas para núcleons no ^{16}O . Em (a) estado- $-1p_{1/2}$ de prótons. Em cada curva, os números indicam os valores da energia cinética T_2 (em MeV). Em (b) estados- $-1p$ de prótons e nêutrons para o caso $T_2 = 108$ MeV.

Essas assimetrias, para as reações propostas, são calculadas da relação II.58 e apresentadas na figura IV.26. Os fatores cinemáticos e os valores de $I_0(\bar{\theta})$, $P(\bar{\theta})$ e $C_{nn}(\bar{\theta})$ correspondentes, obtidos com os deslocamentos de fase de MacGregor et al [54] para a cinemática inicial, estão contidos nas tabelas B.16 a B.19. Como vemos na figura IV.26, as assimetrias dependem fortemente do estado de partícula-única em decorrência das respectivas polarizações efetivas, que teoricamente obedecem a

relação $p_{ef}^{3/2} \approx -2 p_{ef}^{1/2}$. Para um mesmo estado ($1p_{1/2}$ ou $1p_{3/2}$) a dependência das assimetrias com o isospin \bar{e} é provocada, essencialmente, pela função $C_{nn}(\bar{\theta})$ que, nas situações geométricas em consideração, adquire valores apreciavelmente diferentes nos espalhamentos pp e pn (tabelas B.16 a B.19).

Como nas geometrias escolhidas são significativas as regiões de distribuições de momentum não distorcidas (figura IV.22) esperamos que os dados experimentais apresentem boa concordância com nossos cálculos teóricos, à semelhança do caso do ^{12}C , o que confirmaria a validade da aproximação de impulso. Vale observar que essa concordância levaria à conclusão de que a polarização efetiva de prótons e nêutrons num mesmo estado de partícula-única é numa boa aproximação, a mesma (figura IV.25.b). Inclusive como todos os casos em estudo são não simétricos, os valores de $P(\bar{\theta})$ são consideráveis, de modo que a medida dessas assimetrias pode ser útil para verificar se ocorre redução de $P(\bar{\theta})$ na matéria nuclear. Nossos cálculos indicam que, quando se toma $P(\bar{\theta}) = 0$, a maior parte dos valores das assimetrias na figura IV.26 são diminuídos de uma quantidade igual a 0.2.

Finalmente, convém observar que as assimetrias obtidas através das seções de choque quase-livres (II.58) são iguais às obtidas diretamente das seções de choque livres (III.1), confirmando nossa suposição (seção III.1) de que as distribuições de momentum distorcidas e suas incertezas são canceladas nas assimetrias.

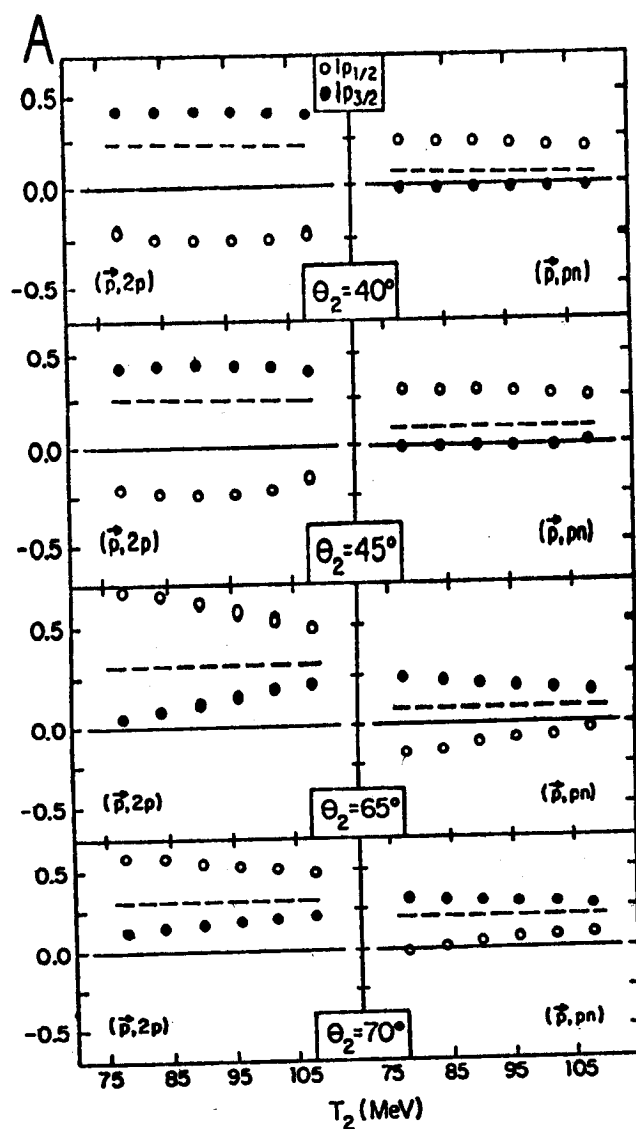


Figura IV.26 - Assimetrias calculadas para os processos quase-livres $(\vec{p}, 2p)$ e (\vec{p}, pn) nos estados-p do ^{16}O com prótons incidentes de 400 MeV. A linha interrompida indica os valores da polarização do espalhamento livre $P(\bar{\theta})$.

Concluindo, as reações quase-livres com variação do spin e/ou isospin das partículas diretamente envolvidas no processo de arrancamento, propiciam um teste bastante direto para a aproximação de impulso, pois possibilitam o cancelamento da maior parte das incertezas contidas na seção de choque de correlação, provenientes, principalmente, dos potenciais óticos e das funções de onda.

As reações analisadas com variação da polarização do

feixe incidente, $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV, mostram que para $\theta_1 = \theta_2$ as previsões da aproximação de impulso são bastante boas. Para $\theta_1 \neq \theta_2$, no entanto, há discrepâncias que precisam ser estudadas com maior cuidado.

As reações estudadas com variação do isospin do nêutron arrancado, $^{12}\text{C}(p, pN)^{11}\text{X}$ a 400 MeV, indicam que a aproximação de impulso é boa nas regiões significativas das distribuições de momentum não distorcidas.

A ausência de resultados experimentais de reações com variação de spin e isospin, nas mesmas condições geométricas e cinemáticas, sugeriu uma previsão teórica feita para a reação $^{16}\text{O}(\vec{p}, pN)^{15}\text{X}$ a 400 MeV e $^{16}\text{O}(\vec{p}, pn)^{15}\text{O}$ a 200 MeV. As medidas experimentais, confirmando essas previsões, poderão dar suporte adicional à aproximação de impulso.

V - COMENTÁRIOS E CONCLUSÕES

Como os processos quase-livres têm propiciado um grande número de informações nucleares, particularmente energias de separação e distribuições de momentum, faz-se necessário, como ressaltamos na Introdução, determinar o domínio de aplicação da aproximação de impulso, que é a aproximação fundamental utilizada no formalismo de reações quase-livres. Esse interesse se estende, também, a diversos outros tipos de reações nucleares a energias intermediárias, cujas descrições têm se baseado nessa aproximação.

Essencialmente a DWIA consiste em duas suposições fundamentais. Por um lado, supõe-se que a ação do núcleo residual sobre as partículas incidente e emergentes consiste num espalhamento elástico, podendo, portanto, ser simulado por um potencial ótico convencional. A outra suposição, que contém os aspectos físicos mais interessantes, é a de que o choque direto entre a partícula incidente e o núcleon-alvo ocorre como se estas partículas estivessem livres, ou seja, supõe-se que os núcleons mantêm sua estrutura básica dentro do núcleo. Esta é a idéia fundamental da aproximação de impulso.

Na descrição da influência do núcleo residual através de potenciais óticos, admite-se um potencial complexo, cuja parte imaginária é responsável pela absorção das partículas que não permanecem nos canais elásticos, enquanto a parte real simula as deflexões sofridas pelas partículas que permanecem nesse canal.

Como os parâmetros dos potenciais óticos não são bem

conhecidos e três são as partículas que sofrem distorções, o cálculo dessas distorções contém incertezas; incertezas estas apreciáveis, pois o efeito total das distorções pode reduzir as seções de choque de correlação em uma ordem de grandeza, além de alterar suas formas. Assim sendo, as distorções prejudicam a própria avaliação da aproximação de impulso. Pesquisas sobre a validade da DWIA em espalhamentos elásticos [8] e inelásticos [33] têm dado suporte às suas suposições. Todavia os processos quase-livres representam provavelmente sua aplicação mais direta, sugerindo, pois, que sua avaliação seja feita através da análise de reações quase-livres. Adicionalmente, nessas reações, ao contrário do que ocorre nos espalhamentos elásticos, as transferências de momentum são grandes e a avaliação da aproximação de impulso, nestas circunstâncias, permite aumentar a confiança nas numerosas informações nucleares obtidas de processos quase-livres.

Jain [32] fez uma estimativa teórica do erro cometido ao se aplicar a aproximação de impulso em reações quase-livres incluindo a correção de primeira ordem aos elementos de matriz T_{fi} (II.16), conforme a sugestão de Kerman et al [7]. Os resultados desse trabalho mostram que, para reações simétricas, essa correção altera a curva de $|T_{fi}|^2$ em função do momentum de recuo, apenas de um pequeno fator aproximadamente constante para energias incidentes superiores a 200 MeV (250 MeV), quando a energia de separação do nêutron-alvo é de ~10 MeV (~40 MeV). Vale observar, todavia, que uma mudança de normalização não invalida a maior parte das conclusões derivadas de experiências quase-livres.

Uma análise experimental interessante coube a Roos et al [39] que compararam seções de choque de correlação teóricas e experimentais de reações $(p,2p)$ no estado-2s do ^{40}Ca com prótons incidentes de 150 MeV, mantendo a transferência de momento igual a zero, para minimizar a variação de $|g'|^2$. Todavia, a variação das funções $|g'|^2$ calculadas, devido às distorções, é ainda de um fator 2 no intervalo angular considerado, de forma que as incertezas contidas nessa grandeza não são completamente canceladas, podendo em parte ser responsáveis pela concordância observada.

Nesse trabalho propomos avaliações bastante diretas da aproximação de impulso, através de testes que se baseiam, essencialmente, no estudo de grandezas pouco sensíveis às incertezas do formalismo. Com esse intuito, nos concentramos na comparação entre resultados teóricos e experimentais para as assimetrias de processos quase-livres $(\vec{p},2p)$ e (\vec{p},pn) e para as razões entre as seções de choque quase-livres $(p,2p)$ e (p,pn) . No cálculo dessas grandezas, como mostramos, são eliminadas grande parte das incertezas provenientes das funções de onda nucleares e dos potenciais óticos, podendo-se obter depuradas informações diretamente da aproximação de impulso. É verdade que a aproximação de impulso pode conter erros que também se cancelam no cálculo das razões entre as seções de choque. As correlações de curto alcance, por exemplo, provocam processos em que há excitação de duas ou mais partículas, reduzindo as seções de choque quase-livres. Essa redução representa um erro na aproximação de impulso e, no entanto, também é cancelada no cálculo das razões que propomos. Essa questão merece uma investigação a parte. Ainda assim, as razões discutidas nesse trabalho diminuem consideravelmente as in-

certezas das aproximações.

Um problema inerente à aplicação da DWIA a processos quase-livres refere-se a escolha dos momenta relevantes à interação direta do processo quase-livre. Como essa interação ocorre fora da camada de energia e, adicionalmente, como os momenta sofrem variações dentro do meio nuclear, devido às distorções, há uma certa arbitrariedade na seleção dos momenta relevantes ao choque direto do processo quase-livre. Adotamos, preferencialmente, os momenta iniciais porque cálculos de seções de choque mostram que, para as situações cinemáticas que consideramos, essa escolha fornece resultados que apresentam boa concordância com os obtidos de prescrições fora da camada de energia [41,42]. Ainda assim, baseados em estudos cujos resultados indicam que, de um modo geral, as prescrições fora da camada de energia fornecem valores de seções de choque [41,42] e assimetrias [43] intermediários aos obtidos com as prescrições inicial e final, em diversas situações utilizamos essas duas prescrições.

As demais aproximações que empregamos não são essenciais, podendo ser evitadas com um trabalho computacional bastante superior que, por vezes, obscurece o problema físico. Por exemplo, utilizamos a seção de choque de correlação na sua forma fatorada (II.41) porque o cálculo se torna bastante mais simples e porque os aspectos físicos do problema são mais aparentes, estando a relação entre a polarização efetiva e a estrutura nuclear diretamente vinculada à fatoração. Entretanto, como vimos nos capítulos precedentes, utilizamos regiões de energia e ângulo tais que as seções de choque p-N livre não sofrem fortes alterações, o que nos leva a acreditar que essa seja uma boa

aproximação [45].

A aplicação do método WKB para o cálculo das distorções poderia ser evitado com o uso de deslocamentos de fase. No entanto, nos parece aceitável o método empregado, porquanto somente uma das partículas tem energia da ordem de 100 MeV. Cálculos [37] de distribuições de momentum mostram que a concordância entre os dois métodos é razoável. Vale lembrar que as suposições básicas da aproximação WKB coincidem com as da fatoração, de modo que caso aquela não seja uma boa aproximação essa também não o será. Adicionalmente, como trabalhamos com razões entre seções de choque que apresentam mesma ordem de grandeza, as correções, a essas razões, devem ser bastante pequenas, já que há o cancelamento de incertezas. O mesmo pode ser dito em relação à utilização, para facilitar o cálculo das distorções, de potenciais óticos do tipo poço quadrado. Convém observar, contudo, que as distribuições de momentum distorcidas dependem da forma dos potenciais óticos [62], sendo, portanto, recomendável o uso de potenciais mais realísticos para o cálculo de seções de choque de correlação. Despreza-se o termo de spin-órbita devido a pesquisas cujos resultados mostram que esse efeito é pequeno [59,60].

Quanto à utilização do modelo extremo de partícula-única no esquema de acoplamento jj puro cabe observar que para os núcleos-alvo ^{16}O e ^{40}Ca , que apresentam camadas fechadas, esse modelo é razoável. Para o ^{12}C seria mais recomendável um acoplamento intermediário entre o jj e o LS [22,71]. Todavia, conforme mencionado na seção II.7, sendo assegurada a validade das demais aproximações, a própria polarização efetiva pode ser utili-

zada para investigar a configuração dos núcleos.

Conclusões

A análise das reações $^{16}\text{O}(\vec{p}, 2p)^{15}\text{N}$ e $^{40}\text{Ca}(\vec{p}, 2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV foi feita através da comparação entre as polarizações efetivas, obtidas das assimetrias experimentais, de dois estados desdobrados pela interação spin-órbita, as quais, teoricamente, admitindo válida a DWIA, devem satisfazer a relação:

$$(\ell + 1) p_{ef}^{\ell+1/2} + \ell p_{ef}^{\ell-1/2} \approx 0 .$$

Verificamos a validade dessa relação para os casos simétricos em ângulo; contudo, para os casos não simétricos, há acentuadas discrepâncias quantitativas, ainda não justificadas. Eventualmente tais discordâncias podem ser originadas por alterações da polarização produzida no espalhamento p-N na presença do meio nuclear. Um modo pelo qual a interação p-N pode ser afetada num processo quase-livre é através do princípio de Pauli. Miller et al [75] investigaram essa influência em condições cinemáticas apropriadas para as reações (p,2p), concluindo que esse efeito sobre as assimetrias é de 5%, o que não elimina as discrepâncias observadas. Seria interessante, assim, investigar uma possível redução de $P(\bar{\theta})$ no meio nuclear, pois se esta redução for confirmada em outras experiências, possivelmente tenha algum significado para a estrutura nuclear.

A comparação entre os resultados teóricos e experimenten

tais para as razões entre as seções de choque dos processos quse-livres $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ e $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$ a 400 MeV é compatível com a aproximação de impulso, fora das regiões de mínimo das distribuições de momentum não distorcidas.

Finalmente, com o objetivo de analisar a variação simultânea do spin e isospin, sugerimos a medida das assimetrias das reações $^{16}\text{O}(\vec{p},2p)^{15}\text{N}$ a 400 MeV e $^{16}\text{O}(\vec{p},pn)^{15}\text{O}$ a 200 MeV e a 400 MeV, cujos resultados teóricos apresentamos. Tais medidas propiciariam uma conclusão mais definitiva da validade da aproximação de impulso, além de fornecerem informações sobre os estados de nêutrons do núcleo, que têm sido pouco investigados.

APÊNDICE A

Esse apêndice é dedicado à apresentação das funções de onda nucleares de prótons e nêutrons utilizadas no presente trabalho. Para o potencial nuclear dos nêutrons adotamos a forma de poço quadrado (de largura L e profundidade V) para a qual é conhecida a solução analítica da equação de Schroedinger:

$$\psi_{\ell m_{\ell}}(r, \theta, \phi) = R_{\ell}(r) Y_{\ell}^{m_{\ell}}(\theta, \phi), \quad (\text{A.1})$$

onde $Y_{\ell}^{m_{\ell}}(\theta, \phi)$ são os esféricos harmônicos. A parte radial normalizada para o estado-p, que consideramos, é dada por [82]:

$$R_1(r) = \begin{cases} \left[\frac{2(k_2 L + 1)^2 k_1^2 + 2k_2^2}{L[(k_2 L + 1)^2 + (k_2 L + 1) + 1]} \right]^{1/2} \times j_1(k_1 r), & r < L \\ \left[\frac{2k_1^2 k_2^4 e^{2k_2 L}}{[(k_2 L + 1)^2 + (k_2 L + 1) + 1](k_1^2 + k_2^2)} \right]^{1/2} \times (-ih_1^{(1)}(ik_2 r)), & r > L \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

sendo k_1 e k_2 definidos como segue:

$$k_1 = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (|V| - S) \right]^{1/2} \quad (\text{A.3})$$

e

$$k_2 = \left[\frac{2m}{\hbar^2} S \right]^{1/2},$$

onde S é a energia de separação.

A função de Bessel esférica, $j_l(\rho)$, para $l = 1$ é:

$$j_1(\rho) = \frac{\text{sen}\rho}{\rho^2} - \frac{\text{cosp}\rho}{\rho} \quad , \quad (\text{A.4})$$

enquanto a função de Hankel esférica de 1ª ordem, $h_l^{(1)}(i\rho)$, para o estado-p é:

$$h_1^{(1)}(i\rho) = i \frac{(\rho + 1)}{\rho^2} e^{-\rho} \quad . \quad (\text{A.5})$$

Da continuidade da função de onda e de sua derivada primeira em $r = L$, determinamos os autovalores de energia para os estados-1p, que satisfazem a seguinte equação transcendental:

$$\frac{1}{k_1 L} \cotg(k_1 L) - \frac{1}{(k_1 L)^2} = \frac{1}{k_2 L} + \frac{1}{(k_2 L)^2} \quad . \quad (\text{A.6})$$

Solucionamos essa equação transcendental pelo método de Newton [83], fixando a largura L e o momentum k_2 , através, respectivamente, dos valores experimentais de $\langle r^2 \rangle$ e de S , e fazendo variar o valor de k_1 . Desse modo, obtemos a profundidade do poço quadrado:

$$V = - \frac{\hbar^2}{2m} (k_1^2 + k_2^2) \quad . \quad (\text{A.7})$$

Para os estados-1p dos núcleos de ^{12}C e ^{16}O , considerados nesse trabalho, os valores de V obtidos a partir da energia de separação dos nêutrons constam na tabela A.1, assim como os raios nucleares determinados da relação $L = r_0 A^{1/3}$ e de valo

res experimentais de r_0 (obtidos de espalhamentos de elétrons [64]).

Tabela A.1 - Parâmetros dos potenciais nucleares do tipo poço quadrado de largura L [64], que fornecem a energia de separação dos nêutrons [78,81].

NÚCLEO	ESTADO	S (MeV)	V (MeV)	L (fm)
^{12}C	$1p_{3/2}$	19.0	-47.1	3.12
^{16}O	$1p_{3/2}$	21.8	-46.2	3.41
	$1p_{1/2}$	15.7	-39.2	

Para o potencial dos prótons acrescentamos, ao poço quadrado dos nêutrons, a interação coulombiana. Para tanto, admitimos uma distribuição de carga uniforme em uma esfera de raio igual ao raio nuclear, ou seja,

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi L^3} Z e & r \leq L \\ 0 & r > L \end{cases} \quad (\text{A.8})$$

Para $r < L$, tomamos o valor médio do potencial coulombiano, de modo que o poço quadrado de prótons no interior do núcleo tem menor profundidade que o de nêutrons. Para $r > L$ adotamos a forma funcional Ze/r .

Ao invés do cálculo de uma função de onda aproximada para esse potencial, aproximamos o potencial para $r > L$ por uma soma de barreiras retangulares e calculamos a função de onda exata para o potencial aproximado [84], apresentado na figura A.1.

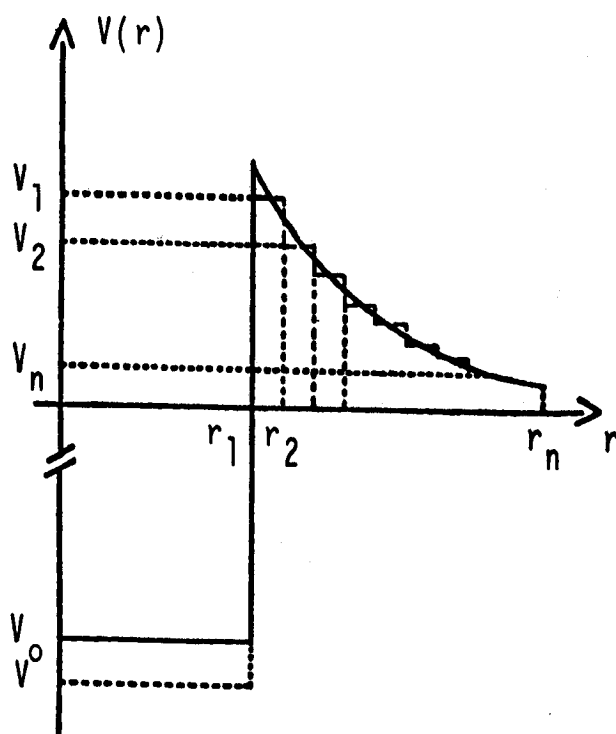


Figura A.1 - Esquema de um potencial quadrado acrescido da interação coulombiana. As linhas tracejadas indicam as barreiras utilizadas como aproximação do potencial para $r > L$.

A solução analítica da equação de Schroedinger para o potencial aproximado é dada pela equação (A.1), sendo a parte radial para os estados- $1p$ da forma:

$$R_1(r) = A_1 j_1(k_1 r), \quad r < r_1 = L$$

$$R_n(r) = A_n [h_1^{(1)}(ik_n r) + \chi_n h_1^{(2)}(ik_n r)], \quad r_{n-1} < r < r_n \quad (n = 2, 3, \dots, N) \quad (A.9)$$

onde

$$k_1 = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (|V_0| - S) \right]^{1/2},$$

$$k_n = \left[\frac{2m}{\hbar^2} (V_{n-1} + S) \right]^{1/2}$$

e

$$h_1^{(2)}(i\rho) = i \frac{(\rho - 1)}{\rho^2} e^\rho .$$

A função de onda e sua primeira derivada devem ser contínuas, para cada ponto r_i de descontinuidade do potencial, ou seja:

$$\frac{1}{R_n(r)} \frac{d}{dr} [R_n(r)]_{r=r_n} = \frac{1}{R_{n+1}(r)} \frac{d}{dr} [R_{n+1}(r)]_{r=r_n}, \quad n = 1, 2, \dots, N-1 .$$

Desta expressão obtemos as seguintes relações para as funções x_n da equação (A.9):

$$x_2 = \frac{h_1^{(1)}(ik_2r_1) - h_1^{(1)}(ik_2r_1)j_1'(k_1r_1)/j_1(k_1r_1)}{h_1^{(2)}(ik_2r_1)j_1'(k_1r_1)/j_1(k_1r_1) - h_1^{(2)}(ik_2r_1)}$$

e (A.10)

$$x_n = \frac{h_1^{(1)}(ik_n r_{n-1}) - h_1^{(1)}(ik_n r_{n-1})\omega_{n-1}}{h_1^{(2)}(ik_n r_{n-1})\omega_{n-1} - h_1^{(2)}(ik_n r_{n-1})}, \quad n = 3, 4, \dots, N-1$$

sendo

$$\omega_n = \frac{h_1^{(1)}(ik_n r_n) + x_n h_1^{(2)}(ik_n r_n)}{h_1^{(1)}(ik_n r_n) + x_n h_1^{(2)}(ik_n r_n)} . \quad (A.11)$$

É oportuno observar que $x_1 = x_N = 0$.

Finalmente as constantes A_n , da relação (A.9), são dadas por:

$$A_2 = \frac{j_1(k_1 r_1)}{h_1^{(1)}(ik_2 r_1) + \chi_2 h_1^{(2)}(ik_2 r_1)} A_1$$

e

(A.12)

$$A_{n+1} = \frac{h_1^{(1)}(ik_n r_n) + \chi_n h_1^{(2)}(ik_n r_n)}{h_1^{(1)}(ik_{n+1} r_n) + \chi_{n+1} h_1^{(2)}(ik_{n+1} r_n)} A_n, \quad n = 2, 3, \dots, N-1$$

Utilizando a condição de normalização, determinamos a constante A_1 e, conseqüentemente, pela equação (A.12), todas as constantes A_n . Como os esféricos harmônicos são normalizados resta normalizar a parte radial, isto é:

$$\int_0^{r_1} |A_1 j_1(k_1 r)|^2 r^2 dr + \sum_{n=2}^{N-1} \int_{r_{n-1}}^{r_n} |A_n [h_1^{(1)}(ik_n r) + \chi_n h_1^{(2)}(ik_n r)]|^2 r^2 dr + \int_{r_{N-1}}^{\infty} |A_N h_1^{(1)}(ik_N r)|^2 r^2 dr = 1 \quad . \quad (A.13)$$

Essas integrais podem ser resolvidas analiticamente resultando nas seguintes funções:

$$\int_0^{r_1} |j_1(y)|^2 y^2 dy = \frac{r_1^3}{2} [j_1^2(y) - j_0(y)j_2(y)]$$

(A.14)

$$\begin{aligned} & \int |A[h_1(y) + \chi h_2(y)]|^2 y^2 dy = \\ & = |A|^2 \left\{ -\frac{y+2}{2y} e^{-2y} + |x|^2 \frac{y-2}{2y} e^{2y} + (x+x^*) \left(\frac{y^2+1}{y} \right) \right\} \end{aligned}$$

Elaboramos uma subrotina para o computador BURROUGHS 6700 que, utilizando as expressões desse apêndice calcula, a partir da energia de separação experimental, do raio nuclear e do número de prótons do núcleo, a função de onda para os estados-1p com (e sem) interação coulombiana. Essa subrotina faz parte de um programa que calcula, conforme o capítulo II, a distribuição de momento e a polarização efetiva a partir da função de onda nuclear, dos potenciais óticos e de parâmetros cinemáticos e geométricos.

Na tabela A.2 apresentamos os valores obtidos para a profundidade do poço de potencial nuclear (V_0), a partir da energia de separação experimental dos prótons e dos raios nucleares, considerando a interação coulombiana. Acrescentamos nessa tabela o valor da energia de separação experimental dos estados-1d e do estado-2s do ^{40}Ca . Para esses estados, de acordo com o capítulo IV, não utilizamos as funções de onda nucleares, pois calculamos as polarizações efetivas a partir das assimetrias experimentais.

Tabela A.2 - Parâmetros dos potenciais nucleares do tipo poço quadrado de largura L [64], acrescido da interação coulombiana, que fornecem a energia de separação dos prótons [16,79,80].

NÚCLEO	ESTADO	S (MeV)	V_0 (MeV)	L (fm)
^{12}C	$1p_{3/2}$	16.0	-43.4	3.12
^{16}O	$1p_{3/2}$	18.5	-42.7	3.41
	$1p_{1/2}$	12.1	-35.4	
^{40}Ca	$1d_{5/2}$	15.0		4.54
	$1d_{3/2}$	8.4		
	$2s_{1/2}$	10.8		

APÊNDICE B

Nesse apêndice apresentamos tabelas contendo os valores dos momenta dos núcleons-alvo (\vec{k}_3), energias relativas (T_{rel}), fatores cinemáticos (F.C.), seções de choque diferenciais livres ($I_0(\bar{\theta})$), polarizações dos espalhamentos livres ($P(\bar{\theta})$) e os parâmetros de correlação de spin ($C_{nn}(\bar{\theta})$) utilizados para o cálculo das seções de choque de correlação e assimetrias dos casos considerados no presente trabalho.

Para as energias de separação foram adotados os valores experimentais que constam nas tabelas A.1 e A.2.

A energia cinética incidente T_0 e uma das emergentes T_i ($i = 1, 2$) foram escolhidas, enquanto a outra energia emergente resulta da lei de conservação de energia (II.2), desprezando a energia de recuo. Conhecidos os valores de k_i da relação

$$k_i = (T_i^2 + 2T_i mc^2)^{1/2} / \hbar c ; \quad i = 0, 1, 2 \quad , \quad (B.1)$$

e seleccionados os ângulos de emergência θ_1 e θ_2 , o momentum da partícula-alvo é obtido das relações:

$$\begin{cases} \hbar k_1 \cos\theta_1 + \hbar k_2 \cos\theta_2 = \hbar k_0 + \hbar k_3 \cos\theta_3 \\ \hbar k_1 \sin\theta_1 + \hbar k_2 \sin\theta_2 = \hbar k_3 \sin\theta_3 \end{cases} .$$

Escolhemos a direção de incidência como o eixo X, sendo o espalhamento coplanar no plano XY. Os ângulos são tomados em relação à direção de incidência; θ_1 e θ_3 no sentido anti-ho

rário e θ_2 no sentido horário. O sinal de k_3 é definido pelo sinal do produto escalar $\vec{k}_0 \cdot \vec{k}_3$ sendo, conseqüentemente, positivo no 1º e 4º quadrantes e negativo no 2º e 3º quadrantes. Por simplicidade computacional os ângulos θ_3 tabelados são os menores ângulos formados com a direção de incidência, de modo que são positivos no 1º e 3º quadrantes e negativos no 2º e 4º. Dessa forma a localização do momentum \vec{k}_3 em cada um dos quadrantes pode ser determinada conforme mostra a figura B.1.

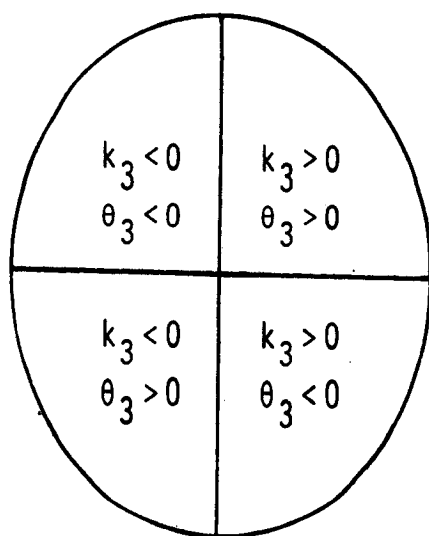


Figura B.1 - Localização do vetor \vec{k}_3 em cada um dos quadrantes de acordo com a convenção de sinais adotada.

TABELA B.1 - Valores de grandezas utilizadas no cálculo das distribuições de momentum do estado- $1p_{1/2}$ de ^{16}O , sendo a energia dos prótons incidentes de 200 MeV.

T_1 (MeV)	$\theta_1 = 30^\circ; \theta_2 = 50^\circ$		$\theta_1 = 30^\circ; \theta_2 = 65^\circ$		$\theta_1 = 30^\circ; \theta_2 = 70^\circ$		$\theta_1 = 47^\circ; \theta_2 = 47^\circ$		$\theta_1 = 65^\circ; \theta_2 = 65^\circ$	
	$k_3(\text{fm}^{-1})$	$\theta_3(^{\circ})$	$k_3(\text{fm}^{-1})$	$\theta_3(^{\circ})$	$k_3(\text{fm}^{-1})$	$\theta_3(^{\circ})$	$k_3(\text{fm}^{-1})$	$\theta_3(^{\circ})$	$k_3(\text{fm}^{-1})$	$\theta_3(^{\circ})$
43.85	-1.3800	80.23	-1.9338	64.37	-2.1175	60.05	-1.0067	66.74	-1.8786	37.59
53.85	-1.2098	82.44	-1.7337	64.79	-1.9098	60.15	-0.8124	63.97	-1.7201	31.73
63.85	-1.0475	84.65	-1.5426	64.93	-1.7117	59.94	-0.6334	58.94	-1.5935	24.96
73.85	-0.8902	86.95	-1.3576	64.74	-1.5202	59.39	-0.4730	49.59	-1.5001	17.31
83.85	-0.7359	89.46	-1.1766	64.12	-1.3336	58.38	-0.3458	31.50	-1.4423	8.93
93.85	0.5831	-87.59	-0.9990	62.84	-1.1507	56.69	-0.2909	0.53	-1.4224	0.13
103.85	0.4304	-83.65	-0.8234	60.49	-0.9712	53.95	-0.3429	-30.76	-1.4412	-8.67
113.85	0.2773	-77.04	-0.6507	56.18	-0.7961	49.46	-0.4686	-49.20	-1.4978	-17.07
123.85	0.1281	-57.94	-0.4850	47.81	-0.6296	41.73	-0.6283	-58.73	-1.5902	-24.74
133.85	0.0872	42.75	-0.3423	29.90	-0.4844	27.72	-0.8068	-63.86	-1.7159	-31.54
143.85	0.2405	78.31	-0.2777	-5.90	-0.3957	3.00	-1.0006	-66.67	-1.8734	-37.43

TABELA B.2 - Valores de grandezas usadas no cálculo da polarização efetiva do estado- $1p_{1/2}$ do ^{16}O , a partir da assimetria experimental da reação $^{16}\text{O}(\vec{p},2p)^{15}\text{N}$ a 200 MeV.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$.

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	0.7358	-69.24	162.54	101.12	3.770	-0.080	0.990	111.28	101.64	4.172	-0.053	0.793
53.85	0.6576	-49.35	152.76	98.41	3.720	-0.057	0.989	106.47	99.03	4.251	-0.039	0.756
63.85	0.5958	-38.51	145.71	95.92	3.741	-0.039	0.982	102.97	96.62	4.324	-0.027	0.726
73.85	0.5501	-26.59	140.93	93.69	3.768	-0.023	0.974	100.58	94.35	4.382	-0.017	0.703
83.85	0.5217	-13.70	138.14	91.34	3.781	-0.008	0.967	99.18	92.17	4.416	-0.009	0.689
93.85	0.5119	- 0.20	137.20	89.14	3.785	0.005	0.964	98.71	90.03	4.427	0.000	0.683
103.85	0.5211	13.30	138.08	86.94	3.785	0.019	0.966	99.15	87.89	4.416	0.008	0.688
113.85	0.5490	26.22	140.81	84.70	3.776	0.033	0.972	100.52	85.72	4.383	0.017	0.703
123.85	0.5942	38.17	145.54	82.36	3.753	0.050	0.979	102.88	83.45	4.326	0.027	0.725
133.85	0.6557	49.04	152.52	79.88	3.735	0.069	0.985	106.34	81.05	4.253	0.039	0.755
143.85	0.7332	58.95	162.20	77.21	3.728	0.091	0.987	111.11	78.44	4.174	0.052	0.792

(b) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	0.8697	-73.42	185.25	93.11	3.622	-0.026	0.979	124.19	93.59	3.917	-0.019	0.906
53.85	0.7569	-66.23	172.98	90.66	3.629	-0.005	0.994	120.28	91.21	3.969	-0.006	0.884
63.85	0.6565	-58.01	163.66	88.51	3.651	0.011	0.999	117.43	89.11	4.007	0.004	0.864
73.85	0.5684	-48.23	156.79	86.60	3.678	0.024	0.997	115.50	87.22	4.039	0.014	0.848
83.85	0.4949	-36.28	152.08	84.84	3.702	0.035	0.992	114.36	85.49	4.064	0.022	0.837
93.85	0.4406	-21.63	149.37	83.19	3.725	0.046	0.987	113.99	83.86	4.079	0.029	0.831
103.85	0.4119	- 4.40	148.61	81.58	3.740	0.056	0.983	114.34	82.28	4.083	0.037	0.831
113.85	0.4146	14.06	149.82	79.97	3.747	0.067	0.982	115.45	80.70	4.077	0.045	0.836
123.85	0.4500	31.58	153.13	78.29	3.747	0.079	0.983	117.36	79.07	4.063	0.054	0.846
133.85	0.5147	46.70	158.80	76.48	3.748	0.094	0.983	120.18	77.33	4.043	0.064	0.860
143.85	0.6045	59.26	167.28	74.46	3.741	0.113	0.981	124.06	75.40	4.008	0.076	0.876

(c) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	1.0280	-84.25	212.35	86.02	3.623	0.037	0.925	137.65	86.48	3.789	0.022	0.964
53.85	0.8904	-79.30	197.37	83.79	3.634	0.054	0.957	134.66	84.31	3.819	0.034	0.951
63.85	0.7622	-73.72	185.57	81.92	3.646	0.067	0.977	132.50	82.46	3.848	0.044	0.940
73.85	0.6423	-67.05	176.40	80.32	3.668	0.076	0.987	131.04	80.87	3.873	0.052	0.930
83.85	0.5302	-58.54	169.55	78.94	3.689	0.083	0.990	130.18	79.48	3.893	0.059	0.923
93.85	0.4295	-46.88	164.84	77.70	3.714	0.089	0.988	129.90	78.24	3.908	0.066	0.917
103.85	0.3480	-30.91	162.20	76.55	3.735	0.096	0.985	130.17	77.10	3.917	0.072	0.915
113.85	0.3016	- 5.22	161.66	75.45	3.749	0.103	0.982	131.00	76.00	3.921	0.078	0.914
123.85	0.3093	21.20	163.32	74.31	3.756	0.111	0.980	132.45	74.89	3.921	0.085	0.916
133.85	0.3728	44.47	167.44	73.06	3.757	0.122	0.977	134.58	73.70	3.917	0.092	0.919
143.85	0.4769	61.08	174.45	71.63	3.760	0.136	0.973	137.54	72.35	3.913	0.102	0.924

TABELA B.3 - Valores de grandezas usadas no cálculo da polarização efetiva do estado- $1p_{1/2}$ do ^{16}O , a partir da assimetria experimental da reação $^{16}\text{O}(\bar{p},2p)^{15}\text{N}$ a 200 MeV.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 45^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\alpha}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\alpha}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	-1.2002	87.22	243.60	79.75	3.677	0.102	0.853	151.54	80.21	3.736	0.066	0.985
53.85	1.0442	-89.44	225.74	77.71	3.682	0.116	0.899	149.51	78.22	3.765	0.077	0.977
63.85	0.8964	-85.85	211.26	76.06	3.691	0.125	0.931	148.06	76.59	3.790	0.087	0.970
73.85	0.7543	-81.77	199.60	74.72	3.709	0.130	0.952	147.08	75.24	3.811	0.094	0.964
83.85	0.6166	-76.77	190.41	73.63	3.718	0.133	0.965	146.51	74.12	3.827	0.100	0.958
93.85	0.4830	-70.03	183.50	72.71	3.736	0.135	0.970	146.32	73.18	3.839	0.105	0.954
103.85	0.3554	-59.57	178.78	71.92	3.753	0.137	0.972	146.50	72.37	3.848	0.110	0.951
113.85	0.2433	-40.08	176.26	71.21	3.763	0.140	0.971	147.06	71.65	3.853	0.114	0.948
123.85	0.1830	- 0.99	176.04	70.50	3.771	0.145	0.969	148.02	70.95	3.856	0.119	0.947
133.85	0.2301	42.59	178.37	69.73	3.778	0.151	0.966	149.46	70.22	3.857	0.124	0.946
143.85	0.3531	65.99	183.67	68.81	3.780	0.161	0.961	151.46	69.36	3.858	0.130	0.945

(b) $\theta_1 = 35^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\alpha}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\alpha}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	0.7471	-76.12	189.67	96.31	3.632	-0.053	0.971	137.65	96.73	3.804	-0.041	0.960
53.85	0.6164	-68.24	178.55	94.54	3.635	-0.037	0.988	134.66	95.01	3.815	-0.030	0.952
63.85	0.5009	-58.16	170.49	93.06	3.637	-0.024	0.996	132.50	93.55	3.827	-0.021	0.945
73.85	0.4038	-44.39	165.00	91.76	3.647	-0.013	0.998	131.04	92.28	3.836	-0.013	0.940
83.85	0.3342	-25.09	161.79	90.57	3.657	-0.004	0.999	130.18	91.12	3.843	-0.006	0.937
93.85	0.3074	- 0.39	160.71	89.43	3.662	0.004	0.999	129.90	90.02	3.845	0.000	0.936
103.85	0.3327	24.42	161.73	88.27	3.659	0.013	0.999	130.17	88.92	3.843	0.006	0.937
113.85	0.4012	43.90	164.87	87.04	3.650	0.022	0.998	131.00	87.76	3.836	0.013	0.940
123.85	0.4977	57.81	170.29	85.66	3.642	0.034	0.995	132.45	86.49	3.827	0.021	0.945
133.85	0.6127	67.97	178.27	84.07	3.642	0.048	0.987	134.58	85.04	3.816	0.030	0.952
143.85	0.7430	75.91	189.29	82.19	3.642	0.066	0.972	137.54	83.32	3.805	0.041	0.960

(c) $\theta_1 = 40^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\alpha}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\alpha}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	-0.8140	86.83	222.54	92.54	3.625	-0.024	0.900	165.75	92.90	3.647	-0.022	0.998
53.85	0.6416	-89.82	210.04	91.55	3.616	-0.014	0.930	164.71	91.93	3.648	-0.014	0.999
63.85	0.4782	-85.76	200.95	90.85	3.619	-0.008	0.950	163.98	91.23	3.650	-0.009	0.999
73.85	0.3218	-79.61	194.74	90.34	3.615	-0.003	0.963	163.50	90.72	3.651	-0.005	0.999
83.85	0.1741	-65.82	191.10	89.94	3.614	0.001	0.969	163.23	90.33	3.652	-0.002	0.999
93.85	0.0758	- 1.77	189.88	89.59	3.615	0.004	0.972	163.14	90.00	3.652	0.000	0.999
103.85	0.1699	65.09	191.03	89.20	3.615	0.007	0.970	163.22	89.68	3.652	0.002	0.999
113.85	0.3172	79.35	194.53	88.72	3.616	0.011	0.963	163.49	89.29	3.651	0.005	0.999
123.85	0.4734	85.62	200.72	88.09	3.621	0.017	0.951	163.96	88.78	3.650	0.009	0.999
133.85	0.6365	89.72	209.73	87.22	3.619	0.026	0.931	164.68	88.09	3.648	0.014	0.999
143.85	-0.8087	-86.98	222.11	86.04	3.629	0.038	0.902	165.71	87.13	3.647	0.022	0.998

TABELA B.4 - Valores de grandezas usadas no cálculo da polarização efetiva do estado- $1p_{3/2}$ do ^{16}O , a partir da assimetria experimental da reação $^{16}\text{O}(p,2p)^{15}\text{N}$ a 200 MeV.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	\bar{g}^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	\bar{g}^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	0.7082	-65.61	172.93	102.13	3.693	-0.093	0.986	108.11	102.78	4.249	-0.055	0.759
50.35	0.6164	-55.56	162.28	99.14	3.694	-0.066	0.993	103.01	99.93	4.347	-0.041	0.718
60.35	0.5421	-44.14	154.65	96.39	3.699	-0.045	0.993	99.33	97.29	4.433	-0.029	0.683
70.35	0.4859	-31.03	149.50	93.80	3.709	-0.026	0.990	96.82	94.80	4.494	-0.018	0.656
80.35	0.4501	-16.20	146.51	91.31	3.720	-0.009	0.986	95.35	92.40	4.534	-0.009	0.639
90.35	0.4376	- 0.24	145.51	88.87	3.727	0.007	0.985	94.86	90.04	4.548	0.000	0.633
100.35	0.4494	15.74	146.45	86.43	3.726	0.024	0.985	95.33	87.68	4.535	0.009	0.639
110.35	0.4845	30.61	149.38	83.96	3.720	0.041	0.988	96.76	85.27	4.496	0.018	0.665
120.35	0.5401	43.77	154.46	81.40	3.714	0.059	0.990	99.23	82.78	4.436	0.028	0.682
130.35	0.6139	55.24	162.01	78.70	3.714	0.081	0.990	102.88	80.15	4.350	0.040	0.717
140.35	0.7052	65.33	172.55	75.79	3.715	0.107	0.983	107.93	77.31	4.272	0.054	0.749

(b) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	\bar{g}^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	\bar{g}^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	0.8598	-78.88	195.98	94.18	3.624	-0.037	0.960	120.32	94.78	3.979	-0.025	0.882
50.35	0.7352	-72.02	182.76	91.46	3.622	-0.012	0.983	116.17	92.17	4.028	-0.011	0.854
60.35	0.6232	-64.08	172.82	89.08	3.629	0.007	0.994	113.17	89.86	4.075	0.001	0.880
70.35	0.5233	-54.36	165.54	86.93	3.649	0.023	0.998	111.13	87.77	4.115	0.010	0.811
80.35	0.4378	-41.82	160.59	84.96	3.674	0.037	0.997	109.94	85.84	4.145	0.019	0.799
90.35	0.3730	-25.28	157.79	83.09	3.692	0.049	0.995	109.55	84.01	4.162	0.027	0.792
100.35	0.3392	- 4.44	157.06	81.27	3.707	0.061	0.992	109.92	82.23	4.165	0.035	0.792
110.35	0.3463	18.24	158.44	79.45	3.719	0.074	0.990	111.08	80.46	4.156	0.044	0.798
120.35	0.3945	38.55	162.09	77.56	3.725	0.089	0.988	113.09	78.62	4.136	0.053	0.810
130.35	0.4759	54.58	168.31	75.53	3.726	0.106	0.984	116.06	76.66	4.108	0.064	0.827
140.35	0.5831	66.98	177.62	73.28	3.738	0.127	0.976	120.18	74.50	4.076	0.077	0.848

(c) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	\bar{g}^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	\bar{g}^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	1.0307	-88.75	223.38	87.11	3.626	0.028	0.898	133.05	87.68	3.819	0.014	0.949
50.35	0.8834	-84.21	207.40	84.63	3.628	0.049	0.937	129.87	85.29	3.856	0.027	0.933
60.35	0.7460	-79.16	194.91	82.54	3.639	0.064	0.962	127.58	83.25	3.891	0.038	0.919
70.35	0.6162	-73.14	185.29	80.74	3.655	0.076	0.977	126.04	81.48	3.922	0.046	0.907
80.35	0.4936	-65.30	178.17	79.17	3.677	0.086	0.984	125.14	79.91	3.946	0.054	0.899
90.35	0.3802	-53.97	173.33	77.74	3.694	0.094	0.986	124.84	78.50	3.964	0.061	0.892
100.35	0.2844	-35.61	170.69	76.41	3.712	0.102	0.985	125.12	77.19	3.974	0.068	0.889
110.35	0.2301	- 5.42	170.29	75.11	3.727	0.110	0.983	126.00	75.91	3.977	0.075	0.889
120.35	0.2501	30.14	172.26	73.78	3.738	0.120	0.979	127.53	74.61	3.974	0.082	0.891
130.35	0.3379	55.43	176.88	72.33	3.749	0.133	0.974	129.79	73.23	3.966	0.091	0.895
140.35	0.4646	70.79	184.70	70.68	3.757	0.150	0.965	132.94	71.66	3.956	0.101	0.901

TABELA B.5 - Valores de grandezas usadas no cálculo da polarização efetiva do estado- $1p_{3/2}$ do ^{16}O , a partir da assimetria experimental da reação $^{16}\text{O}(\bar{p},2p)^{15}\text{N}$ a 200 MeV.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 45^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	-1.2118	83.53	254.89	80.83	3.673	0.094	0.824	146.19	81.38	3.756	0.056	0.978
50.35	-1.0478	86.51	235.95	78.56	3.682	0.111	0.874	144.01	79.19	3.790	0.069	0.969
60.35	-0.8928	89.59	220.75	76.72	3.692	0.123	0.910	142.47	77.38	3.820	0.078	0.960
70.35	0.7436	-87.02	208.59	75.20	3.699	0.130	0.936	141.43	75.88	3.844	0.086	0.953
80.35	0.5983	-82.99	199.08	73.93	3.716	0.136	0.953	140.82	74.61	3.864	0.093	0.946
90.35	0.4556	-77.65	192.00	72.85	3.726	0.140	0.962	140.62	73.52	3.879	0.099	0.940
100.35	0.3159	-69.12	187.25	71.90	3.740	0.143	0.966	140.81	72.56	3.889	0.104	0.936
110.35	0.1853	-50.34	184.84	71.02	3.753	0.148	0.966	141.40	71.68	3.894	0.109	0.934
120.35	0.1148	6.95	184.89	70.14	3.763	0.154	0.964	142.43	70.83	3.896	0.114	0.932
130.35	0.2020	60.85	187.69	69.18	3.769	0.162	0.959	143.96	69.92	3.896	0.120	0.931
140.35	0.3546	78.69	193.74	68.06	3.777	0.174	0.952	146.11	68.87	3.894	0.128	0.930

(b) $\theta_1 = 35^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	0.7466	-82.32	200.42	97.16	3.641	-0.063	0.951	133.05	97.70	3.884	-0.045	0.942
50.35	0.6029	-75.30	188.38	95.13	3.627	-0.043	0.974	129.87	95.75	3.861	-0.033	0.932
60.35	0.4734	-66.18	179.72	93.41	3.631	-0.028	0.986	127.58	94.10	3.878	-0.023	0.923
70.35	0.3601	-52.93	173.84	91.90	3.629	-0.015	0.993	126.04	92.63	3.891	-0.015	0.916
80.35	0.2732	-31.83	170.42	90.52	3.633	-0.004	0.996	125.14	91.30	3.899	-0.007	0.912
90.35	0.2371	-0.51	169.28	89.18	3.635	0.006	0.997	124.84	90.02	3.902	0.000	0.911
100.35	0.2712	31.03	170.35	87.83	3.635	0.017	0.996	125.12	88.74	3.900	0.007	0.912
110.35	0.3570	52.43	173.71	86.39	3.634	0.028	0.993	126.00	87.41	3.891	0.014	0.916
120.35	0.4697	65.86	179.50	84.82	3.638	0.042	0.986	127.53	85.95	3.878	0.023	0.923
130.35	0.5988	75.06	188.07	83.03	3.637	0.059	0.974	129.79	84.30	3.861	0.032	0.931
140.35	0.7421	82.13	200.00	80.94	3.654	0.079	0.952	132.94	82.37	3.844	0.045	0.942

(c) $\theta_1 = 40^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	-0.8376	81.27	233.57	93.22	3.632	-0.032	0.873	159.63	93.69	3.672	-0.027	0.998
50.35	-0.6571	84.00	220.13	92.01	3.625	-0.019	0.906	158.49	92.53	3.671	-0.018	0.998
60.35	-0.4864	86.11	210.41	91.11	3.616	-0.010	0.929	157.70	91.67	3.671	-0.012	0.998
70.35	-0.3221	88.44	203.80	90.43	3.617	-0.004	0.944	157.18	91.01	3.672	-0.007	0.998
80.35	0.1616	-88.12	199.94	89.87	3.620	0.001	0.952	156.88	90.48	3.672	-0.003	0.998
90.35	0.0103	-13.38	198.65	89.35	3.618	0.006	0.955	156.78	90.01	3.672	0.000	0.998
100.35	0.1568	87.96	199.26	88.81	3.620	0.011	0.952	156.88	89.54	3.672	0.003	0.998
110.35	-0.3172	-88.52	203.64	88.17	3.618	0.017	0.944	157.17	89.01	3.672	0.007	0.998
120.35	-0.4814	-86.18	210.17	87.37	3.618	0.024	0.930	157.68	88.36	3.671	0.012	0.998
130.35	-0.6519	-84.06	219.78	86.33	3.628	0.035	0.907	158.46	87.50	3.671	0.018	0.998
140.35	-0.8320	-81.94	233.10	84.95	3.638	0.050	0.875	159.59	86.35	3.672	0.026	0.998

TABELA B.6 - Valores de grandezas usadas no cálculo da assimetria da reação $^{16}\text{O}(\vec{p},pn)^{15}\text{O}$ a 200 MeV, a partir da polarização efetiva do estado- $1p_{1/2}$.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	0.7031	-60.74	165.80	101.09	2.599	0.001	0.747	108.56	101.71	4.565	0.144	0.816
53.85	0.6212	-50.54	156.17	98.29	2.549	0.056	0.808	103.87	99.02	4.671	0.174	0.798
63.85	0.5561	-39.12	149.29	95.70	2.515	0.108	0.851	100.50	96.52	4.754	0.200	0.781
73.85	0.5085	-26.31	144.72	93.25	2.486	0.155	0.878	98.25	94.15	4.808	0.222	0.766
83.85	0.4802	-12.25	142.19	90.89	2.449	0.195	0.895	97.00	91.87	4.815	0.243	0.756
93.85	0.4731	2.53	141.57	88.57	2.397	0.230	0.905	96.69	89.62	4.765	0.263	0.753
103.85	0.4875	17.14	142.83	86.24	2.330	0.260	0.907	97.31	87.36	4.657	0.283	0.758
113.85	0.5226	30.82	146.03	83.66	2.252	0.283	0.901	98.90	85.05	4.490	0.304	0.771
123.85	0.5763	43.16	151.35	81.39	2.172	0.300	0.879	101.52	82.65	4.279	0.327	0.791
133.85	0.6471	54.13	159.10	78.76	2.109	0.306	0.831	105.31	80.09	4.037	0.352	0.817
143.85	0.7349	63.99	169.84	75.92	2.074	0.303	0.751	110.50	77.32	3.775	0.379	0.849

(b) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	0.8404	-75.02	188.20	93.16	1.881	0.002	0.638	121.30	93.72	3.279	0.209	0.884
53.85	0.7239	-67.82	176.06	90.64	1.902	0.075	0.722	117.48	91.28	3.350	0.245	0.880
63.85	0.6197	-59.46	166.95	88.42	1.949	0.141	0.786	114.74	89.12	3.425	0.274	0.872
73.85	0.5280	-49.27	160.30	86.42	2.010	0.195	0.828	112.91	87.16	3.488	0.296	0.866
83.85	0.4516	-36.41	155.86	84.57	2.069	0.240	0.856	111.90	85.34	3.532	0.315	0.862
93.85	0.3966	-20.12	153.48	82.82	2.117	0.273	0.869	111.65	83.62	3.549	0.332	0.861
103.85	0.3716	-0.65	153.11	81.11	2.147	0.297	0.870	112.15	81.95	3.537	0.347	0.864
113.85	0.3834	19.77	154.80	79.37	2.157	0.314	0.859	113.44	80.26	3.495	0.363	0.870
123.85	0.4314	38.17	158.71	77.56	2.151	0.322	0.833	115.56	78.51	3.427	0.378	0.880
133.85	0.5096	53.22	165.17	75.60	2.138	0.323	0.787	118.65	76.62	3.336	0.393	0.892
143.85	0.6127	65.29	174.70	73.42	2.134	0.314	0.711	122.88	74.52	3.237	0.409	0.903

(c) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	1.0012	-85.76	214.94	86.12	1.632	-0.005	0.411	134.56	86.66	2.556	0.276	0.920
53.85	0.8606	-80.94	200.12	83.83	1.697	0.075	0.508	131.65	84.44	2.635	0.311	0.924
63.85	0.7291	-75.47	188.52	81.91	1.772	0.148	0.601	129.57	82.55	2.716	0.337	0.924
73.85	0.6052	-68.84	179.58	80.25	1.862	0.206	0.672	128.18	80.90	2.792	0.356	0.922
83.85	0.4892	-60.15	173.01	78.80	1.949	0.254	0.727	127.42	79.45	2.855	0.371	0.921
93.85	0.3846	-47.69	168.63	77.49	2.031	0.288	0.762	127.23	78.15	2.902	0.383	0.919
103.85	0.3012	-28.44	166.39	76.26	2.098	0.311	0.778	127.61	76.92	2.933	0.393	0.918
113.85	0.2611	-0.05	166.33	75.05	2.146	0.325	0.778	128.58	75.74	2.947	0.402	0.918
123.85	0.2872	30.68	168.60	73.79	2.175	0.332	0.761	130.19	74.52	2.946	0.409	0.917
133.85	0.3717	53.48	173.49	72.41	2.191	0.330	0.722	132.54	73.20	2.933	0.417	0.916
143.85	0.4934	68.46	181.56	70.82	2.205	0.320	0.656	135.78	71.70	2.913	0.424	0.913

TABELA 8.7 - Valores de grandezas usadas no cálculo da assimetria da reação $^{16}_0(p,pn)^{15}_0$ a 200 MeV, a partir da polarização efetiva do estado- $1p_{1/2}$.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 45^\circ$.

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	-1.1751	85.85	245.77	79.88	1.714	0.001	0.140	148.26	80.40	2.250	0.322	0.893
53.85	-1.0168	89.02	228.08	77.80	1.785	0.072	0.245	146.28	78.38	2.343	0.351	0.899
63.85	0.8664	-87.59	213.81	76.12	1.858	0.138	0.354	144.88	76.72	2.430	0.371	0.902
73.85	0.7214	-83.75	202.39	74.74	1.936	0.196	0.454	143.95	75.34	2.507	0.386	0.903
83.85	0.5802	-79.03	193.48	73.59	2.012	0.243	0.540	143.44	74.18	2.572	0.397	0.903
93.85	0.4432	-72.51	186.90	72.62	2.085	0.280	0.603	143.31	73.19	2.624	0.405	0.902
103.85	0.3095	-61.79	182.58	71.76	2.152	0.305	0.644	143.57	72.32	2.664	0.411	0.901
113.85	0.1931	-38.79	180.54	70.97	2.205	0.322	0.664	144.22	71.53	2.692	0.416	0.898
123.85	0.1490	13.59	180.93	70.16	2.243	0.330	0.664	145.30	70.74	2.711	0.420	0.894
133.85	0.2351	56.99	184.03	69.27	2.265	0.330	0.641	146.88	69.90	2.725	0.423	0.888
143.85	0.3810	75.09	190.37	68.20	2.281	0.322	0.591	149.09	68.91	2.736	0.427	0.880

(b) $\theta_1 = 35^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$.

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	0.7191	-78.10	192.85	96.37	1.991	-0.042	0.605	134.56	96.87	2.970	0.139	0.879
53.85	0.5842	-70.33	181.91	94.53	1.993	0.008	0.678	131.65	95.09	2.952	0.169	0.889
63.85	0.4642	-60.12	174.07	92.97	2.001	0.053	0.733	129.57	93.57	2.940	0.194	0.896
73.85	0.3627	-45.47	168.83	91.59	2.008	0.090	0.770	128.18	92.22	2.926	0.215	0.901
83.85	0.2916	-23.62	165.93	90.31	2.004	0.118	0.790	127.42	90.99	2.904	0.233	0.904
93.85	0.2713	5.06	165.22	89.07	1.983	0.138	0.796	127.23	89.80	2.871	0.249	0.908
103.85	0.3112	31.99	166.67	87.80	1.942	0.151	0.788	127.61	86.60	2.824	0.265	0.912
113.85	0.3946	51.12	170.34	86.44	1.886	0.156	0.762	128.58	87.33	2.763	0.280	0.917
123.85	0.5032	63.96	176.42	84.92	1.826	0.153	0.713	130.19	85.94	2.690	0.295	0.921
133.85	0.6284	73.18	185.25	83.18	1.773	0.142	0.634	132.54	84.34	2.606	0.311	0.924
143.85	0.7684	80.41	197.41	81.13	1.748	0.124	0.517	135.78	82.45	2.518	0.328	0.924

(c) $\theta_1 = 40^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$.

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
43.85	-0.7919	84.70	225.58	92.66	1.672	-0.100	0.397	162.28	93.09	2.154	0.095	0.803
53.85	-0.6172	87.41	213.32	91.62	1.692	-0.061	0.464	161.26	92.08	2.128	0.111	0.812
63.85	0.4511	-89.42	204.49	90.86	1.714	-0.028	0.519	160.55	91.34	2.112	0.124	0.818
73.85	0.2909	-84.25	198.59	90.29	1.733	-0.003	0.558	160.09	90.78	2.100	0.133	0.822
83.85	0.1364	-73.79	195.31	89.82	1.740	0.014	0.581	159.84	90.33	2.090	0.140	0.824
93.85	0.0490	33.17	194.50	89.38	1.737	0.022	0.585	159.78	89.93	2.080	0.146	0.826
103.85	0.1880	79.26	196.14	88.90	1.721	0.022	0.571	159.90	89.53	2.068	0.152	0.826
113.85	0.3448	86.69	200.29	88.32	1.695	0.015	0.535	160.22	89.05	2.051	0.157	0.825
123.85	-0.5068	-89.41	207.15	87.55	1.657	0.002	0.480	160.76	88.43	2.031	0.164	0.823
133.85	-0.6754	-86.47	217.07	86.54	1.626	-0.017	0.399	161.56	87.61	2.006	0.173	0.820
143.85	-0.8540	-83.82	230.68	85.19	1.606	-0.036	0.294	162.72	86.49	1.977	0.185	0.814

TABELA B.8 - Valores de grandezas usadas no cálculo da assimetria da reação $^{16}\text{O}(\vec{p},pn)^{15}\text{O}$ a 200 MeV, a partir da polarização efetiva do estado- $1p_{3/2}$.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	0.6808	-67.28	175.97	102.10	2.534	-0.035	0.688	105.66	102.84	4.869	0.138	0.801
50.35	0.5849	-57.04	165.45	99.01	2.448	0.019	0.759	100.68	99.91	4.995	0.168	0.780
60.35	0.5070	-45.14	157.99	96.16	2.380	0.073	0.811	97.12	97.19	5.105	0.195	0.757
70.35	0.4482	-31.11	153.04	93.47	2.322	0.124	0.848	94.74	94.60	5.174	0.217	0.738
80.35	0.4121	-14.90	150.29	90.87	2.269	0.169	0.870	93.41	92.10	5.187	0.238	0.726
90.35	0.4024	2.66	149.59	88.31	2.214	0.208	0.881	93.07	89.63	5.136	0.258	0.722
100.35	0.4203	19.96	150.89	85.76	2.157	0.241	0.880	93.70	87.16	5.018	0.278	0.726
110.35	0.4636	35.56	154.28	83.16	2.100	0.266	0.865	95.34	84.63	4.834	0.300	0.739
120.35	0.5284	49.92	159.95	80.47	2.056	0.281	0.827	98.06	82.01	4.594	0.324	0.761
130.35	0.6118	60.26	168.25	77.64	2.030	0.287	0.765	102.01	79.24	4.320	0.351	0.791
140.35	0.7132	70.12	179.86	74.58	2.046	0.281	0.663	107.48	76.23	4.029	0.379	0.827

(b) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	0.8356	-80.49	198.74	94.22	1.853	-0.042	0.567	117.72	94.89	3.516	0.201	0.870
50.35	0.7075	-73.73	185.67	91.43	1.842	0.029	0.655	113.66	92.22	3.597	0.238	0.861
60.35	0.5918	-65.79	175.89	88.97	1.865	0.098	0.723	110.76	89.85	3.681	0.267	0.851
70.35	0.4880	-55.82	168.83	86.74	1.905	0.158	0.773	108.82	87.69	3.752	0.290	0.842
80.35	0.3989	-42.49	164.13	84.68	1.953	0.206	0.804	107.74	85.68	3.801	0.310	0.836
90.35	0.3326	-24.09	161.63	82.72	1.997	0.244	0.819	107.47	83.77	3.820	0.327	0.834
100.35	0.3027	- 0.27	161.28	80.80	2.031	0.272	0.819	107.98	81.90	3.807	0.343	0.837
110.35	0.3209	24.83	163.12	78.87	2.052	0.290	0.804	109.31	80.02	3.759	0.359	0.845
120.35	0.3835	45.64	167.36	76.85	2.066	0.300	0.771	111.52	78.06	3.681	0.376	0.857
130.35	0.4786	61.03	174.34	74.69	2.082	0.301	0.713	114.75	75.97	3.577	0.393	0.872
140.35	0.5984	72.59	184.71	72.28	2.114	0.292	0.624	119.21	73.64	3.458	0.411	0.889

(c) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	δ^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	-1.0086	89.80	225.80	87.19	1.604	-0.048	0.347	130.29	87.83	2.712	0.270	0.917
50.35	0.8586	-85.84	209.97	84.66	1.653	0.030	0.436	127.18	85.39	2.795	0.306	0.918
60.35	0.7183	-80.99	197.67	82.51	1.722	0.103	0.522	124.96	83.31	2.883	0.333	0.916
70.35	0.5851	-75.15	188.27	80.65	1.797	0.167	0.598	123.49	81.48	2.966	0.354	0.913
80.35	0.4584	-67.40	181.40	79.01	1.880	0.216	0.653	122.67	79.86	3.036	0.369	0.910
90.35	0.3404	-55.64	176.87	77.52	1.957	0.255	0.692	122.47	78.39	3.088	0.382	0.908
100.35	0.2413	-34.82	174.62	76.10	2.024	0.282	0.710	122.85	76.99	3.124	0.393	0.908
110.35	0.1940	2.31	174.58	74.71	2.078	0.299	0.710	123.86	75.63	3.140	0.402	0.908
120.35	0.2380	41.40	177.23	73.27	2.120	0.307	0.688	125.54	74.24	3.139	0.412	0.909
130.35	0.3472	64.30	182.63	71.69	2.155	0.306	0.644	128.01	72.73	3.123	0.421	0.911
140.35	0.4851	77.35	191.49	69.89	2.191	0.298	0.571	131.43	71.01	3.100	0.430	0.911

TABELA B.9 - Valores de grandezas usadas no cálculo da assimetria da reação $^{16}\text{O}(\bar{p},pn)^{15}\text{O}$ a 200 MeV, a partir da polarização efetiva do estado- $1p_{3/2}$.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 45^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	\bar{g}^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	\bar{g}^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	-1.1909	82.25	256.93	80.93	1.684	-0.034	0.089	143.26	81.55	2.336	0.321	0.910
50.35	-1.0249	85.04	238.15	78.63	1.757	0.034	0.177	141.13	79.33	2.434	0.352	0.915
60.35	-0.8677	87.89	223.13	76.74	1.827	0.100	0.278	139.63	77.49	2.529	0.374	0.916
70.35	0.7161	-89.03	211.20	75.19	1.898	0.160	0.376	138.64	75.95	2.615	0.390	0.916
80.35	0.5679	-85.43	201.96	73.87	1.974	0.209	0.459	138.09	74.63	2.689	0.402	0.915
90.35	0.4216	-80.66	195.19	72.74	2.043	0.248	0.525	137.95	73.50	2.749	0.410	0.914
100.35	0.2769	-72.78	190.82	71.72	2.107	0.277	0.570	138.21	72.48	2.796	0.417	0.912
110.35	0.1396	-52.09	188.87	70.76	2.162	0.296	0.591	138.89	71.54	2.830	0.423	0.909
120.35	0.0929	31.69	189.51	69.79	2.206	0.306	0.590	140.02	70.60	2.854	0.427	0.906
130.35	0.2228	74.27	193.06	68.72	2.242	0.307	0.564	141.70	69.58	2.872	0.432	0.902
140.35	0.3910	86.01	200.15	67.45	2.280	0.299	0.507	144.05	68.40	2.887	0.436	0.895

(b) $\theta_1 = 35^\circ$, $\theta_2 = 35^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	\bar{g}^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	\bar{g}^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	0.7240	-84.30	203.37	97.20	1.962	-0.077	0.539	130.29	97.81	3.178	0.140	0.876
50.35	0.5766	-77.56	191.50	95.10	1.938	-0.028	0.615	127.18	95.82	3.157	0.171	0.884
60.35	0.4427	-68.61	183.04	93.32	1.930	0.017	0.672	124.96	94.10	3.143	0.198	0.889
70.35	0.3244	-54.98	177.41	91.73	1.923	0.056	0.712	123.49	92.57	3.127	0.220	0.893
80.35	0.2340	-31.30	174.28	90.25	1.909	0.087	0.735	122.67	91.16	3.101	0.239	0.896
90.35	0.2046	6.01	173.48	88.82	1.885	0.110	0.741	122.47	89.80	3.063	0.257	0.899
100.35	0.2567	39.90	174.97	87.36	1.849	0.124	0.729	122.85	88.43	3.010	0.274	0.903
110.35	0.3579	59.81	178.83	85.82	1.807	0.130	0.695	123.86	86.99	2.941	0.291	0.909
120.35	0.4815	71.64	185.26	84.12	1.765	0.129	0.638	125.54	85.41	2.858	0.308	0.915
130.35	0.6193	79.74	194.67	82.18	1.738	0.119	0.547	128.01	83.62	2.764	0.327	0.921
140.35	0.7712	86.08	207.73	79.93	1.745	0.104	0.421	131.43	81.52	2.667	0.346	0.925

(c) $\theta_1 = 40^\circ$, $\theta_2 = 40^\circ$

T_1 (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	\bar{g}^{in} ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	\bar{g}^{fin} ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
40.35	-0.8201	79.85	236.39	93.32	1.655	-0.128	0.345	156.54	93.85	2.279	0.106	0.829
50.35	-0.6382	81.39	223.16	92.05	1.666	-0.090	0.406	155.41	92.65	2.243	0.126	0.840
60.35	-0.4660	82.51	213.69	91.11	1.645	0.034	0.444	154.64	91.75	2.220	0.141	0.848
70.35	-0.3001	82.80	207.36	90.36	1.690	-0.031	0.497	154.14	91.04	2.203	0.153	0.853
80.35	-0.1385	79.71	203.84	89.73	1.696	-0.013	0.518	153.87	90.45	2.189	0.162	0.856
90.35	-0.0322	-48.23	202.93	89.14	1.691	-0.004	0.521	153.80	89.92	2.175	0.170	0.858
100.35	-0.1866	-81.50	204.61	88.51	1.676	-0.002	0.505	153.93	89.38	2.158	0.177	0.859
110.35	-0.3494	-82.86	208.95	87.77	1.652	-0.006	0.469	154.27	88.76	2.138	0.185	0.859
120.35	-0.5168	-82.23	216.18	86.85	1.627	-0.018	0.408	154.84	88.01	2.113	0.194	0.858
130.35	-0.6915	-80.96	226.69	85.68	1.608	-0.032	0.325	155.71	87.02	2.085	0.205	0.855
140.35	-0.8774	-79.33	241.24	84.14	1.611	-0.047	0.215	156.98	85.72	2.054	0.219	0.849

TABELA B.10 - Valores de grandezas usadas no cálculo da polarização efetiva do estado- $1d_{3/2}$ do ^{40}Ca , a partir da assimetria experimental da reação $^{40}\text{Ca}(p,2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$

(T_1-T_2) (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_o^{in} (nb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_o^{fin} (nb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
-100	0.7520	-56.09	157.29	100.58	3.722	-0.074	0.989	112.86	101.04	4.136	-0.051	0.809
- 80	0.6805	-46.37	147.96	98.01	3.741	-0.053	0.983	108.20	98.55	4.208	-0.038	0.774
- 60	0.6243	-35.88	141.21	95.66	3.774	-0.036	0.972	104.81	96.26	4.273	-0.027	0.745
- 40	0.5832	-24.55	136.63	93.45	3.795	-0.021	0.961	102.49	94.10	4.325	-0.017	0.724
- 20	0.5581	-12.49	133.96	91.33	3.809	-0.008	0.952	101.14	92.03	4.358	-0.008	0.711
0	0.5496	0.00	133.09	89.25	3.816	0.004	0.949	100.69	90.00	4.369	0.000	0.707
20	0.5581	12.49	133.96	87.17	3.812	0.017	0.952	101.14	87.97	4.358	0.008	0.711
40	0.5832	24.55	136.63	85.03	3.801	0.030	0.959	102.49	85.90	4.325	0.017	0.724
60	0.6243	35.88	141.21	82.81	3.784	0.045	0.970	104.81	83.74	4.273	0.027	0.745
80	0.6805	46.37	147.96	80.44	3.753	0.063	0.980	108.20	81.45	4.208	0.038	0.774
100	0.7520	56.09	157.29	77.87	3.737	0.084	0.986	112.86	78.96	4.136	0.051	0.809

(b) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 54^\circ$

(T_1-T_2) (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_o^{in} (nb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_o^{fin} (nb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
-100	-1.5145	76.79	303.26	69.65	3.542	0.204	0.789	180.77	70.07	3.772	0.151	0.966
- 80	-1.3383	78.47	280.49	68.04	3.660	0.215	0.822	180.55	68.50	3.790	0.161	0.961
- 60	-1.1694	80.06	261.28	66.81	3.797	0.222	0.844	180.43	67.27	3.804	0.169	0.957
- 40	-1.0053	81.60	245.06	65.89	3.804	0.222	0.876	180.37	66.33	3.815	0.174	0.953
- 20	-0.8440	83.14	231.46	65.23	3.802	0.220	0.899	180.34	65.64	3.822	0.178	0.949
0	-0.6837	84.69	220.29	64.79	3.807	0.216	0.915	180.33	65.15	3.827	0.181	0.947
20	-0.5230	86.30	211.43	64.51	3.804	0.211	0.926	180.34	64.82	3.830	0.183	0.945
40	-0.3603	88.10	204.88	64.36	3.807	0.207	0.932	180.37	64.64	3.832	0.184	0.944
60	0.1904	-89.49	200.71	64.29	3.812	0.204	0.935	180.43	64.54	3.833	0.185	0.944
80	0.0226	-73.25	199.13	64.24	3.813	0.203	0.936	180.55	64.48	3.833	0.185	0.944
100	0.1594	89.59	200.49	64.12	3.814	0.205	0.935	180.77	64.39	3.833	0.186	0.943

TABELA B.11 - Valores de grandezas usadas no cálculo da polarização efetiva do estado- $1d_{5/2}$ do ^{40}Ca , a partir da assimetria experimental da reação $^{40}\text{Ca}(p,2p)^{39}\text{K}$ a 200 MeV.

(a) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$

$(T_1 - T_2)$ (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$-\theta^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
-100	0.7215	-61.74	166.73	101.50	3.700	-0.085	0.990	109.82	102.08	4.205	-0.054	0.778
- 80	0.6381	-51.73	156.64	98.67	3.708	-0.061	0.992	104.92	99.37	4.292	-0.039	0.739
- 60	0.5713	-40.60	149.40	96.08	3.720	-0.041	0.988	101.36	96.87	4.371	-0.028	0.708
- 40	0.5217	-28.15	144.49	93.64	3.740	-0.024	0.981	98.93	94.51	4.430	-0.018	0.683
- 20	0.4907	-14.46	141.64	91.29	3.756	-0.008	0.976	97.52	92.23	4.464	-0.009	0.667
0	0.4802	0.00	140.71	88.99	3.764	0.006	0.974	97.06	90.00	4.476	0.000	0.662
20	0.4907	14.46	141.64	86.69	3.761	0.021	0.976	97.52	87.77	4.464	0.009	0.667
40	0.5217	28.15	144.49	84.35	3.749	0.037	0.980	98.93	85.49	4.430	0.018	0.683
60	0.5713	40.60	149.40	81.92	3.733	0.054	0.985	101.36	83.13	4.371	0.028	0.708
80	0.6381	51.73	156.64	79.34	3.725	0.074	0.988	104.92	80.63	4.292	0.039	0.739
100	0.7215	61.74	166.73	76.56	3.720	0.098	0.986	109.82	77.92	4.205	0.054	0.778

(b) $\theta_1 = 30^\circ$, $\theta_2 = 54^\circ$

$(T_1 - T_2)$ (MeV)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	$-\theta^{\text{in}}$ ($^\circ$)	I_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}	$C_{\text{nn}}^{\text{fin}}$
-100	-1.5327	74.30	313.88	70.58	3.546	0.198	0.762	174.39	71.07	3.766	0.140	0.971
- 80	-1.3505	75.75	290.06	68.78	3.599	0.210	0.809	174.12	69.33	3.787	0.150	0.965
- 60	-1.1768	77.04	270.12	67.41	3.731	0.218	0.834	173.97	67.98	3.803	0.159	0.960
- 40	-1.0084	78.15	253.38	66.36	3.804	0.222	0.860	173.88	66.92	3.815	0.165	0.955
- 20	-0.8432	79.07	239.43	65.59	3.806	0.221	0.886	173.84	66.12	3.824	0.169	0.951
0	-0.6793	79.69	222.04	65.03	3.803	0.219	0.904	173.83	65.53	3.830	0.173	0.948
20	-0.5152	79.75	219.09	64.65	3.808	0.216	0.916	173.84	65.11	3.834	0.175	0.945
40	-0.3497	78.44	212.57	64.38	3.806	0.213	0.924	173.88	64.82	3.837	0.177	0.944
60	-0.1825	71.77	208.52	64.19	3.807	0.211	0.928	173.97	64.61	3.839	0.178	0.943
80	-0.0536	- 2.72	207.33	64.00	3.809	0.211	0.929	174.12	64.43	3.841	0.179	0.942
100	-0.1979	-72.02	205.27	63.73	3.811	0.215	0.926	174.39	64.21	3.843	0.181	0.940

TABELA B.12 - Valores de grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$.

(a) $T_2 = 108 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5152	30.59	319.19	69.17	0.2125	3.813	0.214	267.17	70.06	0.2075	3.778	0.196
-45	0.3242	20.65	342.22	65.86	0.2155	3.857	0.244	298.25	66.51	0.2112	3.832	0.235
-50	0.1544	-8.91	370.10	62.68	0.2186	3.893	0.270	330.22	63.18	0.2147	3.878	0.266
-55	-0.1488	86.19	402.64	59.68	0.2218	3.943	0.290	362.84	60.11	0.2179	3.922	0.292
-57	-0.2093	68.18	416.91	58.53	0.2230	3.961	0.296	376.02	58.96	0.2191	3.939	0.300
-62	-0.3918	49.56	455.54	55.82	0.2262	4.006	0.307	409.13	56.23	0.2217	3.983	0.317
-65	-0.5071	44.12	480.65	54.29	0.2282	4.033	0.309	429.04	54.71	0.2232	4.009	0.324
-70	-0.7015	37.95	525.50	51.90	0.2313	4.060	0.308	462.12	52.36	0.2252	4.053	0.333
-75	-0.8961	33.37	573.74	49.71	0.2344	4.053	0.300	494.84	50.21	0.2268	4.100	0.337

(b) $T_2 = 102 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (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	322.24	68.84	0.2089	3.817	0.217	268.70	69.77	0.2038	3.781	0.199
-45	0.3498	31.97	344.06	65.68	0.2117	3.859	0.245	299.22	66.36	0.2075	3.835	0.236
-50	0.1587	18.75	370.58	62.63	0.2147	3.898	0.270	330.63	63.15	0.2109	3.878	0.267
-55	-0.0703	84.07	401.60	59.73	0.2178	3.942	0.289	362.67	60.17	0.2141	3.921	0.292
-57	-0.1357	57.39	415.22	58.62	0.2190	3.959	0.296	375.61	59.04	0.2152	3.938	0.300
-62	-0.3255	41.37	452.15	55.98	0.2221	4.002	0.307	408.14	56.38	0.2179	3.981	0.316
-65	-0.4417	37.40	476.19	54.49	0.2240	4.029	0.310	427.69	54.90	0.2194	4.007	0.323
-70	-0.6357	32.78	519.16	52.15	0.2270	4.059	0.309	460.18	52.59	0.2215	4.050	0.332
-75	-0.8290	29.17	565.45	50.00	0.2300	4.059	0.302	492.32	50.48	0.2231	4.094	0.336

(c) $T_2 = 96 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5782	43.63	325.87	68.50	0.2049	3.822	0.220	270.39	69.46	0.1998	3.785	0.203
-45	0.3865	41.71	346.51	65.49	0.2077	3.861	0.247	300.31	66.19	0.2034	3.837	0.238
-50	0.1942	40.93	371.68	62.57	0.2105	3.899	0.271	331.09	63.11	0.2067	3.879	0.267
-55	-0.0117	-59.46	401.20	59.78	0.2135	3.941	0.289	362.50	60.22	0.2099	3.921	0.291
-57	-0.0772	25.30	414.17	58.70	0.2147	3.958	0.295	375.19	59.13	0.2110	3.937	0.299
-62	-0.2693	29.01	449.41	56.14	0.2177	3.999	0.306	407.08	56.54	0.2137	3.979	0.315
-65	-0.3847	28.26	472.38	54.69	0.2194	4.025	0.310	426.25	55.09	0.2151	4.004	0.322
-70	-0.5764	26.34	513.47	52.40	0.2224	4.059	0.310	458.09	52.83	0.2172	4.046	0.330
-75	-0.7671	24.13	557.20	50.30	0.2253	4.064	0.304	489.60	50.76	0.2189	4.089	0.335

TABELA B.13 - Valores de grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$.

(a) $T_2 = 90 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.5181	49.14	330.12	68.13	0.2006	3.827	0.223	272.25	69.13	0.1954	3.790	0.206
-45	0.4322	49.85	349.59	65.28	0.2033	3.864	0.249	301.52	66.01	0.1989	3.839	0.239
-50	0.2459	55.34	373.43	62.49	0.2060	3.901	0.271	331.63	63.05	0.2022	3.880	0.268
-55	-0.0917	-86.22	401.46	59.81	0.2088	3.941	0.289	362.35	60.27	0.2052	3.920	0.291
-57	-0.0841	-36.35	413.80	58.78	0.2099	3.957	0.295	374.76	59.21	0.2064	3.936	0.298
-62	-0.2323	11.06	447.35	56.30	0.2128	3.997	0.306	405.95	56.70	0.2090	3.977	0.314
-65	-0.3412	16.05	469.24	54.88	0.2145	4.021	0.309	424.70	55.28	0.2104	4.002	0.321
-70	-0.5264	18.33	508.46	52.66	0.2173	4.059	0.310	455.85	53.08	0.2125	4.041	0.329
-75	-0.7124	18.11	550.82	50.60	0.2201	4.055	0.306	486.67	51.05	0.2143	4.083	0.334

(b) $T_2 = 84 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (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	335.03	67.73	0.1959	3.834	0.227	274.30	68.78	0.1906	3.795	0.209
-45	0.4850	56.60	353.37	65.04	0.1984	3.868	0.251	302.86	65.82	0.1940	3.841	0.241
-50	0.3141	64.60	375.89	62.39	0.2011	3.903	0.272	332.24	62.98	0.1972	3.881	0.268
-55	-0.1745	-87.49	402.44	59.83	0.2037	3.941	0.289	362.22	60.31	0.2001	3.920	0.290
-57	-0.1502	-63.44	414.15	58.84	0.2048	3.956	0.294	374.33	59.29	0.2013	3.935	0.298
-62	-0.2259	-11.04	446.01	56.44	0.2075	3.995	0.305	404.76	56.85	0.2038	3.975	0.313
-65	-0.3181	0.86	466.83	55.08	0.2092	4.018	0.309	423.06	55.48	0.2053	3.999	0.320
-70	-0.4854	3.63	504.18	52.92	0.2119	4.059	0.310	453.45	53.33	0.2073	4.037	0.328
-75	-0.6673	11.01	544.56	50.91	0.2145	4.066	0.307	483.52	51.35	0.2091	4.078	0.332

(c) $T_2 = 78 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_o^{fin} (mb/sr)	T^{fin}
-40	0.7120	58.70	340.68	67.29	0.1909	3.842	0.231	276.56	68.40	0.1654	3.801	0.213
-45	0.5437	62.23	357.88	64.77	0.1932	3.872	0.253	304.35	65.60	0.1886	3.843	0.243
-50	0.3856	70.92	379.10	62.27	0.1957	3.906	0.272	332.94	62.90	0.1917	3.882	0.269
-55	-0.2596	-87.59	404.18	59.83	0.1982	3.941	0.288	362.11	60.34	0.1946	3.920	0.290
-57	-0.2310	-72.83	415.26	58.88	0.1993	3.956	0.294	373.89	59.35	0.1957	3.934	0.297
-62	-0.2545	-31.53	445.45	56.58	0.2018	3.993	0.304	403.50	57.01	0.1982	3.972	0.312
-65	-0.3215	-15.67	455.19	55.26	0.2034	4.015	0.308	421.31	55.68	0.1996	3.996	0.319
-70	-0.4696	2.54	500.65	53.17	0.2059	4.058	0.310	450.88	53.59	0.2016	4.033	0.327
-75	-0.6345	2.81	539.05	51.22	0.2084	4.066	0.308	480.15	51.66	0.2033	4.072	0.331

TABELA 8.14 - Valores de grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$.

(a) $T_2 = 108 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (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	322.93	69.05	0.2116	2.310	0.056	264.63	70.05	0.2060	2.150	0.103
-45	0.2994	20.12	346.24	65.75	0.2146	2.521	0.085	295.51	66.50	0.2097	2.378	0.110
-50	0.1349	-15.16	374.41	62.58	0.2176	2.728	0.112	327.28	63.18	0.2131	2.604	0.127
-55	-0.1631	78.62	407.25	59.59	0.2208	2.918	0.139	359.69	60.11	0.2162	2.815	0.147
-57	-0.2287	64.05	421.63	58.44	0.2220	2.990	0.149	372.78	58.95	0.2173	2.891	0.155
-62	-0.4150	48.24	460.56	55.73	0.2252	3.150	0.173	405.69	56.22	0.2199	3.070	0.176
-65	-0.5311	43.32	485.86	54.21	0.2271	3.210	0.186	425.47	54.70	0.2213	3.227	0.196
-70	-0.7260	37.57	531.00	51.82	0.2302	3.269	0.206	458.33	52.34	0.2232	3.313	0.206
-75	-0.9210	33.20	579.53	49.64	0.2332	3.271	0.223	490.85	50.19	0.2248	3.420	0.222

(b) $T_2 = 102 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (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	325.92	68.72	0.2080	2.331	0.058	266.15	69.75	0.2024	2.165	0.105
-45	0.3251	32.35	348.01	65.57	0.2109	2.533	0.086	296.48	66.34	0.2060	2.388	0.111
-50	0.1342	17.23	374.81	65.52	0.2138	2.731	0.113	327.69	63.13	0.2093	2.607	0.127
-55	-0.0863	70.09	406.12	59.63	0.2168	2.915	0.138	359.53	60.15	0.2124	2.813	0.146
-57	-0.1576	52.82	419.85	58.52	0.2181	2.985	0.148	372.39	59.03	0.2136	2.887	0.154
-62	-0.3496	40.36	457.07	55.89	0.2211	3.140	0.171	404.71	56.37	0.2162	3.062	0.175
-65	-0.4662	36.85	481.29	54.40	0.2230	3.202	0.185	424.14	54.88	0.2176	3.157	0.187
-70	-0.6605	32.57	524.54	52.07	0.2260	3.266	0.204	456.43	52.57	0.2196	3.300	0.205
-75	-0.8538	29.11	571.11	49.92	0.2289	3.287	0.220	488.37	50.46	0.2212	3.405	0.220

(c) $T_2 = 96 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (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	329.49	68.37	0.2041	2.356	0.061	267.82	69.43	0.1984	2.184	0.106
-45	0.3627	42.70	350.39	65.37	0.2068	2.548	0.088	297.56	66.17	0.2019	2.399	0.113
-50	0.1703	42.92	375.83	62.46	0.2097	2.736	0.113	328.15	63.08	0.2052	2.610	0.127
-55	-0.0279	2.32	405.63	59.67	0.2126	2.912	0.138	359.37	60.20	0.2083	2.811	0.145
-57	-0.1018	25.71	418.72	58.60	0.2138	2.980	0.148	371.98	59.10	0.2094	2.883	0.154
-62	-0.2940	28.84	454.23	56.04	0.2167	3.130	0.170	403.67	56.52	0.2120	3.054	0.173
-65	-0.4094	28.18	477.36	54.59	0.2185	3.194	0.183	422.72	55.06	0.2134	3.147	0.185
-70	-0.6011	26.37	518.74	52.31	0.2214	3.265	0.202	454.37	52.80	0.2154	3.286	0.203
-75	-0.7918	24.22	563.33	50.21	0.2242	3.304	0.217	485.68	50.73	0.2171	3.391	0.218

TABELA B.15 - Valores de grandezas usadas no cálculo da seção de choque de correlação da reação $^{12}\text{C}(p,pn)^{11}\text{C}$.

(a) $T_2 = 90 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (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	333.59	67.99	0.1998	2.383	0.063	269.67	69.09	0.1941	2.203	0.108
-45	0.4097	51.13	353.42	65.15	0.2025	2.565	0.089	298.76	65.93	0.1975	2.411	0.114
-50	0.2276	58.27	377.51	62.37	0.2052	2.743	0.114	328.69	63.02	0.2007	2.614	0.128
-55	-0.0650	-70.87	405.81	59.69	0.2079	2.912	0.138	359.23	60.24	0.2037	2.808	0.145
-57	-0.0976	-23.38	418.25	58.66	0.2091	2.976	0.147	371.56	59.18	0.2048	2.848	0.154
-62	-0.2559	12.56	452.07	56.19	0.2119	3.122	0.169	402.56	56.67	0.2074	3.045	0.172
-65	-0.3553	16.78	474.13	54.78	0.2136	3.187	0.179	421.20	55.25	0.2088	3.137	0.183
-70	-0.5507	18.71	513.61	52.56	0.2164	3.263	0.200	452.16	53.05	0.2108	3.272	0.200
-75	-0.7365	18.41	556.23	50.50	0.2191	3.308	0.215	482.79	51.02	0.2125	3.375	0.216

(b) $T_2 = 84 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.6412	55.14	338.56	67.58	0.1952	2.415	0.066	271.70	68.73	0.1893	2.223	0.110
-45	0.4640	58.09	357.13	64.90	0.1977	2.585	0.091	300.09	65.77	0.1926	2.424	0.115
-50	0.2951	67.49	379.90	62.26	0.2003	2.753	0.114	329.30	62.94	0.1958	2.619	0.128
-55	-0.1660	-79.83	406.70	59.70	0.2029	2.912	0.137	359.10	60.27	0.1987	2.807	0.145
-57	-0.1520	-54.22	418.51	58.71	0.2040	2.974	0.147	371.14	59.25	0.1998	2.874	0.152
-62	-0.2456	-7.54	450.54	56.33	0.2067	3.114	0.168	401.39	56.82	0.2023	3.037	0.171
-65	-0.3402	2.66	471.61	54.96	0.2083	3.179	0.180	418.58	55.44	0.2037	3.127	0.181
-70	-0.5126	9.49	509.21	52.81	0.2109	3.259	0.198	449.79	53.29	0.2057	3.259	0.198
-75	-0.6907	11.56	549.84	50.80	0.2135	3.299	0.213	479.68	51.31	0.2074	3.360	0.214

(c) $T_2 = 78 \text{ MeV}$

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}	$T_{\text{rel}}^{\text{fin}}$ (MeV)	$\bar{\theta}^{\text{fin}}$ ($^\circ$)	$F.C.^{\text{fin}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{fin} (mb/sr)	p^{fin}
-40	0.6915	59.75	344.16	67.14	0.1902	2.447	0.069	273.95	68.34	0.1842	2.246	0.112
-45	0.5241	63.75	361.59	64.63	0.1925	2.606	0.092	301.57	65.55	0.1874	2.437	0.117
-50	0.3625	73.53	383.04	62.13	0.1950	2.763	0.115	330.00	62.85	0.1904	2.625	0.129
-55	-0.2505	-82.55	408.37	59.69	0.1975	2.914	0.137	359.00	60.29	0.1932	2.806	0.145
-57	-0.2221	-66.84	419.54	58.75	0.1985	2.973	0.146	370.71	59.31	0.1943	2.871	0.152
-62	-0.2679	-27.12	449.98	56.46	0.2010	3.107	0.166	400.15	56.96	0.1967	3.029	0.169
-65	-0.3398	-12.91	459.87	55.14	0.2025	3.171	0.178	417.85	55.63	0.1980	3.115	0.180
-70	-0.4908	-1.15	505.58	53.05	0.2051	3.255	0.196	447.25	53.54	0.2000	3.245	0.196
-75	-0.6565	3.67	544.21	51.11	0.2075	3.289	0.211	476.35	51.61	0.2017	3.346	0.211

TABELA B.16 - Valores de grandezas usadas no cálculo das assimetrias da reação $^{16}_0(\bar{p},2p)^{15}_N$ a 400 MeV, estando o próton-alvo no estado- $1p_{1/2}$.

T_2 (MeV)	θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	γ_{rel}^{in} (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	F.C. in ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	γ_o^{in} (mb/sr)	p^{in}	c_{nn}^{in}
108	70	-0.6710	38.45	518.72	52.00	0.2327	4.062	0.310	0.564
	65	-0.4775	45.21	474.24	54.39	0.2295	4.030	0.311	0.593
	45	0.3551	21.21	337.28	65.99	0.2166	3.854	0.243	0.701
	40	0.5462	30.76	314.61	69.31	0.2136	3.809	0.212	0.725
102	70	-0.6051	33.09	512.53	52.26	0.2284	4.063	0.311	0.568
	65	-0.4115	38.17	469.91	54.60	0.2253	4.026	0.311	0.596
	45	0.3805	31.57	339.21	65.83	0.2128	3.857	0.244	0.698
	40	0.5741	37.02	317.72	69.00	0.2099	3.814	0.215	0.720
96	70	-0.5458	26.30	506.98	52.52	0.2236	4.063	0.312	0.571
	65	-0.3541	28.37	466.23	54.81	0.2207	4.022	0.311	0.599
	45	0.4162	40.64	341.73	65.65	0.2087	3.860	0.246	0.695
	40	0.6077	42.81	321.42	68.67	0.2059	3.819	0.218	0.714
90	70	-0.4964	17.80	502.12	52.79	0.2185	4.063	0.312	0.574
	65	-0.3114	14.99	463.23	55.02	0.2157	4.019	0.311	0.601
	45	0.4604	48.38	344.89	65.45	0.2042	3.862	0.247	0.690
	40	0.6463	48.13	325.73	68.30	0.2016	3.824	0.222	0.708
84	70	-0.4608	7.44	497.97	53.05	0.2130	4.059	0.312	0.576
	65	-0.2913	-1.76	460.95	55.22	0.2103	4.016	0.310	0.602
	45	0.5115	54.93	348.74	65.22	0.1994	3.865	0.249	0.685
	40	0.6898	53.00	330.70	67.91	0.1968	3.830	0.226	0.701
78	70	-0.4437	-4.45	494.59	53.32	0.2070	4.053	0.311	0.578
	65	-0.3002	-19.56	459.43	55.41	0.2044	4.013	0.309	0.602
	45	0.5685	60.48	353.32	64.96	0.1941	3.869	0.251	0.679
	40	0.7377	57.47	336.40	67.49	0.1917	3.837	0.229	0.693

TABELA B.17 - Valores de grandezas usadas no cálculo das assimetrias da reação $^{16}_0(p,2p)^{15}_N$ a 400 MeV, estando o próton-alvo no estado- $1p_{3/2}$.

T_2 (MeV)	θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	T_{rel}^{in} (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	F.C. in ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	C_{nn}^{in}
108	70	-0.7207	37.65	529.79	51.84	0.2304	4.058	0.307	0.555
	65	-0.5258	43.49	484.72	54.22	0.2273	4.035	0.308	0.582
	45	0.3048	20.25	345.36	65.77	0.2148	3.858	0.245	0.687
	40	0.4957	31.15	322.11	69.08	0.2118	3.815	0.215	0.711
102	70	-0.6551	32.62	523.36	52.08	0.2262	4.058	0.307	0.559
	65	-0.4609	36.96	480.17	54.42	0.2232	4.031	0.309	0.586
	45	0.3305	32.26	347.15	65.59	0.2111	3.860	0.246	0.685
	40	0.5247	37.97	325.12	68.75	0.2082	3.819	0.218	0.707
96	70	-0.5957	26.36	517.58	52.33	0.2216	4.057	0.308	0.563
	65	-0.4040	28.20	476.27	54.61	0.2187	4.027	0.309	0.589
	45	0.3679	42.47	349.54	65.40	0.2070	3.863	0.248	0.682
	40	0.5598	44.20	328.70	68.40	0.2043	3.823	0.221	0.702
90	70	-0.5454	18.63	512.49	52.58	0.2166	4.057	0.309	0.565
	65	-0.3600	16.63	473.06	54.80	0.2138	4.023	0.308	0.591
	45	0.4146	50.88	352.58	65.18	0.2026	3.866	0.250	0.678
	40	0.6004	49.83	332.91	68.02	0.2000	3.829	0.225	0.696
84	70	-0.5075	9.31	508.11	52.83	0.2111	4.056	0.309	0.568
	65	-0.3353	2.29	470.57	54.99	0.2085	4.020	0.308	0.592
	45	0.4686	57.75	356.31	64.93	0.1979	3.870	0.252	0.674
	40	0.6459	54.92	337.79	67.61	0.1954	3.837	0.228	0.689
78	70	-0.4861	-1.44	504.50	53.08	0.2052	4.055	0.309	0.569
	65	-0.3357	-13.48	468.85	55.17	0.2027	4.017	0.307	0.593
	45	0.5283	63.41	360.78	64.66	0.1927	3.874	0.254	0.668
	40	0.6960	59.51	343.40	67.17	0.1903	3.843	0.232	0.682

TABELA B.18 - Valores de grandezas usadas no cálculo das assimetrias da reação $^{16}_0(\bar{p},pn)^{15}_0$ a 400 MeV, estando o nêutron-alvo no estado- $1p_{1/2}$.

T_2 (MeV)	θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$T_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	F.C. $^{\text{in}}$ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$
108	70	-0.6991	37.98	524.97	51.91	0.2314	3.275	0.205	-0.273
	65	-0.5048	44.20	480.16	54.29	0.2283	3.208	0.186	-0.305
	45	0.3266	29.70	341.84	65.87	0.2156	2.508	0.085	-0.267
	40	0.5176	30.97	318.84	69.18	0.2126	2.296	0.056	-0.219
102	70	-0.6334	32.81	518.65	52.16	0.2271	3.273	0.203	-0.278
	65	-0.4394	37.46	475.70	54.49	0.2241	3.200	0.184	-0.306
	45	0.3522	31.94	343.69	65.70	0.2118	2.519	0.086	-0.270
	40	0.5461	37.54	321.89	68.86	0.2090	2.318	0.059	-0.227
96	70	-0.5741	26.34	512.97	52.41	0.2225	3.272	0.201	-0.282
	65	-0.3823	28.27	471.90	54.69	0.2195	3.193	0.182	-0.308
	45	0.3888	41.62	346.14	65.51	0.2078	2.533	0.088	-0.274
	40	0.5805	43.57	325.52	68.51	0.2050	2.342	0.061	-0.236
90	70	-0.5241	18.29	507.97	52.67	0.2174	3.270	0.199	-0.286
	65	-0.3389	15.98	468.78	54.89	0.2146	3.185	0.180	-0.310
	45	0.4343	49.73	349.23	65.29	0.2033	2.549	0.089	-0.279
	40	0.6202	49.06	329.78	68.14	0.2007	2.368	0.063	-0.246
84	70	-0.4872	8.54	503.70	52.93	0.2119	3.266	0.197	-0.290
	65	-0.3161	0.67	466.38	55.09	0.2092	3.176	0.179	-0.311
	45	0.4870	56.47	353.01	65.06	0.1985	2.568	0.090	-0.286
	40	0.6648	54.06	334.70	67.74	0.1960	2.398	0.066	-0.257
78	70	-0.4676	-2.68	500.18	53.18	0.2060	3.261	0.195	-0.294
	65	-0.3199	-15.95	464.75	55.27	0.2035	3.169	0.177	-0.313
	45	0.5456	62.09	357.53	64.79	0.1933	2.591	0.092	-0.293
	40	0.7139	58.60	340.35	67.31	0.1909	2.432	0.069	-0.269

TABELA B.19 - Valores de grandezas usadas no cálculo das assimetrias da reação $^{16}\text{O}(\vec{p},n)^{15}\text{O}$ a 400 MeV, estando o nêutron-alvo no estado- $1p_{3/2}$.

T_2 (MeV)	θ_2 ($^\circ$)	k_3 (fm^{-1})	θ_3 ($^\circ$)	$\tau_{\text{rel}}^{\text{in}}$ (MeV)	δ^{in} ($^\circ$)	F.C. ⁱⁿ ($\text{MeV}^{-1}\text{fm}^{-3}$)	I_0^{in} (mb/sr)	p^{in}	$C_{\text{nn}}^{\text{in}}$
108	70	-0.7475	37.26	535.82	51.76	0.2292	3.264	0.206	-0.268
	65	-0.5520	42.69	490.42	54.14	0.2261	3.212	0.186	-0.305
	45	0.2778	19.59	349.76	65.66	0.2138	2.532	0.084	-0.282
	40	0.4685	31.39	326.21	68.96	0.2108	2.320	0.055	-0.239
102	70	-0.6820	32.40	529.26	51.99	0.2250	3.262	0.204	-0.273
	65	-0.4875	36.41	485.75	54.32	0.2220	3.204	0.185	-0.306
	45	0.3035	32.73	351.48	65.47	0.2101	2.545	0.086	-0.285
	40	0.4982	38.56	329.15	68.62	0.2073	2.342	0.058	-0.245
96	70	-0.6226	26.39	523.35	52.23	0.2205	3.260	0.202	-0.278
	65	-0.4308	28.12	481.74	54.51	0.2176	3.196	0.183	-0.308
	45	0.3421	43.67	353.80	65.27	0.2061	2.559	0.088	-0.288
	40	0.5342	45.05	332.68	68.26	0.2034	2.367	0.060	-0.253
90	70	-0.5718	19.02	518.12	52.47	0.2155	3.257	0.200	-0.282
	65	-0.3863	17.35	478.41	54.69	0.2128	3.188	0.182	-0.309
	45	0.3904	52.46	356.77	65.04	0.2018	2.577	0.089	-0.293
	40	0.5759	50.86	336.83	67.87	0.1992	2.396	0.063	-0.262
84	70	-0.5328	10.17	513.62	52.72	0.2101	3.254	0.198	-0.286
	65	-0.3596	4.06	475.80	54.87	0.2075	3.181	0.180	-0.311
	45	0.4460	59.49	360.44	64.78	0.1970	2.597	0.091	-0.298
	40	0.6226	56.06	341.66	67.45	0.1946	2.427	0.066	-0.272
78	70	-0.5094	-0.03	509.89	52.96	0.2043	3.249	0.196	-0.290
	65	-0.3562	-10.73	473.97	55.04	0.2018	3.173	0.179	-0.313
	45	0.5074	65.18	364.85	64.50	0.1919	2.617	0.093	-0.304
	40	0.6739	60.72	347.22	67.01	0.1896	2.458	0.069	-0.282

REFERÊNCIAS

- [1] SERBER, R., Phys.Rev. 72, 1114 (1947).
- [2] CHEW, G.F., Phys.Rev. 80, 196 (1950).
- [3] CHEW, G.F. e WICK, G.C., Phys.Rev. 85, 636 (1952).
- [4] CHEW, G.F. e GOLDBERGER, M.L., Phys.Rev. 87, 778 (1952).
- [5] ASHKIN, J. e WICK, G.C., Phys.Rev. 85, 686 (1952).
- [6] WATSON, K.M., Phys.Rev. 89, 575 (1953);
FRANCIS, N.C. e WATSON, K.M., Phys.Rev. 92, 291 (1953).
- [7] KERMAN, A.K., McMANUS, H. e THALER, R.M., Ann.Phys. (N.Y.)
8, 551 (1959).
- [8] CHAMEAUX, A., LAYLY, V. e SCHAEFFER, R., Phys.Lett. 72B, 33
(1977);
PETROVICH, F. e LOVE, W.G., Proc. LAMPF Workshop on Pion
Single Charge Exchange, Los Alamos, 1979, LASL. Rep. LA-7892C,
addendum;
SCHWANDT, P., PETROVICH, F. e PICKLESIMER, A., IUCF Tech.
and Scient. Rep. 1978, pg. 27.
- [9] CHEW, G.F. e LEWIS, H.W., Phys.Rev. 84, 779 (1951);
SANDERSON, E.A., Nucl.Phys. 26, 420 (1961); Nucl.Phys. 35,
557 (1962).
- [10] MARIS, Th.A.J., HILLMAN, P. e TYRÉN, H., Nucl.Phys. 7, 1
(1958).
- [11] MARIS, Th.A.J., Nucl.Phys. 9, 577 (1958/59).
- [12] JACOB, G. e MARIS, Th.A.J., Rev.Mod.Phys. 38, 121 (1966).
- [13] JACOB, G. e MARIS, Th.A.J., Rev.Mod.Phys. 45, 6 (1973).
- [14] TYRÉN, H., MARIS, Th.A.J. e Hillman, P., Nuovo Cimento 6,
1507 (1957).

- [15] TYRÉN, H., HILLMAN, P e MARIS, Th.A.J., Nucl.Phys. 7, 10 (1958).
HILLMAN, P., TYRÉN, H. e MARIS, Th.A.J., Phys.Rev.Lett. 5, 107 (1960).
- [16] TYRÉN, H., KULLANDER, S., SUNDBERG, O., RAMACHANDRAN, R., ISACSSON, P. e BERGGREN, T., Nucl.Phys. 79, 321 (1966).
- [17] MARIS, Th.A.J., Nuclear and Particle Phys. at Interm. En., Edited by J.B.Warren, N.Y. (1976).
- [18] JACOB, G., MARIS, Th.A.J., SCHNEIDER, C. e TEODORO, M.R., Phys.Lett. 45B, 181 (1973); Nucl.Phys. A257, 517 (1976).
- [19] MARIS, Th.A.J., TEODORO, M.R. e VEIT, E.A., Phys.Rev. C20, 446 (1979).
- [20] CHAMBERLAIN, O. e SEGRÈ, E., Phys.Rev. 87, 81 (1952).
- [21] CLADIS, J.B., HESS, W.N. e MOYER, B.J., Phys.Rev. 87, 425 (1952).
- [22] JACOB, G., Tese para concurso de Cátedra de Física Teórica e Física Superior (Faculdade de Filosofia da UFRGS), 1964.
- [23] RIOU, M., Rev.Mod.Phys. 37, 375 (1965).
- [24] BERGGREN, T. e TYRÉN, H., Ann.Rev.Nucl.Sci. 16, 153 (1966).
- [25] MARIS, Th.A.J., Proc. 5th Int. Conf. High Energy Phys. and Nucl. Structure, North Holland, 356 (1973).
- [26] TEODORO, M.R., Tese de Doutorado (IF-UFRGS), 1976.
- [27] SCHNEIDER, C., Tese de Doutorado (IF-UFRGS), 1978.
- [28] LIPPMANN, B.A. e SCHWINGER, J., Phys.Rev. 79, 469 (1950).
- [29] MØLLER, C., Kgl. Danske Videnskab.Selskab, Mat-Fys. Medd 23, 1 (1945).
- [30] FERNBACH, S., GREEN, T.A. e WATSON, K.M., Phys.Rev. 82, 980 (1951).

- [31] HERSCOVITZ, V.E., MARIS, Th.A.J. e TEODORO, M.R., Phys.Lett. 69B, 33 (1977).
- [32] JAIN, B.K., J.Phys.G: Nucl.Phys. 5, 663 (1979).
- [33] LOVE, W.G., SCOTT, A., BAKER, F.T., JONES, W.P. e WIGGINS JR., J.D., Phys.Lett. 73B, 277 (1978).
- [34] GOLDBERGER, M.L. e WATSON, K.M., Collision Theory (John Wiley & Sons, Inc.), 1964.
- [35] TAKEDA, G. e WATSON, K.M., Phys.Rev. 97, 1336 (1955).
- [36] SCHIFF, L.I., Phys.Rev. 103, 443 (1956);
McCAULEY, G.P. e BROWN, G.E., Proc.Phys.Soc. (London) 71, 893 (1958).
- [37] JACKSON, D.F. e BERGGREN, T., Nucl.Phys. 62, 353 (1965).
- [38] STEFFANI, M.H., Dissertação de Mestrado (IF-UFRGS), 1979.
- [39] ROOS, P.G., CHANT, N.S., DEVINS, D.W., FRIESEL, D.L., JONES, W.P., ATTARD, A.C., HENDERSON, R.S., SVALBE, I.D., SPICER, B.M., OFFICER, V.C. e SHUTE, G.G., Phys.Rev.Lett. 40, 1439 (1978).
- [40] REDISH, E.F., STEPHENSON JR., G.J. e LERNER, G.M., Phys.Rev. C2, 1665 (1970).
- [41] STEPHENSON JR., G.J., REDISH, E.F., LERNER, G.M. e HAFTEL, M.I., Phys.Rev. C6, 1559 (1972).
- [42] IONNIDES, A.A. e JACKSON, D.F., Nucl.Phys. A308, 317 (1978).
- [43] McDONALD, W.J., Nucl.Phys. A335, 463 (1980).
- [44] JACKSON, D.F. e ELTON, L.R.B., Nucl.Phys. 43, 136 (1963);
JACKSON, D.F., Nucl.Phys. 54, 561 (1964).
- [45] LIM, K.L. e MCCARTHY, I.E., Phys.Rev.Lett. 13, 446 (1964);
Nucl.Phys. 88, 433 (1966).
ROOS, P.G., AIP Conference Proceedings (Bloomington, 1976), No. 36, Momentum Wave Function-1976 (Indiana University), ed. by D.W.Devins (1977), pg. 182.

- [46] PANONTIN, J.A., SCHWARTZ, L.L., STEHNEY, A.F., STEINBERG, E.P. e WINSBERG, L., Phys.Rev. 169, 851 (1968).
- [47] HEWSON, P.W., Nucl.Phys. A133, 659 (1969);
STERNHEIM, M.M. e SILBAR, R.R., Phys.Rev.Lett. 34, 824 (1975); Phys.Rev. C21, 1974 (1980).
- [48] ARVIEUX, J., BOLBER, J., BOSCHITZ, E., CORFU, R., PIFARETTI, J., ZIOCK, H.J., ELLIS, R.J. e ZIOCK, K.O.H., SIN News1., 12, 19 (1979);
PIASETZKY, E., ASHERY, D., ALTMAN, A., YAVIN, A.I., SCHLEPÜTZ, F.W., POWERS, R.J., BERTEL, W., FELAWKA, L., WALTER, H.K., WINTER, R.G. e PLUYM, J.v.d., Phys.Rev.Lett. 46, 1271 (1981).
- [49] HERSCOVITZ, V.E., JACOB, G. e MARIS, Th.A.J., Nucl.Phys. A109, 478 (1968);
HERSCOVITZ, V.E., Tese de Doutorado (Faculdade de Filosofia-UFRGS), 1969.
- [50] HOSHIZAKI, N., Supp. Progr. Theor. Phys. 42, 107 (1968).
- [51] WOLFENSTEIN, L. e ASHKIN, J., Phys.Rev. 85, 947 (1952).
- [52] BERETVAS, A., Phys.Rev. 171, 1392 (1968);
SCHUMACHER, C.R. e BETHE, H.A., Phys.Rev. 121, 1534 (1961);
NIGAM, B.P., Rev.Mod.Phys. 35, 117 (1963).
- [53] STAPP, H.P., YPSILANTIS, T.J. e METROPOLIS, N., Phys.Rev. 105, 302 (1957).
- [54] MacGREGOR, M.H., ARNDT, R.A. e WRIGHT, R.M., Phys.Rev. 182, 1714 (1969).
- [55] ARNDT, R.A., HACKMAN, R.H. e ROPER, L.D., Phys.Rev. C15, 1002 (1977); Phys.Rev. C9, 555 (1974).
- [56] VEIT, E.A., Dissertação de Mestrado (IF-UFRGS), 1979.

- [57] FRAUENFELDER, H. e HENLEY, E.M., Nuclear and Particle Physics (W.A.Benjamin, Inc.) Vol. A, 1975, pg. 72.
- [58] MARIS, Th.A.J., TEODORO, M.R. e VASCONCELLOS, C.A.Z., Nucl. Phys. A322, 461 (1979).
- [59] SCHNEIDER, C., Nucl.Phys. A300, 313 (1978).
- [60] CHANT, N.S., KITCHING, P., ROOS, P.G. e ANTONUK, L., Phys. Lett. 43, 495 (1979) e comunicação privada.
- [61] BENGTTSSON, R., BERGGREN, T. e GUSTAFSSON, Ch., Phys.Rep. 41C, 191 (1978).
- [62] HERSCOVITZ, V.E., JACOB, G., MARIS, Th.A.J. e SCHNEIDER, C., Rev.Bras. Fís. 1, 43 (1971).
- [63] BOHR, A. e MOTTELSON, B.R., Nuclear Structure (W.A.Benjamin, Inc.) Vol. I, 1969, pg. 213.
- [64] HERMAN, R. e HOFSTADTER, R., High Energy Electron Scattering Tables (Stanford University Press) 1960, pg. 62.
- [65] GOLDBERGER, M.L., Phys.Rev. 74, 1269 (1948);
CLEMENTEL, E. e VILLI, C., Nuovo Cimento 2, 176 (1955).
- [66] DABROWSKI, J. e SOBICZEWSKI, A., Phys.Lett. 5, 87 (1963).
- [67] FETTER, A.L. e WALECKA, J.D., Quantum Theory of Many-Particle Systems (McGraw-Hill Book Co, N.Y.) 1971, pg. 352.
- [68] BARASHENKOV, V.S. e MALTSEV, V.M., Fortschr. Physik 9, 549 (1961).
- [69] HODGSON, P.E., Nuclear Reactions and Nuclear Structure (Clarendon Press-Oxford) 1971, pg. 171.
- [70] SCHWALLER, P., FAVIER, B., MEASDAY, D.F., PEPIN, M., RENBERG, P.U. e SERRE, C., CERN 72-13 (1972).
- [71] JAIN, B.K. e JACKSON, D.F., Nucl.Phys. A99, 113 (1967).

- [72] WILDERMUTH, K. e KANELLOPOULOS, Th., Nucl.Phys. 7, 150 (1958);
 FERNANDEZ, F., MARIS, Th.A.J., SCHNEIDER, C. e VASCONCELLOS,
 C.A.Z., aceito para publicação na Phys.Lett.B.
- [73] KITCHING, P., MILLER, C.A., HUTCHEON, D.A., JAMES, A.N.,
 McDONALD, W.J., CAMERON, J.M., OLSEN, W.C. e ROY, G., Phys.
 Rev.Lett. 37, 1600 (1976); AIP Conference Proceedings
 (Bloomington, 1976), No. 36, Momentum Wave Function-1976
 (Indiana University), ed. by D.W.Devins (1977), pg. 182;
 CAMERON, J.M., HUTCHEON, D.A., LILJESTRAND, R., MILLER, C.A.,
 MacDONALD, R., McDONALD, W.J., OLSEN, W.C., STRONACH, C.E.,
 ROGERS, J.G., KRAUSHAAR, J.J., SHEPPARD, J.R. e TINSHEY, J.,
 8th International Conference on High Energy Physics and
 Nuclear Structure, Vancouver, 1979, contributed paper, # 4A15;
 EPSTEIN, M.B., MARGAZIOTIS, D.J., ABEGG, R., HASELL, D.K.,
 VAN OERS, W.T.H., CAMERON, J.M., MOSS, G.A., GREENIAUS, L.G.
 e SETZ, A.W., Proc. 5th Int. Symp. on Polarization Phenomena
 in Nuclear Physics, Santa Fe, 1980;
 NADEJDIN, V.S., PETROV, N.I. e SATAROV, V.I., Contribution
 to 6th International Conference on High Energy Physics and
 Nuclear Structure, Los Alamos (1975);
 JINR, Dubna, E1-7559 (1973); P15-10083 (1976); P15-10878
 (1977); E1-10820 (1977);
 Proceedings of the 7th International Conference on High
 Energy and Nuclear Structure Zürich (1977).
- [74] KITCHING, P., MILLER, C.A., OLSEN, W.C., HUTCHEON, D.A.,
 McDONALD, W.J. e SETZ, A.W., Nucl.Phys. A340, 423 (1980).

- [75] KITCHING, P., ANTONUK, L., MILLER, C.A., HUTCHEON, D.A., McDONALD, W.J., OLSEN, W.C., NEILSON, G.C., STINSON, G.M. e STETZ, A.W., a ser publicado;
- MILLER, C.A., Nucl.Phys. A353, 157 (1981).
- [76] JAMES, A.N., McDONALD, W.J., CAMERON, J.M., MILLER, C.A., HUTCHEON, D.A., KITCHING, P., NEILSON, G.C., STINSON, G.M. e EARLE, E.D., Nucl.Phys. A324, 253 (1979).
- [77] MARIS, Th.A.J., TEODORO, M.R. e VEIT, E.A., Phys.Lett. 94B, 6 (1980).
- [78] P.AJZENBERG-SELOVE, Nucl.Phys. A281, 1 (1977).
- [79] JAMES, A.N., ANDREWS, P.T., KIRKBY, P. e LOWE, B.G., Nucl. Phys. A138, 145 (1969).
- [80] GOODING, T.J. e PUGH, H.G., Nucl.Phys. 18, 46 (1960).
- [81] SINGH, S. e ALEXANDER, J.M., Phys.Rev. 128, 711 (1962).
- [82] SCHIFF, L.I., Quantum Mechanics (McGraw-Hill Book, Co, N.Y.) 1968.
- [83] CONTE, S.D., Elementos de Análise Numérica (Editora Globo) 1971, pg. 36.
- [84] DYMARZ, R. e MALECKY, A., Lett. Nuovo Cimento, 16A, 417 (1976).