

Instituto de Física
Universidade do Rio Grande do Sul

ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE
E
ESTRUTURA NUCLEAR

gerhard jacob

FT 25.40.

Tese apresentada ao concurso para
provimento efetivo da Cátedra de
Física Teórica e Física Superior,
Faculdade de Filosofia,
Universidade do Rio Grande do Sul

FT 25.40.
TISE
E.4

Porto Alegre
- 1964 -



DEDICATÓRIA

A

PAULO SARAIVA DE TOLEDO

que orientou meus primeiros passos na pesquisa em Física Teórica

e

A

THEODORE A. J. MARIS

a quem devo, além de outros, os conhecimentos que originaram esta Tese.

PREFÁCIO

Um dos assuntos a que vimos dedicando nossa atividade de pesquisa nos últimos cinco anos refere-se ao espalhamento quase-livre, principalmente no que concerne ao uso deste processo na investigação da estrutura nuclear. É natural, pois, que por ocasião de concurso à cátedra, a escolha de tema para Tese recaísse sobre este assunto.

Durante o período de confecção do presente trabalho surgiram novos e importantes resultados, tanto experimentais como teóricos (especialmente os citados na bibliografia sob números 29, 31, 34, 36, 76, 77 e 78). Estes dados, ainda em fase de elaboração por parte de seus autores, talvez venham a sofrer pequenas modificações, razão pela qual não consideramos sua interpretação como inteiramente definitiva. Este fato salienta a rápida evolução do assunto sobre o qual versa a Tese e delimita a posição deste trabalho dentro do panorama atual da Física Nuclear.

Encontramos na redação do presente trabalho alguma dificuldade em obter vernáculos equivalentes a certas expressões inglesas de uso consagrado na literatura científica especializada; não sabemos se as traduções usadas por nós são as melhores, mas sentimos uma vez mais a necessidade de uma linguagem científica nacional mais completa. Para dirimir eventuais dúvidas, apresentamos às páginas v e vi um glossário português-ínglês contendo alguns termos que nos pareceram menos usuais ou que nos vimos forçados a estabelecer (a começar pelo próprio título deste trabalho); os termos aparecem no glossário aproximadamente na ordem em que são encontrados no texto.

Especial atenção foi dada à bibliografia, que se encontra no final do trabalho. Tentamos apresentar uma lista de referências tão completa quanto possível; formulamos

entretanto, nossas excusas por alguma eventual omissão, que certamente não terá sido intencional. Quanto à notação tipográfica, adotamos as convenções utilizadas no envio de artigos para publicação; o mesmo vale para as abreviaturas na bibliografia. Julgamos desnecessário colocar legendas nas figuras, dando, nos casos em que se impunha, as indicações cabíveis no próprio gráfico.

Finalmente desejamos assinalar que a presente Tese servirá de base para um artigo de revisão sobre o assunto, a ser submetido para publicação em revista especializada; as sugestões e críticas recebidas serão, pois, muito apreciadas.

É para mim um grande prazer agradecer a Th. A. J. Maris e a Victoria E. Herscovitz por úteis discussões e sugestões ao longo da realização deste trabalho. Agradeço também a todos aqueles que gentilmente me enviaram resultados experimentais e teóricos antes de sua publicação e que permitiram que os mesmos aqui constassem; todos estes resultados podem ser identificados na bibliografia como prèpublicações. Outrossim, foi muito proveitosa a correspondência mantida com Darcy Dillenburg sobre este trabalho.

Meus melhores agradecimentos a Rogério Pohlman Livi e a Jorge Humberto Nicola pela inestimável colaboração que prestaram na confecção das figuras, assim como a Roberto Michelena Virgílio de Carvalho, a Ivo Vencato e a Victor Hugo Ferreira dos Santos por seu auxílio na fase inicial desta confecção. Agradeço também a Bernardo Liberman e a Claudio Schneider por sua colaboração em alguns cálculos. Meus mais sinceros agradecimentos, ademais, a Ingrid H. Nygaard, pela boa vontade e pelo cuidado com que datilografou este trabalho. Finalmente agradeço a David Vesquita da Cunha, Diretor, e aos demais colegas do Instituto de Física pelo apoio que recebi durante a elaboração desta Tese.

Pôrto Alegre, agosto de 1964.

Gerhard Jacob

GLOSSÁRIO

Português

Espalhamento
Quase-livre
Artigo de revisão
Ondas distorcidas
Modelo de camadas
Desintegração
Carôço ou parte central do núcleo
Levantamento (de literatura)
Aproximação de impulso
Momentum (como quantidade de movimento, para distinguir de momento de uma força); plural: momenta
Arrancar
Modelo de partícula única
Experiência de partilha de energia
Aleatório
Pico pronunciado
Cauda (de um pico)
Fundo
Fundo regular
Paridade especular
Encher um mínimo
Quadri-vetores energia-momentum
Invariância
Integral de superposição
Função branda
Fora da (sobre a) camada de energia
Estado de um único furo
Estado de uma única partícula

Inglês

- Scattering
- Quasi-free
- Review article
- Distorted waves
- Shell model
- Decay
- Nuclear core
- Survey (of literature)
- Impulse approximation
- Momentum; momenta
- To knock out
- Single particle model
- Energy sharing experiment
- Random
- Sharp peak
- Tail (of a peak)
- Background
- Smooth background
- Mirror parity
- Fill up a dip
- Energy-momentum four-vectors
- Invariance
- Overlap integral
- Smooth function
- Off (on) the energy shell
- Single hole state
- Single particle state

Estado-furo	- Hole-state
Núcleo de recuo	- Recoiling nucleus
Coefficiente de precedência fraciona- nal	- Fractional parentage coef- ficient
Modêlo de agregado de partículas	- Cluster model
Espalhamento a zero graus	- Forward scattering
Análise em ondas parciais	- Partial wave analysis
Largura total a meia altura	- Full width at half height
Telescópios de alcance	- Range telescopes
Cristais de absorção total de ener- gia	- Total energy absorbing crystals
Estados de ressonância	- Resonant states
Valor atribuído a (momentum angular, paridade, etc.)	- (angular momentum, parity) Assignment
Taxa de contagem	- Counting rate
Radiação de fundo	- Background
Distribuição de pontos (em tórno de um pico)	- Spread of points (around a peak)
Estrutura grossa (fina)	- Gross (fine) structure
Partícula mergulhada profundamente no núcleo	- Particle deep in the nu- cleus
Seguro	- Reliable
Carôço duro	- Hard core

INDICE

ABSTRACT	1
RESUMO	1
1. INTRODUÇÃO	2
2. ANÁLISE QUALITATIVA DO PROCESSO DE ESPALHAMENTO QUASE- LIVRE	5
2.1 Descrição Qualitativa	5
2.2 Relações Cinemáticas	7
2.3 Resultados Esperados	11
3. ANÁLISE QUANTITATIVA DO PROCESSO DE ESPALHAMENTO QUASE- LIVRE	18
3.1 A Seção de Choque em Aproximação de Impulso com On- das Planas	18
3.2 A Seção de Choque em Aproximação de Impulso com On- das Distorcidas	27
3.3 Resultados Esperados	35
4. ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS	42
4.1 Núcleos da Camada 1s	44
4.2 Núcleos da Camada 1p	48
4.3 Núcleos da Camada 2s - 1d	74
4.4 Núcleos da Camada 2p - 1f	101
4.5 Nota Adicional	108a
5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS	109
5.1 Discussão dos Espectros de Energia	109
5.2 Discussão das Distribuições de Correlação Angular .	119
6. CONCLUSÕES	131
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	136

ABSTRACT: A critical review of the experimental results and of the theoretical calculations on quasi - free scattering processes is presented. The quasi - free process is first described qualitatively and it is shown which results can be expected from such processes. The distorted wave impulse approximation, normally used in the analysis of the experimental data, is derived using physical arguments, and the way of performing theoretical calculations is described. The experimental and theoretical results obtained up to now from (p,2p) reactions are analysed for each nucleus with atomic number between $Z=1$ and $Z=20$ (except the case $Z=10$) and some results obtained for nuclei with atomic number between $Z=21$ and $Z=33$ are briefly commented. Finally, the importance of (p,2p) processes for the study of nuclear structure is shown, a systematization of the results obtained from energy spectra and angular correlation distributions is performed and suggestions for further work are made.

RESUMO: Apresenta-se uma revisão crítica dos resultados experimentais e dos cálculos teóricos em processos de espalhamento quase-livre. Inicialmente descreve-se o processo quase-livre qualitativamente e mostra-se que resultados podem ser esperados de tais processos. A seguir, usando argumentos físicos, deduz-se a aproximação normalmente utilizada na análise dos dados experimentais, qual seja a aproximação de impulso com ondas distorcidas, e indica-se como são realizados os cálculos teóricos. Posteriormente, analisam-se os resultados experimentais e teóricos obtidos até o presente de reações (p,2p) para todos os núcleos com número atômico entre $Z=1$ e $Z=20$ (com exceção de $Z=10$) e comentam-se resumidamente alguns resultados para os núcleos com número atômico entre $Z=21$ e $Z=33$. Finalmente, mostra-se a importância dos processos (p,2p) para o estudo da estrutura nuclear, sistematizam-se os resultados obtidos de espectros de energia e de distribuições de correlação angular e fazem-se sugestões para outras investigações.

1. INTRODUÇÃO

Durante os últimos anos verificou-se um progresso considerável no estudo da estrutura de núcleos atômicos. Apesar de os nossos conhecimentos a respeito da estrutura nuclear serem ainda bastante incompletos, acumulou-se uma quantidade razoável de material teórico e experimental sobre o assunto. Um panorama da situação em que se encontravam os conhecimentos sobre a estrutura nuclear há aproximadamente três anos é dado por Preston¹⁾.

Uma das vigas mestras de nosso entendimento de fenômenos nucleares é o modelo de camadas de Mayer e Jensen²⁾, o qual tornou possível a explicação de diversas propriedades nucleares. Apesar de o modelo de camadas ter sido usado com sucesso na interpretação de resultados experimentais (nos casos em que se esperava que o modelo fôsse aplicável), e apesar de ter tido justificção teórica parcial³⁾, até pouco tempo atrás as experiências limitavam-se à estrutura "externa" dos núcleos a qual, em termos do modelo de camadas, constitui-se na camada superior. Isto porque experiências a baixas energias podem dar informações detalhadas apenas sobre as partículas menos ligadas, isto é, sobre núcleons na superfície do núcleo. Para investigar camadas internas ou partículas mais fortemente ligadas é necessária uma energia relativamente alta; para experiências a baixas energias, a parte central do núcleo se parece muito com uma partícula elementar da qual apenas propriedades globais são relevantes e podem ser determinadas.

As experiências mais importantes especificamente planejadas para a investigação detalhada da estrutura interna de núcleos atômicos são as elegantes e instrutivas experiências (p,2p), tais como foram inicialmente realizadas por

Tyrén, Maris e Hillman⁴⁾. Até o presente essas experiências foram feitas unicamente em núcleos leves e médios, para os quais foi possível investigar camadas internas de prótons; entretanto, dos resultados obtidos, que vão até o ⁷⁵As, parece perfeitamente viável estender essas experiências a núcleos com números de massa maiores, o que é muito encorajador.

A finalidade do presente trabalho é rever criticamente os resultados experimentais de processos de espalhamento quase-livre, especialmente de experiências (p,2p), analisar, discutir e sistematizar êstes resultados, mostrar a importância dos dados obtidos e obteníveis de reações (p,2p) e semelhantes para a compreensão da estrutura nuclear, e sugerir a realização de outras investigações. O levantamento da literatura irá até julho de 1964.

No capítulo seguinte descreveremos qualitativamente o processo quase-livre, estabeleceremos as relações cinemáticas necessárias ao estudo posterior e analisaremos as principais características dos resultados que são esperados de tais experiências.

No terceiro capítulo deduziremos a expressão da seção de choque para os processos quase-livres, partindo das hipóteses físicas nas quais a aproximação de impulso se baseia, e discutiremos o efeito do espalhamento múltiplo, ou seja, a distorção.

No quarto capítulo analisaremos os resultados experimentais existentes e disponíveis na época da confecção dêsse trabalho (meados de 1964). Descreveremos e discutiremos os dados experimentais e as análises teóricas para cada núcleo em separado, começando pelo dêuteron e prosseguindo através da tabela periódica até o cálcio (excetuando o neônio); alguns resultados esparsos existentes para núcleos mais pesados do que o cálcio serão mencionados brevemente.

No quinto capítulo faremos uma sistematização dos resultados dos capítulos anteriores. Analisaremos as características gerais e particulares dos espectros de energia e das distribuições de correlação angular obtidos em reações (p,2p) e mostraremos como se podem extrair informações detalhadas sobre a estrutura nuclear dêste tipo de análise.

Finalmente, no sexto capítulo obteremos conclusões a partir da discussão anterior, faremos sugestões tanto para experiências como para cálculos teóricos que poderiam

4

ser realizados e dar-se ênfase à importância e à característi-
ca ímpar das experiências quase-livres no estudo da estrutura
de núcleos atômicos.

2. ANÁLISE QUALITATIVA DO PROCESSO DE ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE

Neste capítulo descreveremos qualitativamente os processos quase-livres e mencionaremos as condições necessárias para a realização do processo. Além disso, detalharemos as relações cinemáticas indispensáveis à análise dos resultados e discutiremos brevemente os tipos de experiências realizados ou propostos até o presente; discutiremos também os resultados esperados em tais experiências em casos ideais e em casos reais.

2.1 Descrição Qualitativa

Consideremos uma partícula de alta energia (maior do que 100 MeV) incidindo sobre um núcleo alvo; uma análise qualitativa de um processo deste tipo, no caso em que a partícula incidente é um núcleon, foi realizada por Serber⁵⁾. Desejamos ter satisfeitas principalmente as duas condições seguintes: (I) uma energia incidente alta, de tal modo que a) o "tempo de interação" do núcleo seja pequeno comparado com "tempos nucleares" característicos (o intervalo de tempo entre duas colisões sucessivas de um núcleon no núcleo), e b) o núcleo seja relativamente transparente às partículas incidente e emergentes (isto é, processos de espalhamento múltiplo tenham uma probabilidade relativamente pequena); (II) um momentum incidente (ou uma transferência de momentum) correspondente a um comprimento de onda pequeno comparado com distâncias características entre núcleons. Como consequência destas duas condições uma reação do tipo seguinte poderá ocorrer: a partícula incidente a arranca um núcleon n de um núcleo $\begin{matrix} A \\ Z \end{matrix} X_N$ e, se a energia das partículas emergentes for suficientemente alta, não haverá interação adicional alguma entre as duas partículas a e n e o núcleo residual $\begin{matrix} A-1 \\ Z-1 \end{matrix} X_N$ ou $\begin{matrix} A-1 \\ Z \end{matrix} X_{N-1}$. Essencialmente é a um processo deste ti-

po que se chama processo quase-livre; como se verá a seguir, há evidência experimental muito forte de que tais processos ocorram na natureza.

Até agora as possibilidades experimentais permitiram essencialmente a realização de experiências usando partículas de interação forte, especificamente experiências em que a e n são prótons, isto é, considera-se a reação ${}^A_Z X_N(p, 2p) {}^{A-1}_{Z-1} Y_N$. Entretanto, foram também propostas experiências usando partículas com interação puramente eletromagnética (realizadas até agora apenas sobre ${}^2_1 H_1$, ${}^3_2 He_1$ e ${}^{12}_6 C_6$); em tais experiências a é um elétron e n é um próton, isto é, considera-se a reação ${}^A_Z X_N(e, e'p) {}^{A-1}_{Z-1} Y_N$. A análise e a comparação dos vários projéteis e alvos será feita posteriormente; no momento desejamos apenas observar que, no caso de projéteis de interação predominantemente forte, para que se obtenha um processo de arrancamento quase-livre, a energia incidente deve ser maior do que 100 MeV (comprimento de onda reduzido menor do que cerca de 0.44 fm) e no caso de projéteis com interação predominantemente eletromagnética a energia deve ser pelo menos de 300 MeV, de modo que se possa escolher a transferência de momentum maior do que 450 MeV/c (comprimento de onda reduzido do fóton intermediário menor do que 0.44 fm). Esses requisitos são necessários para que se tenha um processo quase-livre, isto é, um tempo de interação pequeno comparado com tempos nucleares característicos, uma transferência de momentum relativamente grande e um comprimento de onda tal que a interação se dê com um único núcleon do núcleo alvo.

Uma vez obtido um processo quase-livre, a análise quantitativa pode ser iniciada da seguinte forma: como a interação da partícula incidente se dá com um único núcleon, durante um tempo curto, a colisão pode ser considerada como um processo de espalhamento entre partículas livres. Entretanto, ao contrário do que ocorre no processo livre, $a + n \rightarrow a' + n'$, no qual a partícula n está em repouso, no processo quase-livre a partícula n tem uma certa distribuição de momentum, distribuição esta causada pelo fato de a partícula n estar ligada pelo potencial nuclear.

A análise quantitativa mencionada foi feita por Chew⁶⁾ em sua aproximação de impulso, e as condições impostas por Chew e Goldberger⁷⁾ para a validade desta aproximação são as seguintes: "(I) A partícula incidente interage apenas com um único núcleon por vez. (II) A amplitude da onda inciden-

te "(e das ondas emergentes)" não é diminuída apreciavelmente ao atravessar o núcleo. (III) A força de ligação tem um efeito desprezível durante o tempo em que a interação forte se dá".

Vê-se imediatamente que estas condições são essencialmente as mesmas que as exigidas para o processo de espalhamento quase-livre; entretanto, a segunda condição não é em geral bem satisfeita, porque processos de espalhamento múltiplo não são de modo algum desprezíveis (desde que não se queira estudar apenas o dêuteron). Já nos trabalhos pioneiros do grupo de Uppsala⁴⁾ este fato foi ressaltado, e Maris^{8,9)} considerou estes efeitos quantitativamente. Voltaremos aos efeitos de distorção posteriormente.

2.2 Relações Cinemáticas

Como é feito usualmente em análises de espalhamento nuclear a altas energias, consideraremos a cinemática e a dinâmica da colisão relativisticamente, mas o núcleo não-relativisticamente, isto é, sempre que necessário usaremos para a função de onda nuclear soluções da equação de Schrödinger não-relativística. Para estabelecer as relações cinemáticas usaremos a seguinte notação: a partícula incidente de massa m será caracterizada pelo índice 0 e as duas partículas emergentes, uma de massa m e a outra (um nucleon) de massa M , pelos índices 1 e 2 ; ao núcleo alvo atribuiremos massa (e número de massa) A e o núcleo residual, de massa (e número de massa) $A - 1$, será caracterizado pelo índice r ; $p = \hbar k$ simboliza um momentum, E e T simbolizam energias total e cinética. Ademais definimos a energia de separação B de um nucleon por $B = S + E_{exc}$, S sendo a energia de separação do nucleon menos ligado e E_{exc} a energia de excitação do núcleo residual depois de o nucleon ser arrancado. Toda vez que usarmos para o núcleo um modelo de partícula única denotaremos o momentum que este nucleon (obviamente de massa M) tem no núcleo por $\hbar k_r$. Na fig. 2.1 representamos esquematicamente o processo no sistema de laboratório e indicamos a notação empregada.

Com esta notação, conservação de momentum e energia pode ser escrita

$$k_0 = k_1 + k_2 + k_r \tag{2.1}$$

$$T_0 - B = T_1 + T_2 + T_r \tag{2.2}$$

Processo quase-livre

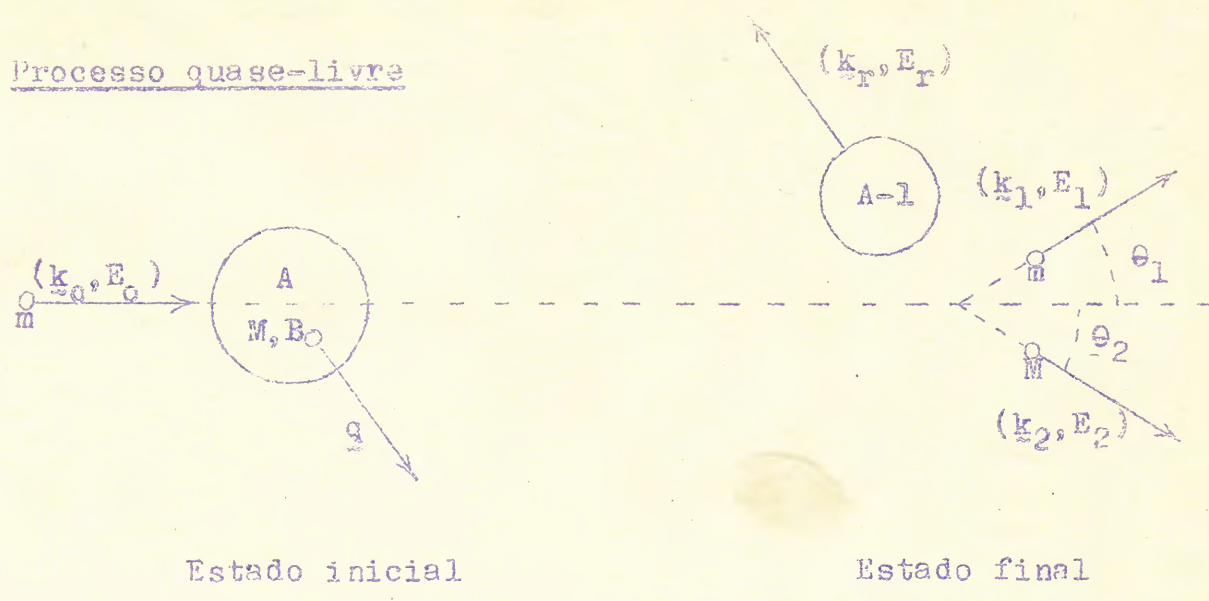


Figura 2.1

Medindo k_1 e k_2 e conhecendo k_0 , podemos determinar k_r a partir da eq. (2.1); conseqüentemente T_0, T_1, T_2 e T_r são conhecidos e B pode ser obtido da eq. (2.2). Se o modelo de partícula única constituir uma boa descrição do núcleo alvo, o estado inicial pode também ser representado por uma partícula de massa M , momentum hq , movendo-se em um potencial criado por $A-1$ partículas. As $A-1$ partículas se movem relativamente ao centro de massa do sistema ($A-1, M$) com um momentum total $-hq$; como o sistema de $A-1$ partículas, por efeito do choque, não se sofre modificação alguma, este momentum deve ser igual a hk_r . Conseqüentemente, para o modelo de partícula única

$$q = -k_r \quad (2.3)$$

Isto significa que da eq. (2.1) se pode determinar o momentum que a partícula arrancada tinha no núcleo; mais especificamente, selecionando partículas emergentes que tenham direções ou módulos dos momentos diferentes, pode-se obter a distribuição de momentum que o núcleon arrancado apresentava no núcleo.

Analisemos agora alguns casos particulares que nos parecem mais importantes na prática e que ou já foram realizados experimentalmente, ou estão sendo tentados no presente. Inicialmente desejamos ressaltar que, esquecendo efeitos de polarização e espalhando em um alvo determinado uma partícula de energia fixa, temos na eq. (2.1) cinco parâmetros que podemos variar independentemente: k_1, k_2 , o ângulo que k_0 faz com sua projeção sobre o plano (k_1, k_2) e os ângulos que k_1 e k_2 fazem com

esta projeção. Este fato abre a possibilidade de um grande número de trabalhos experimentais e de cálculo, tornando-se necessário, portanto, limitarmo-nos aos casos que dão informação máxima através de análise a mais simples possível; descreveremos abaixo os processos mais usuais.

a) Experiências (p,2p) coplanares simétricas, iniciadas por Tyrén, Waris e Hillman⁴⁾, nas quais as energias e os ângulos ($(k_1, k_0) = \theta_1$ e $(k_2, k_0) = \theta_2$) das partículas emergentes são iguais: $T_1 = T_2 = T$, $\theta_1 = \theta_2 = \theta$; portanto $k_1 = k_2 = k$.

Evidentemente, neste caso o momentum do núcleo, hk_0 , tem a mesma direção que hk_0 , de modo que as relações (2.1) e (2.2), levando em conta a eq. (2.3), se tornam

$$k_0 = 2k \cos \theta - q \quad (2.4)$$

$$T_0 - B = 2T + T_r \quad (2.5)$$

Portanto, fixando k_0 e k obtém-se diretamente a distribuição de momentum variando θ ; fixando T_0 e θ obtém-se diretamente a energia de separação B variando T .

b) Experiências (p,2p) coplanares de partilha de energia, iniciadas por Gottschalk e Strauch¹⁰⁾, nas quais ainda $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ mas T_1 e T_2 são em geral diferentes. É conveniente definir um parâmetro de partilha de energia, $x^2 = T_1/T_2$ ou T_2/T_1 , de tal modo que $x^2 \leq 1$; das eqs. (2.1), (2.2) e (2.3) obtém-se, então

$$k_0 = k_2(1+x)\cos\theta - q \quad (2.6)$$

$$T_0 - B = T_2(1+x^2) + T_r \quad (2.7)$$

Fixando k_0 , θ e k_2 obtém-se da eq. (2.6) a distribuição de momentum variando x^2 ; fixando T_0 , x^2 e θ obtém-se a energia de separação B da eq. (2.7) variando T_2 . Experimentalmente isto é feito de uma só vez usando um sistema registrador conveniente.

c) Experiências (p,2p) coplanares assimétricas e não coplanares.

Uma série de experiências coplanares em que $\theta_1 \neq \theta_2$ e $T_1 \neq T_2$ foi realizada por Gooding and Pugh¹¹⁾. Tendo sido estas experiências feitas apenas para o ^{12}C e como parecem não apresentar formação adicional alguma às duas experiências descritas acima, não as analisaremos no que se segue. Além disso, foram propostas¹²⁾ experiências (p,2p) não coplanares com uma finalidade bem específica; tais experiências não foram ainda realizadas e vol-

taremos a elas oportunamente. Quanto à cinemática dos dois processos mencionados, limitamo-nos a observar que ela é obtida diretamente das eqs. (2.1) e (2.2) de maneira análoga à usada nos casos a) e b).

d) Experiências (e,e'p) não coplanares. A experiência proposta¹³⁾ com o fim específico de investigar a estrutura nuclear consiste no seguinte: chamando o plano que passa pelos momenta \underline{k}_0 e \underline{k}_1 dos elétrons incidente e emergente de plano de espalhamento, e representando por ψ o ângulo entre \underline{k}_2 e a projeção de \underline{k}_2 sobre o plano de espalhamento, toma-se primeiro $\psi=0$ e um ângulo θ_1 tal que $q=0$ (e portanto $T_r=0$). Uma vez determinado B da mesma forma que anteriormente e desprezando a massa em repouso do elétron comparada à sua energia cinética, obtém-se imediatamente as relações

$$T_1 = \frac{Mc^2(T_0 - B) - B(T_0 - \frac{1}{2}B)}{Mc^2 + 2T_0 \sin^2 \frac{1}{2}\theta_1 - B} \quad (2.8)$$

$$T_2 = \frac{2T_0 \sin^2 \frac{1}{2}\theta_1 (T_0 - B) + \frac{1}{2}B^2}{Mc^2 + 2T_0 \sin^2 \frac{1}{2}\theta_1 - B} \quad (2.9)$$

$$\psi = 0 \quad (2.10)$$

$$\operatorname{tg}\theta_2 = \frac{T_1 \sin\theta_1}{T_0 - T_1 \cos\theta_1} \quad (2.11)$$

Representemos por \underline{k}_2' o momentum do próton emergente para este caso ($q=0$), e façamos agora variar ψ mantendo os parâmetros do elétron constantes, variando portanto apenas a direção de \underline{k}_2 e o momentum q do próton nuclear. É fácil ver que a energia de recuo do núcleo é muito pequena (em geral menor do que uma resolução de energia típica compatível com a experiência), razão pela qual será desprezada na argumentação a baixo (pode-se, entretanto, facilmente corrigir para o recuo). Nestas condições temos as relações seguintes:

$$\underline{k}_0 = \underline{k}_1 + \underline{k}_2' \quad \text{para o caso } \psi = 0 \quad ; \quad (2.12)$$

$$\underline{k}_0 = \underline{k}_1 + \underline{k}_2 - q \quad \text{para o caso } \psi \neq 0 \quad ; \quad (2.13)$$

conseqüentemente

$$q = k_2 - k_2' , \quad q = 2k_2 \sin \frac{1}{2} \psi \quad (2.14)$$

A relação (2.14) expressa q em função das quantidades mensuráveis k_2 e ψ ; evidentemente a direção de q é aproximadamente ortogonal ao plano de espalhamento para valores não muito grandes de ψ .

Outrossim, foi proposta por Potter¹⁴⁾ uma experiência coplanar semelhante à descrita acima para $\psi = 0$, na qual a distribuição de momentum do próton é obtida variando, no plano de espalhamento, o ângulo do próton. Voltaremos a esta experiência posteriormente.

2.3 Resultados Esperados

Tendo analisado a cinemática das reações quase-livres com algum detalhe, procedemos agora ao estudo da experiência propriamente dita. Da discussão anterior resulta que se deve medir as energias de ambas as partículas emergentes e os ângulos que as direções destas partículas formam com o feixe incidente. Impõe-se portanto uma experiência de coincidência, e um diagrama muito esquemático do arranjo experimental é visto na fig. 2.2.

Esquema do arranjo experimental

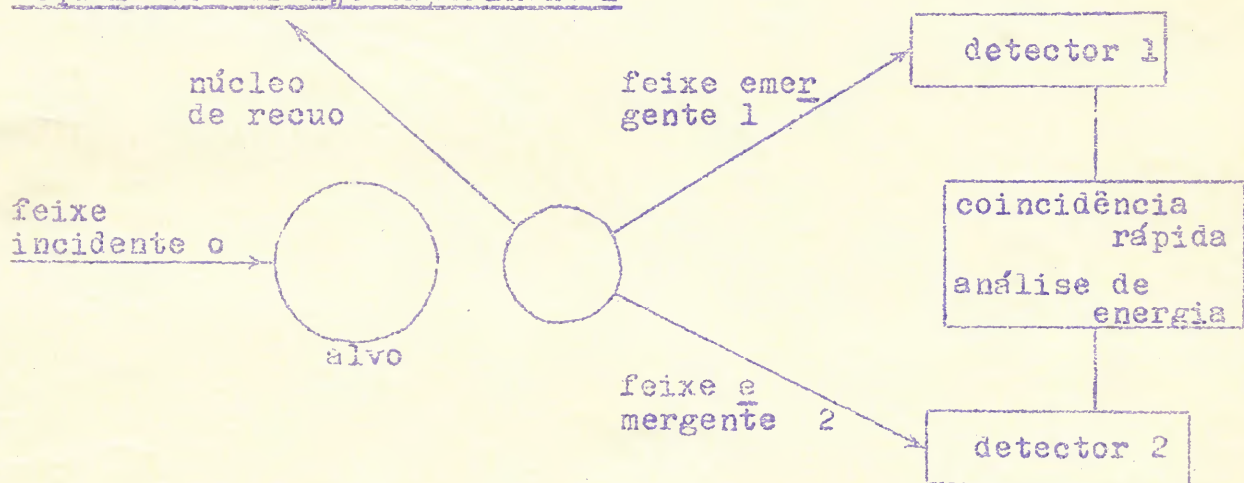


Figura 2.2

A fim de manter a discussão tão curta e simples quanto possível, analisaremos apenas experiências $(p, 2p)$ coplanares e simétricas; a extensão a outros casos não apresenta em princípio nenhum problema adicional.

Começamos por uma experiência hipotética em que o alvo é o ${}^1_1\text{H}_0$; neste caso $q = 0$ e $B = 0$. Portanto, teremos re

gistrada uma coincidência somente se o ângulo θ fôr aproximadamente de 45° ; a energia T será então metade da energia incidente. Mostramos na fig. 2.3, na maneira em que os resultados de experiências (p,2p) são usualmente apresentados, o resultado experimental para êste caso.

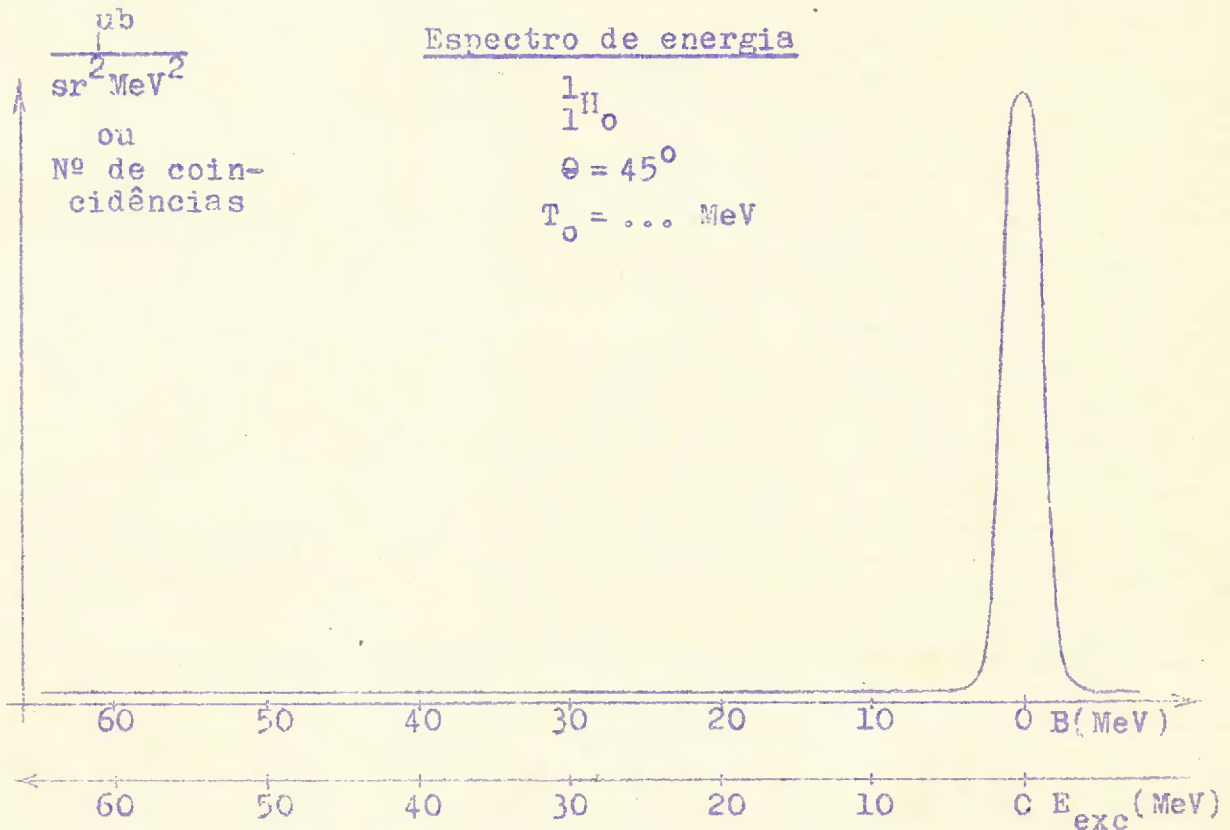


Figura 2.3

A largura do pico de energia se deve essencialmente às resoluções de energia e às resoluções angulares. Conservando a energia T no valor em que se vê o pico da fig. (2.3) e variando o ângulo θ , o resultado será o apresentado (também na maneira usual) na fig. 2.4.

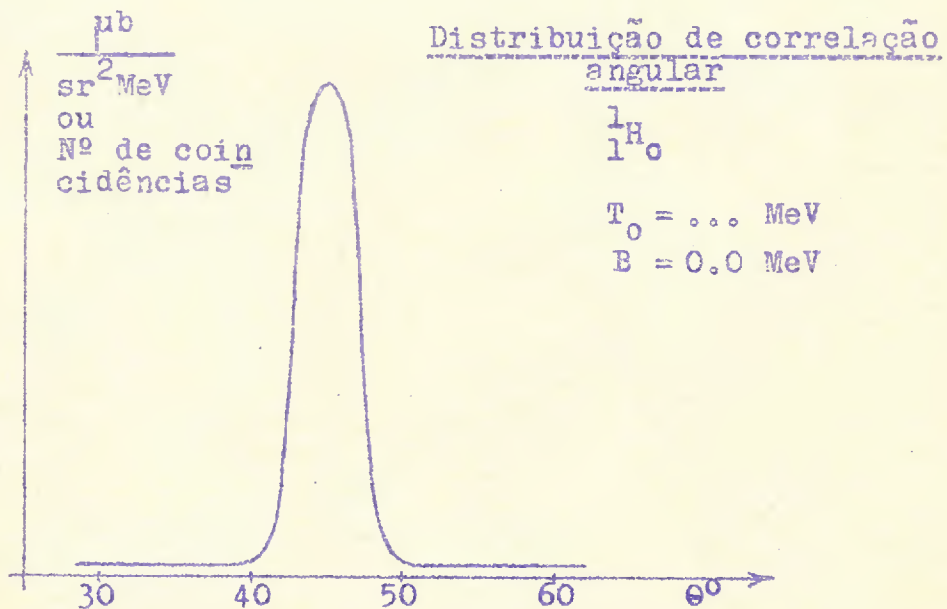


Figura 2.4

Façamos agora a mesma experiência com o $^{12}_6\text{C}_6$ e desprezemos completamente a distorção. Se o modelo de camadas com acoplamento jj constituir uma boa descrição do núcleo $^{12}_6\text{C}_6$, este terá dois prótons na camada $1s_{1/2}$ e quatro prótons na camada $1p_{3/2}$. A energia de separação dos prótons $1s_{1/2}$, obtida de experiências $(p,2p)$, é de cerca de 36 MeV e a dos prótons $1p_{3/2}$ é sabidamente de cerca de 16 MeV. Conseqüentemente, o resultado correspondente ao da fig. 2.3 é o que se vê na fig. 2.5.

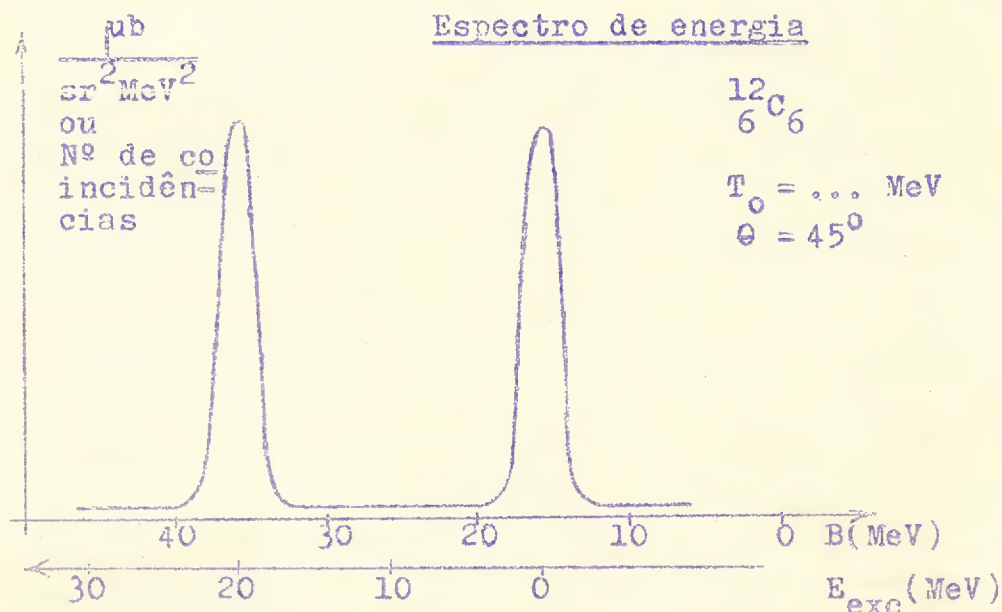


Figura 2.5

Variando agora o ângulo, mas conservando os valores das energias fixos naqueles correspondentes aos picos $1s_{1/2}$ e $1p_{3/2}$, obter-se-ão os resultados da fig. 2.6. Estas cur

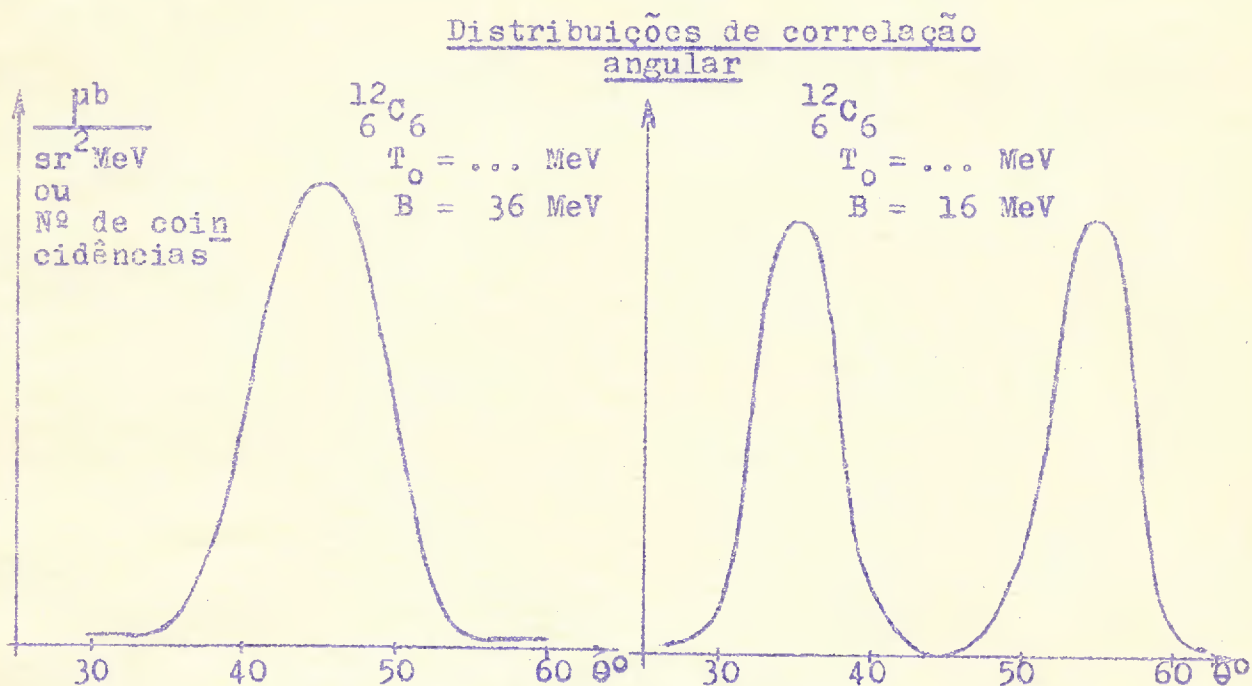


Figura 2.6

vas estão, é claro, diretamente relacionadas às distribuições de momentum características de um estado \underline{s} e de um estado \underline{p} ou, em outros termos, à densidade de probabilidade no espaço de momentum.

Devido a razões de ordem prática a experiência é em geral realizada da seguinte forma: espectros de energia (fig. 2.5) são levantados experimentalmente para vários ângulos e a seguir são representadas graficamente as áreas sob cada pico contra os respectivos ângulos, desta forma obtendo os resultados apresentados na fig. 2.6. No presente caso veríamos o seguinte: à medida em que a experiência é feita em ângulos maiores ou menores do que 45° , até um certo ângulo o pico de 16 MeV na fig. 2.5 cresce; aumentando ou diminuindo ainda mais o ângulo o pico decresce; o pico de 36 MeV, por outro lado, decresce continuamente.

Já mencionamos anteriormente que ao invés da experiência de correlação angular descrita é possível realizar a experiência de partilha de energia. Neste caso os resultados são usualmente apresentados em uma série de gráficos semelhantes ao da fig. 2.5, mas ao invés do parâmetro Θ (que é aqui conservado fixo) varia-se o parâmetro $x^2 = T_1/T_2$ ou T_2/T_1 , já definido. A fig. 2.5 é, obviamente, o resultado obtido para $x^2=1$; variando x^2 (diminuindo-o) o pico de 16 MeV começa a crescer até aproximadamente $x^2=0.5$ e a seguir começa a decrescer, enquanto que o pico de 36 MeV decresce continuamente quando x^2 diminui.

Com a finalidade de manter a discussão acima tão simples quanto possível, não discutimos em detalhe a influência de efeitos relativísticos e da energia de separação sobre os ângulos. Dizer que o ângulo correspondente a $q=0$ é de cerca de 45° , corresponde, obviamente, a desprezar a energia de separação e a usar a cinemática não-relativística (o que implica, também, em ser o ângulo independente da energia incidente). Levando em conta estes dois fatores, o ângulo correspondente a $q=0$ é menor do que 45° . Por exemplo, para uma energia incidente de 460 MeV o ângulo correspondente a $q=0$ para o estado \underline{s} no ^{12}C é de cerca de 39° .

Desprezamos também completamente a distorção na discussão acima; este efeito será agora analisado qualitativamente, reservando-se para um capítulo posterior sua análise quantitativa. A distorção é causada pelo efeito do potencial ó-

tico sôbre as ondas incidente e emergentes. Em termos de partículas, a distorção é o efeito de colisões múltiplas das partículas incidente e emergentes com as demais partículas do núcleo. Estas colisões têm como resultado mudar tanto a energia como a direção do momentum das partículas; como êste efeito tem caráter aleatório, o resultado será uma tendência de fazer desaparecer os picos no espectro de energia e conseqüentemente no resultado da correlação angular. Se as colisões múltiplas se constituíssem em efeito predominante, os picos na fig. 2.5 desapareceriam completamente e o resultado seria um espectro como o que se vê na fig. 2.7. Em realidade um resultado dêste tipo foi obtido¹⁵⁾ para núcleos médios e pesados (Cu, Ni, Pb) a uma energia incidente relativamente baixa (40 MeV).

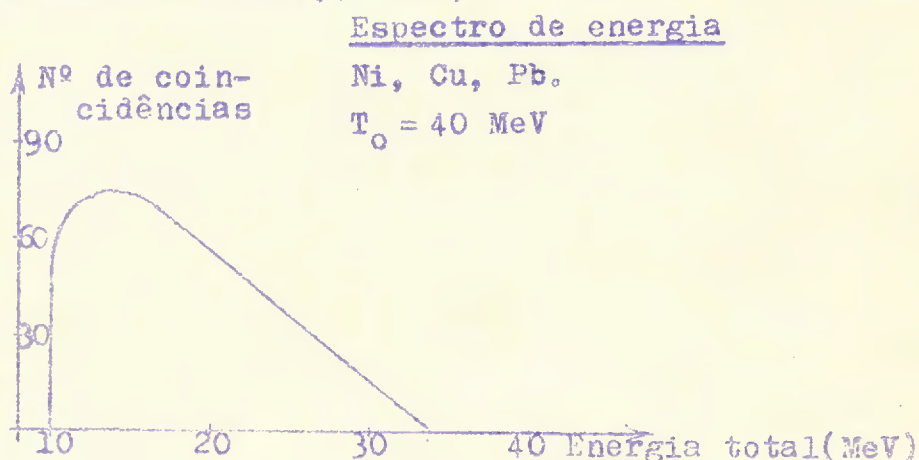


Figura 2.7

É de se esperar que a energias incidentes relativamente altas (maiores do que 100 MeV) e usando como alvos núcleos leves, a situação seja intermediária. Não se esperariam os picos pronunciados sem cauda da fig. 2.5, nem a ausência completa de picos da fig. 2.7, mas sim um fundo mais ou menos regular (possivelmente aumentado quando as energias incidente e emergentes decrescessem) superposto ao qual apareceriam picos bem definidos. Além disso, e pela mesma razão, esperar-se-ia na correlação angular que a distribuição p de momentum fôsse mais larga (menos pronunciada), que na distribuição p o mínimo não baixasse a zero (o mínimo sendo enchido) e que os máximos não fossem tão pronunciados como os vistos na fig. 2.6. As figs. 2.8 e 2.9 mostram os resultados esperados para o ^{12}C quando a distorção é levada em conta.

As energias em que estas experiências foram realizadas com maior sucesso até agora (entre cêrca de 150 MeV e 450 MeV), verificou-se que o fundo regular é muito pequeno na

Espectro de energia

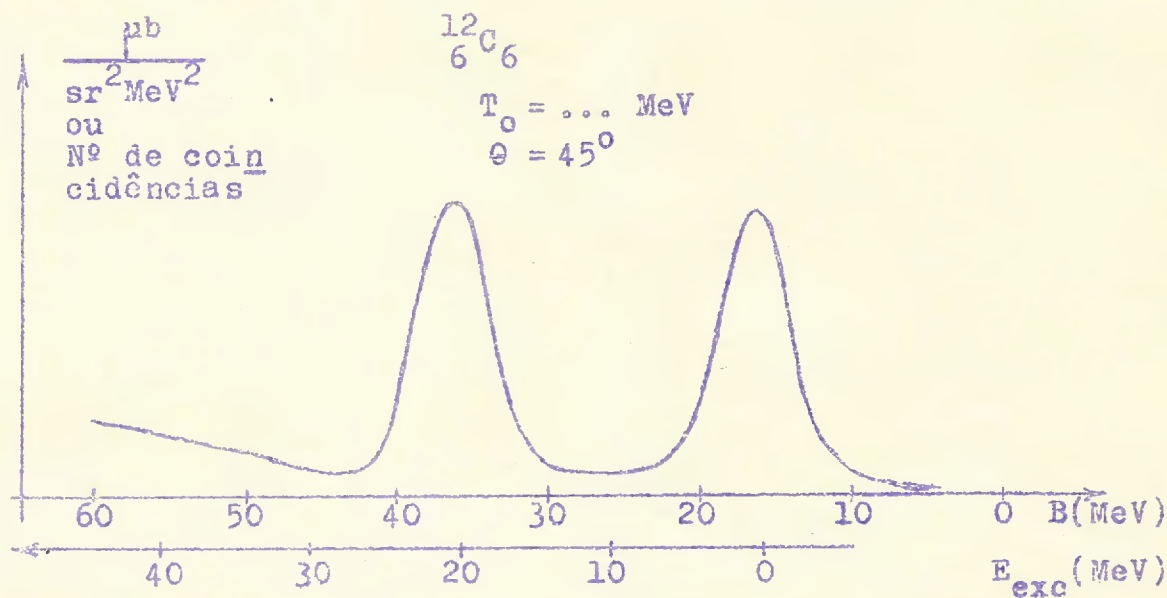


Figura 2.8

Distribuições de correlação angular

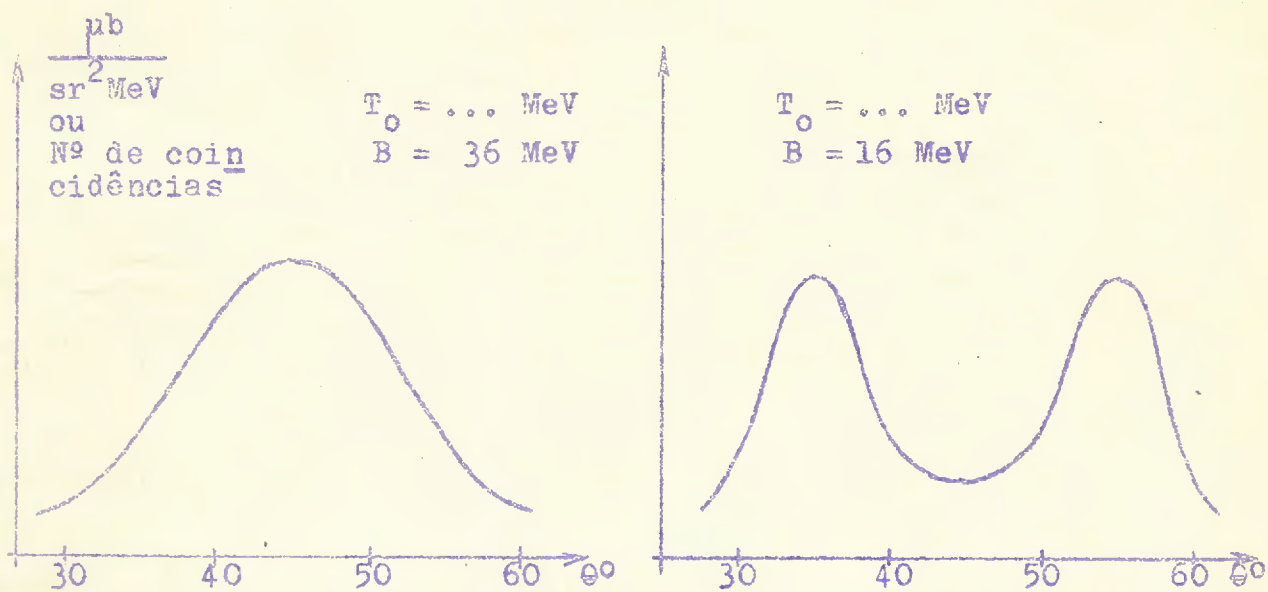


Figura 2.9

região em que os picos estão localizados, de modo que na maioria dos casos não é nem mesmo necessário subtraí-lo. Entretanto, o valor absoluto da seção de choque é reduzido por efeito das colisões múltiplas. Conclui-se pois, do exposto, que o efeito do espalhamento múltiplo a energias entre 150 MeV e 450 MeV é primordialmente o alargamento e o enchimento dos máximos e mínimos

e a redução do valor absoluto da seção de choque.

Com estas observações concluímos a discussão qualitativa dos processos quase-livres. Outros detalhes como , por exemplo, a largura, a estrutura fina e as intensidades dos picos de energia, assim como a influência da distorção em núcleos médios e pesados, serão discutidos posteriormente.

3. ANÁLISE QUANTITATIVA DO PROCESSO DE ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE

Neste capítulo consideraremos a descrição quantitativa do processo quase-livre. Como já mencionamos, para analisar teoricamente estas experiências nas energias em questão usa-se, via de regra, a aproximação de impulso^{6,7)}. Entretanto, para obter previsões quantitativas, é necessário levar em conta a distorção, o que habitualmente é feito em uma aproximação semi-clássica¹⁶⁾. Usaremos a seguir argumentos físicos para justificar tanto a aproximação de impulso como a aproximação semi-clássica, obtendo deste modo resultados semelhantes aos já obtidos por Maris^{8,9)}. Indicaremos também com algum detalhe como são feitos os cálculos destinados à análise dos espectros de energia e das distribuições de correlação angular.

3.1 A Seção de Choque em Aproximação de Impulso com Ondas Planas

Citaremos alguns resultados da teoria de espalhamento, apresentando apenas os detalhes indispensáveis à compreensão dos resultados; a dedução da fórmula para a seção de choque, eq. (3.1), pode ser encontrada na literatura¹⁷⁻¹⁹⁾.

A expressão geral para a seção de choque diferencial para o processo em que o estado inicial i consiste de duas partículas de massas m e M e com quadri-vetores energia-momentum $(\hbar k_0, E_0/c)$ e $(\hbar k_3, E_3/c)$ respectivamente, e em que o estado final f consiste de n partículas com quadri-vetores energia-momentum $(\hbar k_j, E_j/c)$, $j=1,2,\dots,n+1$, ($j \neq 3$), é

$$d^3n_\sigma = \frac{4\pi^2}{\hbar F} \sum |M_{fi}|^2 \delta^3(k_f - k_i) \delta(E_f - E_i) \frac{d^3k_1}{E_1} \frac{d^3k_2}{E_2} \dots \frac{d^3k_{n+1}}{E_{n+1}},$$

(3.1)

com $(\hbar \mathbf{k}_f, E_f/c) \equiv (\sum \hbar \mathbf{k}_j, \sum E_j/c)$, $(\hbar \mathbf{k}_i, E_i/c) \equiv (\hbar \mathbf{k}_0 + \hbar \mathbf{k}_3, E_0/c + E_3/c)$ e em que o somatório significa, como usualmente, soma sobre estados finais e média sobre estados iniciais. A quantidade F é dada por

$$F = c \left[(E_0 E_3 - c^2 \hbar^2 \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{k}_3)^2 - c^8 m^2 M^2 \right]^{1/2} \quad (3.2)$$

e é um invariante relativístico que, no sistema em que a partícula 3, de massa M , está em repouso, reduz-se a

$$F = v_0 E_0 E_3 \quad (3.3)$$

onde v_0 é a velocidade da partícula 0, de massa m e $E_3 = Mc^2$. No sistema de centro de massa (no qual indicaremos tôdas as quantidades por símbolos acrescidos de uma barra) temos

$$F = (\bar{v}_0 + \bar{v}_3) \bar{E}_0 \bar{E}_3 \quad (3.4)$$

O elemento de matriz M_{fi} , que também é relativisticamente invariante, é obtido como se segue. A relação usual entre as matrizes T e S é

$$S_{fi} = \delta_{fi} - 2\pi i \delta(E_f - E_i) T_{fi} \quad (3.5)$$

em que o elemento da matriz T pode ser calculado em teoria de perturbações pela expressão

$$T_{fi} = \langle f | V + V \frac{1}{E_i - H_0 + i\epsilon} V + V \frac{1}{E_i - H_0 + i\epsilon} V \frac{1}{E_i - H_0 + i\epsilon} V + \dots | i \rangle \quad (3.6)$$

Na eq. (3.6) $|i\rangle$ e $|f\rangle$ indicam os estados inicial e final convenientemente normalizados, H_0 é o hamiltoniano não perturbado e V representa a interação.

Definimos T'_{fi} por

$$T_{fi} \equiv \frac{1}{2\pi} \delta^3(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) T'_{fi} \quad (3.7)$$

de modo que

$$S_{fi} = \delta_{fi} - i \delta^3(\mathbf{k}_f - \mathbf{k}_i) \delta(E_f - E_i) T'_{fi} \quad (3.8)$$

Com a definição (3.7) do elemento de matriz T_{fi}^0 , o elemento da matriz M_{fi} é definido por

$$M_{fi} = (E_1 E_2 \dots E_{n+1})^{1/2} T_{fi}^0 (E_0 E_3)^{1/2} \quad (3.9)$$

A vantagem de escrever a seção de choque na forma (3.1) é a de tornar a invariância relativística imediatamente visível, um fato que nos será útil posteriormente.

Caso se deseje expressar a seção de choque diretamente em função do elemento da matriz T , eq. (3.6), e não se esteja interessado em mostrar explicitamente a invariância relativística, tem-se, no sistema de repouso da partícula 3,

$$d^3\sigma_{e^-} = \frac{(2\pi)^4}{h\nu_0} \sum |T_{fi}|^2 \delta(E_f - E_i) d^3k_1 d^3k_2 \dots d^3k_{n+1} \quad (3.10)$$

Como a aproximação de impulso é baseada principalmente em hipóteses físicas, obteremos de maneira intuitiva os resultados de que necessitamos, mostrando as principais aproximações feitas sem entrar em demasia em detalhes formais. Para o formalismo detalhado atinente à aproximação de impulso referimo-nos à extensa literatura sobre o assunto^{6,7,20}). Além disso, por enquanto nos limitaremos às reações (p,2p) simétricas para calcular os fatores cinemáticos; a extensão a outros casos será mencionada posteriormente.

Se desejássemos tratar os processos quase-livres em núcleos exatamente, deveríamos em princípio resolver um problema de $A+1$ corpos, o que é impossível até mesmo para valores relativamente pequenos de A . A título de ilustração, citamos a seguinte observação, devida a Hartree²²) e referente a átomos: "... a especificação completa de uma única função de onda do (átomo de) Fe neutro é uma função de setenta e oito variáveis. Seria bastante imperfeito restringir a dez o número de valores de cada variável para os quais se tabelaria esta função, mas até mesmo assim para sua tabulação completa seriam necessárias 10^{78} linhas, e mesmo que este número pudesse ser reduzido devido a considerações de simetria, não existiria um número suficiente de átomos em todo o sistema solar para fornecer o material necessário para imprimir uma tabela destas".

Conseqüentemente, parece desejável iniciar nosso estudo com o núcleo mais simples que possua estrutura, qual seja o dêuteron. Além disso, parece claro que as condições de

validade da aproximação de impulso mencionadas no segundo capítulo são bastante bem satisfeitas para a reação $d(p, 2p)n$ para um próton incidente de alta energia (maior do que 100 MeV), certamente muito mais do que para a reação $(p, 2p)$ em um núcleo mais pesado (o dêuteron é pouco ligado, portanto em média os dois únicos núcleons presentes estão relativamente distantes um do outro). O resultado essencial que pode ser obtido a partir de nossas hipóteses é que se pode separar a amplitude de transição em dois fatores, um contendo a amplitude de transição para o espalhamento de partículas livres e o outro contendo a transformada de Fourier da integral de superposição dos estados inicial e final. Este resultado é conhecido como a aproximação de impulso e pode ser deduzido^{6,7,20}, com base nas hipóteses físicas já referidas atrás, usando os métodos gerais da teoria de espalhamento. A aproximação de impulso é, em geral, melhor do que a aproximação de Born, como veremos abaixo; entretanto, pode-se mostrar claramente a diferença entre as duas aproximações, começando pela aproximação de Born e desta deduzindo a aproximação de impulso, o que faremos a seguir.

O elemento da matriz T , eq.(3.6), é, em aproximação de Born:

$$T_{fi} = \langle f | V | i \rangle \quad (3.11)$$

Não consideraremos, por enquanto, nem variáveis de spin e nem problemas de antissimetrização. Além disso, não estaremos interessados em problemas de criação ou aniquilação de partículas (apesar de a expressão para a seção de choque, eq.(3.1), tornar possível a consideração destes problemas).

Chamando de $\Psi(r_1, r_2)$ a função de onda normalizada do dêuteron (em repouso), e usando a notação da seção 2.2, obtemos

$$\langle r_0, r_1, r_2 | i \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(ik_0 \cdot r_0) \Psi(r_1, r_2)$$

$$e \quad (3.12)$$

$$\langle r_0, r_1, r_2 | f \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(ik_1 \cdot r_1) \exp(ik_2 \cdot r_2) \exp(ik_r \cdot r_r)$$

Portanto

$$T_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^6} \int \exp \left[-i(k_1 \cdot r_1 + k_2 \cdot r_0 + k_r \cdot r_r) \right] V(r_0 - r_1) \exp(i k_0 \cdot r_0) \times \\ \times \Psi(r_1, r_r) d^3 r_0 d^3 r_1 d^3 r_r \quad (3.13)$$

Como se vê da eq. (3.13), levamos em conta apenas a interação do próton incidente com o próton nuclear, desprezando a interação do próton incidente com o neutron. Isto se justifica porque em geral as condições impostas experimentalmente sobre as partículas emergentes (os dois prótons devem ter uma energia relativamente alta) significam que o próton incidente arrancou o próton nuclear (desprezando efeitos de segunda ordem conforme a eq. (3.11)). Entretanto, poderia acontecer que, mesmo que o próton incidente arrancasse o neutron, o próton de recuo apresentasse um momentum grande; mas isto significaria que o dêuteron e o próton já apresentava um momentum grande (vide a eq. (2.38)). Em outras palavras, para que um número apreciável dos eventos de interesse proviesse do processo em que o neutron é arrancado do dêuteron, seria necessário que eventuais componentes de momenta, correspondentes a momenta grandes, tivessem uma probabilidade ponderável, o que é sabidamente falso. Este raciocínio aplica-se "a fortiori" a núcleos mais pesados.

Mudando variáveis na eq. (3.13) pela transformação

$$r_0 = r + r_1 \quad (3.14)$$

temos

$$T_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3 r \exp(-i k_2 \cdot r) V(r) \exp(i k_0 \cdot r) \times \\ \times \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3 r_1 \exp \left[-i(k_1 + k_2 - k_0) \cdot r_1 \right] \times \quad (3.15) \\ \times \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3 r_r \exp(-i k_r \cdot r_r) \Psi(r_1, r_r)$$

Mas

$$f(r_1, k_r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp(-i k_r \cdot r_r) \cdot \Psi(r_1, r_r) d^3 r_r \quad (3.16)$$

é a integral de superposição dos estados inicial e final e, conseqüentemente, devido à conservação de momentum, eq. (2.1), a quantidade $g(\underline{k}_r)$, dada por

$$g(\underline{k}_r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp(i\underline{k}_r \cdot \underline{r}_1) f(\underline{r}_1, \underline{k}_r) d^3r_1 \quad (3.17)$$

é a transformada de Fourier da integral de superposição.

Poderíamos, naturalmente, ter definido $g(\underline{k}_r)$ diretamente a partir da eq. (3.15). Entretanto, definimos explicitamente a integral de superposição dos estados inicial e final em primeiro lugar, com vistas a uma definição análoga que será usada posteriormente para núcleos mais pesados.

Com o auxílio das eqs. (3.16) e (3.17) podemos escrever a eq. (3.15) como

$$T_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^3 V} \int \exp(-i\underline{k}_2 \cdot \underline{r}) V(\underline{r}) \exp(i\underline{k}_0 \cdot \underline{r}) d^3r. [g(\underline{k}_r)] \quad (3.18)$$

Chamando de v_0 a velocidade do próton incidente, a seção de choque, eq. (3.10), escreve-se então

$$\frac{d^6\sigma}{d^3k_1 d^3k_2} = \frac{1}{(2\pi)^2 h v_0} \left| \int \exp(-i\underline{k}_2 \cdot \underline{r}) V(\underline{r}) \exp(i\underline{k}_0 \cdot \underline{r}) d^3r \right|^2 \times \\ \times \sum |g(\underline{k}_r)|^2 \delta(E_1 + E_2 + E_r + B - E_0) \quad (3.19)$$

Ao usar a aproximação de Born para o elemento da matriz T cometemos um erro sério, uma vez que as condições para a validade da aproximação de Born não são satisfeitas para a interação nuclear. Trataremos, pois, de minorar o erro cometido, procurando relacionar o elemento de matriz de $V(\underline{r})$ na eq. (3.19) com a seção de choque próton-próton para prótons livres (daqui por diante chamada seção de choque livre próton-próton), que é uma grandeza diretamente mensurável.

Para conseguir esta relação, escreveremos a seção de choque para o processo seguinte: um próton de massa M , momentum $h\underline{k}_0$ e energia E_0 , colide com um próton de massa M , momentum $h\underline{k}_3$ e energia E_3 , ($\underline{k}_0 // \underline{k}_3$), e os dois prótons emergem com momenta $h\underline{k}_1$ e $h\underline{k}_2$ a ângulos iguais $\theta_1 = \theta_2 = \theta$ e com energias i-

iguais $E_1 = E_2 = E$; portanto $k_1 = k_2 = k$. Esta é, essencialmente, a colisão nuclear que estamos considerando, exceto pelo fato de que o próton nuclear está ligado, e portanto a conservação de energia-momento será um pouco diferente da de duas partículas livres (os momenta emergentes não serão exatamente os mesmos no caso nuclear e no caso livre). Escrevendo a seção de choque diferencial $d^6\sigma^{fr}/d^3k_1 d^3k_2$, eq. (3.1), para este caso livre em termos das variáveis no sistema de laboratório teremos

$$\frac{d^6\sigma^{fr}}{d^3k_1 d^3k_2} = \frac{4\pi^2}{h^2 E_1 E_2} |M_{fi}|^2 \int^3 (\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_0 - \mathbf{k}_3) \delta(E_1 + E_2 - E_0 - E_3). \quad (3.20)$$

O cálculo do elemento de matriz M_{fi} em aproximação de Born, usando as eqs. (3.9), (3.7) e (3.6), dá

$$|M_{fi}|^2 = E_1 E_2 E_0 E_3 \frac{1}{(2\pi)^4} \left| \int \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) d^3r \right|^2. \quad (3.21)$$

A grandeza dada experimentalmente é, entretanto, a seção de choque diferencial no sistema de centro de massa, $d^2\sigma^{fr}/d\bar{\Omega}$. Portanto, desejamos relacionar o elemento de matriz invariante M_{fi} com a seção de choque no sistema de centro de massa:

$$\frac{d^6\sigma^{fr}}{d^3\bar{k}_1 d^3\bar{k}_2} = \frac{4\pi^2}{h^2 \bar{E}_1 \bar{E}_2} |M_{fi}|^2 \int^3 (\bar{\mathbf{k}}_1 + \bar{\mathbf{k}}_2 - \bar{\mathbf{k}}_0 - \bar{\mathbf{k}}_3) \delta(\bar{E}_1 + \bar{E}_2 - \bar{E}_0 - \bar{E}_3). \quad (3.22)$$

neste ponto
Nesta instância é útil observar que devido à simetria do problema, isto é, devido ao fato de serem iguais as energias, os ângulos e os momenta das duas partículas emergentes, no sistema de centro de massa a direção dos prótons emergentes é ortogonal à direção dos prótons incidentes, independentemente do valor do ângulo θ .

Integrando a eq. (3.22) sobre $d^3\bar{k}_2$ e sobre $d\bar{k}_1$ e levando em conta a definição do sistema de centro de massa ($\bar{\mathbf{k}}_0 = -\bar{\mathbf{k}}_3, \bar{\mathbf{k}}_1 = -\bar{\mathbf{k}}_2$, portanto $\bar{E}_0 = \bar{E}_3, \bar{E}_1 = \bar{E}_2$), obtemos

$$\frac{d^2\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} = \frac{2\pi^2}{h^3 c^2} \frac{|M_{fi}|^2}{F} \frac{\bar{E}_0}{\bar{E}_0}. \quad (3.23)$$

Usando a expressão relativística da velocidade

$$v = \frac{c^2 k k}{E} \quad (3.24)$$

e o fato de serem $\bar{v}_3 = \bar{v}_0$ e $\bar{E}_3 = \bar{E}_0$, obtém-se para \underline{F} da eq.(3.4) a expressão

$$F = 2hc^2 \bar{k}_0 \bar{E}_0 \quad (3.25)$$

e, portanto,

$$\frac{d^2 \sigma^{fr}}{d \bar{\Omega}} = \frac{\pi^2}{h^4 c^4} \frac{|M_{fi}|^2}{\bar{E}_0^2} \quad (3.26)$$

A partir da transformação de Lorentz do sistema de laboratório para o sistema de centro de massa,

$$(\bar{E}_1 + \bar{E}_2)^2 - h^2 c^2 (\bar{k}_1 + \bar{k}_2)^2 = (\bar{E}_1 + \bar{E}_2)^2 - h^2 c^2 (\bar{k}_1 + \bar{k}_2)^2 \quad (3.27)$$

podemos expressar $\bar{E}_0 = \bar{E}_1$ como função de grandezas no sistema de laboratório (e, portanto, mensuráveis):

$$\bar{E}_0 = (h^2 c^2 k^2 \sin^2 \theta + v^2 c^4)^{1/2} \quad (3.28)$$

Levando a eq. (3.28) à eq. (3.26) se obtém para a seção de choque no sistema de centro de massa em função de grandezas no sistema de laboratório

$$\frac{d^2 \sigma^{fr}}{d \bar{\Omega}} = \frac{\pi^2}{h^4 c^4} \frac{|M_{fi}|^2}{h^2 c^2 k^2 \sin^2 \theta + M^2 c^4} \quad (3.29)$$

Substituindo $|M_{fi}|^2$ da eq. (3.21), obtém-se a relação desejada entre o elemento de matriz da interação e a seção de choque livre próton-próton:

$$\frac{d^2 \sigma^{fr}}{d \bar{\Omega}} = \frac{\pi^2}{(2\pi h c)^4} \frac{E^2 E_0 E_3}{h^2 c^2 k^2 \sin^2 \theta + M^2 c^4} \times \left| \int \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) d^3 r \right|^2 \quad (3.30)$$

Na eq. (3.30) temos a expressão para a seção de choque livre próton-próton calculada em aproximação de Born.

Por outro lado, a eq. (3.19) dá a expressão para a reação (p,2p) no dêuteron, também calculada em aproximação de Born. Vemos que o elemento de matriz do potencial de interação $V(\underline{r})$ ocorre em ambas as equações. Este elemento de matriz expressa essencialmente (em aproximação de Born) o espalhamento de um próton de momentum \underline{k}_0 pelo potencial $V(\underline{r})$, resultando um próton de momentum \underline{k}_2 . Portanto, se substituirmos o elemento de matriz de $V(\underline{r})$ na eq. (3.19) por sua expressão em função da seção de choque livre, eq. (3.30), estaremos certamente melhorando a eq. (3.19), pois o erro maior cometido em sua derivação foi justamente o uso da aproximação de Born. E assim fazendo estamos, essencialmente, substituindo o resultado obtido através da aproximação de Born por um resultado exato (medido experimentalmente). Usando, ainda, a relação (3.24), obtemos da eq. (3.19) para a seção de choque para o processo (p,2p) sobre o dêuteron

$$\frac{d^6\sigma}{d^3k_1 d^3k_2} = \frac{4(\hbar c)^3}{\hbar} \frac{\hbar^2 k^2 \sin^2 \theta + M^2 c^2}{k_0 E^2 E_3} \frac{d^2\sigma_{fr}}{d\Omega} \sum |g(\underline{k}_r)|^2 \times$$

$$\times \delta(2E + E_r + B - E_0) \quad (3.31)$$

Usando a relação óbvia

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \frac{d^6\sigma}{d^3k_1 d^3k_2} \frac{E_1 E_2 k_1 k_2}{(\hbar c)^4} \quad (3.32)$$

e a equação

$$E_3 = (4\hbar^2 c^2 k^2 \cos^2 \theta - 4\hbar^2 c^2 k k_0 \cos \theta + \hbar^2 c^2 k_0^2 + M^2 c^4)^{1/2} \quad (3.33)$$

obtem-se finalmente

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \frac{4k^2}{\hbar^2 c k_0} \cdot \frac{\hbar^2 k^2 \sin^2 \theta + M^2 c^2}{(4\hbar^2 k^2 \cos^2 \theta - 4\hbar^2 k k_0 \cos \theta + \hbar^2 k_0^2 + M^2 c^2)^{1/2}} \times$$

$$\times \frac{d^2\sigma_{fr}}{d\Omega} \sum |g(\underline{k}_r)|^2 \delta(2E + E_r + B - E_0) \quad (3.34)$$

Como se vê da demonstração acima, a seção de choque livre próton próton no sistema de centro de massa, $d^2 \sigma^{fr} / d \Omega$, deve ser tomada para um valor da energia dado pela eq. (3.25) e para um ângulo de espalhamento (no sistema de centro de massa) de 90° . A expressão (3.34) é certamente pelo menos tão boa quanto a aproximação de Born, à qual ela se reduz quando a interação for muito fraca. Além disto, essa expressão seria exata caso não existisse interação neutron-próton; isto porque neste caso a energia de separação do próton nuclear seria nula e não haveria colisões do próton incidente com o neutron; teríamos simplesmente uma colisão entre prótons livres e a eq. (3.34) nos daria a seção de choque para a experiência em coincidência em função da seção de choque para a experiência usual (em que não se medem os dois prótons em coincidência). Esta relação se constitui, simplesmente, de um conjunto de fatores cinemáticos. Como as condições apontadas acima são aproximadamente satisfeitas para um próton de alta energia incidindo sobre o dêuteron (a energia de ligação do dêuteron é desprezível comparada à energia do próton incidente e o comprimento de onda do próton incidente é pequeno comparado à distância média neutron-próton), espera-se que a aproximação de impulso dê bons resultados para o caso do dêuteron.

Passemos agora ao caso de um núcleo mais complexo e analisemos como as aproximações acima funcionam. A energia de ligação ainda é, em geral, pequena comparada à energia da partícula incidente, mas o efeito de colisões das partículas incidente e emergentes com os demais núcleons do núcleo certamente não pode mais ser desprezado. Em outras palavras, a condição (II) mencionada anteriormente não é mais válida, e é necessário modificar a aproximação de impulso para levar em conta este fato, o que faremos na próxima seção.

3.2 A Seção de Choque em Aproximação de Impulso com Ondas Distorcidas.

Para levar em conta o efeito dos outros núcleons do núcleo, usaremos uma aproximação semi-clássica, essencialmente equivalente à aproximação W.K.B. usada em ótica.

Na seção 3.1 usamos ondas planas para descrever as partículas incidente e emergentes. Entretanto, para um núcleo mais pesado do que o dêuteron, as ondas incidente e emergentes terão modificadas consideravelmente suas fases e amplitudes devido a colisões múltiplas. Descreveremos o efeito dessas

colisões múltiplas através do potencial nuclear complexo, como é usualmente feito. Não sendo possível resolver a eq. (3.6) exatamente e como, além disso, não se saberia que potencial usar caso se conhecesse a solução da eq. (3.6), resolveremos o problema de forma aproximada usando uma aproximação semi-clássica; para o potencial complexo usaremos as partes real e imaginária obtidas das seções de choque núcleon-núcleon. Da derivação¹⁶⁾ abaixo, tornar-se-á claro que as aproximações envolvidas devem ser bem satisfeitas para as energias em consideração.

Desejamos resolver a equação de onda relativística que descreve o movimento de uma partícula num potencial complexo. Seguindo o caminho usual, partimos da equação de Klein Gordon para uma partícula de massa M , energia E , comprimento de onda reduzido λ , que se move num potencial complexo

$$v(\underline{r}) = U(\underline{r}) + iW(\underline{r}) \quad . \quad (3.35)$$

Temos, pois

$$\hbar^2 c^2 \nabla^2 \Psi(\underline{r}) + \left\{ [E - v(\underline{r})]^2 - M^2 c^4 \right\} \Psi(\underline{r}) = 0 \quad . \quad (3.36)$$

Suporemos que a energia da partícula incidente seja muito maior do que a profundidade do poço de potencial, isto é, que

$$|v| \ll (E - Mc^2) \quad (3.37)$$

e que o potencial, como função de posição, seja uma função branda, isto é, que

$$\lambda \left| \frac{dv}{dr} \right| \ll (E - Mc^2) \quad . \quad (3.38)$$

Das condições (3.37) e (3.38) segue-se que a variação da fase $S(\underline{r})$ da onda plana (solução da eq. (3.36) para $v(\underline{r}) = 0$) será uma função que varia lentamente com a posição. Tentaremos então resolver a eq. (3.36) mediante a substituição

$$\Psi(\underline{r}) = \exp \left\{ i \left[\underline{k} \cdot \underline{r} + S(\underline{r}) \right] \right\} \quad , \quad (3.39)$$

em que k^2 é definido por

$$\hbar^2 c^2 k^2 = E^2 - M^2 c^4 \quad . \quad (3.40)$$

Substituindo a eq. (3.39) na eq. (3.36) e levando em conta a eq. (3.40), obtemos

$$i \frac{\hbar^2 c^2}{E^2} \nabla^2 S - \frac{\hbar^2 c^2}{E^2} (\nabla S)^2 - 2 \frac{\hbar^2 c^2}{E^2} \mathbf{k} \cdot \nabla S - 2 \frac{v}{E} + \frac{v^2}{E^2} = 0. \quad (3.41)$$

As hipóteses acima permitem-nos fazer as seguintes aproximações: desprezamos o termo v^2/E^2 baseados na eq. (3.37); devido à mesma equação e ao fato de o potencial ser brando, eq. (3.38), desprezamos os termos $\nabla^2 S$ e $(\nabla S)^2$. Esta é essencialmente a mesma aproximação feita ao se passar da ótica física para a ótica geométrica; estamos seguindo a trajetória clássica da partícula através do potencial $v(\mathbf{r})$. Levando em conta que o vetor de onda \mathbf{k} é paralelo à trajetória s da partícula, a eq. (3.41) se torna

$$\frac{dS}{ds} = - \frac{Ev(\mathbf{r}')}{\hbar^2 c^2 k} \quad (3.42)$$

Impondo a condição de contorno de que o potencial se anule no infinito, e dependendo do caso de estarmos considerando uma onda incidente ou emergente (a colisão se dando no ponto \mathbf{r}), teremos as soluções seguintes para a eq. (3.42):

$$S_{\text{inc}}(\mathbf{r}) = - \frac{E}{\hbar^2 c^2 k} \int_{-\infty}^{\mathbf{r}} v(\mathbf{r}') ds \quad (3.43)$$

e

$$S_{\text{em}}(\mathbf{r}) = - \frac{E}{\hbar^2 c^2 k} \int_{\mathbf{r}}^{\infty} v(\mathbf{r}') ds \quad (3.44)$$

A integração nas equações acima deve ser tomada sobre as trajetórias clássicas s da partícula até ou desde o ponto de colisão. Como se esperaria das aproximações feitas, este resultado é semelhante ao que se obtém em ótica. Tal resultado significa que a onda plana é distorcida pelo potencial ótico de duas maneiras: uma (o efeito da parte real do potencial ótico) apenas mudando a fase da onda plana e outra (o efeito da parte imaginária do potencial ótico) decrescendo sua amplitude. Este decréscimo de amplitude é essencialmente causado pelos processos de espalhamento múltiplo inelástico das partículas incidente e emergentes pelos demais núcleons do núcleo.

Derivemos agora, de maneira análoga à da seção 3.1, a seção de choque levando em conta os efeitos da distorção

pelo potencial óptico. Consideraremos, pois, o processo $Z^A_N(p, 2p)Z^{-1}_N$ e escreveremos o elemento da matriz \underline{T} em aproximação de Born, eq. (3.11).

Chamando as funções de onda dos núcleos inicial e final respectivamente de $\Psi_A(\underline{r}_1, \underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A)$ e $\Psi_{A-1}(\underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A)$ e levando em conta a distorção, escrevemos para os estados inicial e final

$$\langle \underline{r}_0, \underline{r}_1, \underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A | i \rangle = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \underline{r}_0) D_0(\underline{r}_0) \Psi_A(\underline{r}_1, \underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A) \quad (3.45)$$

e

$$\begin{aligned} \langle f | \underline{r}_0, \underline{r}_1, \underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A \rangle &= \frac{1}{(2\pi)^3} \exp(-i\mathbf{k}_1 \cdot \underline{r}_1) \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \underline{r}_0) \times \\ &\times D_1(\underline{r}_1) D_2(\underline{r}_0) \Psi_{A-1}^*(\underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A) \quad (3.46) \end{aligned}$$

Da discussão atrás, e lembrando que o potencial óptico é não-hermitiano, as quantidades D_0 , D_1 e D_2 são dadas por

$$D_0(\underline{r}_0) = \exp \left[-i \frac{E_0}{c^2 \hbar^2 k_0} \int_{-\infty}^{\underline{r}_0} v_0(\underline{r}') ds_0 \right], \quad (3.47)$$

$$D_1(\underline{r}_1) = \exp \left[-i \frac{E}{c^2 \hbar^2 k} \int_{\underline{r}_1}^{\infty} v_1(\underline{r}') ds_1 \right] \quad (3.48)$$

e

$$D_2(\underline{r}_0) = \exp \left[-i \frac{E}{c^2 \hbar^2 k} \int_{\underline{r}_0}^{\infty} v_2(\underline{r}') ds_2 \right], \quad (3.49)$$

a integração, em cada caso, estendendo-se sobre a trajetória clássica. Mudando a variável \underline{r}_0 para \underline{r} , eq. (3.14), o elemento da matriz \underline{T} se torna:

$$T_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3r_1 d^3r_2 \dots d^3r_A \exp[-i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}_1] \times$$

$$\times D_1(\mathbf{r}_1) \Psi_{A-1}^{\#}(\mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) \Psi_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) \times \quad (3.50)$$

$$\times \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3r \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) D_0(\mathbf{r} + \mathbf{r}_1) D_2(\mathbf{r} + \mathbf{r}_1) .$$

Como mencionamos anteriormente, o potencial ótico é uma função branda; por outro lado, o potencial de interação nuclear, $V(\mathbf{r})$, tem curto alcance enquanto que o potencial ótico, sendo um potencial médio devido a todos os núcleons do núcleo, tem um alcance longo comparado com o alcance do primeiro. Em outras palavras, o caminho livre médio de uma partícula no núcleo é relativamente grande comparado à distância de interação núcleon-núcleon. Conseqüentemente, pode-se desprezar a variação da distorção na distância correspondente ao alcance do potencial nuclear; isto é, tomamos fatores de distorção médios, $D_0(\mathbf{r}_1)$ e $D_2(\mathbf{r}_1)$, independentes de \mathbf{r} , na região em que a integral sôbre \mathbf{r} dá uma contribuição apreciável. Deve-se notar que isto não é equivalente a tomar $V(\mathbf{r}) = \delta(\mathbf{r})$; tal potencial implicaria em seção de choque livre isotrópica, o que não é o caso na aproximação acima. Podemos agora separar a eq. (3.50) em uma integral sôbre d^3r e em uma integral sôbre $d^3r_1 d^3r_2 \dots d^3r_A$:

$$T_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \exp(-i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}) V(\mathbf{r}) \exp(i\mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}) d^3r \times$$

$$\times \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp[-i(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_0) \cdot \mathbf{r}_1] D_0(\mathbf{r}_1) D_1(\mathbf{r}_1) D_2(\mathbf{r}_1) \times \quad (3.51)$$

$$\times \Psi_{A-1}^{\#}(\mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) \Psi_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) d^3r_1 d^3r_2 \dots d^3r_A .$$

A integral de superposição definida de maneira semelhante à já utilizada anteriormente, eq. (3.16), é no presente caso

$$f(\mathbf{r}_1, \mathbf{k}_r) = \int \Psi_{A-1}^{\#}(\mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) \Psi_A(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) d^3r_2 \dots d^3r_A . \quad (3.52)$$

Esta integral de superposição é função do momentum de recuo \vec{k}_r , e esta dependência está implícita na função de onda do estado final, $\Psi_{A-1}(\vec{r}_2, \dots, \vec{r}_A)$, como uma onda plana que descreve o movimento do centro de massa das A-1 partículas. Voltaremos a este ponto mais adiante.

Definindo o produto das funções de distorção por

$$D(\vec{r}_1) \equiv D_0(\vec{r}_1) D_1(\vec{r}_1) D_2(\vec{r}_1) \quad (3.53)$$

e definindo a transformada de Fourier "distorcida" da integral de superposição

$$g^v(\vec{k}_r) \equiv \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp(i\vec{k}_r \cdot \vec{r}_1) D(\vec{r}_1) f(\vec{r}_1, \vec{k}_r) d^3r_1, \quad (3.54)$$

temos para o elemento da matriz T

$$T_{fi} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \exp(-i\vec{k}_2 \cdot \vec{r}) V(\vec{r}) \exp(i\vec{k}_0 \cdot \vec{r}) d^3r \cdot [g^v(\vec{k}_r)] \quad (3.55)$$

No caso de se usar um produto de funções de onda de partícula única para os núcleos inicial e final e desprezando a distorção, $g^v(\vec{k}_r)$ terá a interpretação simples de amplitude da distribuição de momentum (função de onda no espaço dos momenta) do nucleon a ser arrancado. Por esta razão chamamos $|g^v(\vec{k}_r)|^2$ de densidade de distribuição de momentum distorcida.

Conseguida a separação do elemento da matriz T, procedemos da mesma maneira que na seção anterior para relacionar o elemento de matriz da interação $V(\vec{r})$ com a seção de choque próton-próton livre. Obtemos, assim, como expressão final para a seção de choque para o processo (p, 2p) simétrico

$$\frac{d^6\sigma}{dE_1 d\Omega_1 dE_2 d\Omega_2} = \frac{4k^2}{k^2 c k_0} \cdot \frac{h^2 k^2 \sin^2 \theta + M^2 c^2}{(4h^2 k^2 \cos^2 \theta - 4h^2 k k_0 \cos \theta + h^2 k_0^2 + M^2 c^2)^{1/2}} \times$$

$$\times \frac{d^2\sigma_{fr}}{d\Omega} \sum |g^v(\vec{k}_r)|^2 \delta(2E + E_r + B - E_0) \quad (3.56)$$

Cabem, aqui, algumas observações.

(I) Quando se usa uma função de onda de partícula única $\Psi_L^m(r_1)$ para a integral de superposição (3.52), a soma na eq. (3.56) significa, como usualmente, $(2L+1)^{-1} \sum_m$.

(II) Em toda a derivação acima não levamos em conta o spin e, conseqüentemente, desprezamos completamente os efeitos de polarização. Em realidade Maris mostrou⁹⁾ que em geral se deve tomar para $d\sigma^{fr}/d\Omega$ na eq. (3.56) a seção de choque para prótons polarizados. Entretanto, para o caso simétrico em consideração, há dois planos de simetria (o plano de espalhamento e o plano ortogonal ao plano de espalhamento que contém o feixe incidente) e o vetor polarização, devendo ser ortogonal a estes dois planos, só pode ser nulo. Acreditamos que efeitos de polarização não foram levados em conta nos cálculos não simétricos já realizados²²⁾.

(III) Não consideramos, também, a antissimetria dos estados inicial e final. Esta antissimetrização tem essencialmente três efeitos. a) É de se esperar que a antissimetrização entre a partícula incidente e os núcleons do núcleo tenha um efeito muito pequeno, pois que é muito pouco provável que haja núcleons no núcleo com energias comparáveis à energia da partícula incidente. b) A antissimetria ~~entre~~ entre o próton incidente e o próton arrancado é automaticamente considerada ao utilizar-se a seção de choque livre medida experimentalmente. c) Finalmente, as funções de onda nucleares $\Psi_A(r_1, r_2, \dots, r_A)$ e $\Psi_{A-1}(r_2, \dots, r_A)$ devem ser antissimétricas.

Se uma função de onda de partícula única é utilizada, e mais de uma partícula contribui ao processo em que estamos interessados, as contribuições destas partículas se somam incoerentemente, resultando ser $|g'(k_r)|^2$ multiplicado pelo número de partículas que contribuem. Em outras palavras, chamando de N_L ao número de partículas no estado L, m , a soma na eq. (3.56) significará $N_L (2L+1)^{-1} \sum_m$. Referimo-nos à literatura^{20, 24)} para um tratamento ~~de~~ formal destas afirmações.

(IV) A expressão (3.56) para a seção de choque difere um pouco da expressão originalmente deduzida por Maris⁹⁾ e que foi consistentemente utilizada até agora na literatura, com algumas exceções^{22, 26)}. A diferença entre o denominador da eq. (3.56) e o da equação correspondente deduzida por Maris⁹⁾ resulta do fato de este autor ter desprezado, no denominador de sua eq. (6), o momentum do próton nuclear (mas não a energia correspondente); uma estimativa mostra que o erro assim introduzido varia entre 0% e 5%.

(V) As seções de choque para outros processos discutidos no capítulo anterior são obtidas de maneira análoga. Por exemplo, a dedução da expressão correspondente à eq. (3.56) para experiências $(e, e'p)$ é semelhante à acima; entretanto, há uma simplificação, porque a velocidade de elétrons de alta energia (maior do que 300 MeV) pode ser tomada como sendo igual à velocidade da luz, e uma complicação, porque a experiência é assimétrica. Referimo-nos aos trabalhos originais^{13,14)} para a dedução detalhada e os resultados para tal processo assim como para o caso de processos $(p, 2p)$ não simétricos²²⁾.

(VI) Usamos várias aproximações na dedução da eq. (3.56). Uma discussão detalhada da validade destas aproximações nos leva bastante além dos limites que nos impusemos para este trabalho; estas aproximações são discutidas nas referências já mencionadas. Desejamos aqui apenas resumir os argumentos físicos que levam a estas aproximações. Uma partícula de alta energia, energia esta que deve ser bem maior do que a energia de separação dos núcleons no núcleo, tendo um comprimento de onda reduzido pequeno e uma velocidade grande, interagirá com o núcleo como se os núcleons fôsssem partículas livres dotadas de momentum. Conseqüentemente, a aproximação de impulso deve descrever bem este processo, exceto pelo fato de terem as ondas incidente e emergentes suas intensidades reduzidas e suas fases modificadas por efeito do potencial ótico. Espera-se que a aproximação semi-clássica dê uma boa descrição da distorção, pois uma partícula de alta energia tem um comportamento bastante semelhante ao de uma partícula clássica. Além disso, espera-se que o efeito da anisotropização entre a partícula incidente e as partículas nucleares seja pequeno devido à alta energia da partícula incidente. Pela mesma razão, espera-se que sejam pequenos os efeitos devidos ao fato de se usar a seção de choque livre próton-próton, isto é, de se desprezar o fato de o próton nuclear estar ligado. Em outras palavras, toma-se a seção de choque sobre a camada de energia ao invés de fora da camada de energia (o que se deveria fazer pois o próton nuclear está ligado). Conhecemos apenas uma estimativa²⁵⁾ deste efeito, que o próprio autor considera duvidosa, e que foi realizada para o processo $d(p, 2p)n$. Entretanto, para as reações $(e, e'p)$ coplanares¹⁴⁾, devido à variação rápida da seção de choque elétron-próton com o valor da transferência de momentum²³⁾, é possível que tais efeitos não sejam desprezíveis.

Pensamos que os argumentos físicos apresentados

justificam suficientemente as aproximações usadas. Uma discussão mais formal dessas aproximações nos levaria necessariamente até a um ponto em que hipóteses físicas idênticas ou pelo menos semelhantes deveriam ser feitas; e de qualquer maneira não seria possível fazer uma estimativa dos erros cometidos. Julgamos que as aproximações usadas na dedução da eq. (3.56) são suficientemente boas para analisarmos os resultados obtidos até o presente em processos de espalhamento quase-livre a altas energias.

3.3 Resultados Esperados

Mostraremos agora como os resultados experimentais são analisados teoricamente, dando as características gerais destas análises.

Como já assinalamos no capítulo anterior, nas experiências quase-livres feitas até o presente dois tipos de resultados são obtidos: um espectro de energia dos prótons emergentes e uma distribuição de correlação angular dos prótons nos vários picos de energia (ou então espectros de energia para diferentes valores da transferência de momentum). As análises teóricas seguem, naturalmente, a mesma linha.

Em termos do modelo de camadas, os picos que aparecem nos espectros de energia são interpretados⁴⁾ como estados de um único furo, isto é, um próton é arrancado do núcleo A resultando em uma configuração simples do núcleo residual que corresponde a um ou vários estados do núcleo $A-1$. Se o próton arrancado provém da camada superior, este estado furo corresponde ao estado fundamental e/ou a estados excitados de pequena energia de excitação do núcleo $A-1$; se o próton arrancado provém de uma camada interna, o estado furo corresponderá em geral a uma mistura de estados excitados de grande energia de excitação do núcleo $A-1$.

A integral de superposição $f(\underline{r}_p, \underline{k}_p)$, eq. (3.52), dará informações sobre os coeficientes de precedência fracional e sobre o tipo de acoplamento do estado ou dos estados envolvidos. Até o presente, cálculos em acoplamento intermediário ou com mistura de configurações foram feitos unicamente utilizando a aproximação de ondas planas, e apenas para os picos menos ligados. Como se verá posteriormente, é provável que se obtenham resultados duvidosos desprezando a distorção; assim mesmo os poucos resultados teóricos existentes são bastante encorajadores e deveria dar-se maior atenção à interpretação dos espectros de energia do que tem sido feito até agora. Voltaremos oportunamen-

te a este ponto.

A análise das experiências de correlação angular tem recebido bastante mais atenção. Esta análise é feita considerando-se a seção de choque $d^5\sigma/d\Omega_1 d\Omega_2 dE$, obtida da eq. (3.56) integrando sobre um pico de energia. Em geral, para evitar complicações com coeficientes de precedência fracional, ao se analisarem os resultados da correlação angular soma-se sobre picos muito próximos; veremos este processo usado explicitamente mais adiante. Em alguns casos formas diferentes das dadas pelas eqs. (3.54), (3.53) e (3.47) - (3.49) têm sido usadas.

Iniciaremos a discussão geral deste tipo de trabalhos considerando dois casos extremos, a partir dos quais o comportamento geral das distribuições de correlação angular pode ser inferido.

Caso não houvesse distorção, a expressão (3.54) se tornaria

$$g(\underline{k}_r) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \exp(i\underline{k}_r \cdot \underline{r}_1) f(\underline{r}_1, \underline{k}_r) d^3r_1 \quad (3.57)$$

com

$$f(\underline{r}_1, \underline{k}_r) = \int \Psi_{A-1}^*(\underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A) \Psi_A(\underline{r}_1, \underline{r}_2, \dots, \underline{r}_A) d^3r_2 \dots d^3r_A. \quad (3.52)$$

Estamos interessados no comportamento de $g(\underline{k}_r)$ para o valor $\underline{k}_r = 0$, isto é, para o caso de a transferência de momentum ao núcleo residual ser nula; seguiremos de perto o raciocínio utilizado alhures²⁸⁾.

Se os núcleos inicial e residual têm paridades opostas, decorre da invariância frente a paridade que $f(\underline{r}_1, \underline{0})$ terá paridade negativa; portanto

$$g(\underline{0}) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int f(\underline{r}_1, \underline{0}) d^3r_1 = 0 \quad (3.58)$$

Conseqüentemente, ocorrerá um mínimo na seção de choque para o ângulo correspondente a uma transferência de momentum nula.

Por outro lado, chamando de L_A e L_{A-1} os momentos angulares orbitais dos núcleos inicial e final, segue da invariância frente a rotações que $f(\underline{r}_1, \underline{0})$ é proporcional a $Y_L(\theta_1, \varphi_1)$, $L = |L_A - L_{A-1}|, \dots, L_A + L_{A-1}$, e portanto

$$g(Q) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int f(r_1, Q) d^3r_1 \cos \int Y_L(\theta_1, \varphi_1) d\Omega_1 = \delta_{L0} \quad (3.59)$$

Conseqüentemente, ocorrerá um mínimo na seção de choque para uma transferência de momentum nula em todos os casos exceto no caso $L=0$. A inclusão de spins no argumento acima é imediata, e a conclusão será que um mínimo ocorre na seção de choque para uma transferência de momentum nula sempre que $|J_A - J_{A-1}| > 1/2$. No modelo de partícula única isto significa que ocorre um mínimo na seção de choque para uma transferência de momentum nula em todos os casos exceto no caso em que o núcleon a ser arrancado está num estado s . Isto pode ser visualizado clássicamente: apenas núcleons com momentum angular nulo podem ter momentum linear nulo no núcleo.

O outro caso extremo ocorre quando há absorção muito forte¹²⁾. Nesta situação a região de interação efetiva para o processo $(p, 2p)$ se limita a dois segmentos esféricos (de uma base) localizados nas duas extremidades de um eixo que passa através do centro do núcleo e perpendicular ao plano de espalhamento, pois que a maior parte dos prótons que não provém destas duas regiões será absorvida no núcleo (com absorvido queremos dizer que se dá uma colisão múltipla dos prótons incidente ou emergentes, tendo como resultado o espalhamento destes prótons para fora da região de energia e ângulo de interesse).

As contribuições provenientes dos dois segmentos esféricos, devido a razões de simetria, serão iguais, mas haverá em geral uma diferença de fase η entre estas contribuições. Portanto, se a altura dos segmentos esféricos for pequena comparada à distância D entre eles, obtém-se uma figura de interferência ao variar o ângulo θ_0 que o plano dos dois prótons emergentes faz com o plano de espalhamento (vide fig. 3.1). A diferença de fase entre as contribuições (aproximadamente iguais) dos dois segmentos esféricos vale $\eta + \theta_0 k_0 D$ e, considerando transições para um estado final definido, estas se somarão coerentemente de modo que, indicando pelos índices u e d as contribuições separadas dos dois segmentos esféricos, teremos:

$$|g'(k_r)|^2 = |g_u(k_r) + g_d(k_r)|^2 = |G(\theta_0, \theta_1, \theta_2, k_1, k_2)|^2 \times \\ \times \left| 1 + \exp \left[i(\theta_0 k_0 D + \eta) \right] \right|^2 = 4|G|^2 \cos^2 \frac{1}{2} (\theta_0 k_0 D + \eta) \quad (3.60)$$

Geometria do processo (p, 2p) não coplanar

Eixo de quantização do spin Z

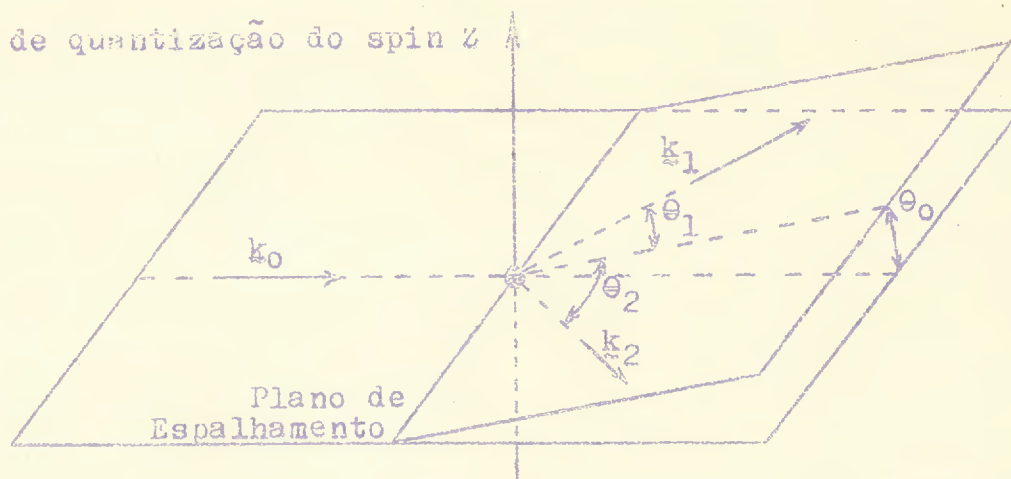


Figura 3.1

Como, porém, $|G|^2$ é uma função que varia lentamente com θ_0 , a figura de interferência será governada primordialmente pelo termo em \cos^2 , sendo o fator G a envolvente da função oscilante \cos^2 .

Usamos novamente argumentos de invariância para determinar η . Quantizando os spins segundo o eixo Z, definimos o operador paridade especular O_Z que reflete todo estado através do plano $\theta_0 = 0$. O operador O_Z é igual ao produto do operador paridade P_i pelo operador rotação R que gira o estado de um ângulo $\tilde{\pi}$ em torno do eixo Z. Chamando de m_i, m_f, m_0, m_1 e m_2 respectivamente os números quânticos magnéticos dos estados inicial e final e dos três prótons, temos:

$$O_Z \Psi_i = P_i \exp \left[i(m_i + m_0) \tilde{\pi} \right] \Psi_i \quad (3.61)$$

e

$$O_Z \Psi_f = P_f \exp \left[i(m_f + m_1 + m_2) \tilde{\pi} \right] O_0 \Psi_f \quad (3.62)$$

em que Ψ_i e Ψ_f , P_i e P_f são respectivamente as funções de onda e as paridades dos estados inicial e final e O_0 é a paridade especular da figura de interferência. Da invariância frente a paridade e a rotações resulta então

$$O_0 = P_i P_f \exp \left[i(m_i + m_0 - m_f - m_1 - m_2) \tilde{\pi} \right] \quad (3.63)$$

Como $m_i + m_0 - m_f - m_1 - m_2$ é um número inteiro, $O_0 = \pm 1$ e conse

quentemente $\eta = 0$ ou π . Se utilizarmos um modelo de partícula única, teremos $O_0 = (-1)^{L+m}$, sendo L o momentum angular orbital e m o número quântico magnético do estado do qual o próton foi arrancado. Portanto podemos escrever $\eta = (L+m)\pi$.

Consideremos, agora, no modelo de partícula única, o caso $k_r = 0$ e uma função de onda de caráter exponencial, nula dentro do núcleo, exceto nos segmentos esféricos. No caso de reações $(p, 2p)$ simétricas somente os estados com $m = 0$ contribuirão, e teremos para a eq. (3.60) uma figura de interferência do tipo $\cos \frac{21}{2} (\theta_0 k_0 D + L\pi)$. Portanto, se L for par, teremos um máximo para $\theta_0 = 0$ e se L for ímpar teremos um mínimo para $\theta_0 = 0$.

Vemos, pois, comparando os dois casos extremos (sem absorção e com absorção muito forte) que a conclusão obtida no primeiro caso a partir da invariância frente a paridade é mantida mesmo com absorção muito forte: teremos um mínimo sempre que a paridade relativa dos estados inicial e final for negativa. Entretanto, pode-se ter um máximo para $L \neq 0$ se L for par e a absorção for muito forte.

Estes dois casos extremos ocorrem apenas aproximadamente na natureza, especificamente o caso de distorção muito forte para núcleos pesados com energias dos prótons incidente e emergentes relativamente baixas e o caso de distorção muito fraca para núcleos leves com energias dos prótons relativamente altas; na realidade tem-se uma situação intermediária na maioria dos casos. O efeito da distorção, além de reduzir a seção de choque, é em geral o de encher o mínimo (se houver) que ocorre para transferências de momentum nulas, porque um núcleo real nem é completamente "transparente" nem completamente "opaco" no centro (~~exceto nos segmentos esféricos~~), mas é aproximadamente "translúcido". Haverá, então, alguma absorção por todo o núcleo, inclusive nos segmentos esféricos e conseqüentemente o mínimo (se houver) será mais ou menos enchido.

Da discussão acima vê-se que tipo de resultados devem ser esperados da experiência de correlação angular às energias em questão. Ter-se-á um mínimo para transferência de momentum nula em núcleos muito leves quando $L \neq 0$. A medida que se percorre a tabela periódica no sentido de A crescente, este mínimo é enchido mais e mais nos casos em que não há diferença de paridade entre os estados inicial e final, até que eventualmente se pode obter um máximo para transferência de momentum nula. No caso em que haja diferença de paridade entre os estados ini-

cial e final, espera-se que o mínimo seja muito menos enchido, persistindo para valores muito mais altos de A em comparação aos do caso anterior. Quando $L=0$ ter-se-á sempre um máximo, e este máximo se tornará mais e mais largo, isto é, menos e menos pronunciado (como também ocorre com os, em geral dois, máximos para o caso $L \neq 0$) quando se avança na tabela periódica.

Deve-se a Maris⁹⁾ o primeiro cálculo feito para analisar distribuições de correlação angular e, apesar de os cálculos posteriores nem sempre se referirem a este trabalho, todos os que utilizam a aproximação semi-clássica nele se baseiam.

Para obtermos uma idéia de como tais cálculos são feitos, resumimos abaixo o método usado até agora. A integral (3.54) não pode em geral ser calculada analiticamente. Deve-se, pois, ou usar um método para aproximar $D(\underline{r}_1)$ por uma função que seja integrável quando multiplicada pela integral de superposição $f(\underline{r}_1, \underline{k}_r)$, ou então calcular a integral numericamente.

É oportuno fazer algumas observações sobre as funções de onda e o potencial ótico que têm sido usados. As funções de onda usadas até o presente são de várias naturezas: funções de onda de oscilador harmônico, funções de onda exponenciais simples, funções de onda de poço quadrado, funções de onda do modelo de agregados de partículas e funções de ondas numéricas obtidas de um potencial finito. As constantes nestas funções de onda são ajustadas de forma a se obter o raio (determinado, por exemplo, do espalhamento de elétrons) correto e/ou a energia de separação correta.

Quanto ao potencial ótico, várias formas têm sido utilizadas, primordialmente a forma gaussiana e a de poço quadrado. Em qualquer caso, existe uma relação unívoca entre as partes real e imaginária do potencial ótico (central) e as amplitudes para espalhamento núcleon-núcleon; daremos apenas os resultados, referindo-nos à literatura²⁰⁾ para sua demonstração.

Chamando de $U_j(r)$ e $W_j(r)$, $j=0,1,2$, respectivamente as partes real e imaginária do potencial ótico central para as partículas incidente e emergentes, e supondo uma forma gaussiana para a densidade nuclear, tem-se

$$v_j(r) = U_j(r) + iW_j(r) = (U_j^0 + iW_j^0) \exp(-r^2/b_j^2), \quad (3.64)$$

$$b_j^2 = \frac{2}{3} (a^2 + c_j^2) \quad (3.65)$$

Na eq. (3.65) a^2 é o raio quadrático médio determinado pelo espalhamento de elétrons²³⁾ e c_j^2 leva em conta o alcance finito da interação núcleon-núcleon, estando tabulado para alguns valores da energia²⁰⁾.

Levando em conta efeitos relativísticos, as relações entre U_j , W_j e as amplitudes médias, real e imaginária, para espalhamento núcleon-núcleon a zero graus, $\bar{A}_j^R(0)$ e $\bar{A}_j^I(0)$, são²⁰⁾

$$U_j^{(0)} = - \frac{4}{\pi^{1/2}} \frac{\hbar^2 c^2}{b_j^3 E_j} (A-1) \bar{A}_j^R(0) \quad (3.66)$$

$$W_j^{(0)} = - \frac{4}{\pi^{1/2}} \frac{\hbar^2}{b_j^3 E_j} (A-1) \bar{A}_j^I(0) \quad ,$$

a segunda relação expressando simplesmente o teorema ótico.

Desta rápida discussão se vê que é utilizado para as reações (p,2p) o potencial ótico obtido do espalhamento elástico, em analogia ao que é feito, por exemplo, em espalhamento inelástico. Isto significa que uma hipótese está sendo feita, qual seja a de que o potencial ótico elástico é aplicável também no caso presente. Pensamos que atualmente é difícil melhorar tal hipótese e observamos que as outras incertezas, tanto de natureza experimental como teórica, dificilmente justificariam um tratamento mais elaborado. Apesar disso, Lím e McCarthy²⁷⁾ tentaram obter através de uma análise em ondas parciais (deslocamento de fase) de experiências (p,2p), os parâmetros do potencial ótico para este processo; como se esperaria, os resultados não são de modo algum encorajadores. Discutiremos esta tentativa mais detalhadamente adiante.

Finalmente, ao término da redação deste trabalho, recebemos um trabalho de Jackson e Berggren²⁹⁾ em que uma análise em ondas parciais para o processo (p,2p) no ${}^6\text{Li}$ é comparada com a análise semi-clássica, mostrando que a concordância entre os dois resultados é boa, justificando deste modo o uso do método semi-clássico, ao menos para os casos em que o efeito da distorção não é muito grande.

4. ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo analisaremos os resultados experimentais de processos quase-livres obtidos até o presente. A fim de simplificar a discussão, analisaremos cada núcleo em separado, dando sempre que possível as interpretações em termos do modelo de camadas. Esta interpretação simples nos levará a uma exposição bastante longa, não nos permitindo fazer uma análise detalhada a respeito das interpretações possíveis em termos de outros modelos nucleares, exceto por observações ocasionais.

Selecionamos os resultados experimentais tão atualizados quanto possível, mas não selecionamos, necessariamente, os exemplos que representem os melhores resultados existentes. Muitos dos resultados que analisaremos não foram ainda publicados e de alguns nem mesmo uma prépublicação existia no momento da redação deste trabalho. Este é em particular o caso para alguns resultados^{30,31)} que nos foram fornecidos apenas como curvas experimentais preliminares, sem comentário algum dos autores exceto por discussões pessoais. (A prépublicação mencionada sob ref.³¹⁾ foi por nós recebida após estar o presente trabalho praticamente concluído; entretanto, nesta prépublicação é apenas descrito o equipamento e são apresentados os dados experimentais sem nenhuma interpretação). Conseqüentemente, não podemos estar completamente seguros, no tocante a alguns dos resultados, sobre a interpretação que os autores das experiências apresentariam. Este é, por exemplo, o caso de alguns poucos picos nos espectros de energia aos quais não nos foi possível dar uma interpretação unívoca. É possível que tais picos procedam de impurezas isotópicas (ou outras) no alvo ou da contribuição de outras reações, como (p, pd) e $(p, 2pn)$. Existe a possibilidade de impurezas isotópicas nos resultados da ref.³¹⁾, para os quais não possuímos os detalhes do alvo usado; a influência de tais

impurezas pode ser observada, por exemplo, em um resultado para o boro⁴⁾ quando se o compara com resultados mais recentes. Existe a possibilidade de contribuição de outras reações nos resultados da ref.³⁰⁾; estas reações podem contribuir a um pico no método utilizado, como se vê em trabalhos^{10, 32)} que contêm resultados de medidas semelhantes realizadas no mesmo laboratório. Entretanto, apesar dessas incertezas, que serão mencionadas na discussão detalhada que segue, pensamos que, restritas ao modelo de camadas, as interpretações dadas são bastante seguras para a grande maioria dos casos.

Limitar-nos-emos às experiências (p,2p), (com exceção do caso do deuteron, para o qual um exemplo de uma reação (e,e'p) será dado) porque estas reações são as mais extensamente estudadas dentre os processos quase-livres; além disso, como será visto abaixo, estas reações dão informações muito detalhadas e unívocas sobre a estrutura dos núcleos atômicos.

Cabem aqui algumas observações quanto à apresentação dos dados e aos resultados deles obtidos. Sempre que existam, apresentaremos os espectros de energia obtidos a duas energias diferentes e as distribuições de correlação angular correspondentes aos picos de um destes espectros.

A energia correspondente ao pico localizado no espectro de energia foi determinada diretamente das curvas com a incerteza inerente a uma determinação deste tipo. O mesmo se aplica à largura (largura total a meia altura) dos picos de energia, que foi obtida pelo mesmo processo.

As escalas horizontais que representam energias ou ângulos são as mesmas em todas as curvas, permitindo portanto a comparação direta da largura dos picos. As escalas verticais foram escolhidas de forma a se obter um tamanho razoável para as curvas. Em alguns dos resultados experimentais as seções de choque absolutas não foram medidas ou ainda não foram calculadas a partir dos dados experimentais. Sempre que uma seção de choque absoluta é dada, a normalização tem uma incerteza entre $\pm 20\%$ e $\pm 40\%$. As curvas experimentais (consideradas apenas como guias visuais) são representadas por linhas cheias, ao passo que curvas teóricas, quando existentes, são representadas por linhas pontilhadas. Em geral, marcam-se em cada curva somente três valores representativos de erros.

Mencionaremos apenas experiências (p,2p) realizadas com a finalidade específica de investigar a estrutura nu-

clear, deixando de lado algumas experiências e cálculos teóricos feitos com outras finalidades³³⁾.

A fim de evitar repetições resumiremos agora os métodos usados pelos vários grupos cujos resultados analisaremos.

Tyrén, Hillman e Waris⁴⁾ (Uppsala, Suécia), que iniciaram estas experiências, realizaram a experiência simétrica com prótons incidentes de 185 MeV e usaram telescópios de alcance para detectar os prótons emergentes, obtendo uma resolução de energia (largura total a meia altura) entre 4.5 e 5.0 MeV.

Gottschalk, Strauch e (recentemente) Wang^{10, 30, 34)} (Harvard, EE.UU.) introduziram a experiência de partilha de energia com prótons incidentes de 158 MeV e usaram cristais de absorção total de energia para detectar os prótons emergentes, obtendo uma resolução de energia de cerca de 7 MeV. Nas últimas medidas³⁴⁾ esta resolução foi melhorada para 4.0 MeV.

Garron, Jacmart, Riou, Ruhla, Teillac, Strauch, (e recentemente) Ricci, Arditi, Doubre, Liu e Valentin^{35, 36)} (Orsay, França) realizaram uma experiência aproximadamente simétrica com prótons incidentes de 155 MeV e usaram cristais de absorção total de energia para detectar os prótons emergentes, obtendo uma resolução de energia de cerca de 6 MeV. Nas medidas mais recentes deste grupo³⁶⁾, recebidas quando este trabalho já estava praticamente encerrado, foram utilizados ímãs para analisar os prótons emergentes (eliminando, pois, reações espúrias como (p, pd) e (p, p^3He)) e foi obtida uma resolução de energia de 2-3 MeV.

Tyrén, Kullander, Sundberg, Ramachandran e Isacson^{31, 37)} (Chicago, EE.UU.) realizaram a experiência simétrica com prótons incidentes de 460 MeV e usaram ímãs para analisar os prótons emergentes (eliminando reações espúrias), obtendo uma resolução de energia de 2.2 MeV.

Tibell, Sundberg e Renberg³⁸⁾ (Uppsala, Suécia) realizaram a experiência simétrica com prótons incidentes de 185 MeV e usaram telescópios de alcance para detectar os prótons emergentes, obtendo uma resolução de energia de 3.2 MeV.

4.1 Núcleos da Camada Ia

Como as experiências $(p, 2p)$ são realizadas primordialmente com a finalidade de investigar a estrutura de cam

das, e como não se espera que núcleos com muito poucos núcleons tenham uma estrutura de camadas, poucas experiências foram feitas com núcleos da camada 1s. Julgamos, entretanto, que mais atenção deveria ser dada a estes núcleos, tanto para entender melhor sua estrutura como para entender melhor as próprias reações (p, 2p).

${}^2_1\text{H}_1$: Para o dêuteron existe um primeiro resultado publicado³⁹⁾ da experiência (e, e'p). Apesar de esta experiência ter sido feita com uma finalidade distinta, qual seja a de determinar o fator de forma do neutron, a apresentamos como ilustração na fig. 4.1 o espectro de energia

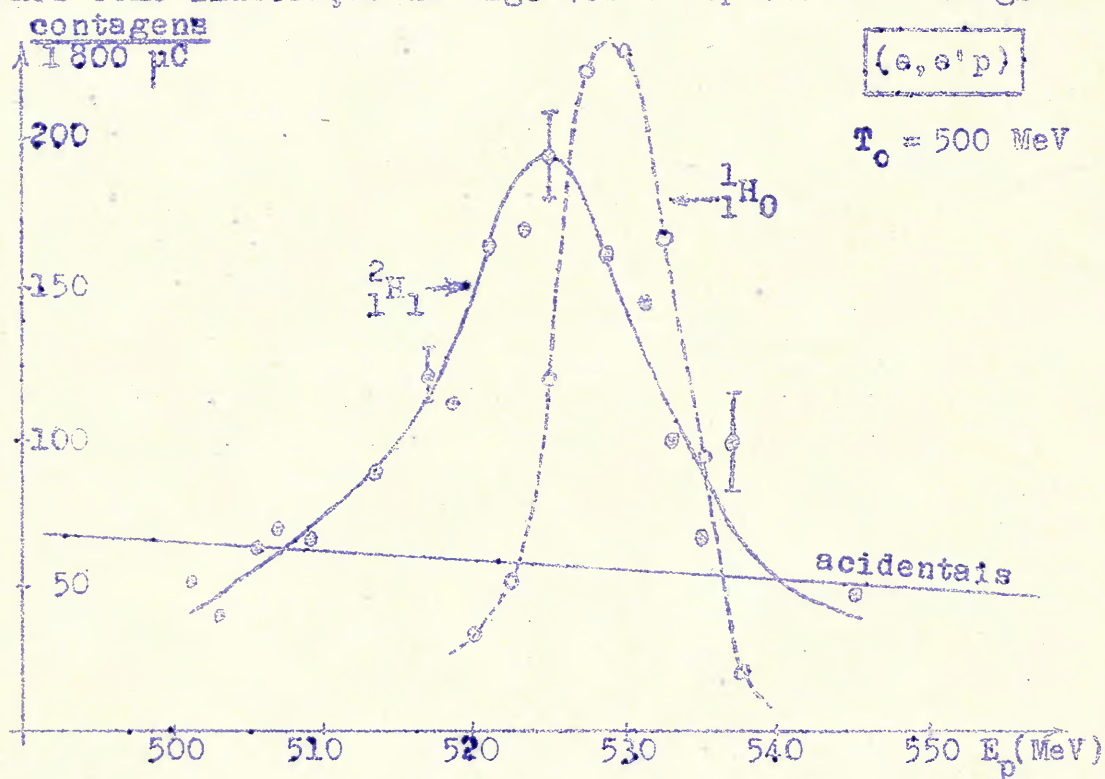


Figura 4.1

correspondente. O pico de energia devido ao ${}^1\text{H}$ é representado por uma linha pontilhada, (que neste caso não representa uma curva teórica) e o pico devido ao ${}^2\text{H}$ por uma linha contínua, que parece a uma energia menor. Sendo esta experiência muito difícil, a estatística não é ainda muito boa, mas qualitativamente obtém-se o resultado esperado. A distribuição de correlação angular, obtida³¹⁾ de uma experiência (p, 2p), é apresentada na fig. 4.2. Entre as duas flechas marcadas na fig. 4.2 há a contribuição de uma pequena mistura de hidrogênio presente no alvo. Portanto, os pontos entre estas flechas deveriam ter sido corrigidos para esta contaminação de hidrogênio, o que não foi feito na experiência devido às dificuldades que esta correção apresenta.

Como já explicado qualitativamente na seção 2.3 e quantitativamente nas seções 3.1 e 3.2, a distribuição de cor

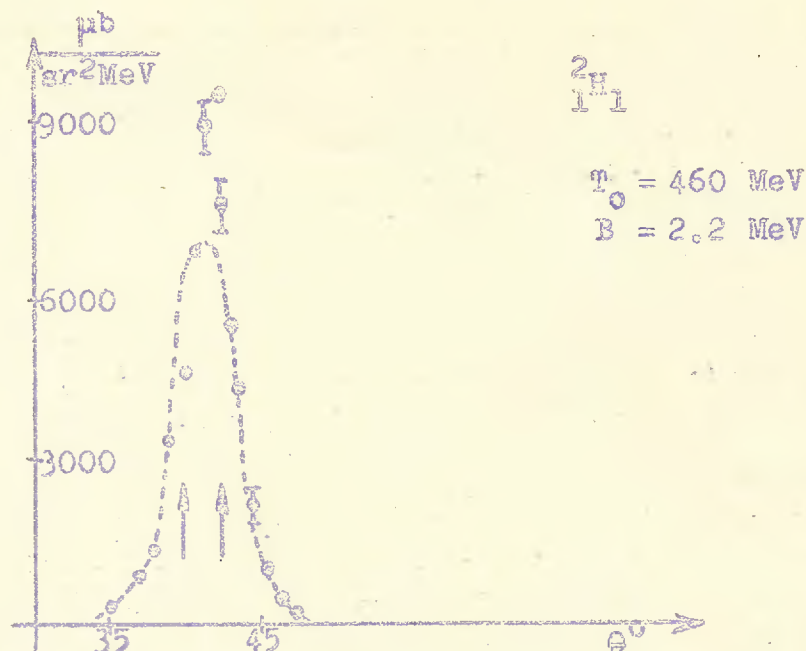


Figura 4.2

relação angular está diretamente relacionada à distribuição de momentum. Na presente experiência a correlação angular foi obtida tomando espectros de energia em vários ângulos e representando graficamente as áreas sob o pico no espectro de energia contra os ângulos. Vê-se, pois, na fig. 4.2, que o pico decresce quando o ângulo é alterado de 41.5° para outros valores em ambas as direções, significando que o valor mais provável do momentum do próton no deuteron é $q = 0$. Esta distribuição de correlação angular é característica de um próton s, configuração esperada para o deuteron.

A linha pontilhada representa a transformada de Fourier de uma distribuição espacial de Hulthén. A concordância com os pontos experimentais é muito boa, exceto na região entre as flechas, onde existe a contaminação de hidrogênio.

Para concluir observamos que nos parece muito útil realizar uma análise detalhada, tanto experimental como teórica, da reação ${}^2\text{H}(p,2p)n$; sendo esta a reação $(p,2p)$ mais simples que existe, pode-se esperar, a partir dos resultados, aprender muito sobre as aproximações envolvidas em reações quase-livres (cf., v.g., Kuckes, Wilson e Cooper³³), Griffiths e Knight³³).

${}^4\text{He}_2$: O próximo núcleo para o qual existem resultados experimentais é o ${}^4\text{He}$; na fig. 4.3 o espectro de energia obtido³¹) é mostrado.

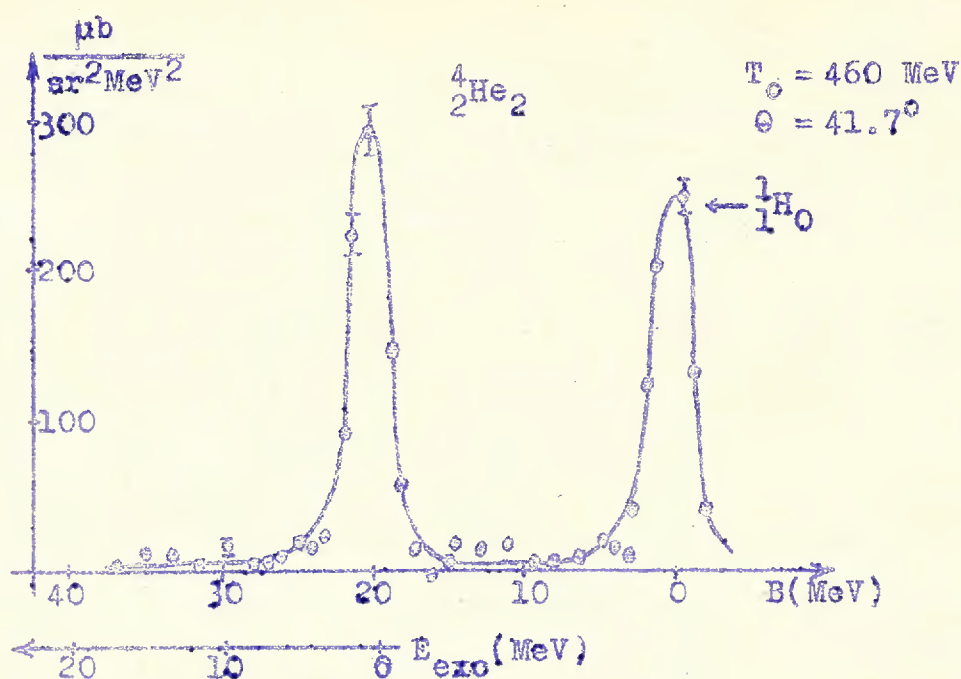


Figura 4.3

Vê-se um pico a uma energia de 0.0 MeV, que corresponde a uma contaminação de hidrogênio no alvo. Este mesmo pico aparece em uma série de outros espectros de energia nos trabalhos originais, mas sistematicamente o eliminamos para evitar possíveis confusões. É claro que, do ponto de vista experimental, este pico é muito útil para a calibração da energia. Além do pico a 0.0 MeV, vê-se um pico a uma energia de 20.7 MeV com uma largura de 2.2 MeV; a energia de separação do próton no ${}^4\text{He}$, calculada da tabela de massas nucleares⁴⁰⁾, é de 19.8 MeV (citamos apenas tantas decimais quantas são significativas para as experiências presentes) de modo que, dentro da precisão experimental, o núcleo residual permanece em seu estado fundamental. Em experiência feita pelo grupo de Uppsala⁴⁾ o espectro foi medido até energias de excitação de cerca de 30 MeV, não sendo encontrada estrutura alguma no fundo⁴¹⁾. Isto parece indicar que a estrutura do ${}^3\text{H}$ é muito semelhante à estrutura de um núcleo de ${}^4\text{He}$ com um furo de próton, significando pois que o arrancamento de um próton influi pouco sobre o potencial nuclear, um efeito que parece surpreendente.

Na fig. 4.4 mostra-se a distribuição de correlação angular do pico de 20.7 MeV. Vê-se novamente uma distribuição característica de um estado s , o que significa ser o próton arrancado um próton s no ${}^4\text{He}$. Na ref.⁴¹⁾ (fig. 5) pode-se ver como estas correlações são em geral obtidas, medindo espectros de energia em vários ângulos.

Não há cálculos teóricos presentemente para o ${}^4\text{He}$.

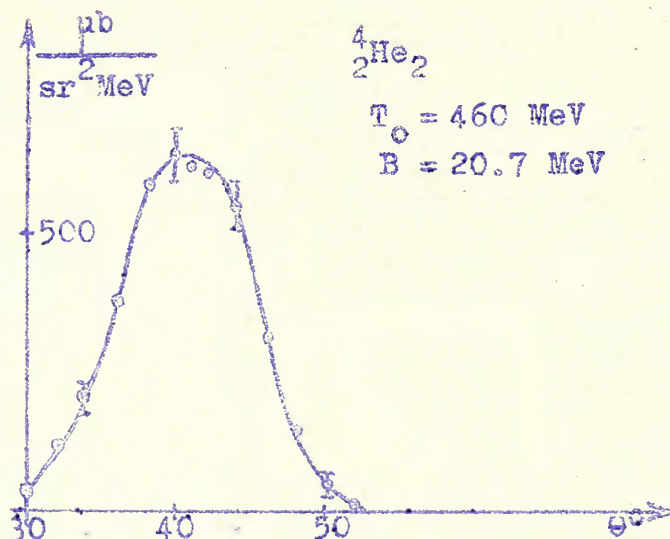


Figura 4.4

4.2 Núcleos da Camada 1p

Os núcleos da camada 1p foram estudados extensivamente, tanto experimental como teoricamente. Poderemos, pois, apresentar nesta seção uma discussão bastante detalhada. Tentaremos identificar os picos nos espectros de energia tanto quanto possível com estados de um único furo do núcleo residual, e compararemos resultados experimentais e teóricos. Procuraremos discutir cada núcleo tão independentemente quanto possível, mas será inevitável muitas vezes fazer referência a casos anteriores. Ao discutirmos o ${}^6\text{Li}$, por exemplo, faremos algumas observações teóricas aplicáveis ao estudo de outros núcleos, às quais, portanto, teremos de nos referir.

${}^6_3\text{Li}_3$: Há algum tempo o ${}^6\text{Li}$ suscitou discussões, pois haviam sido feitas experiências³⁵⁾ com resoluções de energia e resoluções angulares insuficientes, de modo que o pico correspondente ao próton menos ligado do ${}^6\text{Li}$ não havia sido separado do pico devido ao ${}^1\text{H}$; conseqüentemente o próton menos ligado do ${}^6\text{Li}$ parecia ser um próton s, em contradição com o modelo de camadas. Formularam-se inclusive justificativas para esta aparente anomalia^{42, 43)} que, entretanto, não foram satisfatórias²⁸⁾. Pouco tempo depois a situação ficou esclarecida⁴⁴⁾ podendo-se ver da discussão abaixo como este caso se apresenta atualmente.

Na fig. 4.5 vê-se o espectro de energia da reação ${}^6\text{Li}(p, 2p){}^5\text{He}$, como foi obtido em Uppsala^{38, 44)}.

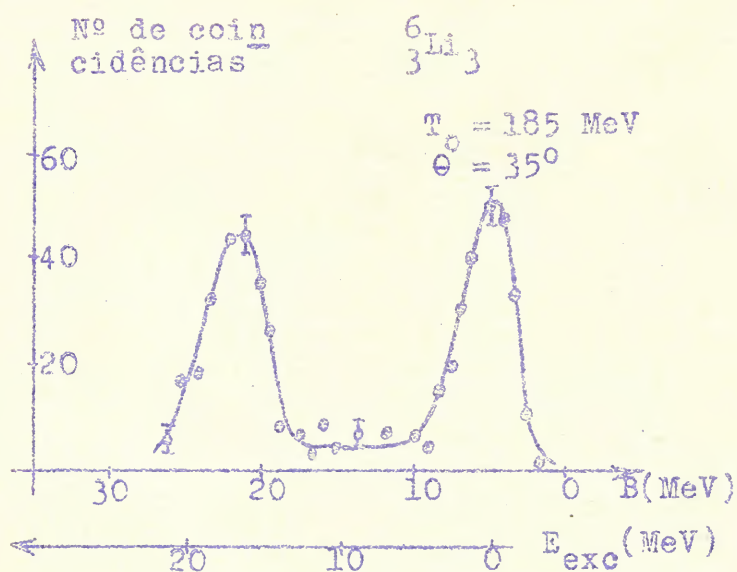


Figura 4.5

A fig. 4.6 mostra o mesmo resultado como foi obtido em Chicago³¹⁾. Como o espectro da experiência de Uppsala³⁸⁾

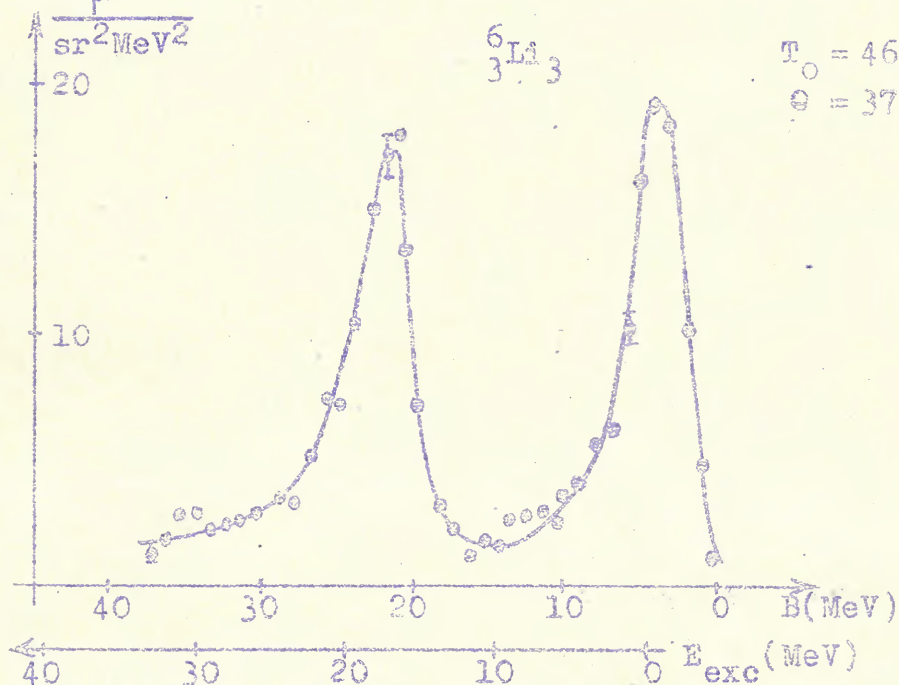


Figura 4.6

foi obtido a um ângulo de 35° , não há vestígios do pico de hidrogênio. Entretanto, a um ângulo de 42.5° este pico é visto com grande intensidade⁴⁴⁾ sendo aparente a necessidade de boas resoluções de energia e angular para separar os dois picos. Os dois picos na fig. 4.5 ocorrem a uma energia de 5.0 MeV com uma largura de 4.0 MeV e a uma energia de 23.0 MeV com uma largura de 4.7 MeV. Os dois picos na fig. 4.6 ocorrem a uma energia de 4.8 MeV com uma largura de 3.5 MeV e a uma energia de 22.0 MeV com

uma largura de 4.0 MeV. O núcleo residual ${}^5\text{He}$ é instável frente à emissão de um neutrão; há estados ressonantes⁴⁵⁾ para o sistema neutron-alfa, além do "estado fundamental" $p_{3/2}$, a energias de cerca de 4.5 MeV (largura de cerca de 4 MeV, $p_{1/2}$) e a 16.7 MeV (largura de 0.08 MeV, $\frac{3}{2}$). Como a energia de separação do próton menos ligado do ${}^6\text{Li}$ é de 4.7 MeV, podemos interpretar o pico de menor energia nas figs. 4.5 e 4.6 como sendo devido ao arrancamento do próton menos ligado, permanecendo o núcleo residual ${}^5\text{He}$ em seu "estado fundamental". Em outras palavras, um dos prótons $p_{3/2}$ do ${}^6\text{Li}$ foi arrancado pelo próton incidente; a contribuição do estado $p_{1/2}$, calculada por Dietrich⁴⁵⁾ em acoplamento intermediário, deveria ser menor por um fator de aproximadamente 5 e, além disso, sendo o estado $p_{1/2}$ bastante largo, deveria de qualquer modo contribuir muito pouco para o pico.

Antes de passarmos à análise do pico na região de 22 MeV, desejamos fazer uma observação geral. Sempre que um núcleon é arrancado de uma camada interna de um núcleo com spin não nulo, o núcleo residual pode ficar em pelo menos dois estados, com probabilidades proporcionais aos fatores estatísticos; isto porque as diferentes combinações possíveis do spin do furo com o spin do núcleo darão lugar, em geral, a um desdobramento em energia. Por exemplo, se o estado fundamental de um núcleo é um estado 1^+ e um núcleon é arrancado de uma camada interna $\frac{1}{2}^+$, os estados finais possíveis são $\frac{3}{2}^+$ e $\frac{1}{2}^+$, resultantes do acoplamento do estado - furo $\frac{1}{2}^+$ com o estado 1^+ do núcleo. As intensidades com que estes dois estados contribuem ao espectro de energia de vem estar na razão $(2 \times 3/2 + 1)(2 \times 1/2 + 1)^{-1} = 2$, se igual distorção é suposta para ambos. A este desdobramento em energia chamaremos de desdobramento jj .

Este é exatamente o caso para o pico na região de 22 MeV. Escolhemos propositadamente o exemplo do ${}^6\text{Li}$, que tem um estado fundamental 1^+ ; no caso presente um próton é arrancado da camada $1s_{1/2}$ (veja-se abaixo), deixando portanto o núcleo residual ${}^5\text{He}$ em dois estados altamente excitados; um estado $\frac{1}{2}^+$ e um estado $\frac{3}{2}^+$. O estado $\frac{3}{2}^+$ corresponde muito provavelmente ao estado⁴⁵⁾ a 16.7 MeV. Os dois estados deveriam ser excitados numa razão 2:1, supondo que a distorção seja a mesma para ambos. Uma análise do resultado na fig. 4.6 mostra claramente que existe um segundo pico, menos intenso, na região de mais alta energia ao lado do pico de 22 MeV. Isto está em concordância com a discussão acima: o pico mais intenso corresponde ao estado-furo $\frac{3}{2}^+$ existindo um outro estado-furo com intensidade metade. De u-

na análise superficial que realizamos, supondo que os dois picos tivessem forma triangular, a posição do centro do pico $\frac{1}{2}^+$ ficou determinada entre 25 MeV e 26 MeV, dando portanto para o desdobramento jj mencionado um valor entre 3 MeV e 4 MeV. Isto significa que o estado do ${}^5\text{He}$ que existe⁴⁵⁾ a uma energia de cerca de 20 MeV deveria ser um estado $\frac{1}{2}^+$. Entretanto, a razão que obtivemos para as intensidades dos dois picos foi de aproximadamente 3, ao invés do valor 2 que se esperaria. A análise acima nos permite determinar também o sinal do desdobramento jj: o estado que tem os dois momenta angulares paralelos possui energia maior (portanto menor em valor absoluto) do que o estado que tem os dois momenta angulares antiparalelos.

Os valores atribuídos aos momenta angulares dos dois picos no espectro de energia é confirmado pelos resultados das correlações angulares³⁸⁾ mostrados na fig. 4.7. Vê-se clara

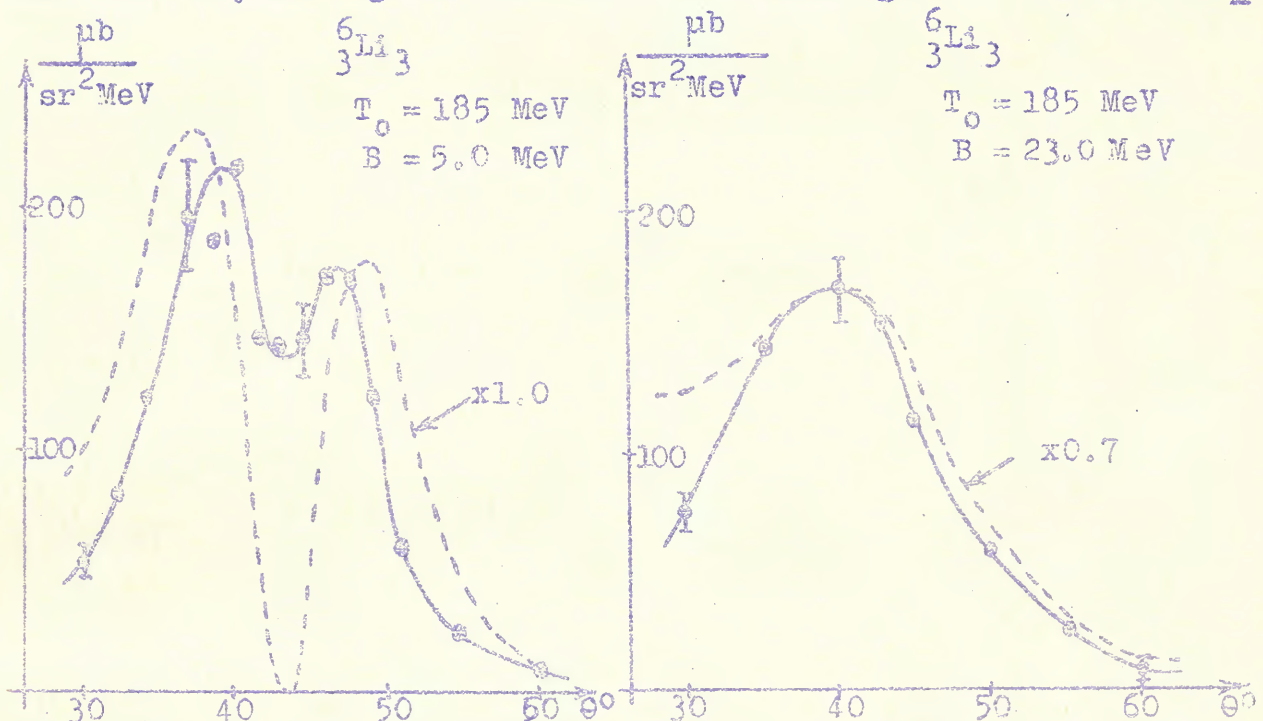


Figura 4.7

mente que os picos nas figs. 4.5 e 4.6 têm distribuições de correlação angular características de estados s e p , sendo que o mínimo do estado p é enchido bastante mais do que em outros núcleos, como veremos a seguir. Isto se pode entender com o seguinte argumento qualitativo: como a energia de separação do próton p no ${}^6\text{Li}$ é muito pequena (4.7 MeV), a função de onda no espaço de configuração se estende a regiões de r bastante grande; conseqüentemente, a função de onda no espaço de momentum terá uma quantidade grande de componentes de momenta relativamente pequenos, tendo, pois, os dois máximos muito próximos. (Esta é uma

das razões da não separação dos dois máximos nas experiências já mencionadas³⁵⁾.

Permitimo-nos neste ponto uma pequena digressão que versará sobre os cálculos de distribuições de correlação angular, de modo a podermos mais adiante simplesmente mencionar os resultados.

Foram realizados vários cálculos para as correlações angulares do ${}^6\text{Li}$. Fizeram-se algumas análises com ondas planas, isto é, análises em que $D(\underline{r})$ na eq.(3.54) foi tomado igual a um, com a finalidade de obter uma compreensão qualitativa do comportamento da seção de choque. Numa destas análises com ondas planas^{35,47)} foram utilizadas funções de onda de oscilador harmônico, a constante do oscilador harmônico tendo sido ajustada aos dados experimentais. Com esta constante pode-se calcular o raio nuclear e comparar seu valor com o valor obtido por outros métodos²³⁾; a concordância não é muito boa para o caso de ${}^6\text{Li}$ (entre outras razões porque a análise se baseou em dados experimentais insuficientes) assim como para a maioria dos demais casos. Outra análise com ondas planas foi realizada⁴³⁾ usando funções de onda do modelo de agregados de partículas, mas devido a um lamentável erro nos cálculos (vide errata da ref.⁴³⁾) o resultado para o próton p não está correto, apesar de concordar razoavelmente com os dados experimentais insuficientes existentes na época. Foi também realizado um cálculo⁴⁸⁾ considerando apenas o duplo espalhamento, e tentando explicar o enchimento do mínimo apenas com este efeito, mas não tentando obter valores absolutos de seção de choque. A concordância não é muito boa.

Análises com ondas distorcidas seguindo a linha mencionada na seção 3.3 foram feitas por vários autores^{26,49-52)} para o ${}^6\text{Li}$. Sakamoto^{49,50)} utilizou funções de onda de potencial de poço quadrado e um potencial imaginário puro, também de poço quadrado, para descrever a distorção. Os resultados são bons, pois reproduzem razoavelmente a forma da correlação angular e muito bem o valor absoluto da seção de choque.

Em outros trabalhos^{26,51)} foram usados dois tipos de funções de onda: funções de onda de oscilador harmônico e funções de onda exponenciais com forma radial $r^L \exp(-\alpha_L r)$, em que L é o momentum angular e α_L está relacionado à energia de separação B_L por $\alpha_L = k^{-1}(2M|B_L|)^{1/2}$. Para a distorção foi usado um potencial complexo de forma gaussiana. Para o estado g a concordância para ambas as funções de onda é razoável tanto na forma como no valor absoluto; entretanto, para o estado p e a-

côrdo é mau na forma e no valor absoluto para funções de onda de oscilador harmônico e razoável em forma mas mau em valor absoluto para as funções de onda exponenciais.

Os melhores cálculos existentes no momento para este caso são devidos a Johansson e Sakamoto⁵²⁾. Neste trabalho foram usadas funções de onda de um potencial finito e um potencial complexo de poço quadrado para a distorção. Um dos resultados é visto na fig. 4.7 (linha pontilhada). A forma é bastante bem reproduzida para ambos os estados, enquanto que os valores absolutos são bons para o estado p e um pouco grandes para o estado s . Deve-se ainda notar que o efeito da resolução angular finita não foi levado em conta para este resultado particular; entretanto, este efeito pode ser visto em outro resultado do mesmo trabalho verificando-se que não é desprezível e que contribui para encher o mínimo.

Já nos referimos atrás a uma análise em ondas parciais feita por Lim e McCarthy²⁷⁾, com a finalidade precípua de determinar parâmetros do potencial ótico, parâmetros da função de onda e a intensidade do potencial de dois corpos. Mostra-se nesse trabalho que se pode obter um acôrdo razoável entre os resultados calculados e os resultados experimentais ajustando convenientemente os parâmetros, mas que não há dados experimentais suficientemente precisos para determinar unívocamente estes parâmetros; parece-nos que esta conclusão era de se esperar desde o início. Um acôrdo satisfatório com os dados experimentais foi obtido para valores não muito razoáveis dos parâmetros do potencial ótico.

Além disso, julgamos haver uma contradição intrínseca nos resultados obtidos por McCarthy no decorrer do tempo, que talvez possa ser explicada por uma melhoria nos métodos de cálculo. Foi dito⁵³⁾ que: "na mesma categoria" (isto é, que não têm significado algum) estão tentativas de relacionar a transferência de momentum observada numa reação $(p, 2p)$ à distribuição de momentum do núcleo". Esta afirmativa foi intensamente discutida na Conferência de Pádua (vide pgs. 100/1, 118/9, ref. 53). Por outro lado, foi dito²⁷⁾ que: "Portanto parece que uma análise com ondas distorcidas de experiências $(p, 2p)$ determina a função de onda de partícula única muito bem". Isto significaria que efeitos de focalização do tipo introduzido por Benioff⁵⁴⁾ e McCarthy⁵³⁾ não seriam importantes em reações $(p, 2p)$.

Como vimos acima, o conhecimento analítico exato da função de onda no espaço de configuração e da distorção de

termina a distribuição de momentum distorcida. Por outro lado, da distribuição de momentum determinada experimentalmente as funções de onda não podem ser obtidas univocamente, pela simples razão de que a experiência não dá a distribuição de momentum exata, mas somente uma distribuição de momentum distorcida em uma região limitada do espaço de momentum. Conseqüentemente, pensamos que nenhuma das duas afirmativas citadas deve ser encarada muito literalmente, e que a maneira em que o problema é posto naqueles trabalhos^{27,53)} não é a mais adequada. Pode-se determinar de experiências (p,2p) a distribuição de momentum distorcida e, conhecendo a distorção, o comportamento geral da função de onda no espaço de configuração. E é realmente apenas isto que se deseja obter com estas experiências. Voltaremos a este ponto no próximo capítulo. Por outro lado, como já foi mencionado, parece-nos ser, ao menos presentemente, um modo muito indireto este de tentar obter parâmetros do potencial ótico a partir de experiências (p,2p).

Em nossa opinião, a melhor informação que de momento nos pode dar uma análise em ondas parciais é a comparação de valores absolutos de seções de choque e de formas de distribuição angular obtidas teoricamente com os resultados experimentais, usando parâmetros determinados em outras experiências. E, mais do que isso, uma verificação da validade ou não da aproximação semi-clássica. Esta foi a atitude tomada por Jackson e Berggren²⁹⁾. Verificaram estes autores que o acôrdo entre os resultados teóricos obtidos através de uma análise em ondas parciais e os obtidos através de um cálculo semi-clássico concordam bastante bem, o que é muito encorajador. Lamentavelmente o cálculo feito por Jackson e Berggren refere-se apenas ao ${}^6\text{Li}$, em que a distorção é fraca. A extensão destes cálculos a núcleos em que a distorção é mais intensa seria muito interessante, e pensamos que deva estar em andamento.

${}^7_3\text{Li}_4$: Mostraremos a seguir para o ${}^7\text{Li}$ dois resultados, um deles⁴⁾ na fig. 4.8 e o outro³¹⁾ na fig. 4.9. O resultado a 185 MeV mostra um pico a 11.3 MeV, tendo uma largura de 7.1 MeV, e um pico a 26.5 MeV tendo uma largura de 8.8 MeV. Estes resultados foram satisfatoriamente confirmados por outros grupos^{35,38)}; comparando as diferentes medidas deve-se levar em conta que a primeira delas⁴⁾ foi feita com uma impureza de 7% de ${}^6\text{Li}$ no alvo. O resultado a 460 MeV mostra um pico a 11.6 MeV, com largura de 5.8 MeV e um pico a 25.7 MeV, com largura de 5.9 MeV.

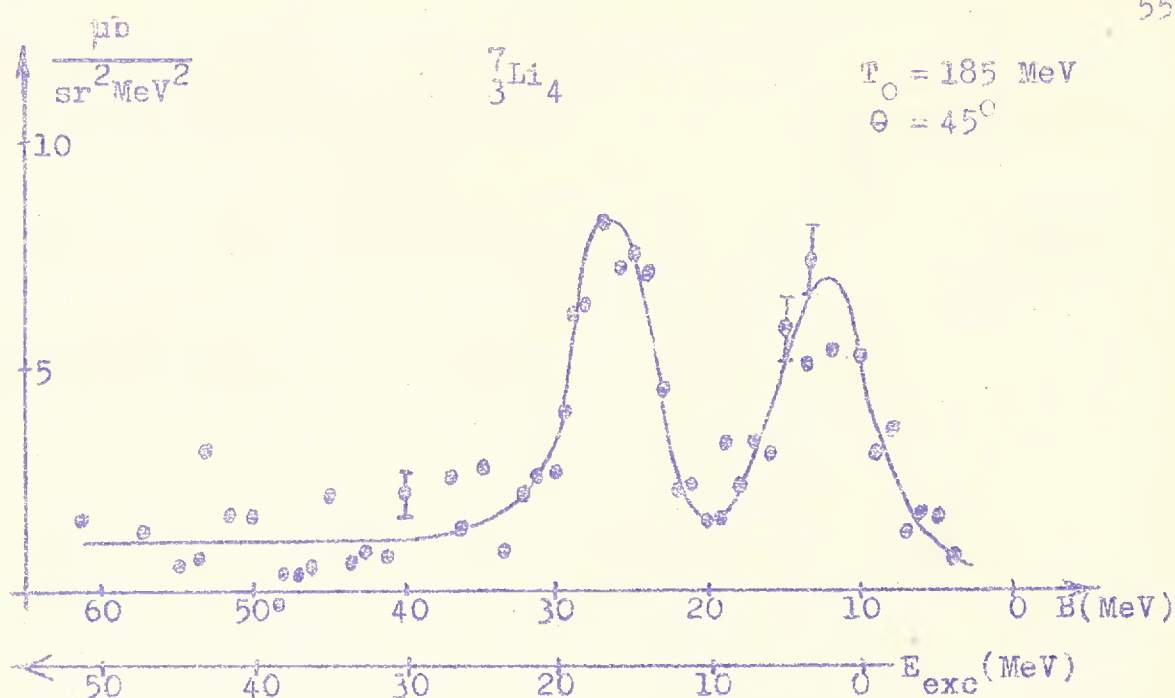


Figura 4.8

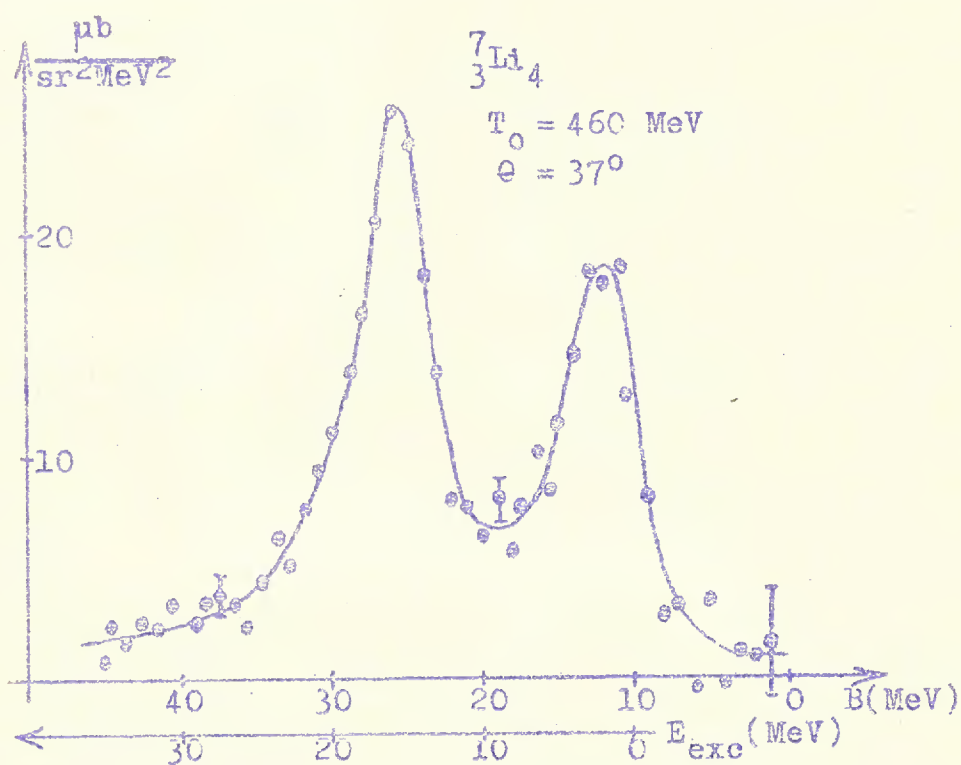


Figura 4.9

O pico de menor energia corresponde aproximadamente à energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ${}^7\text{Li}$, isto é, 10.0 MeV. A diferença em energia e a largura relativamente grande deste pico são muito possivelmente causadas pelo fato de o primeiro estado excitado⁴⁵⁾ 2^+ a 1.7 MeV, e o estado fundamental 0^+ do núcleo residual ${}^6\text{He}$ serem excitados com probabilidades comparáveis^{38,44,46)}. Concluímos, pois, que este pico corresponde ao arrancamento de um próton $p_{3/2}$ do ${}^7\text{Li}$, sendo

isto confirmado pela correlação angular (veja-se abaixo).

Para o pico de maior energia, que corresponde ao arrancamento de um próton s (veja-se abaixo), aplica-se o raciocínio referente ao desdobramento jj feito para o ${}^6\text{Li}$, com a ressalva de que os dois estados excitados têm spin-paridade 1^- e 2^- e conseqüentemente a razão entre os picos será $5/3$. Estados excitados do ${}^6\text{He}$ na região de 15 MeV de energia de excitação não são conhecidos⁴⁵⁾.

O resultado para a correlação angular^{38,44)} é visto na fig. 4.10 e está de acôrdo com o que se espera do modê

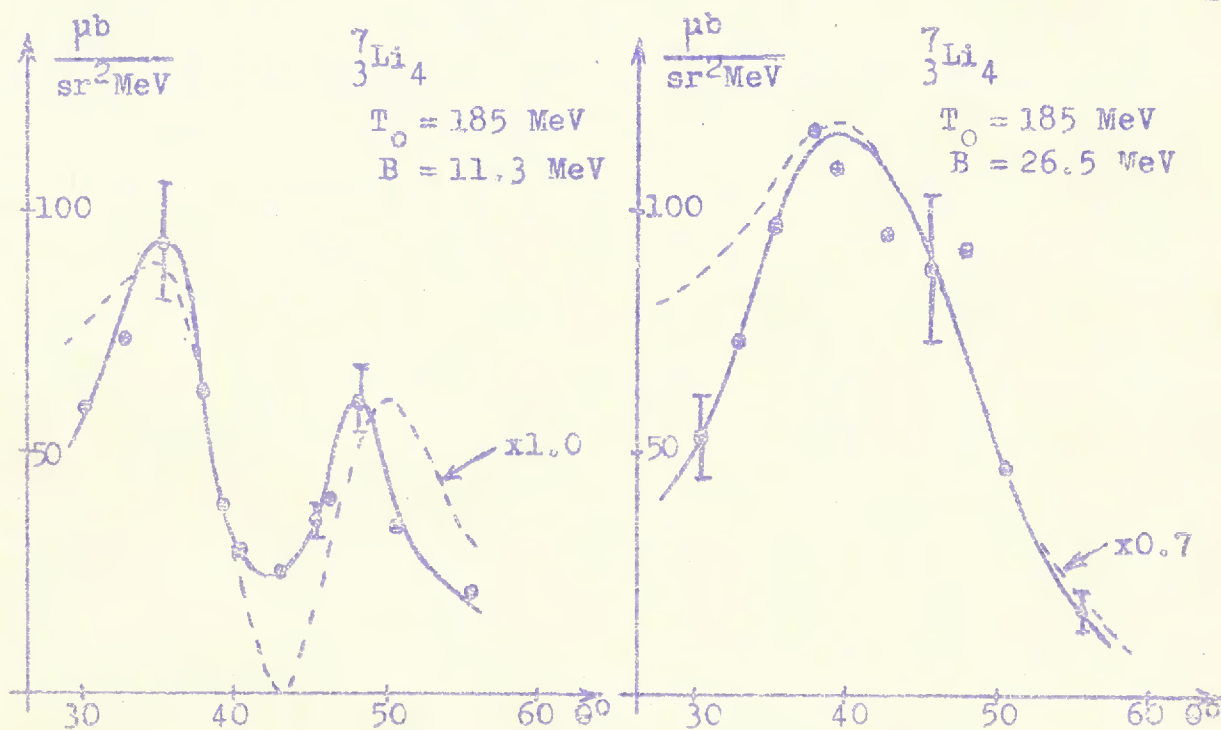


Figura 4.10

lo de camadas. O pico menos ligado tem uma distribuição de momentum característica de um estado p e o pico mais ligado a de um estado s . O mínimo no caso do ${}^7\text{Li}$ é muito mais pronunciado do que no do ${}^6\text{Li}$; como já foi explicado qualitativamente, uma das razões para isto é a maior energia de separação do próton p no ${}^7\text{Li}$.

Vários cálculos foram feitos para o ${}^7\text{Li}$. O primeiro foi realizado por Maris⁹⁾ para energias incidentes de 180 MeV e 400 MeV. Verificou-se posteriormente que as constantes utilizadas na época não eram as melhores; além disso a finalidade do trabalho era a de obter uma primeira impressão de como tais cálculos poderiam ser feitos e como seria a concordância com a experiência. Este acôrdo é bom na forma da seção de choque mas os valores absolutos não concordam muito bem. Um cálculo similar foi feito por Rosenblum⁵⁵⁾, com resultados semelhan-

tes.

Seguindo a mesma linha já mencionada atrás, outros cálculos foram feitos^{26, 51)} com o resultado de que a forma e o valor absoluto da seção de choque são razoavelmente bem reproduzidos para o estado p com funções de onda de oscilador harmônico e para o estado s com funções de onda exponenciais.

Os melhores cálculos com ondas distorcidas existentes presentemente são os de Johansson e Sakamoto⁵²⁾, feitos da maneira já explicada e apresentados na fig. 4.10. Vê-se que o acôrdo tanto na forma como no valor absoluto é bom.

${}^9_4\text{Be}_5$: Os espectros de energia a³⁸⁾ 185 MeV e a³¹⁾ 460 MeV são apresentados nas figs. 4.11 e 4.12 respectivamente. Na fig. 4.11 vê-se um pico a 18.7

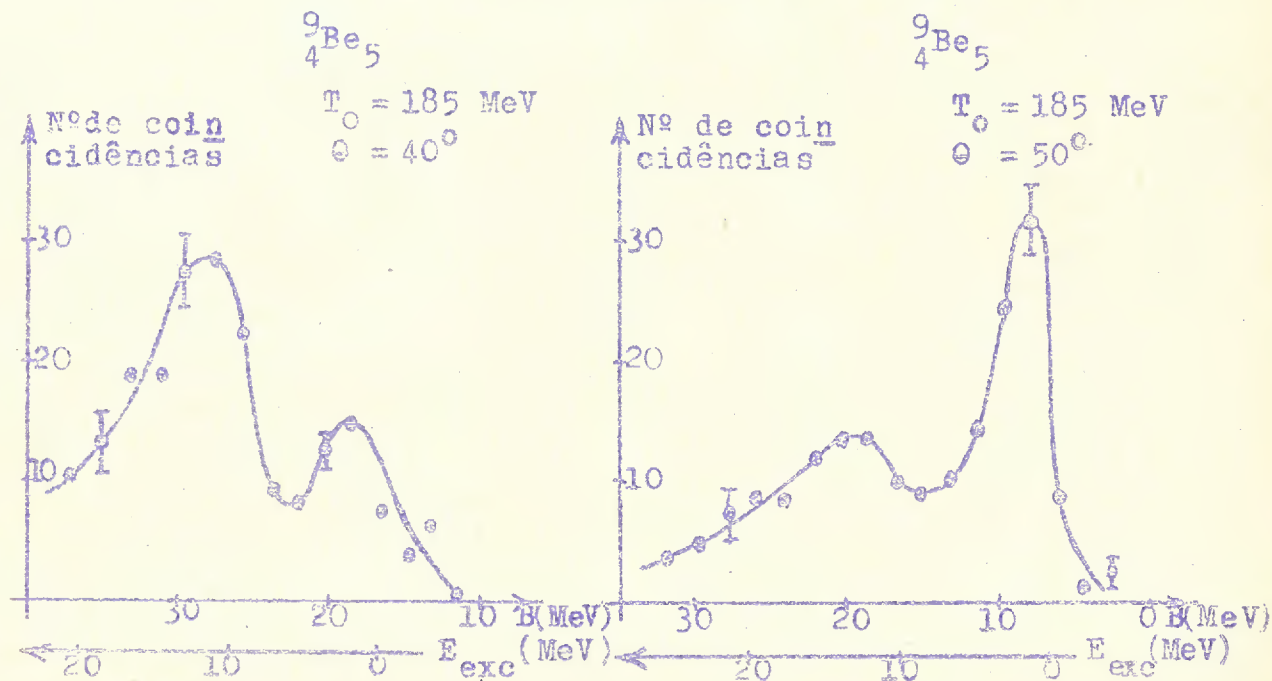


Figura 4.11

MeV com uma largura de cêrca de 5 MeV e um pico a 28.5 MeV com uma largura de cêrca de 10 MeV. Entretanto, em um ângulo de 50° (fig. 4.11), onde o pico a 28.5 MeV não contribui para o pico de 18.7 MeV, a largura dêste último é de 4.0 MeV. Na fig. 4.12 há um pico a 16.8 MeV com uma largura de 4.0 MeV e um pico centrado em 26.5 MeV com uma largura de 10 MeV, que provàvelmente é o resultado da superposição de pelo menos dois picos. Sendo de 16.7 MeV a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ${}^9\text{Be}$, os resultados nos mostram que o pico de menor energia correspon

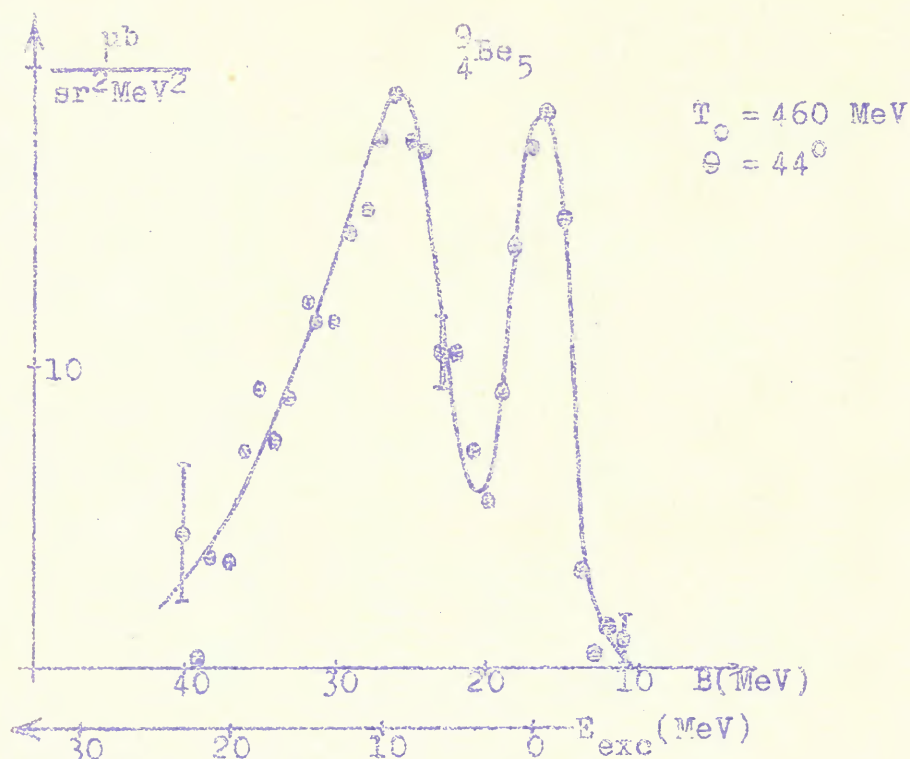


Figura 4.12

de ao arrancamento do próton do estado superior, deixando o núcleo residual ${}^8\text{Li}$ em seu estado fundamental. Entretanto, os resultados experimentais, especialmente a 185 MeV, não excluem a excitação, apesar de com intensidade menor, dos estados excitados⁴⁵⁾ de menor energia do ${}^8\text{Li}$ (3^+ a 0.98 MeV, 3^+ a 2.26 MeV e talvez até o estado 1^+ a 3.22 MeV). Quanto ao outro pico, como não há níveis conhecidos⁴⁵⁾ no ${}^8\text{Li}$ acima de 3.22 MeV, é difícil acrescentar algo ao que já foi dito acima sobre o desdobramento jj . Este desdobramento daria origem a dois estados, excitados na razão de 5/3, correspondendo ao arrancamento de um próton de um estado $\frac{1}{2}^+$. Entretanto, devido à largura do pico, que é de aproximadamente 10 MeV, é provável que outro efeito venha a contribuir a este caso; é bem possível, como proposto por Maris^{8,56)}, que todos os estados interiores tenham uma largura natural, devido a sua vida média finita. Este é também o caso para os estados g do ${}^6\text{Li}$ e do ${}^7\text{Li}$, mas o efeito certamente crescerá quanto maior for o número de núcleons acima da camada interna. Voltaremos a este ponto no capítulo seguinte. Pensamos que a interpretação do espectro de energia do ${}^9\text{Be}$ não está ainda bastante clara; não há cálculos que permitam interpretar os espectros de energia em maior detalhe.

O núcleo de ${}^9\text{Be}$ parece ter uma estrutura bastante semelhante a duas partículas alfa mais um neutron, o que é corroborado pela grande energia de separação do próton menos ligado e pela não muito grande energia de separação do próton mais

ligado. Espera-se, pois, que o ${}^9\text{Be}$ seja bastante deformado e que o modelo de camadas não descreva muito bem este núcleo. Conseqüentemente se espera que o momentum angular não seja um bom número quântico e os resultados da correlação angular, fig. 4.13,

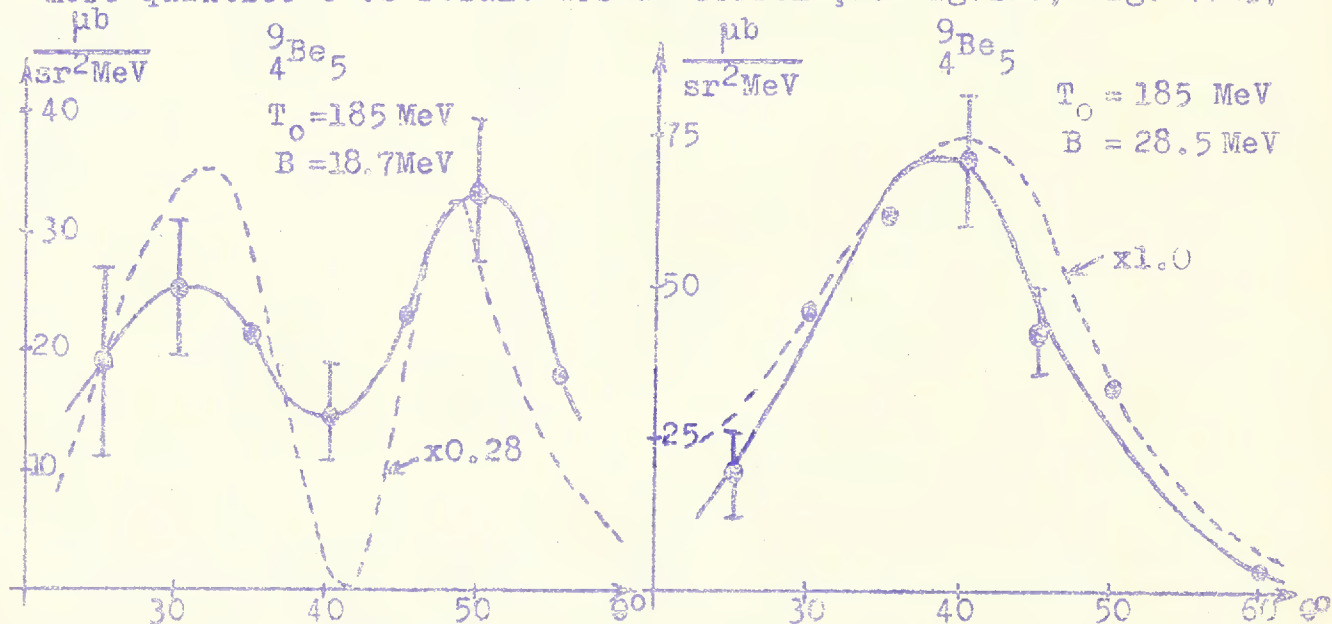


Figura 4.13

são mais bem analisados em termos do argumento de paridade já apresentado na seção 3.3, isto é, atribuiremos apenas um valor à paridade dos estados a que correspondem os picos de energia. Vamos que o pico de menor energia tem uma distribuição de momentum característica de um estado de paridade negativa (mínimo em cerca de 40°) e o pico de mais alta energia tem uma distribuição característica de um estado de paridade positiva (máximo em cerca de 40°).

As linhas pontilhadas na fig. 4.13 indicam os resultados teóricos²⁶⁾ obtidos com funções de onda exponenciais de modelo de partícula única e levando em conta a distorção da maneira já descrita; vê-se que a concordância é aceitável.

${}^{10}_5\text{B}_5$: Os espectros de energia do ${}^{10}\text{B}$ a 35) 155 MeV e a 31) 460 MeV são apresentados nas figs. 4.14 e 4.15 respectivamente.

Na fig. 4.14 se vêem ao redor de 10 MeV dois picos resolvidos distintamente, localizados a 8 MeV com largura de cerca de 6 MeV e a 14 MeV com largura de cerca de 9-10 MeV. Além destes, existe um pico a cerca de 31 MeV, com cerca de 15 MeV de largura. Na fig. 4.15 podemos ver um pico bastante largo e assimétrico a 6.6 MeV com 5.1 MeV de largura, que provavelmente corresponde à superposição de dois picos, um pico a 16.4 MeV

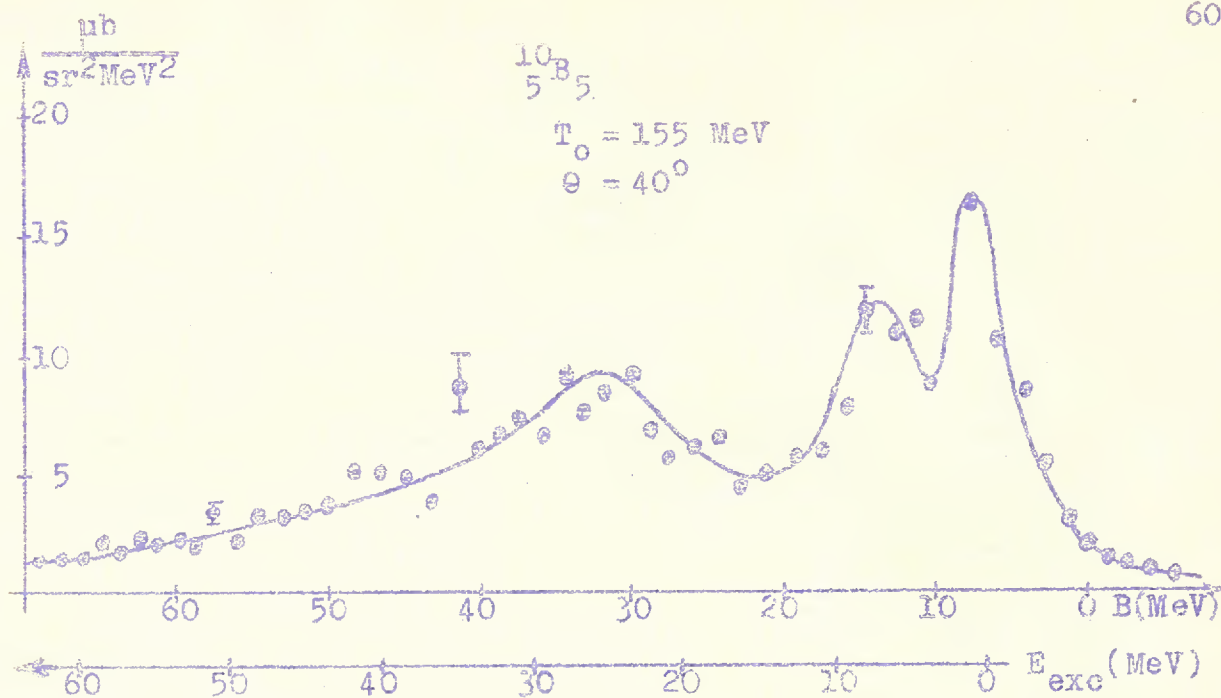


Figura 4.14

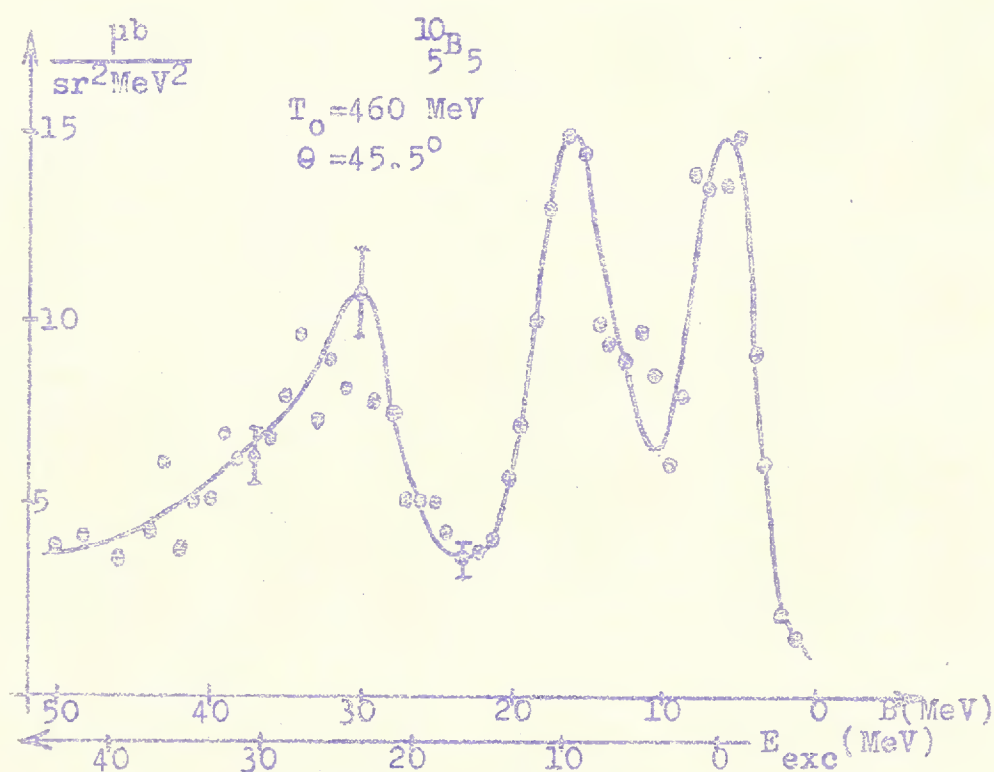


Figura 4.15

com largura de 4.4 MeV e provavelmente outro pico entre os dois mencionados; finalmente um último pico a 31 MeV, que provavelmente é também a superposição de dois ou mais picos, com uma largura de cerca de 11 MeV. Considerando-se o valor de 6.6 MeV da energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{10}B , o pico menos ligado corresponde muito aproximadamente a esta energia (exatamente, no caso da experiência a 460 MeV). O fato de haver vários picos localizados em energias entre 6.6 MeV e 16.4 MeV é facilmente compreensível considerando o esquema de níveis⁴⁵⁾ do

núcleo residual ${}^9\text{Be}$. O arrancamento de um próton $\frac{3}{2}^-$ (veja-se abaixo) do estado fundamental 3^+ do ${}^{10}\text{B}$ resulta em várias possibilidades para o momentum angular e a paridade do núcleo residual ${}^9\text{Be}$: $\frac{3}{2}^-$ (o estado fundamental do ${}^9\text{Be}$), $\frac{5}{2}^-$ (o estado a 2,4 MeV), etc... Foi feita uma análise para o espectro de energia⁴⁶⁾, em acoplamento intermediário, que não explica todos os picos da fig. 4.15; concordamos plenamente com Dietrich⁴⁶⁾ sobre a necessidade de serem usadas melhores funções de onda para a análise deste caso. O pico a 31 MeV corresponde ao arrancamento de um próton s (veja-se abaixo), deixando o núcleo residual ${}^9\text{Be}$ com uma energia de excitação de cerca de 25 MeV. Teremos neste caso um desdobramento jj e também uma largura natural, ambos contribuindo para o alargamento do pico. Não são conhecidos⁴⁵⁾ estados do ${}^9\text{Be}$ às energias de excitação correspondentes.

O resultado para a correlação angular³⁵⁾ é visto na fig. 4.16. Os dois picos às energias de 8 MeV e 14 MeV fo-

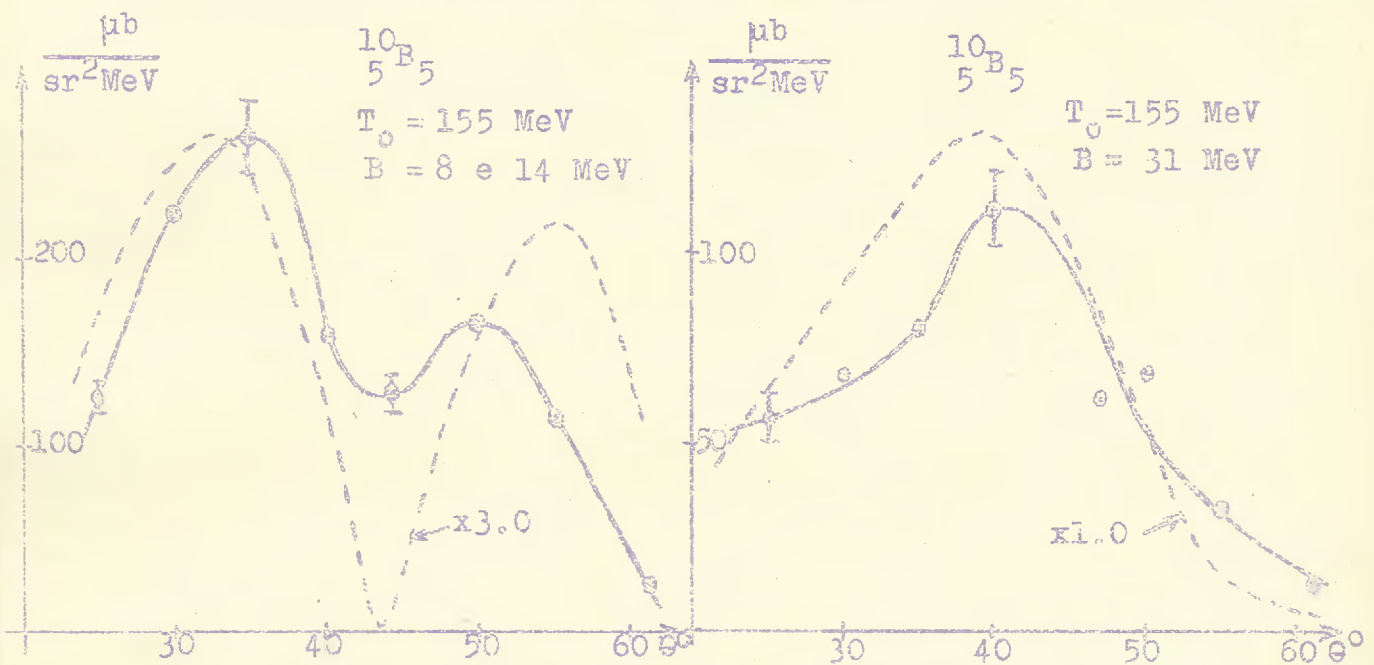


Figura 4.16

ram tomados juntos³⁵⁾ para a experiência de correlação angular. Vê-se que os dois picos às energias mais baixas têm uma distribuição de momentum característica de um estado p e o pico de energia mais alta uma distribuição de estado s , em concordância com os valores atribuídos pelo modelo de camadas para este núcleo. Os resultados teóricos²⁶⁾, com funções de onda de oscilador harmônico e levando em conta a distorção da maneira já explicada, são mostrados pelas linhas pontilhadas. Vê-se que a concordância é aceitável.

$^{11}_5\text{B}_6$: Os espectros de energia do ^{11}B são apresentados nas figs. 4.17 e 4.18. O espec-

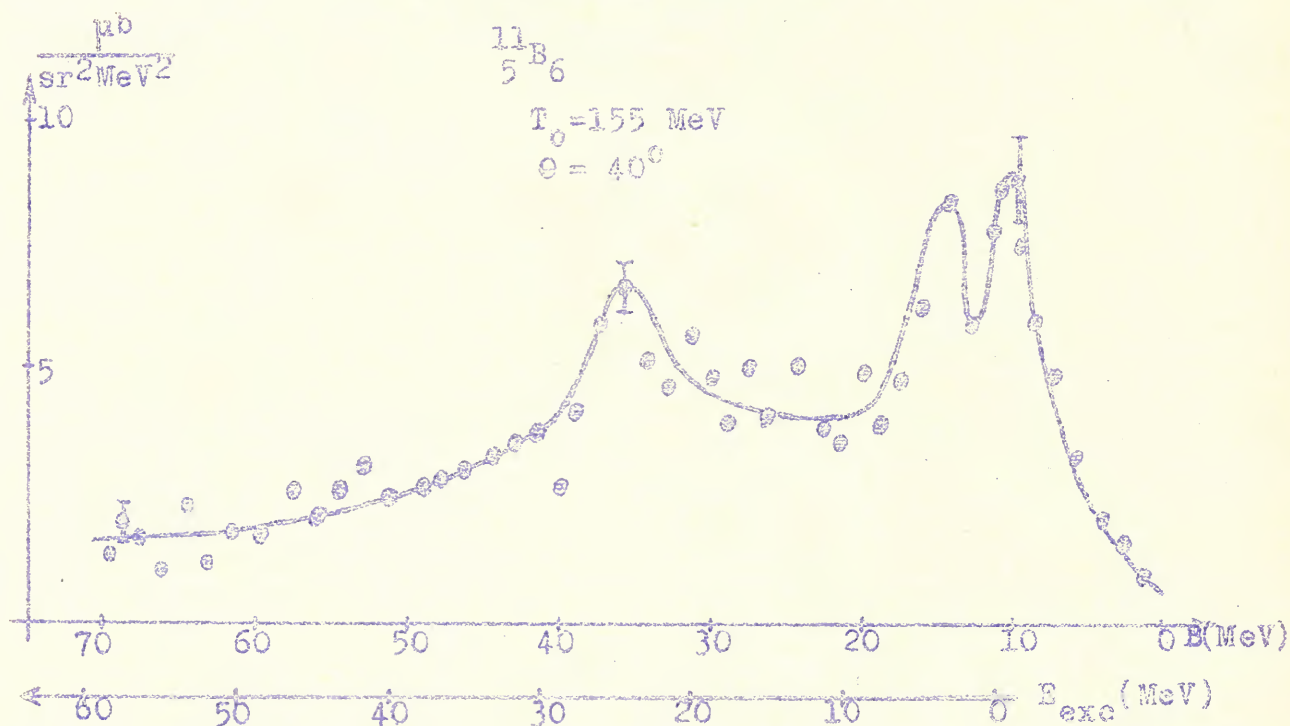


Figura 4.17

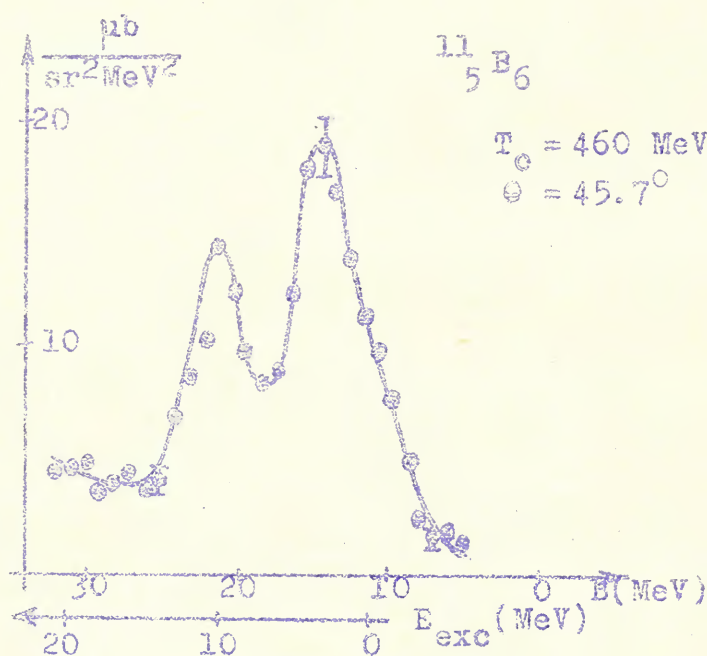


Figura 4.18

tro³⁵⁾ a 155 MeV mostra um pico a cerca de 11 MeV com uma largura de cerca de 6 MeV, outro pico a cerca de 15 MeV com largura de cerca de 8 MeV e um pico a cerca de 36 MeV com largura de cerca de 11 MeV. Em particular, devemos observar que estes resultados são muito aproximados, já que são muito difíceis de determi

nar a partir da curva da fig. 4.17.

O espectro a 460 MeV mostra apenas dois picos (pois os resultados experimentais não vão adiante), um a 14.8 MeV, largura 5.6 MeV e um a 21.4 MeV, largura 4.4 MeV. Deve-se notar que os dois espectros foram obtidos para valores bastante diferentes da transferência de momentum; esta é, provavelmente, a razão pela qual o pico a 11.2 MeV não foi excitado fortemente no espectro de 460 MeV e o pico a 21.4 MeV não o foi no espectro a 155 MeV. O pico a 11.2 MeV concorda exatamente com a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{11}B , 11.2 MeV. Os demais picos, que também foram vistos em uma experiência³⁸⁾ a 185 MeV, correspondem a estados excitados do ^{10}Be . O estado fundamental do ^{11}B tem, de acordo com o modelo de camadas, três prótons $\frac{3}{2}^-$ fora da camada fechada 1s; conseqüentemente, todos os estados de paridade positiva com valores do momentum angular entre 0 e 3 são possíveis para o núcleo residual ^{10}Be , de modo que este núcleo pode apresentar-se em vários dos estados excitados conhecidos⁴⁵⁾. Quanto ao pico a 36 MeV, corresponde ao arrancamento de um próton g deixando o núcleo residual ^{10}Be com energia de excitação de cerca de 25 MeV, a largura do pico devendo ser interpretada como nos casos anteriores; não há estado excitado conhecido⁴⁵⁾ a esta energia no ^{10}Be .

Uma observação pode ser feita neste ponto, se se compara o ^{10}B com o ^{11}B (observação esta que, de modo semelhante mas menos forte, aplica-se também ao ^6Li comparado com o ^7Li). Vê-se que a adição de um neutron ao ^{10}B faz uma diferença de não somente 5 MeV na energia de separação do próton p, mas também de cerca de 4 MeV na energia de separação do próton g. Pensamos que este fato deveria ser investigado mais detalhadamente.

Os resultados de correlações angulares para o ^{11}B estão dados na fig. 4.19. Novamente os dois picos a energias menores foram tomados em conjunto e os resultados mostram para aqueles picos uma característica distribuição p e para o pico a energia maior uma distribuição g. A curva teórica²⁶⁾ é o resultado de uma análise com ondas distorcidas feita com funções de onda de oscilador harmônico. A concordância é razoável.

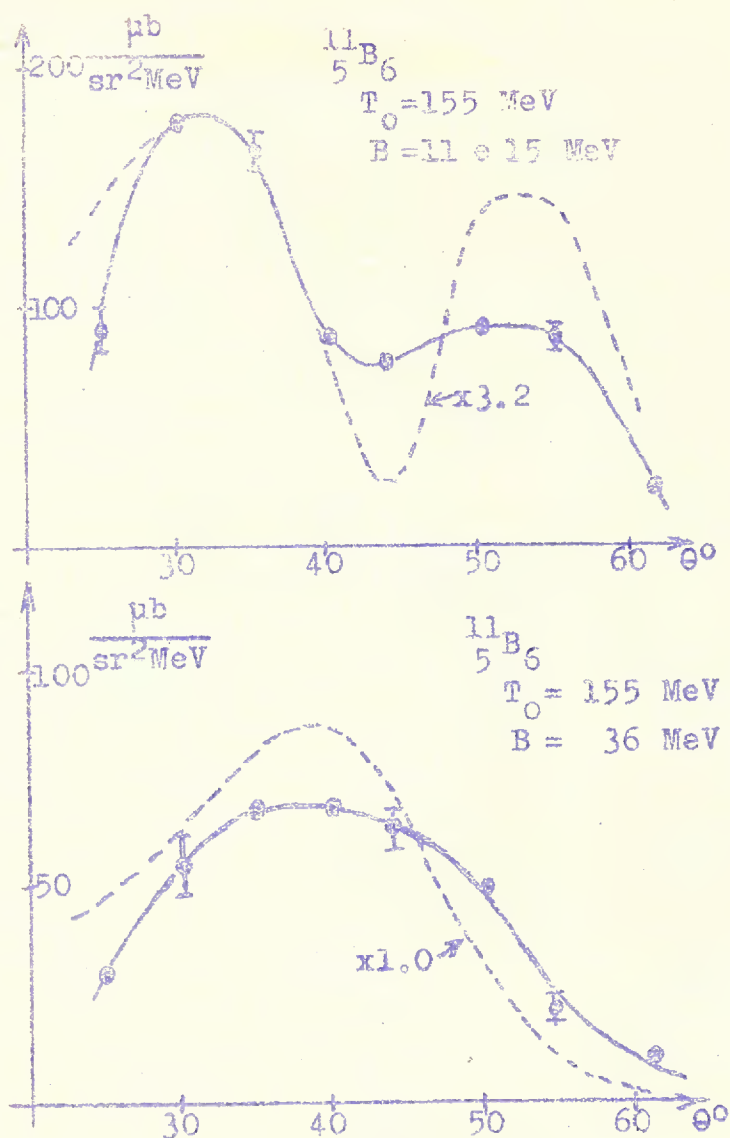


Figura 4.19

$^{12}\text{C}_6$: Para o ^{12}C o espectro de energia³⁰⁾ a 158 MeV é apresentado na fig. 4.20 e o espectro³¹⁾ a 460 MeV na fig. 4.21.

Na fig. 4.20 vê-se um pico a 15.9 MeV com uma largura de 7.4 MeV e outro pico a 34 MeV com uma largura de 13 MeV. O pico à energia menor é levemente assimétrico, o que sugere a existência de dois picos. Na fig. 4.21 vê-se um pico a 16.0 MeV, largura 3.2 MeV e um pico a cerca de 36 MeV, largura 13.5 MeV. É claramente visível ao lado do pico a 16 MeV um segundo pico excitado no lado de energia maior; usando formas triangulares, de largura 2.2 MeV, foi-nos possível decompor este pico em dois, um a 16.0 MeV e outro a 18.1 MeV, ambos, é claro, com largura de 2.2 MeV. Se o ^{12}C , cujo estado fundamental é 0^+ , apresentasse um acoplamento jj puro, o núcleo residual de ^{11}B deveria ficar num estado $\frac{3}{2}^-$. Se o ^{12}C apresentasse um acoplamento LS puro, os estados finais do ^{11}B residual seriam $\frac{3}{2}^-$ e $\frac{1}{2}^-$, excitados numa razão $\frac{4}{2}$. Como o primeiro estado excitado $\frac{1}{2}^-$ conheci-

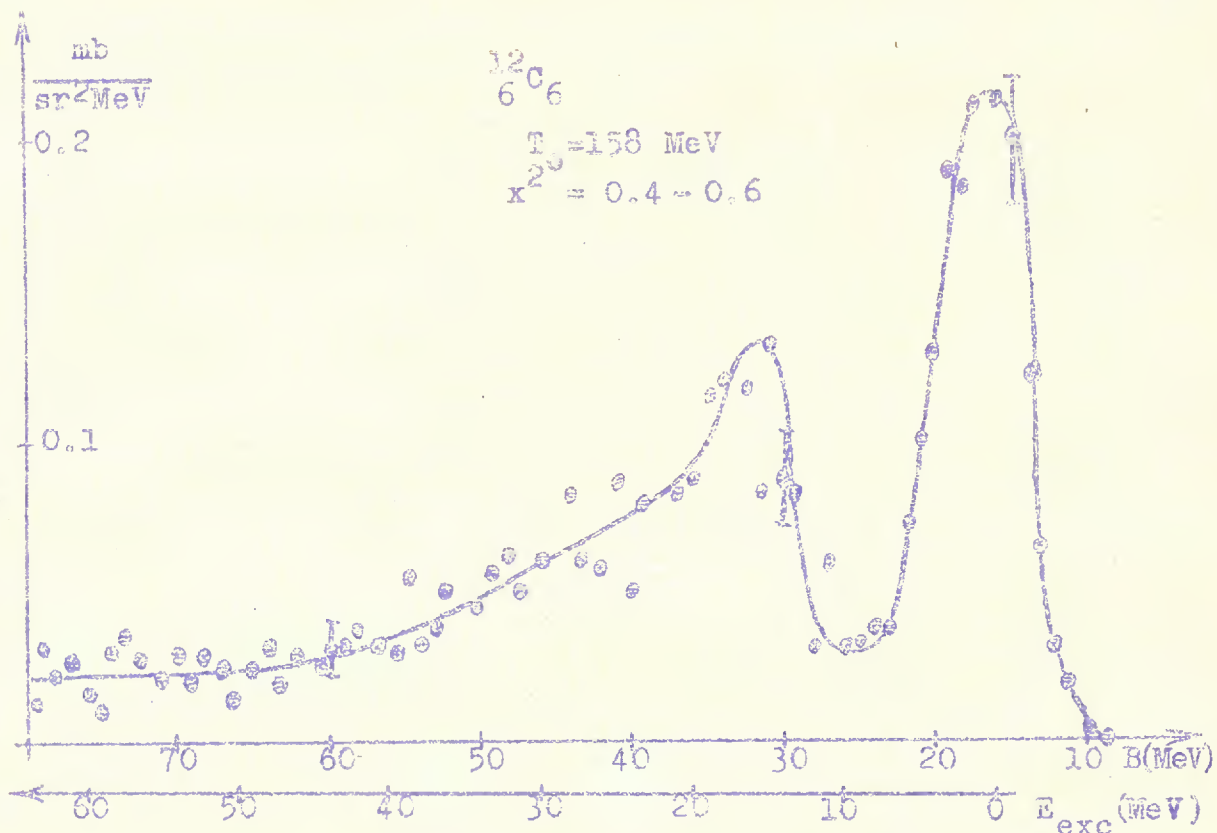


Figura 4.20

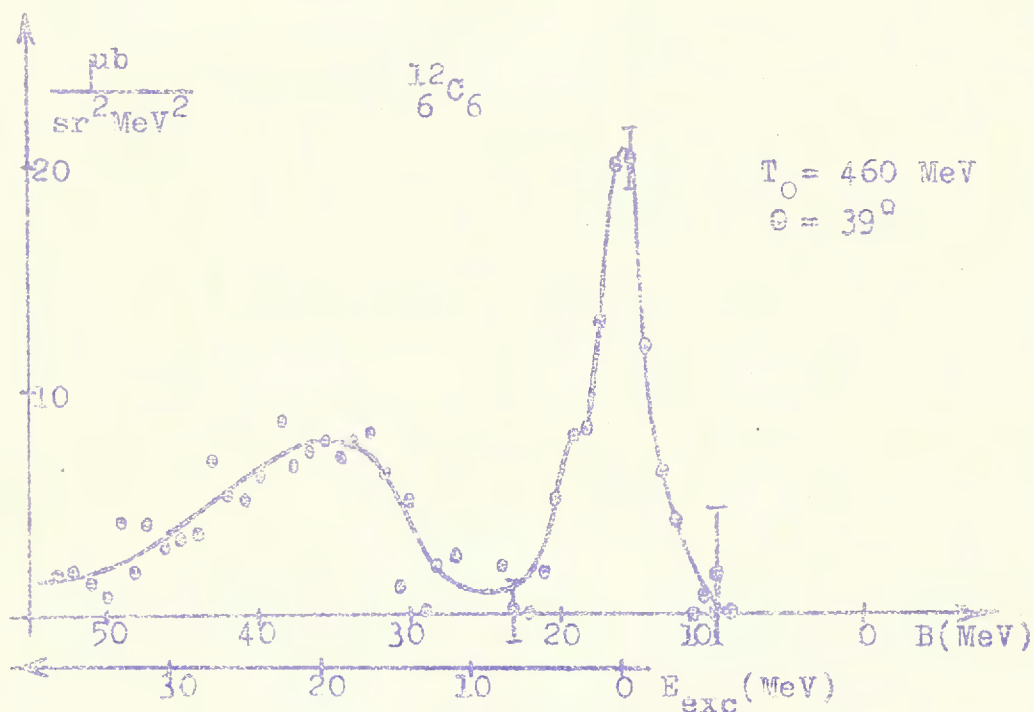


Figura 4.21

do⁴⁵⁾ do ^{11}B está localizado a 2.13 MeV, pode-se determinar a razão entre as contribuições dos acoplamentos jj e LS com bastante segurança a partir da fig. 4.21. Supondo que a distorção seja a mesma para os dois picos, e admitindo para eles uma forma triangular, foi-nos possível fazer uma estimativa da razão entre as contribuições dos acoplamentos LS e jj para o ^{12}C , obtendo como resultado o valor $1/3$. Este raciocínio já foi exposto uma vez⁴⁾ e repetido⁴⁶⁾; como não existissem resultados experimen

tais muito precisos, não havia sido feita antes a estimativa acima.

O pico fortemente ligado às energias de 34 MeV e 36 MeV respectivamente corresponde ao arrancamento de um próton p (veja-se abaixo), permanecendo o núcleo residual ^{11}B com uma energia de excitação de cerca de 19 MeV. Este pico deveria corresponder somente a estados $\frac{1}{2}^+$ no ^{11}B , pois não é possível um desdobramento jj devido à natureza 0^+ do estado fundamental do ^{12}C . Não há evidência⁴⁵⁾ a partir de outras experiências para a existência de estados excitados com esta característica. A largura deste estado-furo é bastante grande, o que sugere ter o estado uma largura natural devido a sua vida média curta⁵⁶⁾.

As correlações angulares dos dois estados a 16 MeV e a 34 MeV são apresentadas na fig. 4.22. Nesta figura³⁵⁾ vê-se que as distribuições de momentum correspondem de fato às

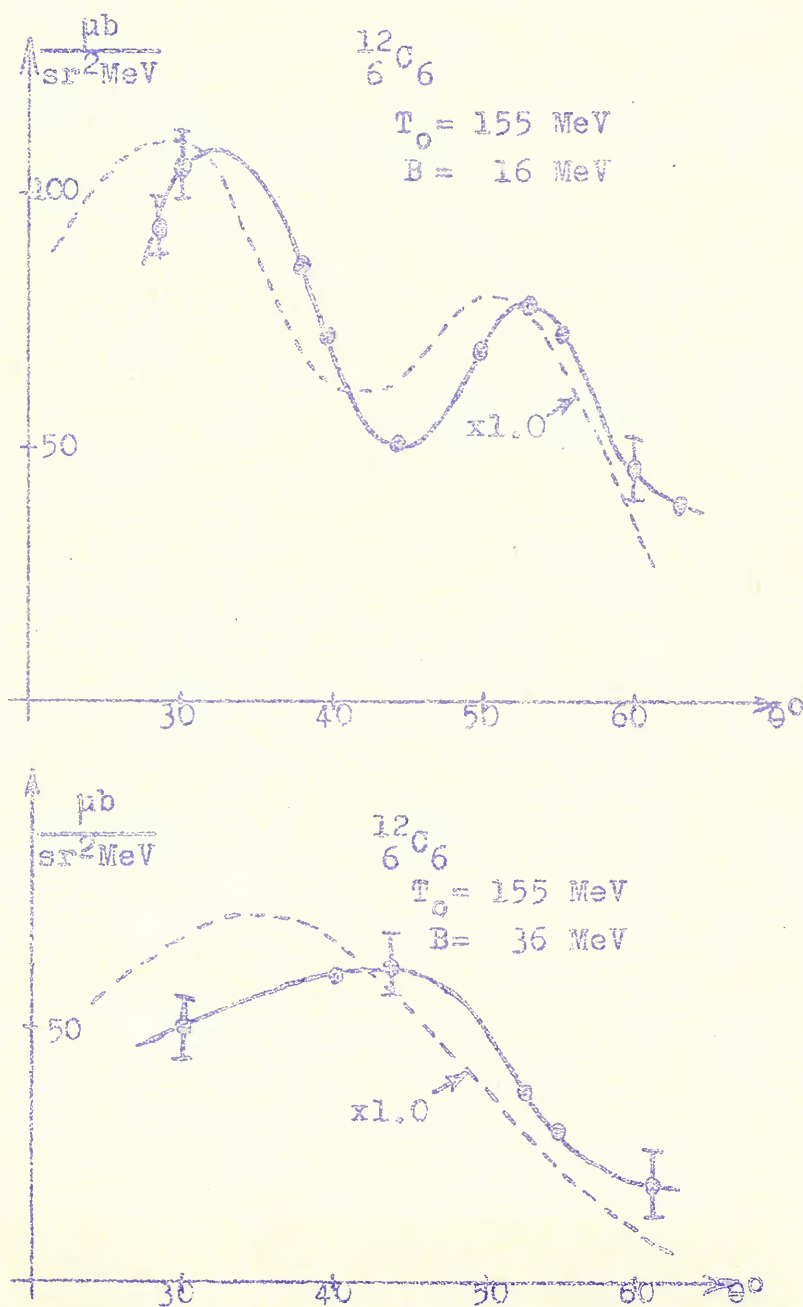


Figura 4.22

de um próton p e de um próton s. Resultados teóricos que concordam bastante bem com os dados experimentais foram obtidos por Sakamoto⁵⁷⁾ com funções de onda de oscilador harmônico e com um potencial imaginário puro de poço quadrado para levar em conta a distorção. Estes resultados são vistos na fig. 4.22 (linhas pontilhadas). Outros cálculos^{22,26,27,58)} também foram realizados para o ^{12}C .

Para comparação mostramos na fig. 4.23 a distribuição de correlação angular para os prótons p do ^{12}C (corres-

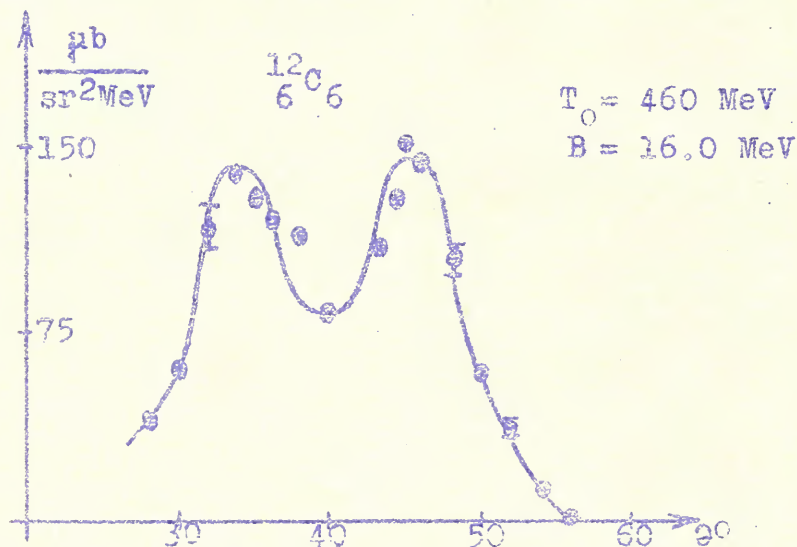


Figura 4.23

pondendo a todo o pico na fig. 4.21) a uma energia³¹⁾ de 460 MeV. Este resultado é uma distribuição de momentum muito característica de um estado p, mostrando a potência das experiências (p,2p) na determinação das distribuições de momentum, desde que seja usada uma boa resolução. Este resultado também mostra como, a altas energias e para núcleos leves, a distorção não deforma as distribuições tanto assim, sendo o efeito principal da distorção o enchimento do mínimo e a redução do valor absoluto da seção de choque, mas ficando bastante bem preservada a forma da distribuição.

Para o ^{12}C foram também realizadas duas experiências a baixas energias. Anderson e McKenzie⁵⁹⁾ usaram uma câmara de bôlhas para analisar a reação $^{12}\text{C}(p,2p)^{11}\text{B}$ com prótons incidentes de 70 MeV. Os resultados preliminares para a correlação angular não eram ainda conclusivos ao tempo em que foram apresentados e não sabemos se a experiência foi levada adiante. Griffiths, McClatchie, Gibson, Hall, Johnston e Knight⁶⁰⁾ usaram prótons incidentes de 50 MeV e detectaram os prótons emergentes com telescópios de alcance. De considerações cinemáticas pode-se verificar que a esta energia os prótons s não podem ser ob-

servados no caso simétrico, usado nesta experiência. Entretanto, foi observado o pico correspondente aos prótons p e a distribuição da correlação angular deste pico foi medida. Cremos que a grande distorção que se espera a esta energia tornará difícil analisar teoricamente em detalhe os resultados, como mostram alguns trabalhos⁶¹⁾ feitos para estas energias. O mesmo grupo menciona também⁶⁰⁾ medidas no ^{40}Ca .

$^{14}_7\text{N}_7$: Os resultados para o ^{14}N são dados nas figs. 4.24 e 4.25, a $^{30)}$ 158 MeV e a $^{31)}$ 460 MeV respectivamente. Vêem-se claramente na fig. 4.24 dois picos

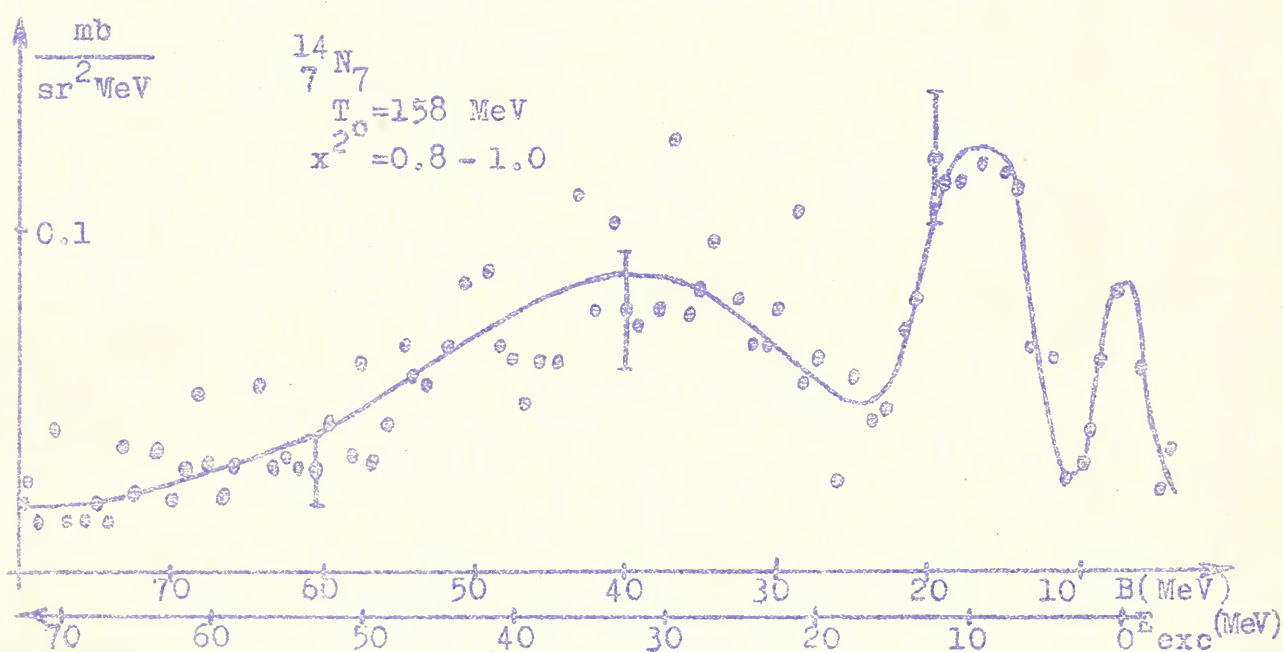


Figura 4.24

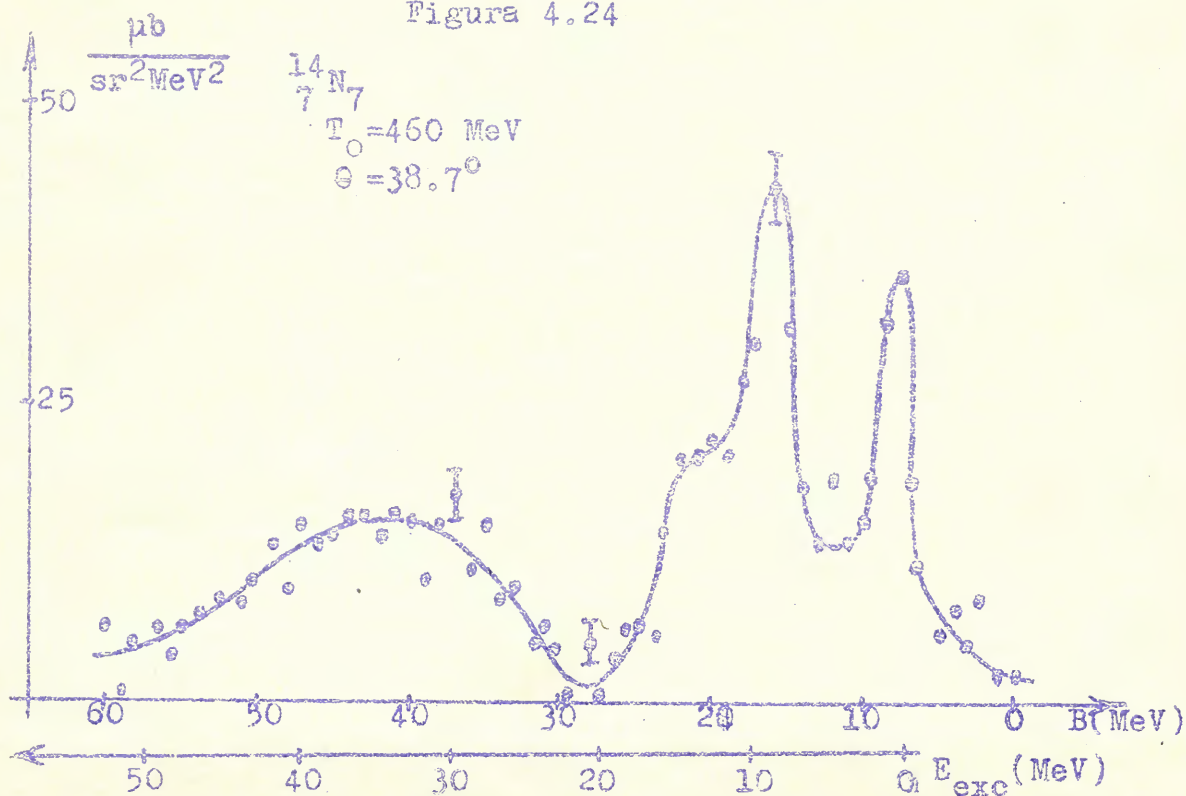


Figura 4.25

bem separados, a 7.4 MeV, largura 4.7 MeV e a 17.0 MeV, largura 8.8 MeV e um terceiro pico a 38 MeV com uma largura de 21 MeV. O pico a 17.0 MeV é mais largo do que aquele a 7.4 MeV porque é em realidade a superposição de dois picos. Isto é visto mais claramente na fig. 4.25, onde se vê um pico no lado de energia maior do pico localizado a 16.0 MeV que, por isso, tem uma largura de 4.5 MeV; o pico do lado de menor energia está a 7.7 MeV e tem uma largura de 2.8 MeV e o pico de alta energia está localizado a 42 MeV e tem cerca de 14.5 MeV de largura. O pico largo a 16.0 MeV pode ser decomposto em dois picos triangulares, de largura 2.2 MeV cada um, um a 16 MeV e outro a 21 MeV, com uma razão de intensidades de cerca de 2/1.

Este resultado não é fácil de interpretar. Como a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{14}N é de 7.6 MeV, o pico nesta região é devido ao arrancamento de um próton da camada superior, o qual, em termos do modelo de camadas com acoplamento jj, seria um próton $p_{1/2}$. O desdobramento do pico a 16 MeV seria então causado pelo desdobramento jj. Este desdobramento daria origem a três picos, com intensidades numa razão $(2 \times \frac{5}{2} + 1) : (2 \times \frac{3}{2} + 1) : (2 \times \frac{1}{2} + 1) = 3 : 2 : 1$, o primeiro a uma energia menor. Experimentalmente vêem-se dois picos apenas, numa razão 2 : 1, apesar de que entre o pico a 7.7 MeV e o pico a 16 MeV o resultado experimental não exclui a existência de um terceiro pico, pois a seção de choque não vai a zero; mas este pico certamente não poderia ter a intensidade esperada pelo raciocínio acima. Além disso, ainda em acoplamento jj e não considerando a absorção muito diferente para os dois picos a 7.7 MeV e a 16 MeV a razão entre as áreas destes picos deveria ser igual à razão entre o número de partículas nas duas camadas, 4/1; a razão experimental é de aproximadamente 2/3.

Conseqüentemente somos forçados a concluir que temos aqui novamente um caso de acoplamento intermediário. Entretanto, devido ao desdobramento jj (causado pelo carácter 1^+ do estado fundamental do ^{14}N) não é possível, como no caso do ^{12}C , dar um valor estimativo para a parcela de acoplamento LS presente. A dificuldade de interpretação é aumentada ainda pelo fato de que uma identificação dos picos com estados-furo no ^{13}C é também difícil, pois há vários estados excitados conhecidos⁴⁵⁾ na região de interesse mas diversos sem um valor atribuído ao spin e à paridade. Vemos, pois, que deveria ser feita uma análise cuidadosa, baseada nestes resultados experimentais, para se compreender completamente o ^{14}N . O que pode ser dito com segurança presentemente é que os picos a energias mais baixas correspon-

dem todos ao arrancamento de um próton p (vejam-se as correlações angulares abaixo).

O pico na região de 40 MeV é devido ao arrancamento de um próton s , permanecendo o ^{13}C residual com uma energia de excitação de cerca de 33 MeV. A largura do pico é devida ao desdobramento jj (estados-furo $\frac{3}{2}^+$ e $\frac{1}{2}^+$ são possíveis) e à vida média finita do estado-furo. Não há estado excitado do ^{13}C conhecido⁴⁵⁾ nesta região.

Uma indicação da existência dos dois picos num entôrno de 16 MeV já havia sido observada anteriormente⁴⁾. Este resultado foi interpretado corretamente por Balashov e Boyarkina, usando⁶²⁾ para o ^{13}C funções de onda em acoplamento intermediário que reproduzem parte dos níveis obtidos de outras experiências; mostraram êstes autôres quantitativamente com esta análise a existência de mais de um pico no resultado da experiência $(p, 2p)$ e mostraram também pela primeira vez a importância de uma análise mais cuidadosa do espectro de energia. Os mesmos autôres⁶²⁾ calcularam, ademais, com um processo semelhante, a região em que e a intensidade com que a reação (p, pd) daria um pico nas experiências $(p, 2p)$ para vários núcleos leves, até o ^{16}O .

Neste ponto desejamos dar ênfase novamente à importância da análise detalhada dos espectros de energia em experiências $(p, 2p)$; vimos que se pode ainda aprender muito sôbre a estrutura dos núcleos se se tentar interpretar os resultados experimentais de modo semelhante, apesar de mais detalhadamente, a alguns trabalhos realizados^{46, 62)}.

Nas figs. 4.26 e 4.27 mostramos as distribui -

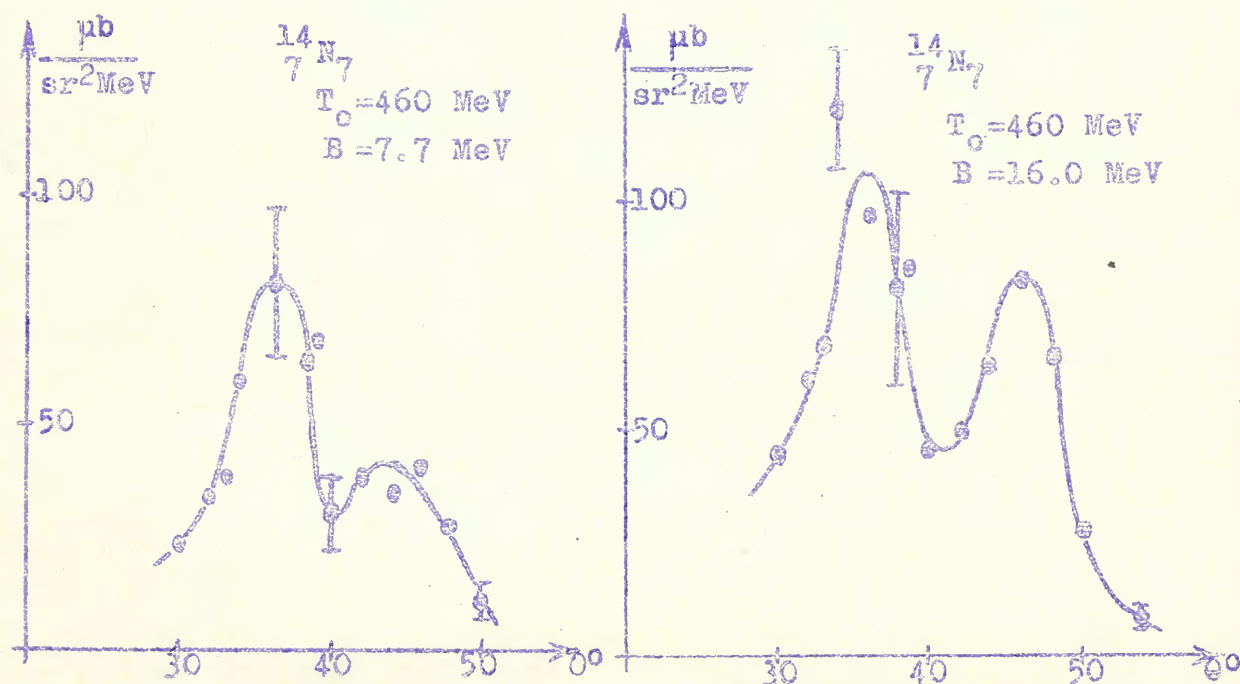


Figura 4.26

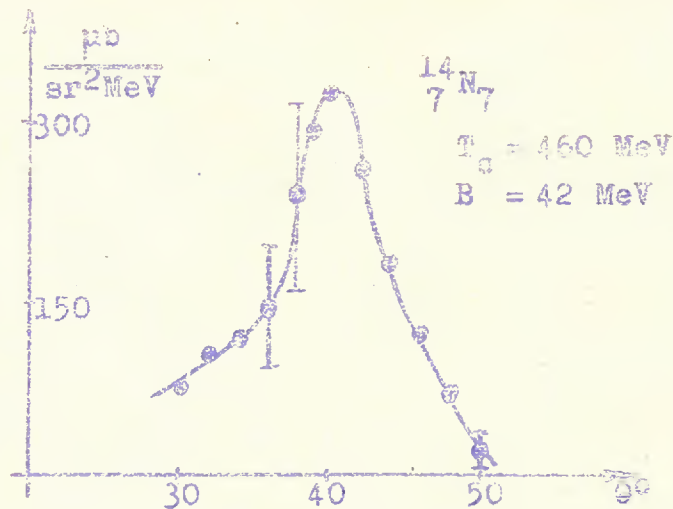


Figura 4.27

ções de correlação angular para os picos mais pronunciados³¹⁾ no ^{14}N . Vê-se que os dois picos de energia mais baixa (fig. 4.26) correspondem a distribuições p de momento; apesar de semelhantes, vê-se que a distribuição angular do pico de energia mais alta é um pouco mais larga, pois corresponde a um próton de energia de ligação maior. A distribuição angular do pico de maior energia, fig. 4.27, é característica de um estado s . Não há resultados teóricos para estas correlações angulares.

$^{16}\text{O}_8$: Apresentamos dois resultados para os espectros de energia do ^{16}O na³⁴⁾ fig. 4.28 e na³¹⁾ fig. 4.29. Na fig. 4.28 vemos os picos seguintes: 12.8 MeV, largura 31.5 MeV; 19.6 MeV, largura 4.5 MeV e cerca de 40 MeV, largura de cerca de 22 MeV. Na fig. 4.29 vemos os picos se

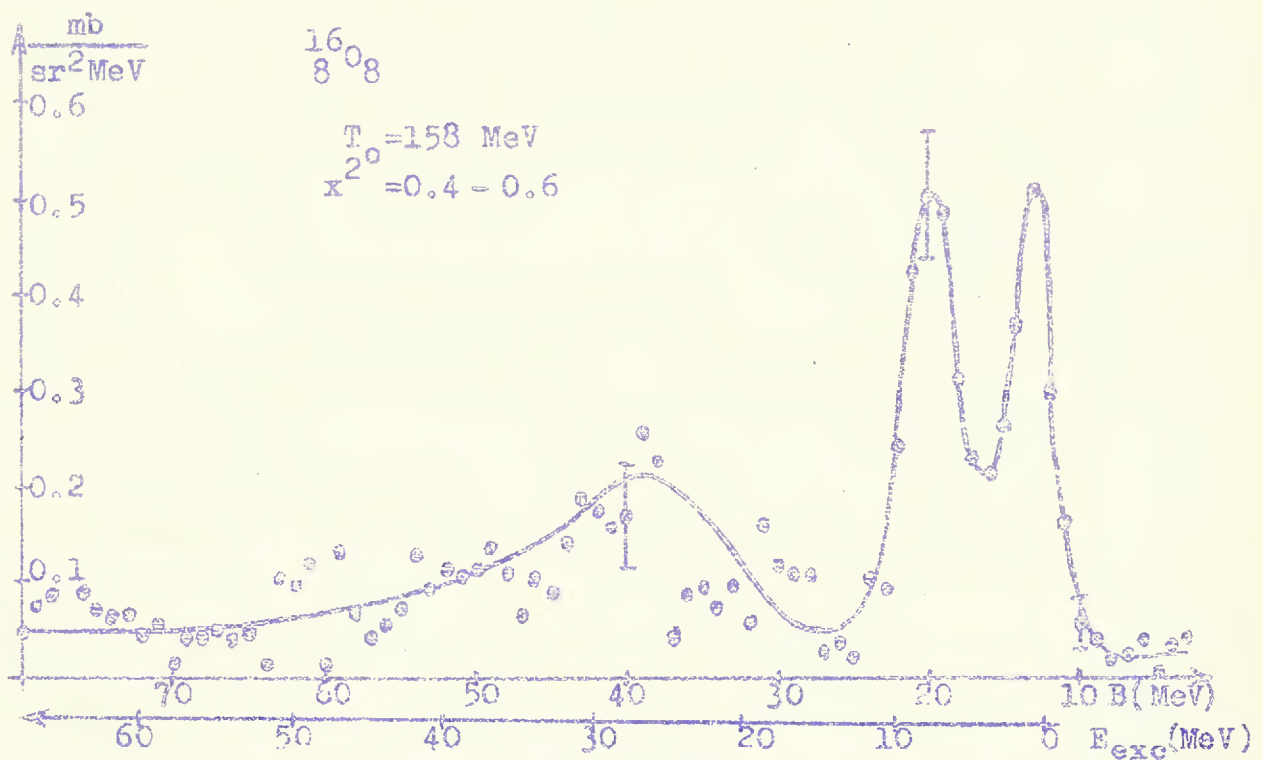


Figura 4.28

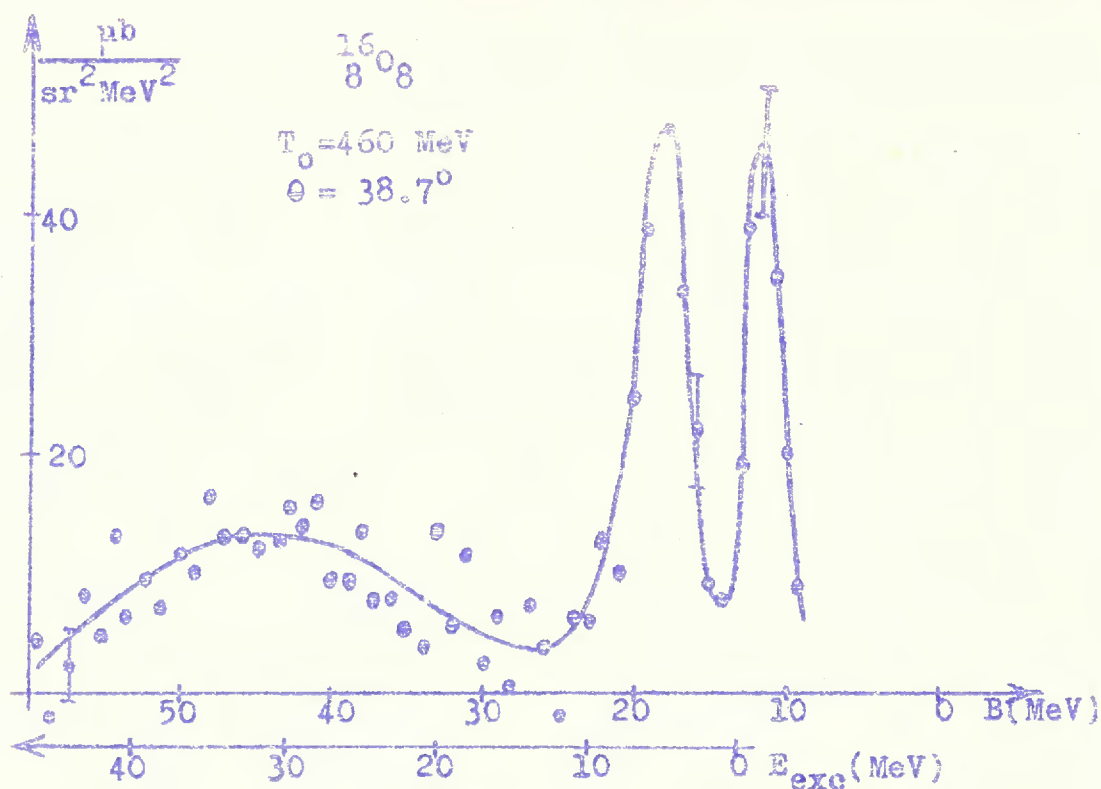


Figura 4.29

guintes: 12.8 MeV, largura 3.4 MeV, 19.5 MeV, largura 3.7 MeV ; 44 MeV, largura 14.5 MeV. As duas experiências concordam muito bem com as predições do modelo de camadas: a estrutura do ^{16}O deve ser $[(1s_{1/2})^2 (1p_{3/2})^4 (1p_{1/2})^2]_0$. Isto é claramente visível nas figuras (juntamente com os resultados da correlação angular, veja-se abaixo). Como a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{16}O é de 12.1 MeV e como o pico à menor energia concorda bastante bem com este valor, ele corresponde ao arrancamento do próton $p_{1/2}$, permanecendo o núcleo residual ^{15}N em seu estado fundamental $\frac{1}{2}$. O segundo pico corresponde ao arrancamento de um próton $p_{3/2}$, permanecendo o núcleo residual ^{15}N num estado $\frac{1}{2}$ com uma energia de excitação de 6.8 MeV. É provável que este estado seja o estado conhecido⁴⁵⁾ do ^{15}N a 6.33 MeV, que tem momentum angular $\leq \frac{5}{2}$ e paridade negativa (os outros estados nesta região têm todos paridade positiva). Finalmente, o pico na região de 40 MeV corresponde ao arrancamento do próton s do ^{16}O , permanecendo o ^{15}N com uma energia de excitação de cerca de 20-24 MeV. A largura deste pico pode ser explicada pela vida média curta do estado-furo do núcleo residual (o estado inicial sendo um estado 0^+ não há possibilidade de ocorrer um desdobramento jj).

Acrescentemos duas observações com referência aos dois picos de energia menor. Em primeiro lugar, do presente resultado pode-se determinar o valor do desdobramento spin-órbita; da distância entre os dois picos obtém-se um valor de 6.5 MeV, que é aproximadamente o que se espera para este desdobra-

mento. Em segundo lugar, se a distorção fôsse igual para os prótons $p_{1/2}$ e $p_{3/2}$, a razão entre as áreas dos dois picos a 12.8 MeV e 19.5 MeV deveria ser 1/2. Como experimentalmente se verifica que a área dos dois picos é aproximadamente a mesma, pode-se concluir que a distorção é mais forte para o próton de 19.5 MeV; isto era esperado devido à energia de ligação maior do próton $p_{3/2}$, como já explicamos qualitativamente.

Finalmente, façamos uma observação referente à sistemática: os espectros de energia a 460 MeV para o ^{12}C (fig. 4.21), o ^{14}N (fig. 4.25) e o ^{16}O (fig. 4.29) foram obtidos em condições idênticas (mesma resolução de energia, mesmo ângulo). Vê-se que a estrutura relativa das camadas $p_{3/2}$ e $s_{1/2}$ não muda muito. A energia do pico $p_{3/2}$ varia no todo de 3.5 MeV e a do pico $s_{1/2}$ de 6.0 MeV. Por outro lado, o acoplamento LS está presente com razoável intensidade no ^{12}C e no ^{14}N . Considerando que ao se passar do ^{12}C para o ^{16}O , isto é, ao agregar quatro núcleons ao núcleo, uma nova subcamada foi iniciada e encerrada (em termos do modelo de camadas com acoplamento jj) e a energia de ligação total varia de 35.5 MeV, pode-se dizer que tanto as semelhanças como as diferenças entre estes três núcleos ainda não são bem entendidas. Entretanto, como veremos no capítulo seguinte, as semelhanças são um forte argumento em favor da validade do modelo de camadas, significando que ao se passar do ^{12}C para o ^{16}O simplesmente se está adicionando quatro núcleons p , sem que o potencial comum varie muito.

Os resultados para a correlação angular³¹⁾ são vistos na fig. 4.30 para os dois picos de menor energia. Vêem-se

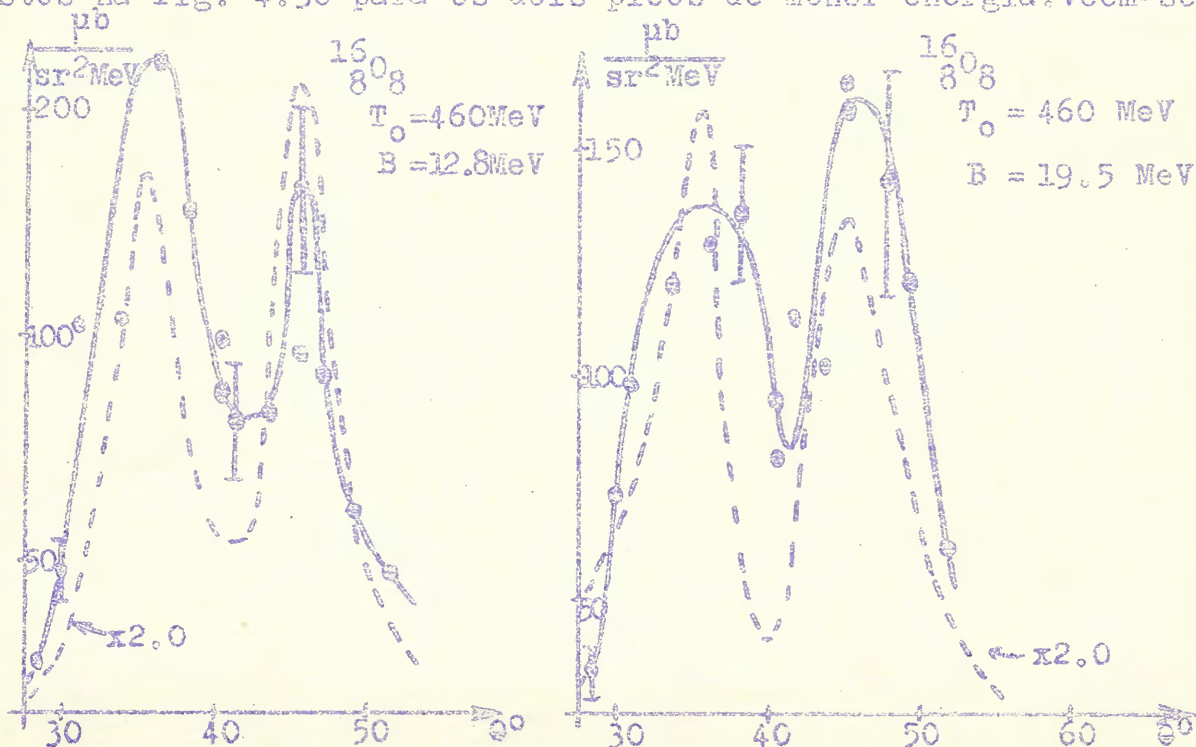


Figura 4.30

as distribuições características de estados p , sendo que as distribuições de momentum são diferentes para os prótons $p_{1/2}$ e $p_{3/2}$ e são assimétricas. A assimetria diferente das duas curvas e a diferença entre estas distribuições e as distribuições correspondentes no ^{14}N não têm, ao que sabemos, uma explicação qualitativa simples. Os dois fatos são o resultado do efeito combinado de diferenças em energias de separação e em distorção. As curvas de distribuição de correlação angular calculadas²⁶⁾, usando funções de onda exponenciais e um potencial gaussiano complexo para levar em conta a distorção, também mostram uma assimetria, mas em sentido contrário (linhas pontilhadas na fig. 4.30). Os valores absolutos da seção de choque não concordam muito bem, mas os máximos estão aproximadamente nos ângulos corretos.

Não conhecemos nenhuma distribuição de correlação angular experimental para os prótons s , mas o resultado teórico existe²⁶⁾, aguardando as observações experimentais.

4.3 Núcleos da Camada 2s - 1d

Encerrado o estudo dos núcleos da camada $1p$, passamos à camada seguinte, $2s - 1d$. A situação aqui não é de modo algum tão boa como na camada anterior: estamos analisando núcleos cada vez mais pesados, portanto o esquema de níveis torna-se muito mais complicado e a interpretação dos resultados é ainda menos segura do que a dada na seção 4.2. Além disso, existem resultados experimentais em muito menor número e somente uma análise teórica (da qual foram apresentados até agora apenas resultados preliminares) foi realizada por Johansson e Tibell (veja-se a ref.³⁸⁾ onde estes resultados são mencionados). Conseqüentemente somos forçados a manter a discussão bem menos desenvolvida e fazê-la de modo muito mais qualitativo. Uma observação geral: em nenhum caso foram detectados prótons da camada $1s$, o que se constitui novamente em um argumento forte a favor da sugestão feita por Maris⁵⁶⁾; o estado $1s$ torna-se tão largo que não pode mais ser distinguido acima do fundo.

Nos núcleos da camada $1p$ vimos muitos dos aspectos gerais dos resultados ao estudarmos o ^6Li . Aqui algumas características gerais aparecerão somente no estudo dos últimos núcleos da camada. Por isso faremos agora algumas observações gerais, que explicarão detalhes presentes em vários casos.

(I) Ao estudarmos o ^{40}Ca , veremos que o pico $2s$ esconde fortemente os picos $1d$. O estado $2s$, apesar de aparecer no espectro de energia para transferências de momentum diferentes daque

las dos estados $1d$, tem uma intensidade tão grande que os estados $1d$ desaparecem sob a cauda do estado $2s$. Esta é provavelmente uma das razões pela qual em vários casos os estados $1d$ aparentemente não foram observados.

(II) Veremos também, como esperado, que deformações serão relativamente importantes para núcleos da camada $2s-1d$. Isto significa que o momentum angular orbital não é mais um bom número quântico e não poderemos classificar os estados em estados $2s$ e $1d$ puros, mas somente atribuir um valor ao número quântico paridade.

(III) Finalmente, em virtude de a distorção tornar-se cada vez mais forte, teremos muito provavelmente efeitos de interferência entre as contribuições de dois segmentos esféricos localizados nos dois extremos do núcleo, como foi explicado em detalhe na seção 3.3. Isto resultará numa dificuldade adicional ao se tentar separar os estados $2s$ e $1d$, quando presentes, pois que ambos, tendo a mesma paridade, tenderão para uma distribuição de correlação angular semelhante, o mínimo da distribuição $1d$ sendo fortemente enchido. Apesar de este efeito ter sido posto em dúvida por Sakamoto⁶³⁾, com hipóteses diferentes das anteriormente usadas¹²⁾, veremos no que se segue que há indicações de que a mencionada interferência pode ser observada em núcleos da camada $2s-1d$. Uma análise mais detalhada deste fenômeno de interferência seria desejável.

Se reunirmos as observações (I), (II) e (III) vemos ser bastante difícil identificar os estados $1d$ e/ou separar um estado $1d$ de um estado $2s$. O critério principal na distribuição de correlação angular será o fato de que o estado $2s$ deve ter uma distribuição com um máximo muito mais pronunciado do que o estado $1d$ e que a seção de choque para o estado $2s$ deve ser muito maior do que a seção de choque para o estado $1d$.

${}^{19}_{9}\text{F}_{10}$: O espectro de energia³⁴⁾ para o ${}^{19}\text{F}$, fig. 4.31, mostra três picos distintos. Um a 7.9 MeV, largura 4.0 MeV, outro a 13.2 MeV, largura 4.2 MeV e ainda outro a 21.2 MeV, largura 4.3 MeV. O pico menos ligado corresponde à energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ${}^{19}\text{F}$, 8.0 MeV. Inicialmente não havia possibilidade de se obter conclusões sobre o caráter deste próton menos ligado: em termos do modelo de camadas²⁾ este próton poderia ter tanto um caráter $2s_{1/2}$ como $1d_{5/2}$. Do presente resultado experimental (veja-se a distribuição de momentum abaixo) vê-se que o próton menos liga-

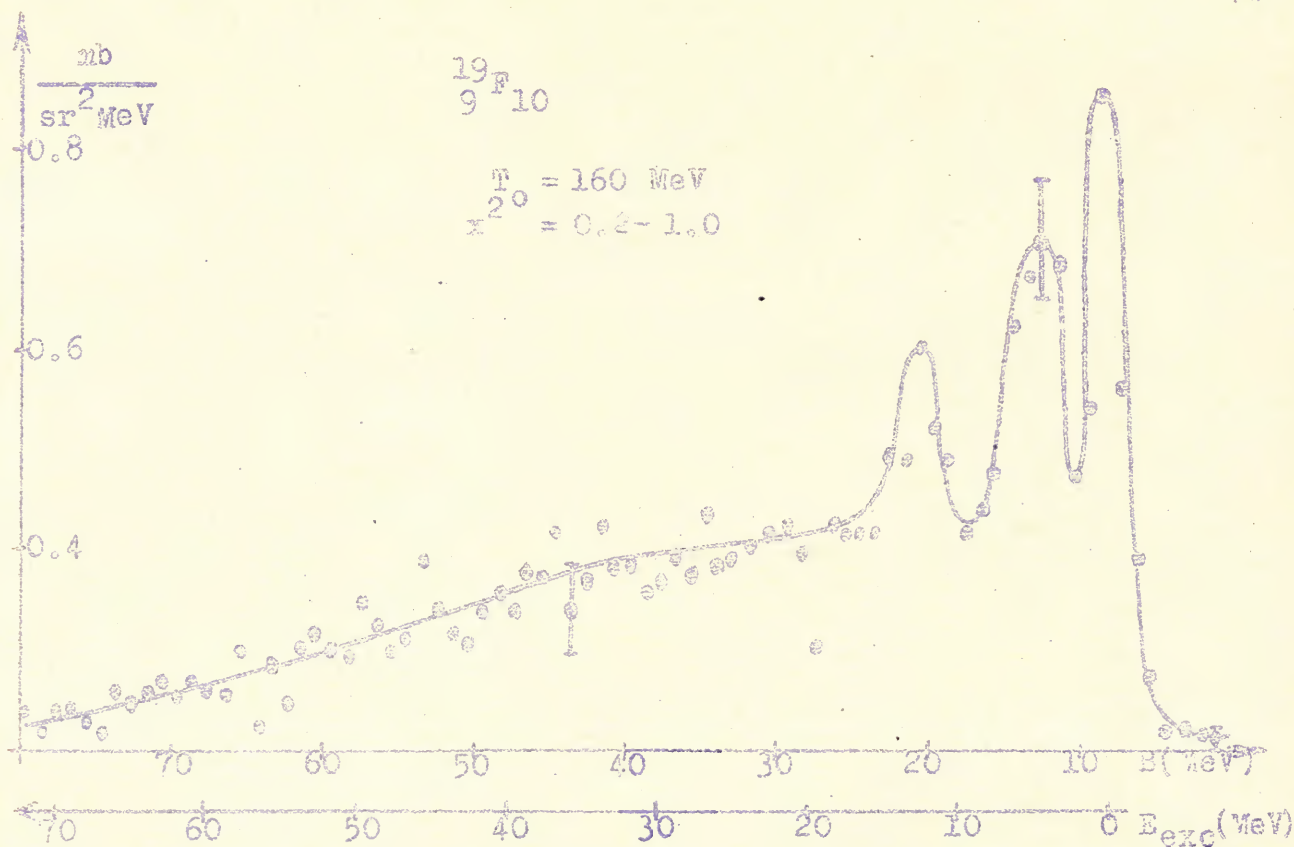


Figura 4.31

do tem caráter $2s_{1/2}$. Os dois outros picos correspondem muito provavelmente ao arrancamento de prótons $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ (vejam-se as distribuições de momentum abaixo), permanecendo o núcleo residual ^{18}O com energias de excitação de 5.2 MeV e de 13.2 MeV respectivamente. Os resultados experimentais mostram que estes picos são bastante estreitos, considerando que se deveria ter desdobramento jj neste caso. Entretanto, ambos os picos são assimétricos no lado de energia maior, ao contrário do pico em 7.9 MeV, e em concordância com o fato de que o pico de 13.2 MeV deveria ter duas componentes, 1^- e 0^- , com razão de intensidades 3/1 e o de 21.2 MeV deveria também ter duas componentes, 2^- e 1^- , na razão 5/3. Não são conhecidos com certeza⁴⁵⁾ estados excitados no ^{18}O em torno de 5.2 MeV e de 13.2 MeV com estas características.

As distribuições de momentum obtidas desta experiência de partilha de energia para os três estados são vistas³⁴⁾ na fig. 4.32. A escala horizontal neste caso é dada diretamente em unidades de momentum (MeV/c) ao invés de em ângulos. O estado menos ligado tem uma distribuição característica de um estado s e os dois outros estados indicam fortemente uma distribuição p , confirmando, pois, os valores atribuídos acima.

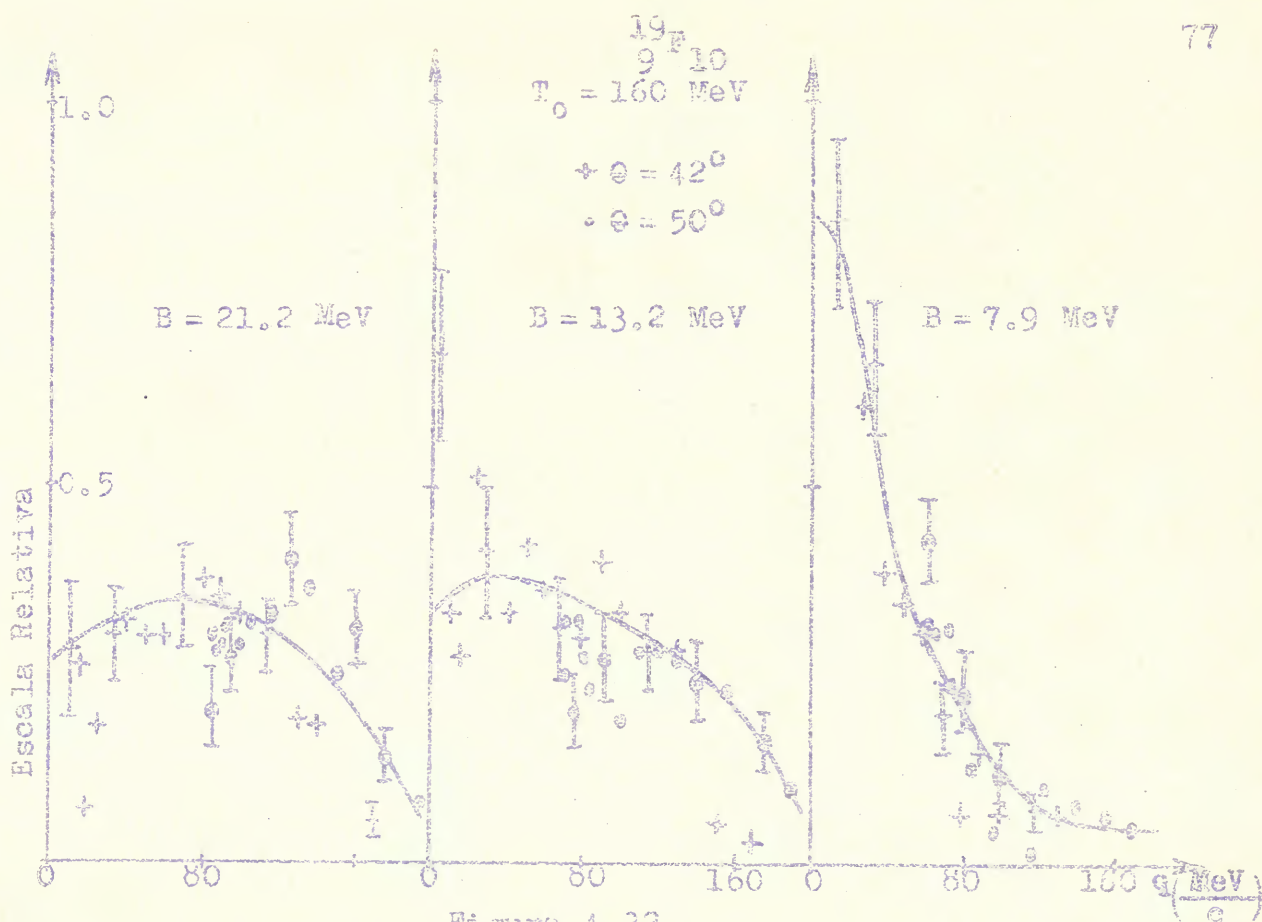


Figura 4.32

$^{20}_{10}\text{Ne}_{10}$: Até o presente não existem resultados experimentais para este núcleo.

$^{23}_{11}\text{Na}_{12}$: Dois espectros de energia, obtidos para diferentes valores da transferência de momentum, são apresentados na ⁴¹⁾ fig. 4.33 e na ³⁴⁾ fig. 4.34.

Na fig. 4.33 vemos um pico a 14.4 MeV com uma largura de 5.7 MeV e um pico menor a cerca de 23 MeV com uma largura de cerca de 7 MeV. Um resultado qualitativamente semelhante foi obtido para uma transferência de momentum nula ³⁴⁾, mas a

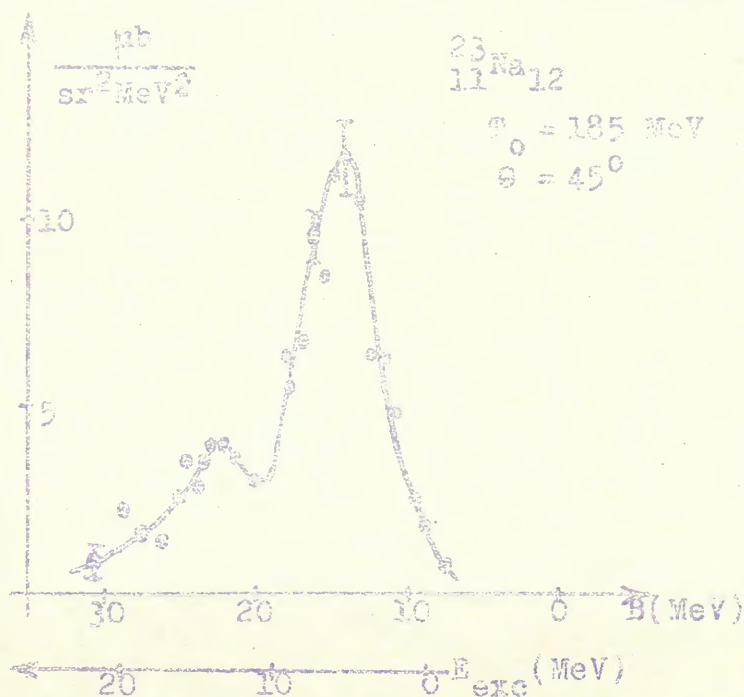


Figura 4.33

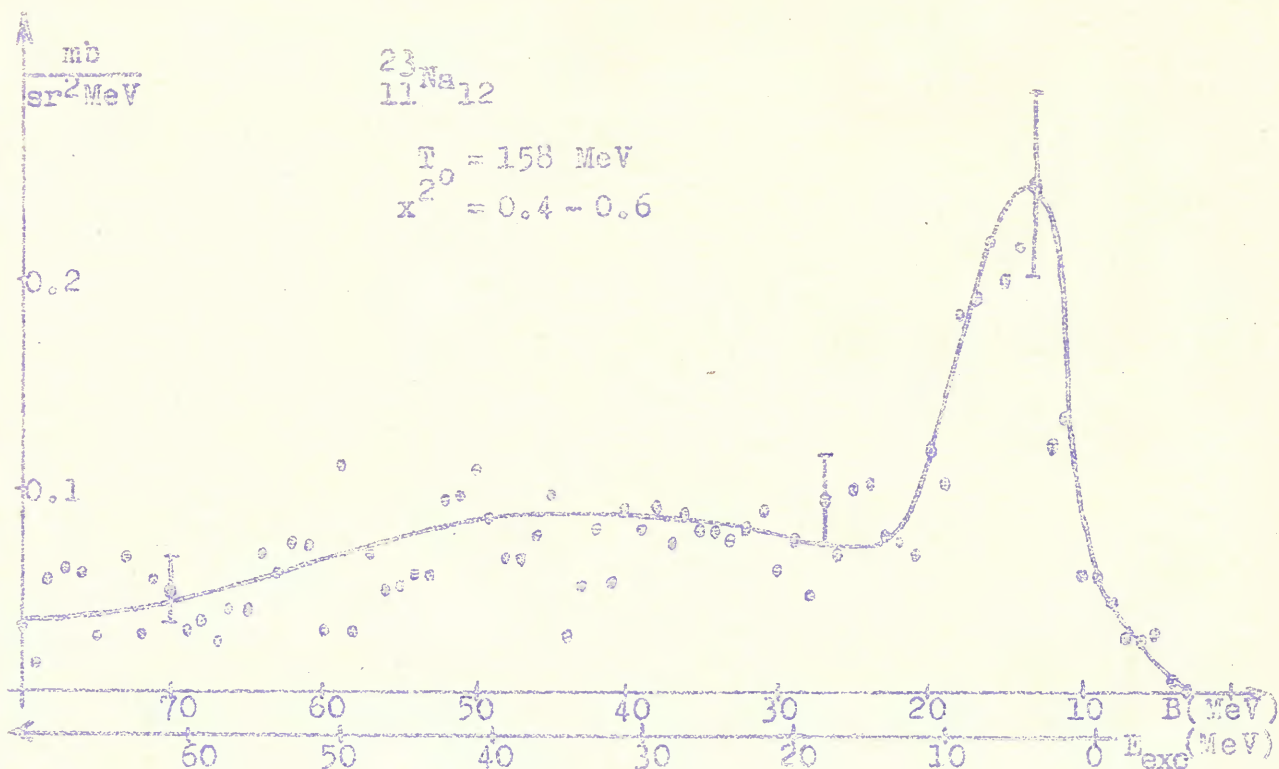


Figura 4.34

indicação da existência do pico a 23 MeV é mais fraca. Na fig. 4.34 vê-se o pico de menor energia à mesma energia de 14.4 MeV com uma largura de 6.5 MeV (a mesma largura já obtida para este pico³⁴⁾ para uma transferência de momentum nula) e a indicação do pico à energia mais alta praticamente desaparece. A energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ${}^{23}\text{Na}$ é de 8.8 MeV; a esta energia ambas as experiências apresentam uma seção de choque muito pequena.

Tendo o estado fundamental do ${}^{23}\text{Na}$ um caráter $\frac{3}{2}^+$, a estrutura segundo o modelo de camadas²⁾ seria $(1d_{5/2})^3_{3/2}$. Isto está em contradição com o resultado experimental, que mostra claramente que tanto o estado 2s como o 1d estão ocupados e contribuem para o pico a 14.4 MeV. Pela mesma razão a possibilidade (de qualquer modo improvável) de a configuração ser $(2s_{1/2})^2_0 1d_{3/2}$ é afastada. O caráter $\frac{3}{2}^+$ do estado fundamental, somado ao resultado experimental acima, obviamente invalida a configuração $(2s_{1/2})^2_0 1d_{5/2}$.

Como já assinalamos no início desta seção, deformações serão importantes na camada 2s-1d. Isto é muito provavelmente o que se verifica no caso do ${}^{23}\text{Na}$: da discussão acima somos levados a concluir que este é um núcleo fortemente deformado. Os níveis incertos⁴⁵⁾ no ${}^{22}\text{Ne}$ entre 5 e 6 MeV não permitem uma identificação do estado-furo. Por outro lado, há a possibilidade de o pico a 23 MeV corresponder a um furo \underline{n} , mas isto não é de modo algum conclusivo a partir do resultado experi-

mental.

Do que foi dito acima e do fato de que não existe indicação alguma de um pico à energia de separação do próton menos ligado, conclui-se que deve ser estudado melhor o ^{23}Na para que se obtenham resultados experimentais conclusivos.

$^{24}\text{Mg}_{12}$: Para este núcleo a situação também não é clara. Na fig. 4.35 vê-se o resultado de uma experiência³⁸⁾ para transferência de momento nula com um pico a 18.0 MeV, largura 5.0 MeV. Na fig. 4.36 mostramos o

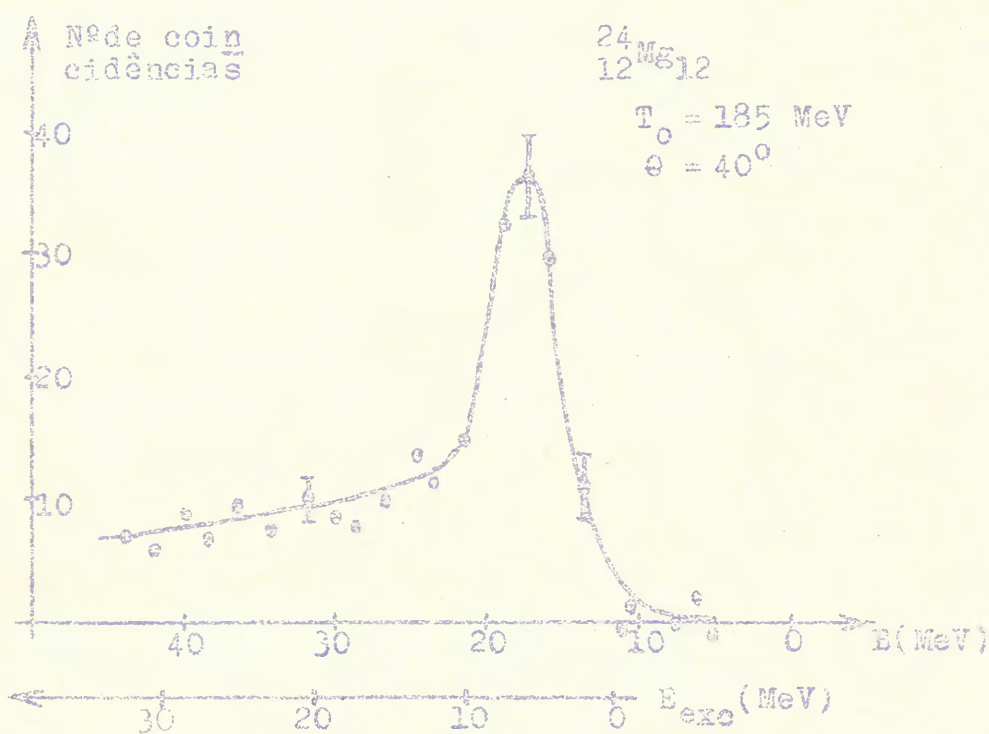


Figura 4.35

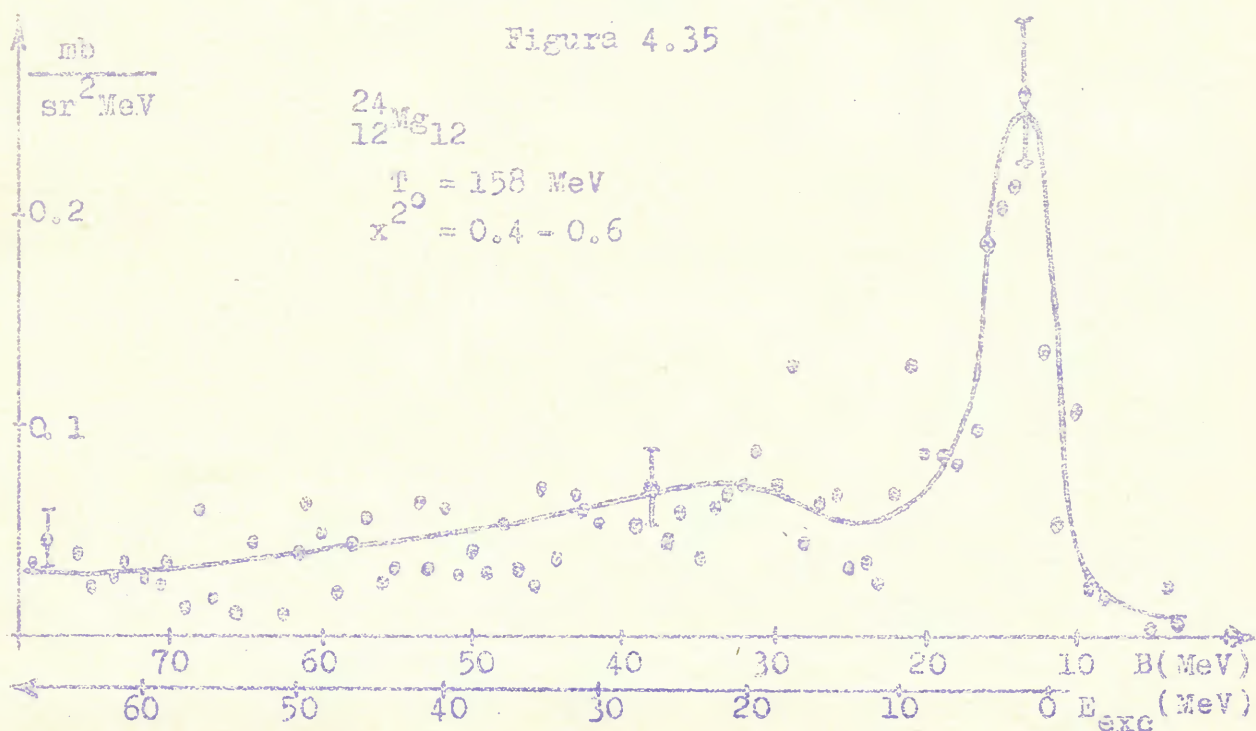


Figura 4.36

resultado³⁴⁾ para um valor não nulo da transferência de momentum: vê-se um pico a 13.0 MeV (que também é visto na experiência para transferência de momentum nula) com uma largura de 5.5 MeV. Neste trabalho³⁴⁾ foi visto o mesmo espectro para todos os valores da transferência de momentum.

Os dois resultados não concordam; talvez exista uma incerteza na escala de energia (um deslocamento de cerca de 5 MeV) em uma das duas experiências e conseqüentemente talvez os dois picos realmente estejam à mesma energia. Isto é corroborado pelo fato de que a variação da intensidade do pico, quando a transferência de momentum varia, é a mesma em ambos os resultados: o pico existe para todos os valores da transferência de momentum e não se verifica máximo ou mínimo pronunciado na distribuição de correlação angular.

Se supuséssemos que a escala de energia da fig. 4.36 fôsse a correta, seria possível interpretar o resultado em termos do modelo de camadas do seguinte modo: tem-se um pico correspondente ao arrancamento de um próton $1d_{5/2}$, permanecendo o núcleo residual ^{23}Na em seu primeiro estado excitado⁶⁴⁾ $\frac{5}{2}^+$ a 6.44 MeV, considerando que a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{24}Mg é de 11.7 MeV; tem-se outro pico, correspondente ao arrancamento de um próton $2s_{1/2}$, permanecendo o núcleo residual ^{23}Na no estado excitado $\frac{1}{2}^+$ a 2.64 MeV ou talvez até no de 6.3 MeV. Este estado s teria uma intensidade tal que mascararia o estado d completamente. Teríamos então para o ^{24}Mg a configuração $[(2s_{1/2})^2(1d_{5/2})^2]_0$. Entretanto, o fato de o pico da fig. 4.36 estar presente para todos os valores da transferência de momentum com aproximadamente a mesma intensidade seria difícil de entender com esta configuração.

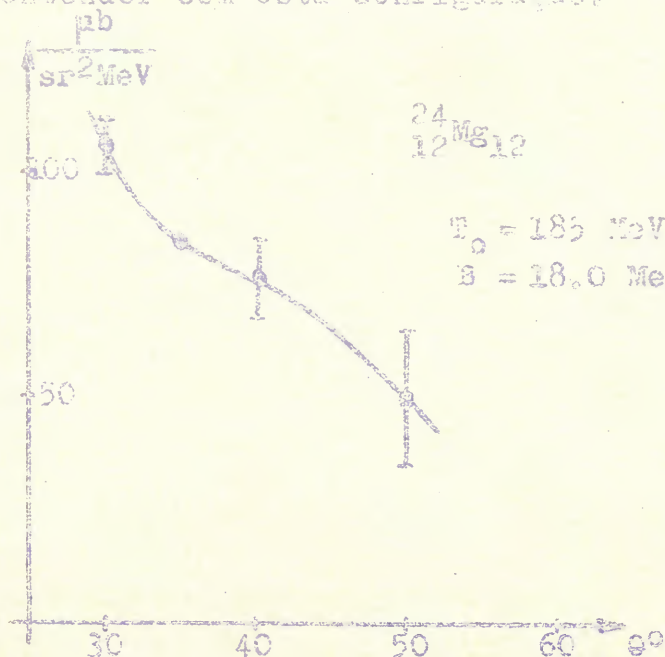


Figura 4.37

Por outro lado, se supuséssemos que a escala de energia da fig. 4.35 fôsse a correta, teríamos novamente o problema de não existir um pico correspondente ao próton menos ligado. O resultado da correlação angular³⁸⁾, apresentado na fig. 4.37, dá uma indicação de que provavelmente temos um estado $d_{5/2}$, se se comparam os resultados com os cálculos de Johansson e Tibell³⁹⁾ para o estado $d_{5/2}$ no ^{27}Al . Mas uma configuração $(1d_{5/2})^4$ seria incompatível com a não excitação do estado $\frac{5}{2}^+$ no ^{23}Na , pois neste caso o pico deveria estar localizado em torno de 12 MeV.

Vê-se pois, que nenhuma das duas interpretações é satisfatória. Entretanto, há evidência experimental adicional de que o ^{24}Mg possui uma grande deformação, o que provavelmente explica a situação obscura presente.

$^{27}\text{Al}_{14}$: Na fig. 4.38 um espectro de energia para transferência de momentum nula³⁰⁾ mostra um pico a 13.4 MeV com uma largura de 4.5 MeV. Este pico diminui continuamente de intensidade quando x^2 decresce. Na fig. 4.39, a) e b), vêm-se dois espectros de energia em dois ângulos diferentes³¹⁾. Veremos das distribuições de correlação angular individuais que experimentalmente foram separados três picos. Numa tentativa de separar as duas curvas em picos triangulares, obtivemos o seguinte resultado: um pico a 15.6 MeV, largura 5.5 MeV, que é visto na fig. 4.39b, um pico a 13.5 MeV, que se manifesta na fig. 4.39a como uma assimetria para o lado de energia menor, cuja largura estimamos em cerca de 6 MeV, e um pico a 21.5 MeV, largura 4.5 MeV, que também pode ser visto na

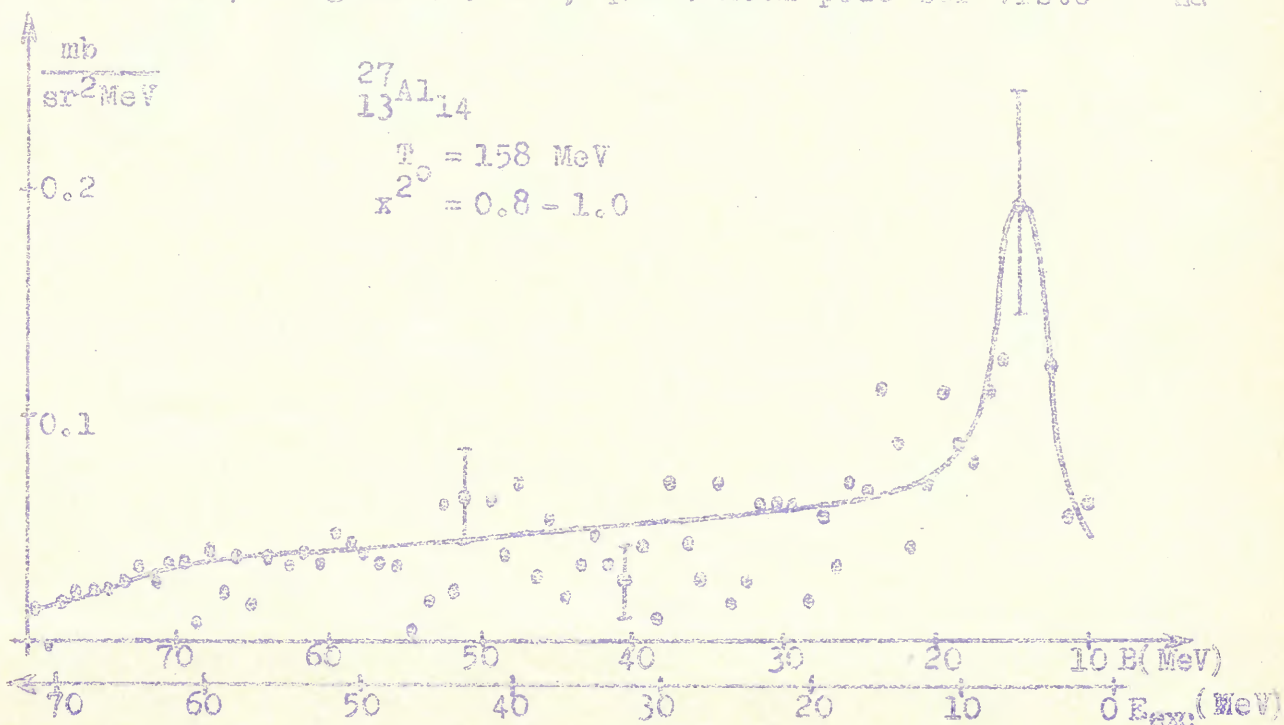


Figura 4.38

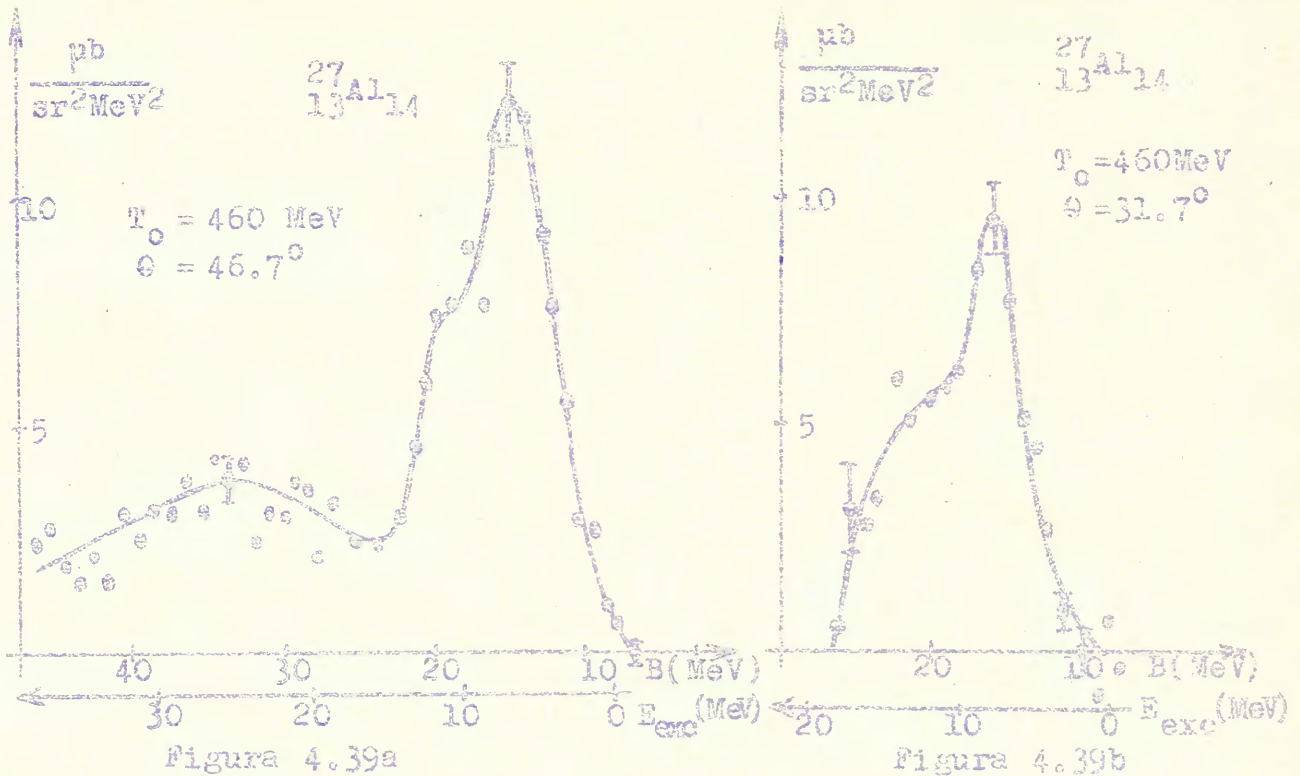


fig. 4.39b. Além disso, vê-se na fig. 4.39a uma indicação de picos na região entre 30 MeV e 40 MeV. O resultado da correlação angular abaixo dá para o pico de 13.5 MeV um caráter d e para o de 15.6 MeV um caráter g enquanto que não há conclusão definida sobre o pico de 21.5 MeV. Estes resultados são confirmados, inclusive a indicação de picos na região entre 30 MeV e 40 MeV, em experiências³⁸⁾ a 185 MeV. Sendo a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{27}Al de 8.3 MeV, conclui-se que o estado fundamental 0^+ do ^{26}Mg não é excitado, pois nenhum pico é compatível com esta energia.

Estes resultados não são facilmente interpretáveis. Evidentemente a configuração mais simples no modelo de camadas, $(1d_{5/2})^5_{5/2}$, é incompatível com os resultados experimentais, que mostram com bastante segurança a existência de dois prótons na camada $2s_{1/2}$. Por outro lado, há também prótons d , mas não há um pico correspondente à energia de separação do próton menos ligado e o pico a 21.5 MeV não tem uma explicação simples. Como o estado fundamental do ^{27}Al é 5^+ , todos os picos identificados deveriam ter um desdobramento jj , resultando em estados do núcleo residual entre 0^+ e 3^+ , e talvez até 5^+ ; é difícil identificar estes estados com os estados excitados conhecidos⁶⁴⁾ do núcleo residual ^{26}Mg . Poder-se-ia, talvez muito tentativamente, atribuir uma configuração $[(2s_{1/2})^2(1d_{5/2})^3]_{5/2}$ ao ^{27}Al ; entretanto, deve-se levar em conta que deformações são muito possíveis neste núcleo. Parece-nos que não se pode ainda obter uma conclusão clara dos resultados experimentais.

Uma observação final sobre o espectro de energia: se a indicação dos picos na região entre 30 MeV e 40 MeV for confirmada, estes picos corresponderão provavelmente aos estados-furo $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$; estes picos também deveriam apresentar um desdobramento jj , resultando em estados-furo de paridade negativa e valores do momento angular entre 1 e 4.

Os resultados para as correlações angulares ³¹⁾ são dados na fig. 4.40 e mostram as distribuições de momentum

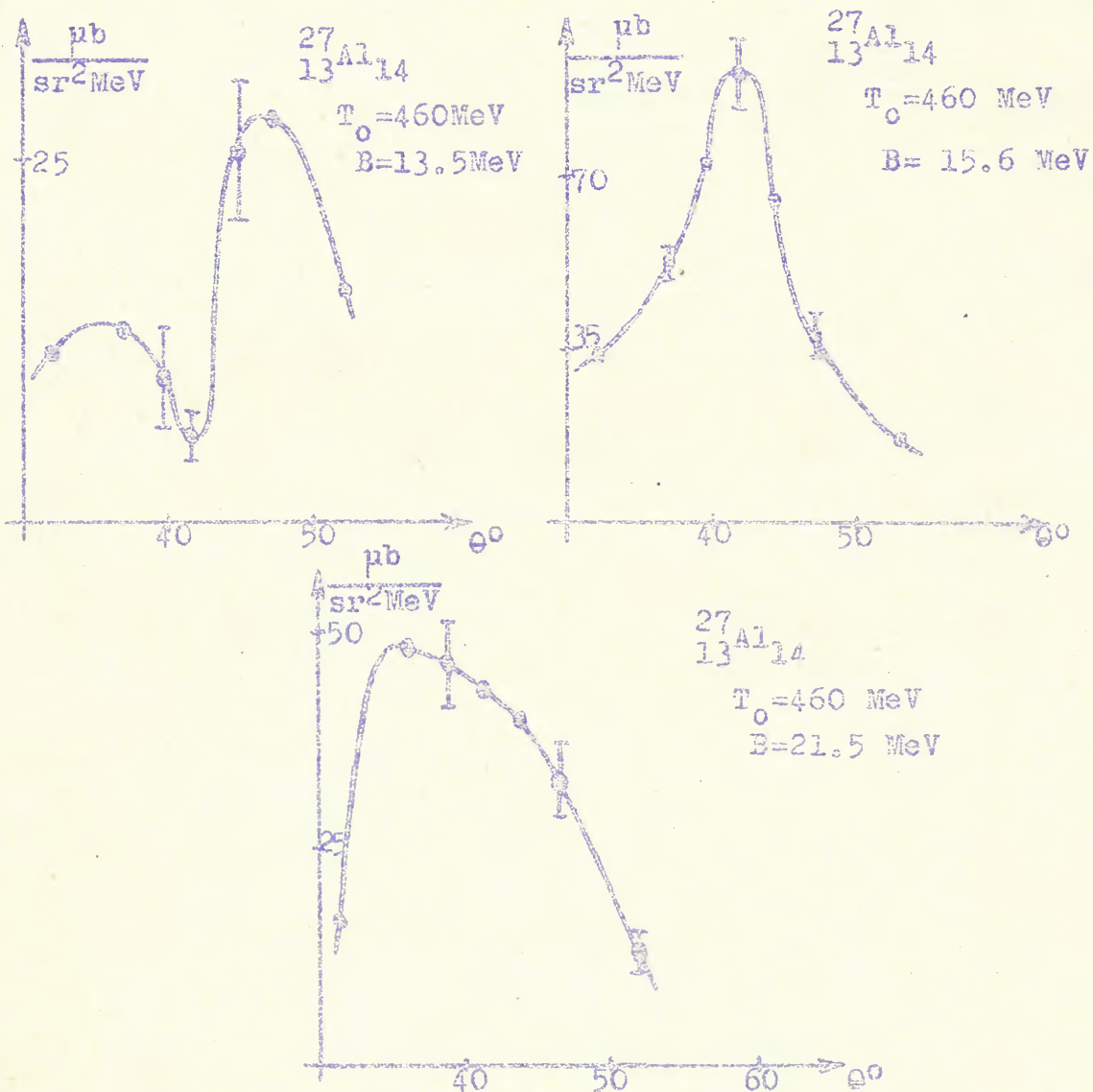


Figura 4.40

características já mencionadas: para o estado 13.5 MeV uma distribuição \underline{d} e para o estado 15.6 MeV uma distribuição \underline{s} . A distribuição do estado 21.5 MeV não é característica; é possível que efeitos de interferência devidos à distorção sejam importantes, e que a correlação angular seja a de um estado \underline{d} fortemente enchido devido à interferência.

Os resultados da correlação angular ³⁸⁾ a 185 MeV são menos conclusivos. Há uma análise teórica, realizada por Johansson e Tibell ³⁵⁾, seguindo a mesma linha de cálculos anteriores ⁵²⁾; é difícil comparar os resultados teóricos com os ex-

perimentais (os próprios autores não o fizeram em detalhe) mas parece-nos que a concordância qualitativa é razoável, o que é bastante encorajador.

$^{28}_{14}\text{Si}_{14}$: Os espectros para o ^{28}Si são apresentados na ³⁰⁾ fig. 4.41 e na ³¹⁾ fig. 4.42.

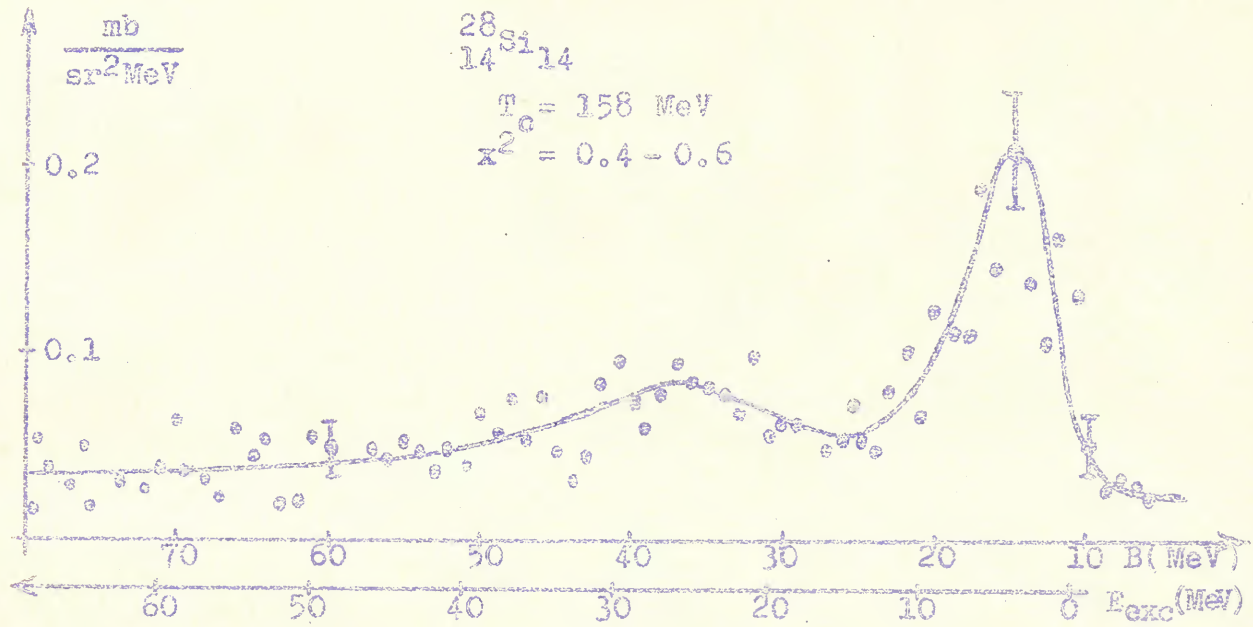


Figura 4.41

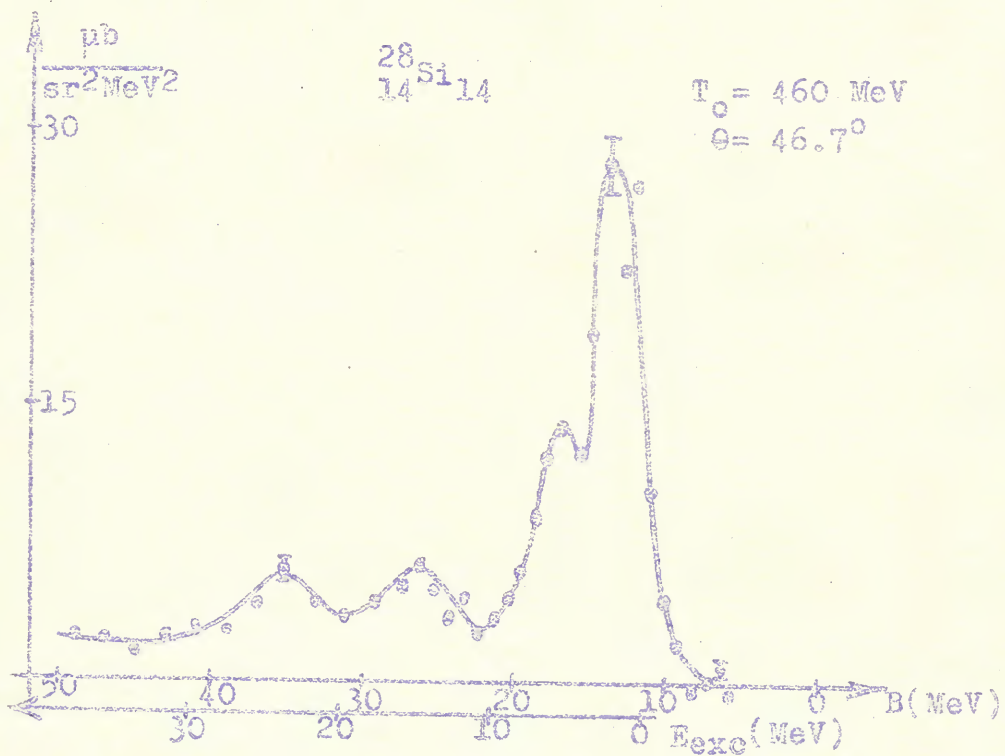


Figura 4.42

Para este núcleo os resultados são mais claros do que para o caso anterior. Na fig. 4.41 vê-se um pico a 15 MeV com uma largura de 10 MeV e a indicação de um pico a cerca de 36 MeV. Na fig. 4.42 vêem-se vários picos: um a 13.0 MeV, largu

ra 4.0 MeV, um a 16.9 MeV, largura 4.0 MeV e uma indicação clara de picos a 26.4 MeV e a 35.4 MeV.

O pico em torno de 36 MeV é visto nas duas figuras, que mostram resultados de laboratórios diferentes e obtidos para diferentes energias. Não pensamos, portanto, que este seja um pico acidental. Além disso, no primeiro dos trabalhos³⁰⁾ este pico só aparece para valores da transferência de momentum bastante diferentes de zero. Conseqüentemente, temos aqui uma indicação forte de que este pico corresponda ao arrancamento de um próton $1p$ de uma camada interna.

O pico largo a 15 MeV na fig. 4.41 corresponde obviamente aos dois picos a 13.0 MeV e a 16.9 MeV da fig. 4.42. Este fato é reforçado pelo argumento seguinte: os diferentes espectros obtidos³⁰⁾ para valores diferentes da transferência de momentum mostram um decréscimo e um nítido deslocamento do pico para o lado de energias maiores quando a transferência de momentum aumenta. Por outro lado, as correlações angulares³¹⁾ apresentadas abaixo mostram que o pico (mais intenso) a 13.0 MeV tem um caráter s, enquanto que o pico (menos intenso) a 16.9 MeV tem um caráter d. Os dois comportamentos concordam plenamente.

Pensamos, portanto, que se pode interpretar os resultados do seguinte modo: considerando que o pico s a 13.0 MeV corresponde aproximadamente à energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado do ^{28}Si , 11.6 MeV, o núcleo residual ^{27}Al permanece em seu estado fundamental ou em um estado excitado de energia de excitação muito pequena. Como o estado fundamental do ^{27}Al é $\frac{5}{2}^+$ e o único estado $\frac{1}{2}^+$ conhecido⁶⁴⁾ entre energias de excitação de 0 MeV e 3 MeV é o estado a 0.842 MeV, pode-se concluir que o pico a 13.0 MeV corresponde ao arrancamento de um próton $2s_{1/2}$ do ^{28}Si . Se, por outro lado, examinarmos a distribuição de correlação angular deste pico, fig. 4.43 abaixo, veremos que esta distribuição se estende tanto a valores bastante pequenos como a valores bastante grandes dos ângulos, de modo que é provável que sob o pico s a 13.0 MeV na fig. 4.42 haja um pico d, que deveria estar centrado em cerca de 12 MeV, e que corresponderia ao arrancamento do próton menos ligado do ^{28}Si , permanecendo o núcleo residual ^{27}Al em seu estado fundamental $\frac{5}{2}^+$.

Caso a interpretação acima esteja correta, concluir-se-ia que o ^{28}Si é fortemente deformado e, neste caso o estado a 16.9 MeV corresponderia provavelmente a um estado $1d_{3/2}$, já que a distribuição de correlação angular (veja-se abaixo) é característica de um estado d.

Entretanto, pode-se também interpretar o resultado, sem admitir deformações, no modelo de camadas simples, supondo que o estado fundamental do ^{27}Al não é excitado (não existindo, portanto, um outro pico sob o pico de 13.0 MeV) e que o pico a 16.9 MeV corresponde a prótons $1d_{5/2}$. Neste caso a configuração do ^{28}Si seria simplesmente $[(1d_{5/2})^4(2s_{1/2})^2]_0$.

Finalmente, desejamos comparar os dados experimentais com os resultados obtidos para os estados de partícula única por Frahn e Lemmer⁽⁶⁵⁾; êstes autôres usaram um potencial não local, considerado através da aproximação de massa efetiva, e usaram como potencial comum um potencial de oscilador harmônico isotrópico. Os resultados para os níveis de neutrons (que não deveriam ser muito diferentes dos níveis de prótons) para $A = 28$ são aproximadamente

$$\begin{array}{lll} 2s_{1/2} : & 6 \text{ MeV} & 1d_{5/2} : 14.5 \text{ MeV} & 1p_{1/2} : 27 \text{ MeV} \\ 1p_{3/2} : & 34 \text{ MeV} & 1s_{1/2} : & 55 \text{ MeV.} \end{array}$$

Comparando êstes resultados com os dados experimentais, deve-se levar em conta a energia coulombiana, pois no caso presente estamos trabalhando com prótons. Apesar de o estado menos ligado não concordar muito bem (o que seria de esperar, já que há sempre flutuações mais ou menos violentas na camada superior), o acôrdo dos outros valores, se a última interpretação fôr correta, é bastante bom. Isto significaria que a indicação experimental da existência de picos a 26.4 MeV e a 35.4 MeV é devida ao arrancamento de um próton $p_{1/2}$ e de um próton $p_{3/2}$ respectivamente.

Os resultados da correlação angular para os estados a 13.0 MeV e 16.9 MeV são apresentados na fig. 4.43 e mos

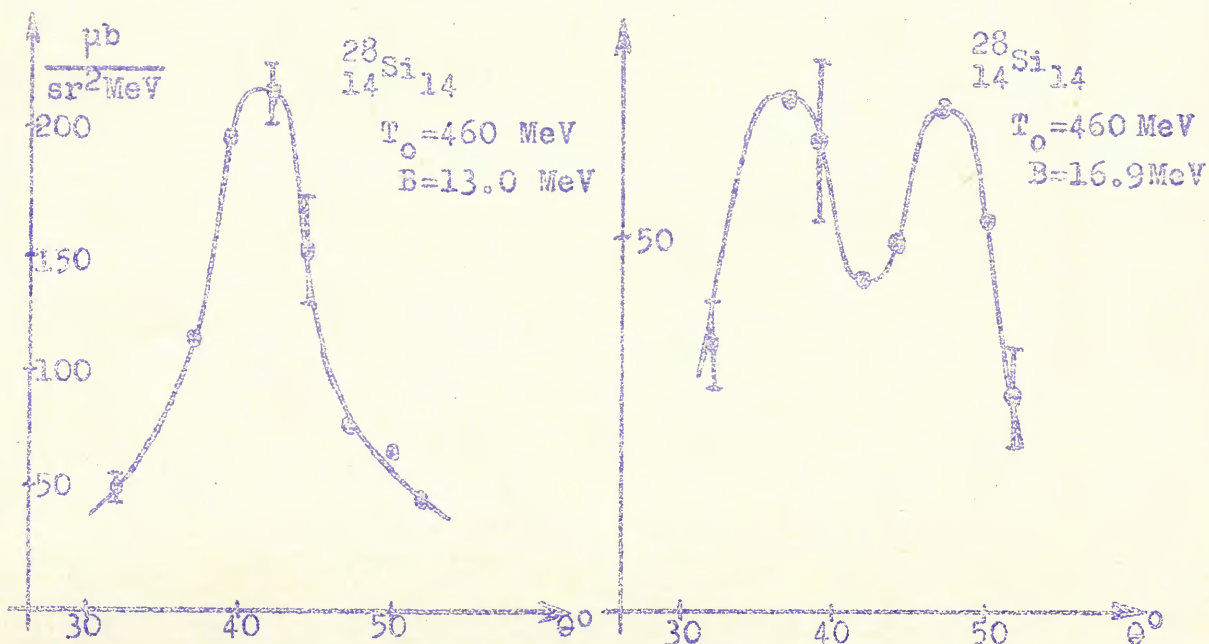


Figura 4.43

tram o comportamento característico de um estado s (talvez es-
tendendo-se um pouco além, para ângulos grandes e pequenos, do
que o esperado) e de um estado d.

$^{31}_{15}\text{P}_{16}$: Há neste caso novamente resultados bas-
tante conclusivos. Na fig. 4.44 mostra-
mos o espectro de energia³⁸⁾ a 185 MeV, vendo-se os picos se-
guintes: um pico a 7.2 MeV, largura 3.2 MeV, um pico a 13.9 MeV, lar-
gura 4.5 MeV, um pico a 19.0 MeV, largura 5.0 MeV e uma leve in-
dicação de um pico em tôrno de 25 MeV. Um resultado semelhante
se tem a 460 MeV no espectro³¹⁾ da fig. 4.45: um pico a 7.8 MeV,

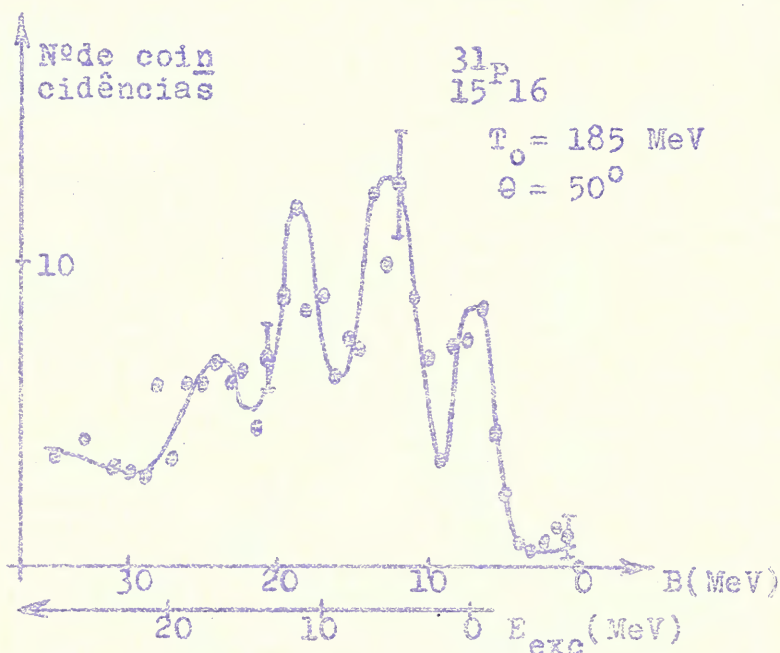


Figura 4.44

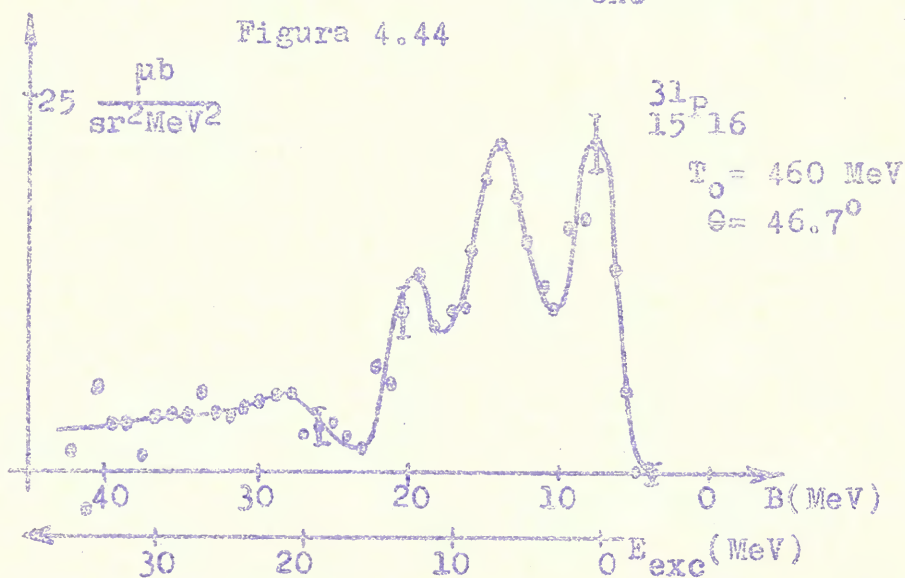


Figura 4.45

largura 3.0 MeV, um pico a 14.0 MeV, largura 5.1 MeV, um pico a
19.5 MeV, largura 3.2 MeV e uma indicação de um pico largo a cêr-
ca de 28 MeV, largura de cêrca de 12 MeV.

As distribuições de correlação angular (veja-se
abaixo) também concordam muito bem em ambas as experiências; o

pico de 7.8 MeV tem uma distribuição característica de um estado s , e as outras duas distribuições são indicativas de estados d .

A energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{31}P é de 7.3 MeV e o estado fundamental é $\frac{1}{2}^+$; o estado fundamental do núcleo residual ^{30}Si é 0^+ ; conseqüentemente os picos a 7.2 MeV e a 7.8 MeV nas duas experiências correspondem ao arrancamento de um próton da camada (superior) $2s_{1/2}$ do ^{31}P permanecendo o núcleo residual ^{30}Si em seu estado fundamental. Os dois outros picos não têm uma interpretação tão imediata. É provável que ambos resultem do arrancamento de prótons d , mas a evidência experimental não é muito forte. Além disso, para todos os picos correspondentes a camadas internas espera-se um desdobramento jj , pois o estado fundamental do ^{31}P é $\frac{1}{2}^+$. Se admitíssemos que os dois picos a 14.0 MeV e 19.5 MeV correspondessem ao desdobramento de um estado $d_{5/2}$, estes estados resultariam em estados-furo do núcleo residual ^{30}Si com caráter 3^+ e 2^+ , com intensidades na razão 7/5, desprezando possíveis diferenças em distorção. Esta é aproximadamente a razão em intensidade que os dois picos da fig. 4.45 apresentam; entretanto, a diferença de 5.5 MeV em energia parece um pouco grande para que esta interpretação seja segura. Caso a interpretação fôsse correta, teríamos uma estrutura $(1d_{5/2})_0^6(2s_{1/2})_{1/2}$ para o ^{31}P ; entretanto, deve-se ter em conta que deformações certamente não estão excluídas para o ^{31}P . Não há valores atribuídos ao momentum angular dos estados excitados⁶⁴⁾ no ^{30}Si na região de interesse, de modo que uma identificação dos picos com estados-furo do ^{30}Si é difícil.

É novamente instrutivo comparar as energias dos picos obtidos com as energias calculadas para estados de partícula única⁶⁵⁾, que, para $A = 31$ são:

$$\begin{array}{lll} 2s_{1/2} : 10.0 \text{ MeV} & , & 1d_{5/2} : 17.5 \text{ MeV} & , & 1p_{1/2} : 29.5 \text{ MeV}, \\ 1p_{3/2} : 36.5 \text{ MeV} & , & 1s_{1/2} : 56.5 \text{ MeV} & . \end{array}$$

Vemos que a energia da camada superior não concorda muito bem, (apesar de melhor do que no caso anterior) mas a tentação de identificar a leve indicação de um pico largo a cerca de 28 MeV com estados $1p$ é grande. Se se estimasse a energia coulombiana de modo a dar um resultado correto para a camada superior, haveria uma diferença em energia de cerca de 2 MeV, de modo que em vez de 10.0 MeV e 17.5 MeV, teríamos 8.0 MeV e 15.5 MeV, melhorando, pois, a concordância, em particular se se levar em conta que sem

desdobramento jj o estado $1d_{5/2}$ estaria localizado aproximadamente a 16 MeV.

A correlação angular³¹⁾ para os três picos de menor energia é dada na fig. 4.46. Vê-se que o pico a 7.8 MeV

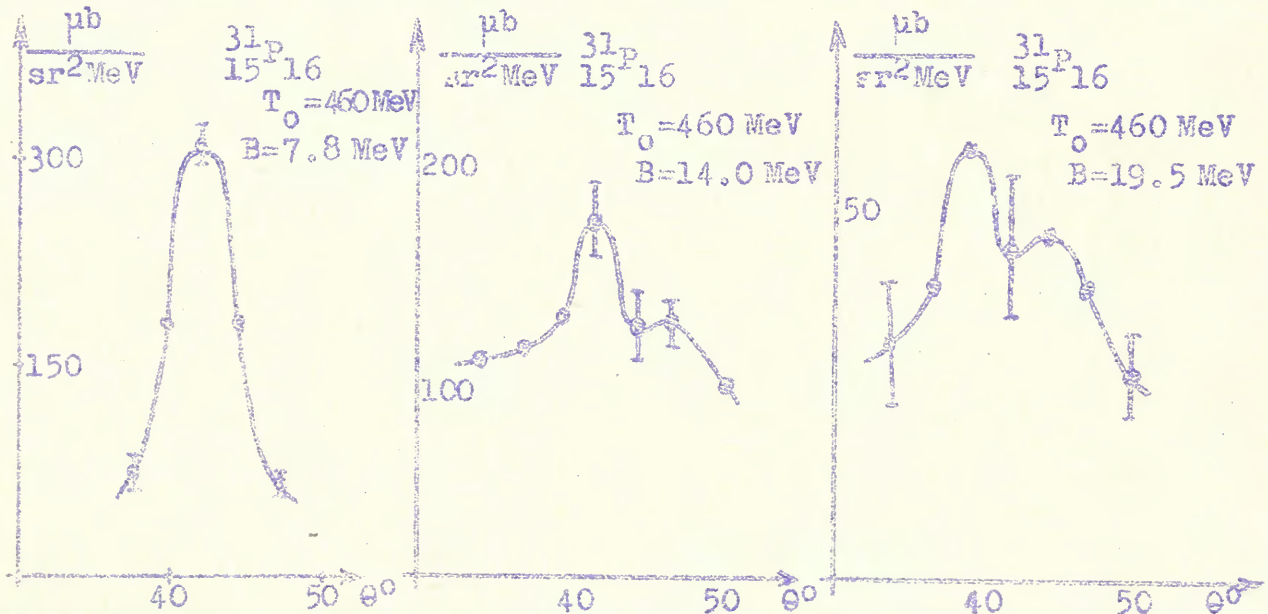


Figura 4.46

tem uma distribuição característica de um estado g e os picos a 14.0 MeV e a 19.5 MeV aparentemente uma distribuição de um estado d . Novamente as observações feitas atrás são válidas: ou temos uma apreciável deformação no ^{31}P ou os dois estados $d_{5/2}$ (com desdobramento jj) têm os mínimos bastante enchidos, devido à distorção, possivelmente indicando uma interferência das contribuições dos dois segmentos esféricos conforme já explicado.

Os resultados³⁸⁾ a 185 MeV são ainda menos conclusivos; existe um resultado teórico³⁸⁾ (segundo as linhas já mencionadas⁵²⁾) ao qual se aplicam as mesmas observações feitas no caso do ^{27}Al ; entretanto, um resultado muito encorajador é obtido para este caso, qual seja o de que a seção de choque calculada para a correlação $2s_{1/2}$ concorda dentro de cerca de 50% com o resultado experimental, tanto em valor absoluto como em forma.

$^{32}\text{S}_{16}$: Do modelo de camadas com acoplamento jj esperar-se-ia para o ^{32}S a configuração $[(1d_{5/2})^6(2s_{1/2})^2]_0$. Os resultados experimentais apresentados³⁰⁾ na fig. 4.47 e na³¹⁾ fig. 4.48 indicam uma configuração deste tipo. Na fig. 4.47 vê-se um pico, assimétrico para o lado de maior energia, a 11.0 MeV, com uma largura de 6.4 MeV. A assimetria é causada pela presença de outro pico, a 15.5 MeV, com uma largura de 10.0 MeV; este segundo pico aparece com mais clareza

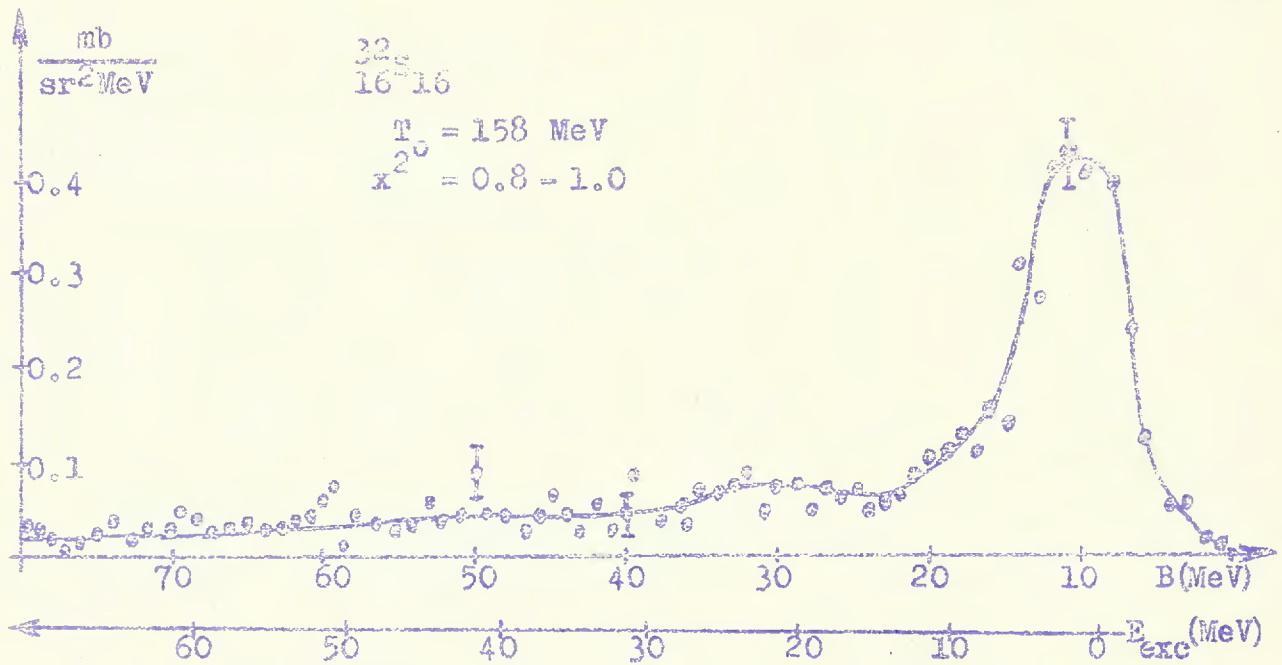


Figura 4.47

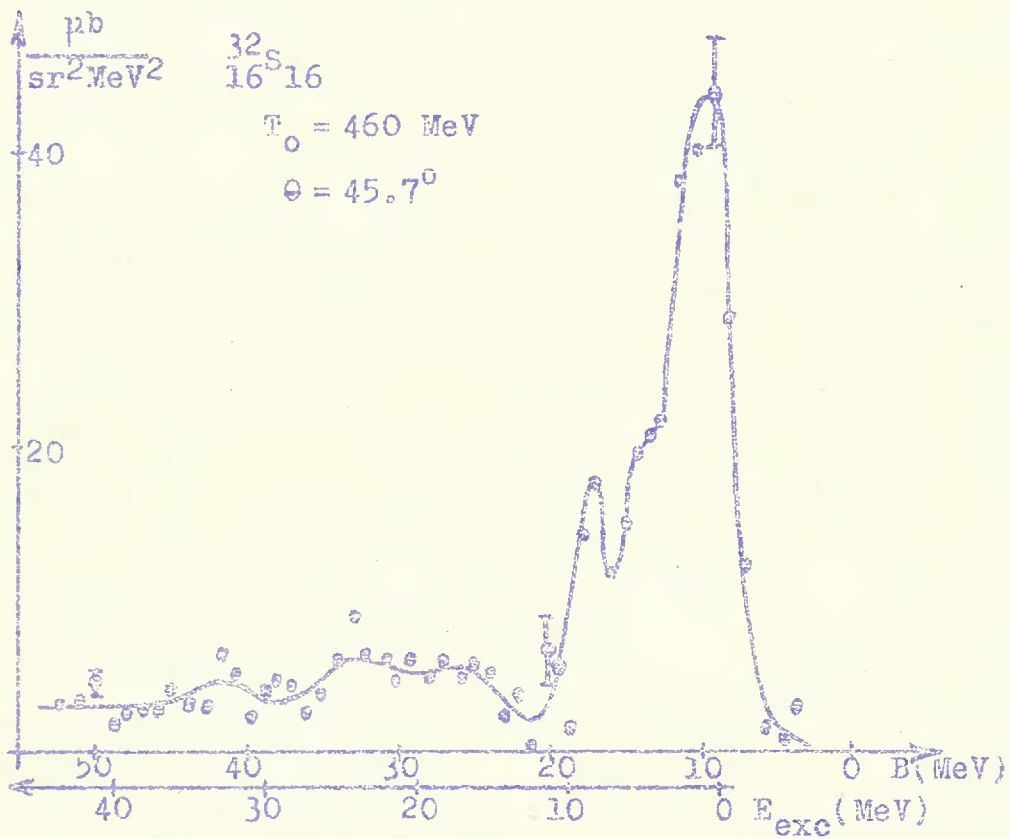


Figura 4.48

para valores de x^2 entre 0.6 e 0.8 (isto é, fora do valor nulo para a transferência de momentum) onde o pico a 11.0 MeV decresce de intensidade. Para valores de x^2 entre 0.2 e 0.6 o pico a 11.0 MeV desaparece completamente restando apenas o pico a 15.5 MeV.

Resultado semelhante se vê na fig. 4.48: pode-se separar um pico a 9.8 MeV com largura de 3.2 MeV, outro a 13.8 MeV com a mesma largura e um terceiro pico a 16.7 MeV com

largura de 2.2 MeV. Do resultado para a correlação angular (veja-se abaixo) se depreende que o pico a 9.8 MeV corresponde a um estado s e o pico a 13.8 MeV a um estado d; para o pico a 16.7 MeV a correlação angular não é conclusiva. Além disso, há leves indicações de picos a cerca de 26 MeV, 33 MeV e 42 MeV.

Considerando o valor para a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{32}S , 8.9 MeV, e os momentos angulares e paridades 0^+ do estado fundamental do ^{32}S e $\frac{1}{2}^+$ do estado fundamental do núcleo residual ^{31}P , conclui-se que o pico a 9.8 MeV corresponde ao arrancamento do próton s do ^{32}S permanecendo o ^{31}P residual em seu estado fundamental. Há pelo menos dois estados que podem ser excitados no ^{31}P se o pico a 13.8 MeV corresponder ao arrancamento de um próton d_{5/2}, quais sejam os dois estados $\frac{5}{2}^+$ a 4.3 MeV e a 4.6 MeV. Quanto ao pico a 16.7 MeV, o resultado da correlação angular não sendo muito conclusivo é difícil a identificação com estados-furo no ^{31}P , pois existem estados com energias muito próximas, localizados entre 7.8 MeV e 8.3 MeV; além disso, espera-se alguma deformação para o ^{32}S , o que aumenta esta incerteza.

Como uma unidade de massa na abcissa da fig. 1 na ref.⁶⁵⁾ corresponde aproximadamente à espessura de uma linha traçada a lápis, usaremos os mesmos valores já usados para o ^{31}P para comparar as energias dos picos com os resultados calculados para os estados correspondentes. Vê-se que o estado $2s_{1/2}$ concorda bastante bem (não corrigido para a energia coulombiana) mas a concordância do estado $1d_{5/2}$ não é tão boa (quer se corrija quer não para a energia coulombiana). A indicação da existência de picos a 26 MeV e a 33 MeV poderia corresponder a estados-furo $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$, mas isto não é de modo algum certo, tanto analisando as curvas experimentais como os valores das energias.

Os resultados³¹⁾ para as correlações angulares são dados na fig. 4.49. Pode-se identificar claramente a distribuição do pico de 9.8 MeV como característica de um estado s; a correlação do pico de 13.8 MeV é muito semelhante à de um estado d e a do pico de 16.7 MeV não é conclusiva, apesar de indicar um estado s. Esta última pode ser pensada como causada parcialmente por uma deformação do ^{32}S (misturando, pois, estados) e parcialmente pelo enchimento muito acentuado do mínimo (se for um estado d) devido à distorção.

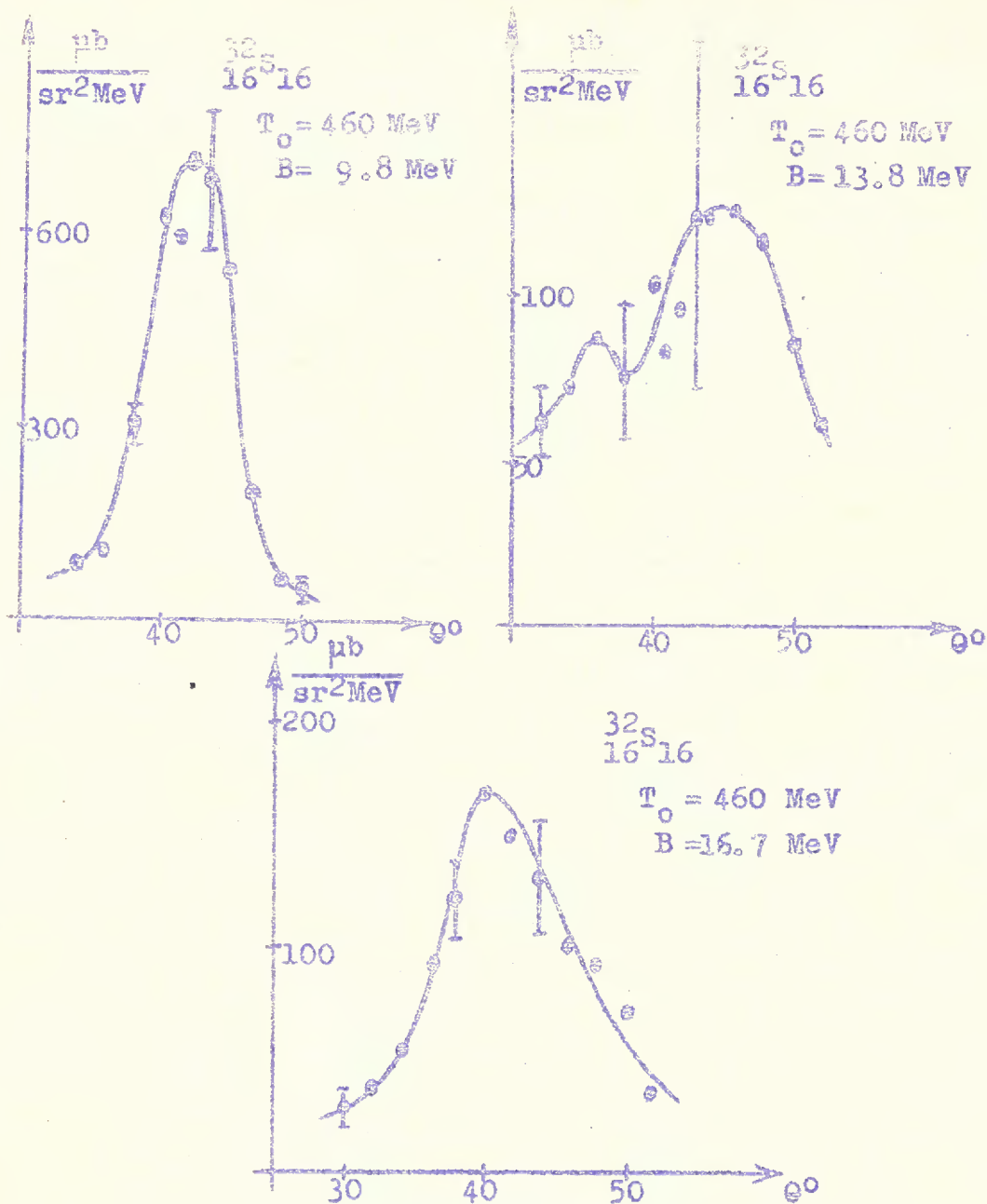


Figura 4.48

$^{35}_{17}\text{Cl}_{18}$: Para o ^{35}Cl existe apenas um resultado experimental³⁰⁾, apresentado na fig. 4.50. Vê-se um único pico a 12.3 MeV, que tem uma largura (depois de simetrizado) de cerca de 10 MeV. Este pico aparece também no espectro correspondente à transferência de momentum nula, apesar de fortemente perturbado por um pico muito intenso correspondente à presença de hidrogênio. Além disso, esse pico decresce para os valores de x^2 entre 0.4 e 0.6 e desaparece completamente para x^2 entre 0.2 e 0.4. Conseqüentemente concluímos que sua natureza é a de um estado \underline{g} . Além disso, para valores de x^2 entre 0.2 e 0.6 há leves indicações de um pico largo entre 30 MeV e 40 MeV e de um em torno de 50 MeV.

Este resultado não tem interpretação unívoca. Considerando que o estado fundamental do ^{35}Cl é um estado $\frac{3}{2}^+$ e

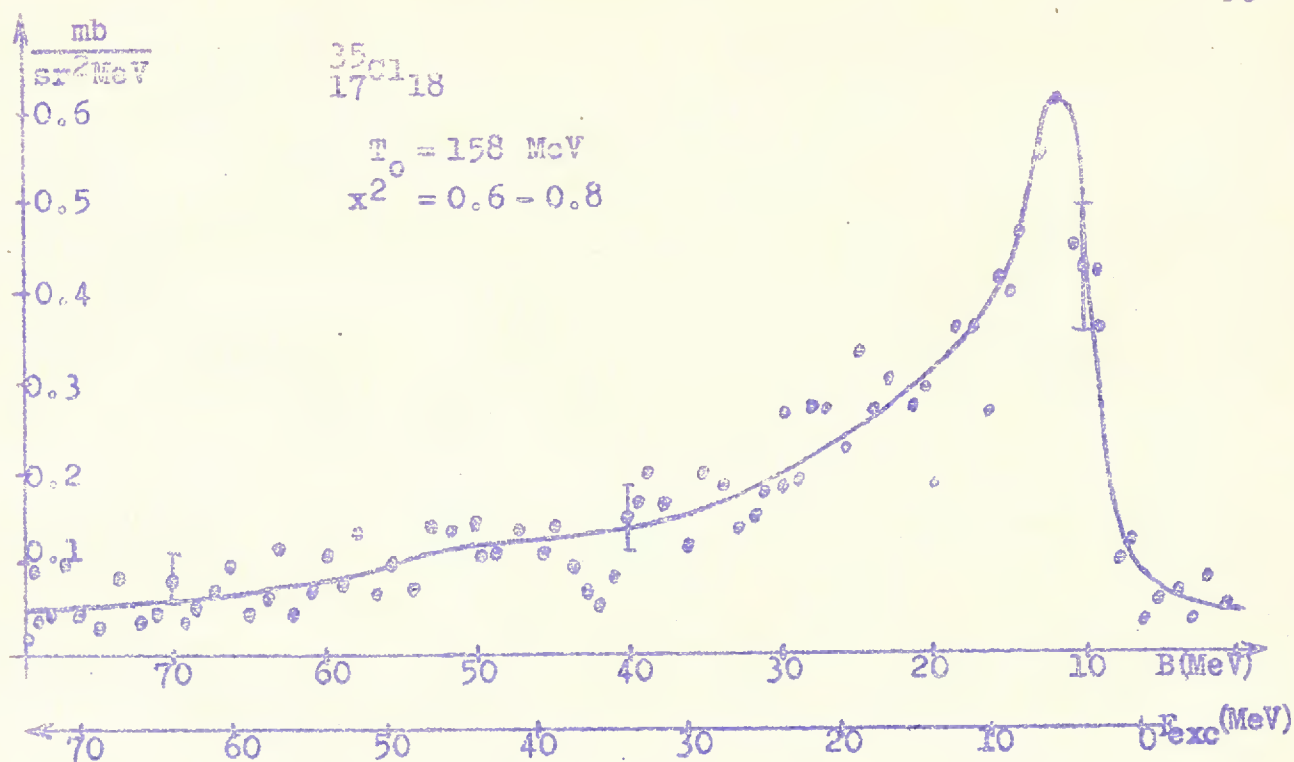


Figura 4.50

que o estado fundamental do núcleo residual ^{34}S é um estado 0^+ , deveria aparecer um pico à energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado do ^{35}Cl , 6.4 MeV. Entretanto, sendo um pico correspondente a um estado $d_{3/2}$, é possível que o pico s a 12.3 MeV, muito intenso, mascare aquele pico completamente. Sendo o estado fundamental do ^{35}Cl um estado $\frac{3}{2}^+$, dever-se-ia esperar um desdobramento *jj* para todos os picos internos; possivelmente a largura de 10 MeV do pico s a 12.3 MeV seja causada por êste desdobramento. Não há valores atribuídos aos spins dos estados⁶⁴⁾ em torno de 5.8 MeV no ^{34}S , de modo que uma identificação dos estados-furo excitados não é possível.

As energias dos estados de partícula única calculadas⁶⁵⁾ para êste caso são

$1d_{3/2}$:	8.5 MeV	$2s_{1/2}$:	12.5 MeV
$1d_{5/2}$:	19.0 MeV	$1p_{1/2}$:	32.0 MeV
$1p_{3/2}$:	38.0 MeV	$1s_{1/2}$:	57.5 MeV

A concordância para o estado $2s_{1/2}$ é boa mas o estado $1d_{5/2}$ aparentemente não é observado. Há uma possibilidade de que o pico largo entre 30 MeV e 40 MeV corresponda aos estados *lp*. Entretanto, o pico em torno de 50 MeV não pode ser atribuído ao estado *ls*, pois aparece apenas para valores de x^2 entre 0.2 e 0.4. É possível que êste pico seja devido a alguma reação espúria, como já mencionado.

${}^{48}_{18}\text{A}_{22}$: Também para este núcleo existe apenas um resultado experimental³¹⁾; o espectro de energia é apresentado na fig. 4.51. Vê-se um pico intenso a 13.3

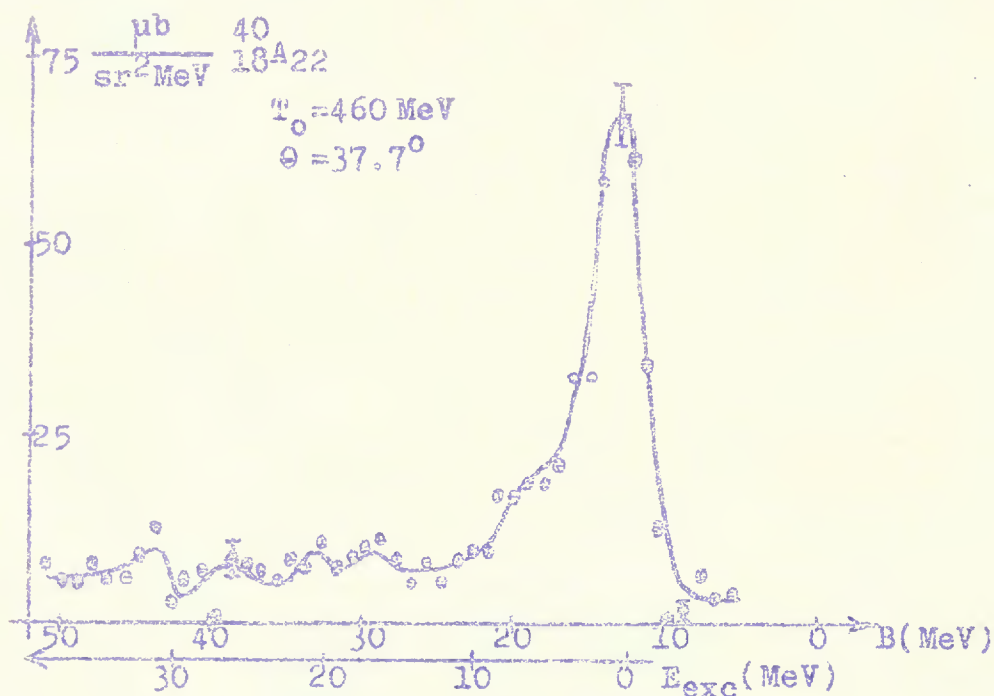


Figura 4.51

MeV com uma largura de 3.3 MeV; no lado de energia maior deste pico há uma clara assimetria, que pode ser explicada pela existência de dois picos, em torno de 16 MeV, largura 3 MeV, e em torno de 20 MeV, largura 4 MeV. Nas regiões de 29 MeV, 33 MeV, 40 MeV e 44 MeV há também indicações de picos, embora não conclusivas.

O estado fundamental do ${}^{40}\text{A}$ é 0^+ e o estado fundamental do núcleo residual de ${}^{39}\text{Cl}$ é $\frac{3}{2}^+$. Portanto, considerando a energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ${}^{40}\text{A}$, 12.5 MeV, e a distribuição de correlação angular do pico de 13.3 MeV (veja-se abaixo), é muito provável que o último próton no ${}^{40}\text{A}$ seja um próton $2s$ cujo arrancamento faz com que o núcleo residual de ${}^{39}\text{Cl}$ permaneça em seu estado excitado⁵⁴⁾ $\frac{1}{2}^+$ a 0.8 MeV, o estado fundamental não sendo excitado. Isto significaria uma inversão da ordem dos níveis se comparada com o modelo de camadas simples. Esperar-se-ia, então, que os dois outros picos, a cerca de 16 MeV e de 20 MeV, correspondessem a prótons $d_{3/2}$ e $d_{5/2}$ (não são conhecidos⁶⁴⁾ estados excitados de ${}^{39}\text{Cl}$ às energias correspondentes). As distribuições de correlação angular indicam para o pico a 20 MeV uma distribuição \underline{d} , mas o pico a 16 MeV tem uma distribuição que se parece muito com a de um estado \underline{g} , apesar de a seção de choque ser da ordem da obtida para um estado \underline{d} .

Por outro lado, poder-se-ia também interpretar o resultado do seguinte modo: o pico $2s_{1/2}$, muito intenso, a 13.3 MeV, mascara um pico $1d_{3/2}$, menos intenso, a 12.5 MeV (há uma leve indicação para este argumento nos ângulos pequenos e grandes da correlação angular do pico de 13.3 MeV); o pico a 20 MeV corresponde ao próton $1d_{5/2}$ (veja-se a correlação angular abaixo) e o pico a 16 MeV tem interpretação incerta.

Pensamos que nenhuma das duas interpretações é conclusiva; um estudo mais detalhado é necessário para se compreenderem completamente os resultados.

Quanto à leve indicação da existência de um pequeno pico a 9.0 MeV, não sabemos se este pico tem um significado real ou se é um efeito puramente experimental (imagem de janela ou semelhante). Se fôr um pico real, deverá ser atribuído a uma impureza no alvo, devido à energia em que está localizado.

Tendo em vista a possível inversão dos níveis, a comparação das energias das camadas superiores com os resultados teóricos⁶⁵⁾ não tem muito significado. Os resultados calculados são:

$1d_{3/2}$:	12 MeV	$2s_{1/2}$:	15.5 MeV
$1d_{5/2}$:	21.5 MeV	$1p_{1/2}$:	34 MeV
$1p_{3/2}$:	40 MeV	$1s_{1/2}$:	59 MeV

Estimando a energia coulombiana novamente como sendo de cerca de 2 MeV, a concordância dos estados $2s_{1/2}$ e $1d_{5/2}$ é razoável. A leve indicação da existência de picos em torno de 33 MeV e 40 MeV parece mostrar um vestígio dos estados $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$.

As correlações angulares dos estados identificados claramente são vistas na fig. 4.52. O estado de 13.3 MeV mostra uma distribuição típica de um estado $2s$; o de 20 MeV é muito provavelmente um estado $1d_{5/2}$, mas o estado de 16 MeV tem interpretação incerta, sendo provavelmente uma mistura de estados s e d devido a deformações, ou então o resultado de uma distorção forte, provocando interferência. Entretanto, esta última hipótese é pouco provável pois a distorção deveria ser maior para o pico a 20 MeV.

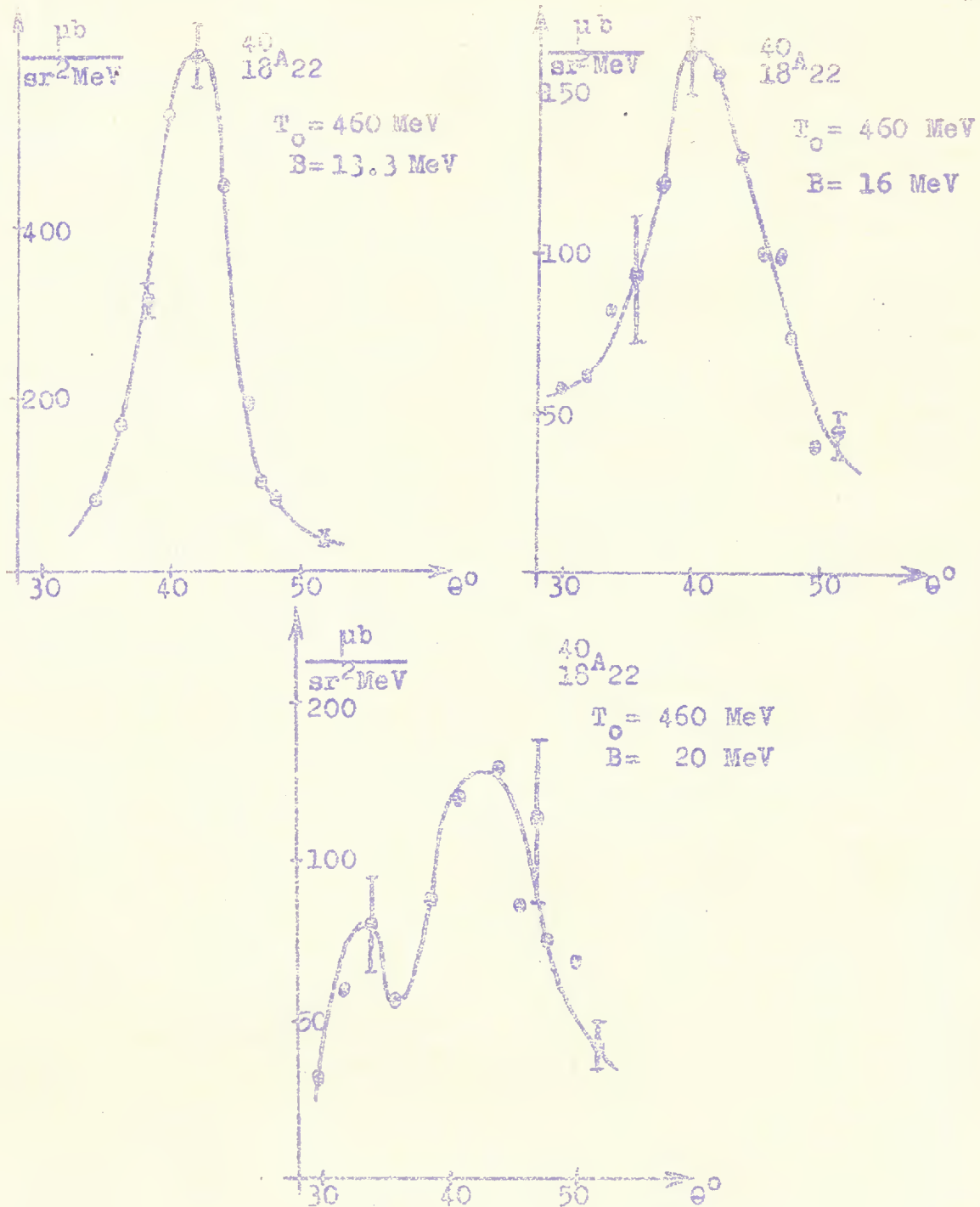


Figura 4.52

$^{39}_{19}\text{K}_{20}$: O único resultado³⁰⁾ existente para o ^{39}K é mostrado na fig. 4.53. Vê-se um pico a 12.1 MeV, com uma largura de 8.0 MeV; êste pico diminui consistentemente de intensidade para valores de x^2 variando de 1.0 a 0.2, concluindo-se que é devido a prótons s. Além disso, para outros valores de x^2 há leves indicações de um pico largo a cerca de 18.5 MeV, e de um pico largo em tôrno de 35 MeV, menos pronunciado.

A energia de separação⁴⁰⁾ do próton menos ligado no ^{39}K é de 6.4 MeV e seu estado fundamental é um estado $\frac{3}{2}^+$. O estado fundamental⁶⁴⁾ do núcleo residual ^{38}A é 0^+ ; consequen-

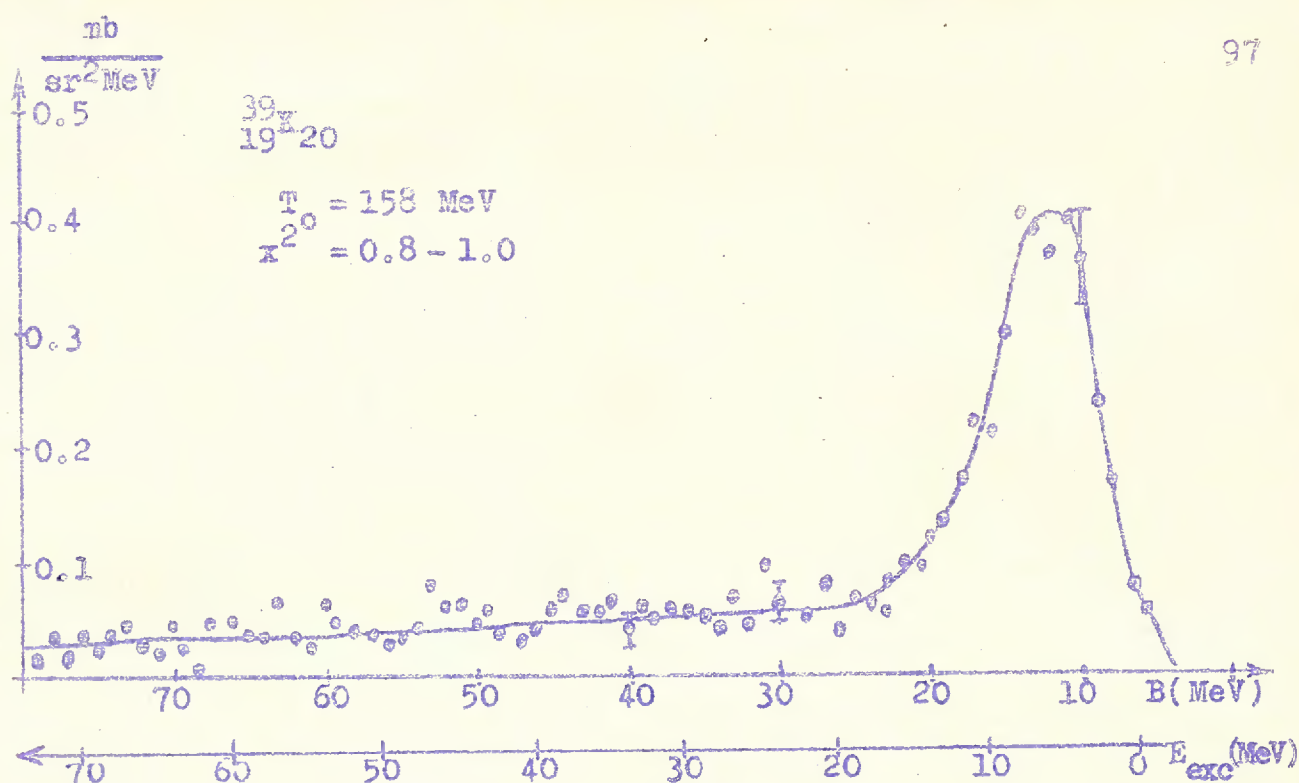


Figura 4.53

temente, este estado deveria ser excitado numa reação $(p, 2p)$ se o próton menos ligado do ^{39}K fosse um próton $d_{3/2}$. O não aparecimento deste pico pode ser devido à grande intensidade do pico s , mascarando o pico $d_{3/2}$. O pico a 18.5 MeV pode corresponder ao estado $d_{5/2}$, mas a indicação é bastante fraca. É difícil de identificar o estado-furo s numa energia de excitação de cerca de 5.7 MeV no esquema de níveis⁶⁴⁾ do ^{38}A .

Os níveis teóricos⁶⁵⁾ estão, pelas razões já expostas, localizados às mesmas energias que os do ^{40}A . Uma comparação mostra que a concordância não é muito boa, existindo entretanto uma leve possibilidade de o pico bastante mal determinado a 35 MeV corresponder a um estado-furo $1p$.

Parece-nos que este caso ainda não está bem compreendido, e resultados experimentais adicionais são necessários para se chegar a uma conclusão mais positiva.

$^{40}_{20}\text{Ca}_{20}$: Este é o núcleo da camada $2s-1d$ mais intensamente estudado. Já havia ele sido analisado nas experiências pioneiras mencionadas⁴⁾, tendo sido também estudado mais recentemente pelos diversos grupos^{30-32, 36-38, 66)} que trabalham em reações $(p, 2p)$. Apresentaremos quatro espectros de energia, dois^{38, 66)} nas figs. 4.54 e 4.55 e dois³¹⁾ nas figs. 4.56 e 4.57.

Os resultados a 185 MeV, figs. 4.54 e 4.55, são: um pico a 8.4 MeV, largura 4.0 MeV, um pico a 11.0 MeV, largura 4.0 MeV e um pico a 15.0 MeV, largura 6.6 MeV, e ademais, um

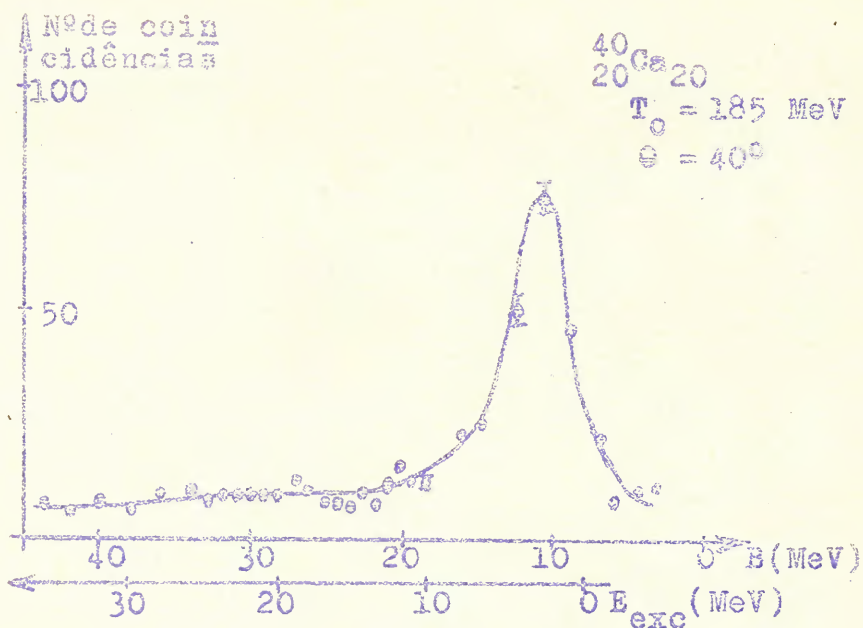


Figura 4.54

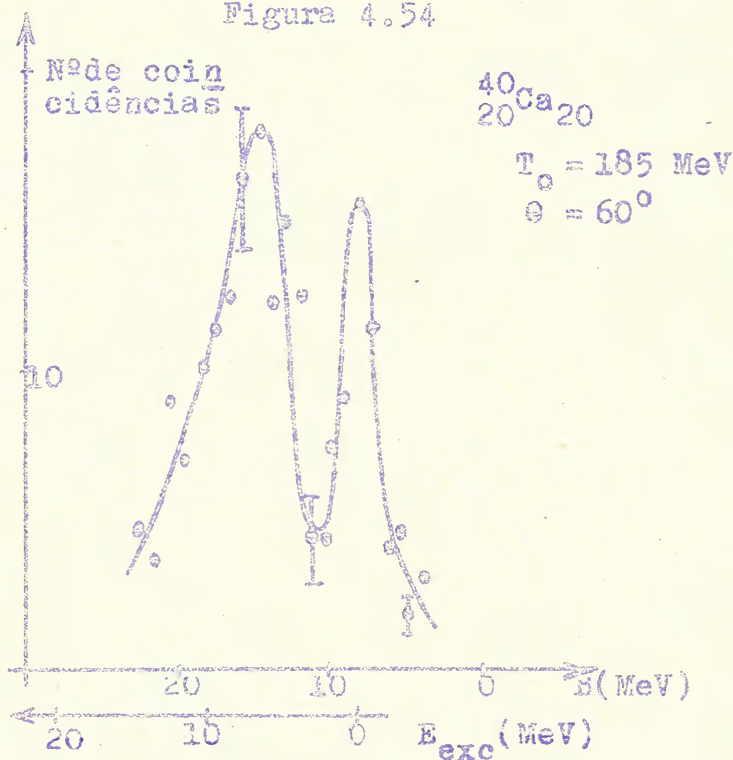


Figura 4.55

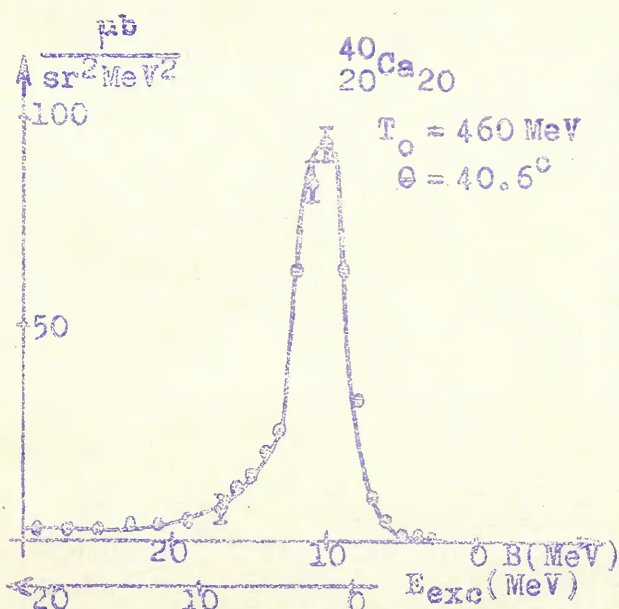


Figura 4.56

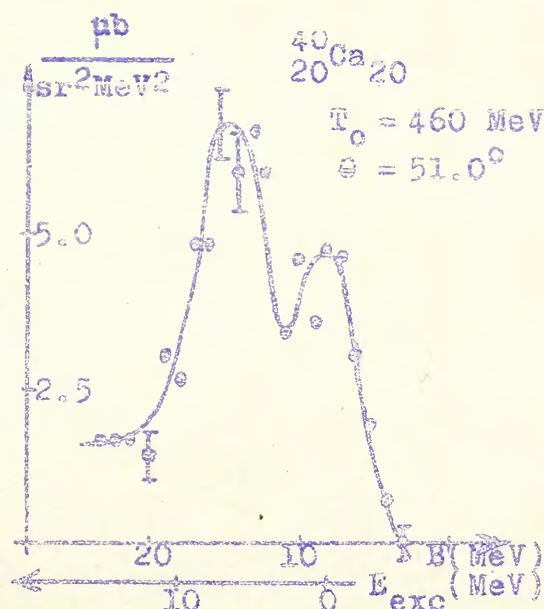


Figura 4.57

fundo bastante regular, aparentemente sem vestígios de outro pico (veja-se, entretanto, a observação abaixo).

Os resultados a 460 MeV, figs. 4.56 e 4.57, são: um pico a 8.4 MeV, largura 3.5 MeV, um pico a 11.1 MeV, largura 3.5 MeV e um pico a 14.5 MeV, largura 5.6 MeV.

Em ambos os resultados vê-se muito claramente que no ângulo correspondente à transferência de momentum nula a parece praticamente só o pico 2s a 11.1 MeV (veja-se a correlação angular abaixo) e num ângulo diferente o pico 2s praticamente desaparece surgindo os dois picos $1d_{3/2}$ a 8.4 MeV e $1d_{5/2}$ a 14.5 MeV, de ambos os lados do pico 2s.

Este resultado está de acôrdo com o que se espera do modelo de camadas: o estado superior é um estado $d_{3/2}$, correspondendo exatamente à energia de separação⁴⁰⁾, 8.3 MeV, do próton menos ligado no ^{40}Ca , permanecendo portanto o núcleo residual ^{39}K em seu estado fundamental $\frac{3}{2}^+$. Os dois estados seguintes correspondem a prótons $2s_{1/2}$ e $1d_{5/2}$, após o arrancamento dos quais o núcleo residual ^{39}K permanece em estados excitados a cêrca de 2.6 MeV e 6.5 MeV. Portanto, muito provavelmente o nível⁶⁴⁾ a 2.53 MeV do ^{39}K corresponde a um estado furo $2s_{1/2}$ e tem caráter $\frac{1}{2}^+$; o estado excitado a 6.5 MeV não foi ainda obtido em outras experiências⁶⁴⁾. O desdobramento spin-órbita que se obtém dêstes resultados para os estados $1d_{5/2} - 1d_{3/2}$ é de cêrca de 6.5 MeV, valor êste bastante razoável.

Ao que saibamos, êste resultado dá a primeira evidência clara da seqüência de níveis no ^{40}Ca , um problema não resolvido até pouco tempo atrás, já que o ^{40}Ca tem as camadas de neutrons e de prótons completas e é portanto um núcleo que tipicamente deve satisfazer ao modelo de camadas.

Uma observação final deve ser feita: existem indicações³⁶⁾ da existência de mais um pico a 19 MeV, indicações que se mantêm até mesmo para valores da transferência de momentum próximos de zero. Estas indicações existem também nas figuras acima como uma assimetria nos picos em 14.5 MeV, em especial nas figs. 4.55 e 4.57. Não temos explicação para êste pico, se fôr confirmada sua existência.

Quanto à seqüência de níveis teóricos, temos os mesmos valores já mencionados⁶⁵⁾ para o ^{40}Ca . Se estimássemos a energia coulombiana em 3 MeV para êste caso, obteríamos os valores $1d_{3/2} : 9$ MeV, $2s_{1/2} : 12.5$ MeV, $1d_{5/2} : 18.5$ MeV, dando uma concordância não muito boa.

Existe, ademais, outro resultado teórico obtido por Brueckner, Lockett e Rotenberg⁶⁷⁾ para o esquema de níveis do ^{40}Ca . Como neste trabalho são apresentados também resultados para o ^{16}O , reproduzimos neste ponto os resultados para ambos os núcleos e os comparamos com os resultados experimentais.

Para o ^{16}O , temos:

	$2s_{1/2}$	$1p_{3/2}$	$1p_{1/2}$
Resultados teóricos	39.6 MeV	14.6 MeV	10.7 MeV
Resultados experimentais	44.0 MeV	19.6 MeV	12.8 MeV

Para o ^{40}Ca , temos:

	$1d_{5/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{3/2}$
Resultados teóricos	11.6 MeV	7.3 MeV	4.9 MeV
Resultados experimentais	14.5 MeV	11.1 MeV	8.4 MeV

Vemos que os valores calculados são consistentemente muito pequenos, menores para o caso do ^{40}Ca do que para o caso do ^{16}O . Entretanto, as diferenças entre as energias concordam, em geral, razoavelmente.

As distribuições de correlação angular para o ^{40}Ca são dadas a³⁸⁾ 185 MeV na fig. 4.58 e a³¹⁾ 460 MeV na fig. 4.59.

Vê-se que o pico a 8.4 MeV tem uma distribuição característica de um estado d e que o pico a 11.1 MeV tem uma distribuição característica de um estado s . O pico a 14.5 MeV mostra uma distribuição não bem entendida que é muito semelhan-

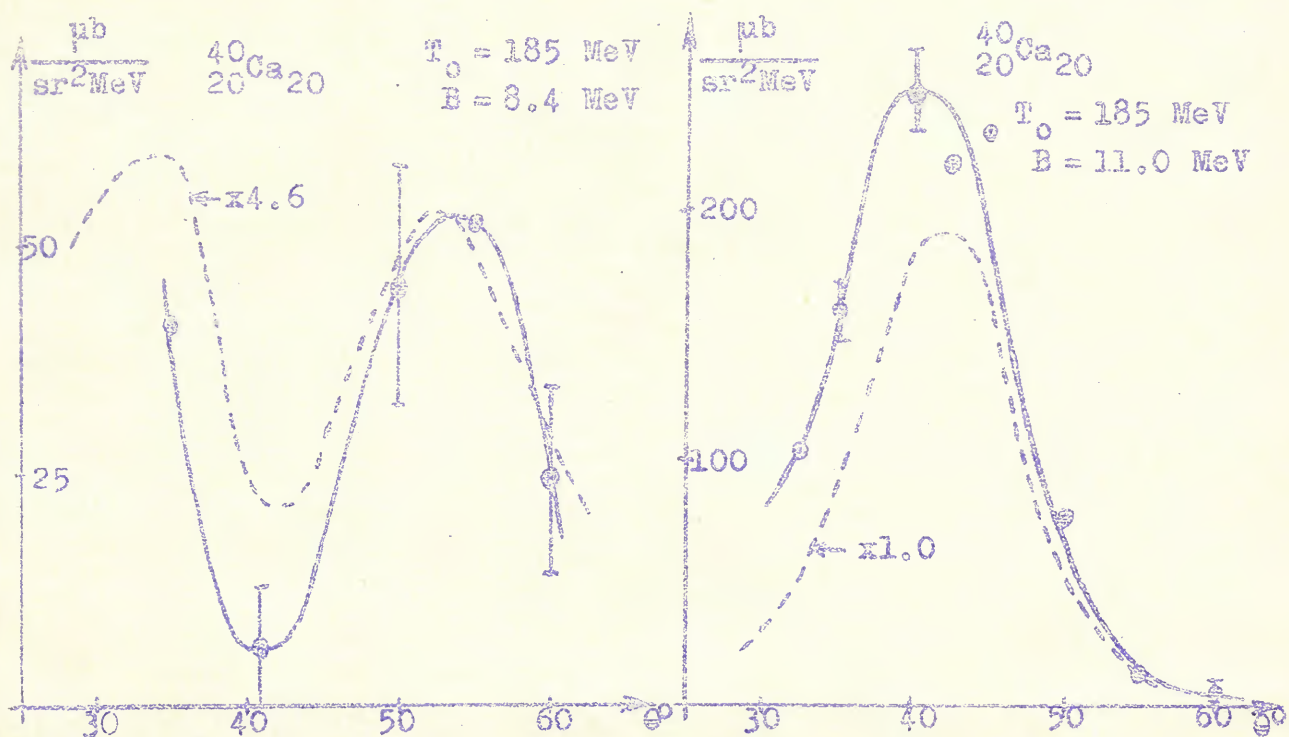


Figura 4.58

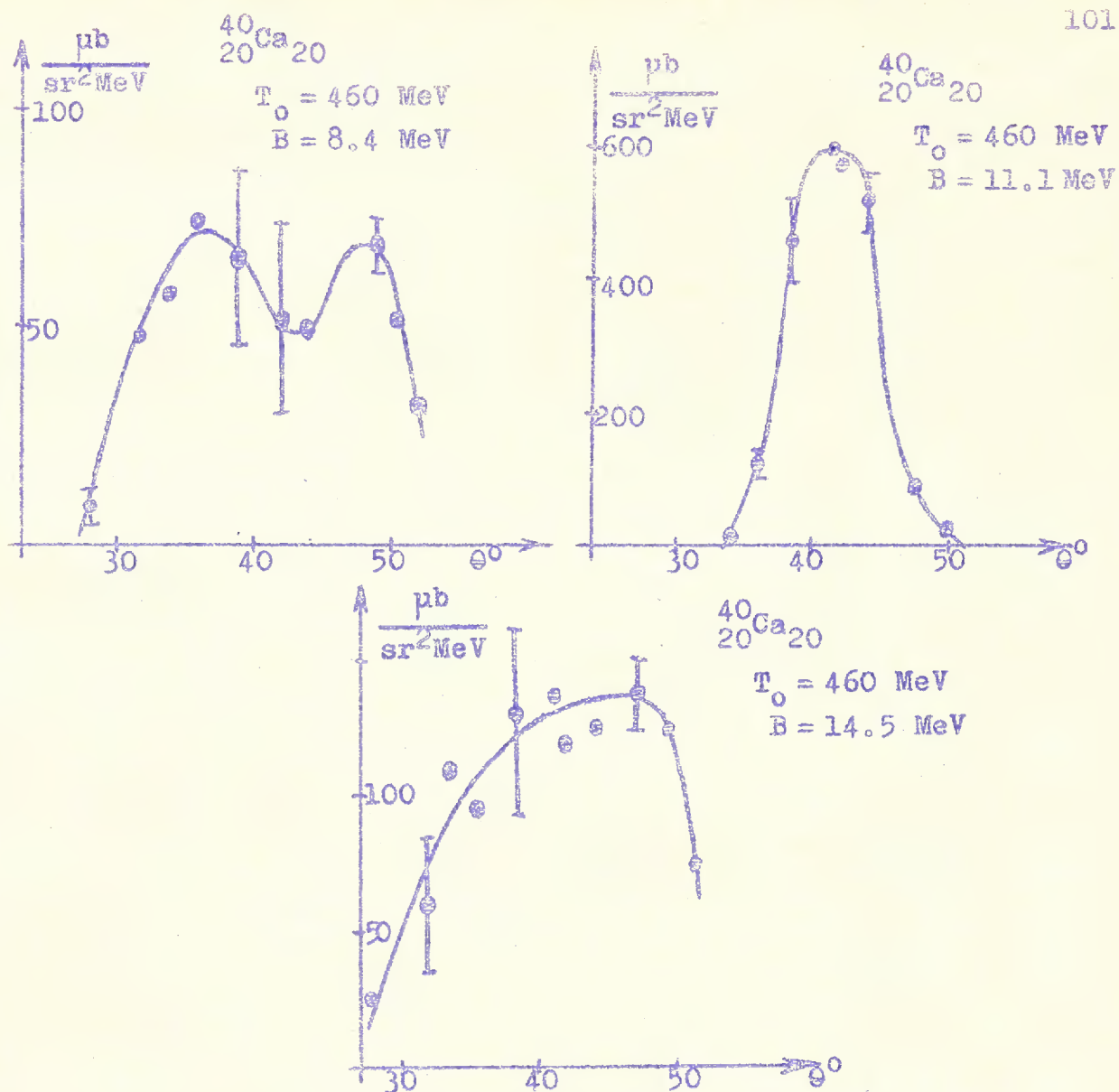


Figura 4.59

te a outros casos já apresentados nesta seção. O mesmo comportamento é verificado⁶⁶⁾ a 185 MeV. Como uma deformação é pouca esperada para o ^{40}Ca , o mais provável é um efeito de interferência devido à distorção, enchendo deste modo o mínimo do estado d .

Os resultados teóricos de Johansson e Tibell³⁸⁾ são também apresentados na fig. 4.58. Vê-se que para o estado $2s$ a concordância é muito boa, tanto em forma como em valor absoluto, enquanto que para o estado $1d$ a seção de choque calculada é muito pequena embora a forma seja razoavelmente bem reproduzida.

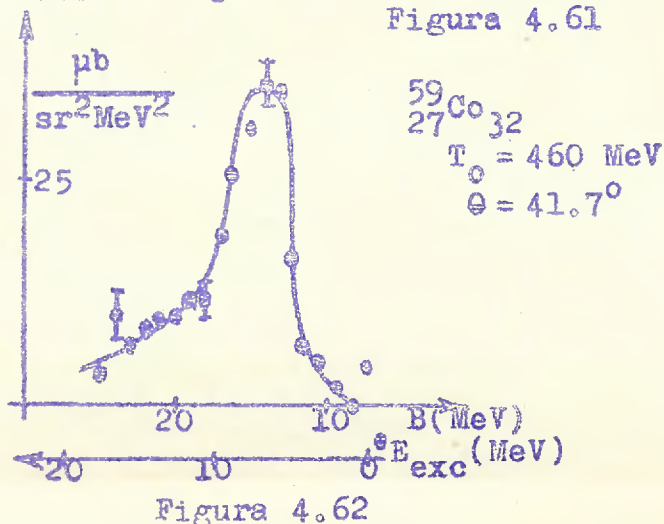
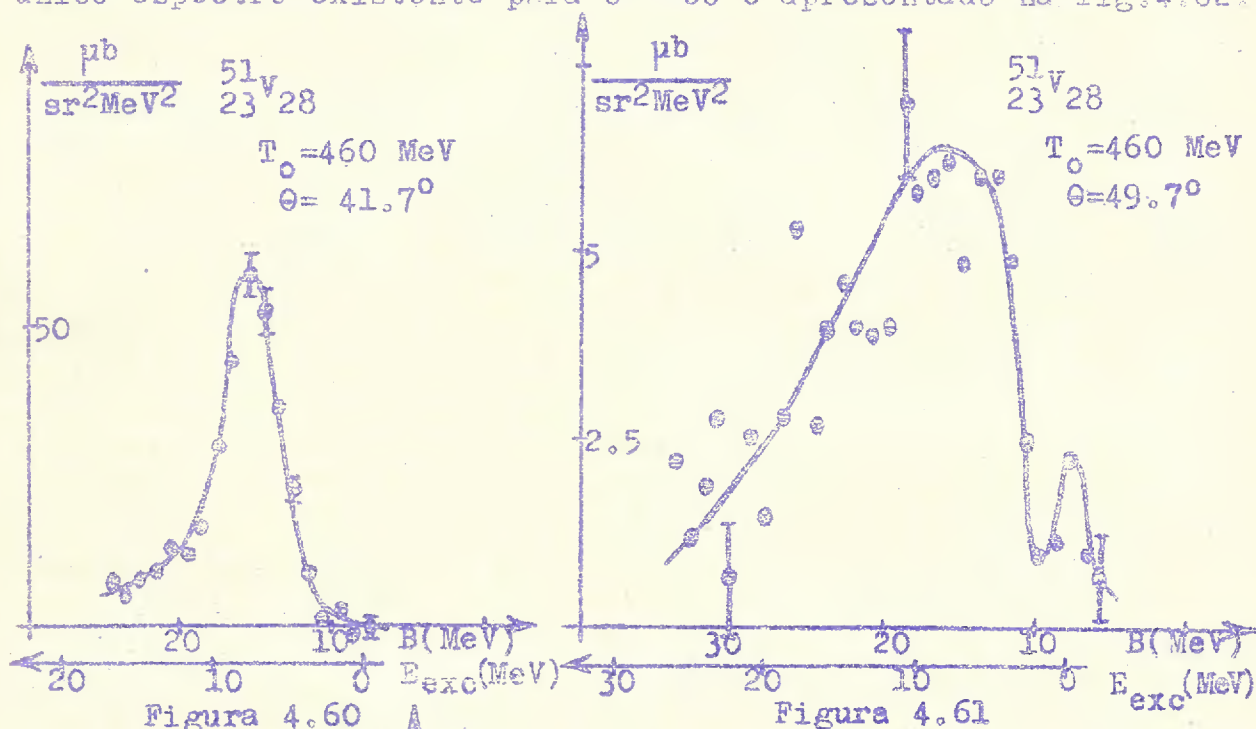
4.4 Núcleos da Camada $2p - 1f$

No núcleo ^{40}Ca a camada $2s - 1d$ se fecha e quando novos núcleons são adicionados deve ser começada nova camada. Até muito recentemente não havia sido feita uma única experiência para este tipo de núcleos; ao tempo em que iniciamos

êste trabalho (março de 1964) não conhecíamos um único resultado a respeito; presentemente já existem resultados de duas experiências, uma com prótons incidentes de energia³¹⁾ de 460 MeV e outra com prótons de energia³⁶⁾ de 150 MeV. Como foi dito atrás, recebemos os resultados a 150 MeV após estar o presente trabalho em sua redação final. A fim de torná-lo, porém, tão completo e atualizado quanto possível, reproduziremos ao final dêste capítulo os espectros de energia e uma tabela com os resultados obtidos pelo grupo de Orsay³⁶⁾. Desejamos salientar que a tabela em questão representa a opinião de seus autores e é certamente baseada em um número muito maior de resultados do que os que possuímos e mostraremos; a adição desta tabela visa, principalmente, tornar êste trabalho mais completo.

Para prótons incidentes de 460 MeV há resultados³¹⁾ para dois núcleos, ^{51}V e ^{59}Co , que discutiremos em conjunto.

Os espectros de energia para o ^{51}V em dois ângulos diferentes são vistos nas figs. 4.60 e 4.61 enquanto que o único espectro existente para o ^{59}Co é apresentado na fig. 4.62.



Na fig. 4.60 vê-se um pico a 15.8 MeV com largura de 4.2 MeV; na fig. 4.61 este pico decresce e sua largura cresce bastante. Além disso, vê-se um pico muito pequeno a 7.8 MeV cuja largura, se desejássemos atribuir-lhe uma, teria um valor de 2.2 MeV. Entretanto, este pico é muito semelhante ao observado no caso do ^{40}A , e não sabemos se estamos em presença de um efeito experimental ou de um pico real. Colocando o pico a 15.8 MeV da fig. 4.60 em sua posição correta na fig. 4.61 (com altura corrigida mas conservando a largura), vemos claramente que de ambos os lados existe um outro pico (além do pequeno pico a 7.8 MeV), similarmente ao que já ocorreu no ^{40}Ca . Pensamos, pois, poder concluir o seguinte: se o pico a 7.8 MeV tem existência real, corresponderá provavelmente a um estado $1f_{7/2}$ (poderia, em princípio, corresponder também a um estado $2p_{3/2}$, mas o caráter 7^- do estado fundamental do ^{51}V parece excluir esta possibilidade) que, tendo em vista a energia de separação ^{40}T do próton menos ligado do ^{51}V , 8.0 MeV, indica que o núcleo residual ^{50}Ti permanece em seu estado fundamental. Segue-se então um estado provavelmente $1d_{3/2}$ (veja-se abaixo) a 12.8 MeV, de largura 3.4 MeV, um estado $2s_{1/2}$ a 15.8 MeV, de largura 4.2 MeV e finalmente, um estado provavelmente $1d_{5/2}$, a 21 MeV, de largura 5.3 MeV. É difícil identificar os estados-furo no ^{50}Ti com os níveis determinados de outras experiências⁶⁸⁾; não são conhecidos muitos níveis e desdobramentos jj deveriam ocorrer; o próton $1d_{3/2}$ deveria dar origem a estados $2^+, 3^+, 4^+$ e 5^+ , o próton $2s_{1/2}$ a estados 3^+ e 4^+ e o próton $1d_{5/2}$ a estados $1^+, 2^+, 3^+, 4^+, 5^+$ e 6^+ .

Os resultados teóricos⁶⁵⁾ de interesse (isto é, até cerca de 34 MeV, onde o último ponto experimental está localizado) são:

$1f_{7/2}$: 11 MeV	$1d_{3/2}$: 18.5 MeV
$2s_{1/2}$: 21.5 MeV	$1d_{5/2}$: 26.5 MeV
$1p_{1/2}$: 39 MeV	

Supondo que a energia coulombiana seja de cerca de 4 MeV, temos a comparação seguinte:

	$1f_{7/2}$	$1d_{3/2}$	$2s_{1/2}$	$1d_{5/2}$	
Resultados teóricos	7.0	14.5	17.5	22.5	MeV
Resultados experimentais	7.8(?)	12.8	15.8	21	MeV

Considerando a incerteza na localização dos picos experimentais, a concordância é razoável. O estado $1p_{1/2}$ deveria apresentar-se a cerca de 35 MeV, mas infelizmente não há resultados experimentais além de 34 MeV.

No ^{59}Co o resultado existente, fig. 4.62, é muito semelhante ao resultado do ^{51}V no mesmo ângulo: aparece somente um pico a 14.0 MeV, mas este pico é assimétrico para o lado de energias mais altas, sua largura sendo de 4.7 MeV. Devido a sua intensidade no ângulo em que o espectro foi tomado é provável que este pico corresponda a um próton $2s_{1/2}$. É evidentemente impossível concluir muito mais de um único espectro de energia, e um número maior de resultados experimentais seria muito desejável. Entretanto, podemos ainda fazer duas observações: primeiro, a energia de separação do próton $2s_{1/2}(?)$ no ^{59}Co é de 14.0 MeV, fato difícil de explicar quando comparado ao valor 15.8 MeV do próton $2s_{1/2}$ no ^{51}V ; segundo, devido ao desdobramento jj , o núcleo residual ^{58}Fe deve permanecer em dois estados excitados, 3^+ e 4^+ , com energias de excitação em torno de 6.6 MeV (a energia de separação do próton menos ligado no ^{59}Co vale 7.4 MeV). Estes estados podem perfeitamente corresponder a dois quaisquer dos 93 níveis conhecidos⁶⁸⁾ entre 5.0 MeV e 8.2 MeV;

Os resultados da correlação angular³¹⁾ para o ^{51}V são mostrados na fig. 4.63. Exceto pela distribuição característica de estado s para o pico a 15.8 MeV, pouco pode ser

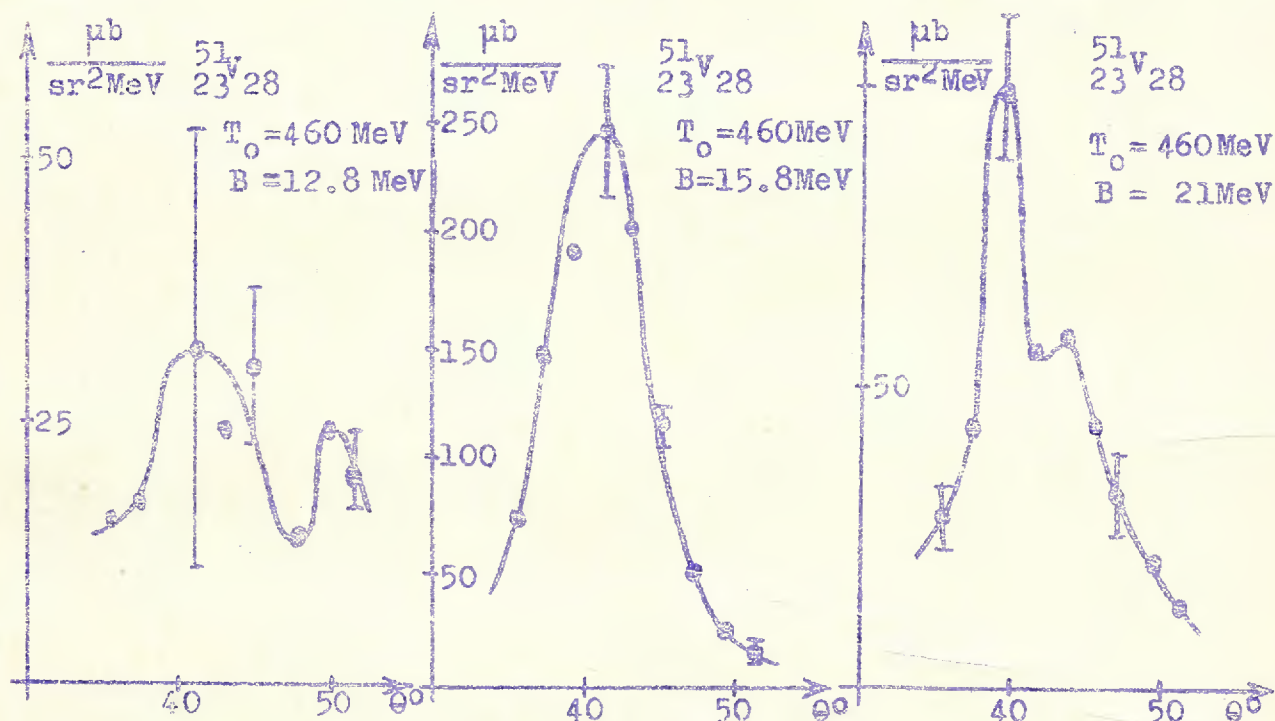


Figura 4.63

dito; para os dois picos a 12.8 MeV e a 21 MeV um caráter d não está excluído. As observações feitas repetidas vezes em casos semelhantes se aplicam também aqui.

Sem nenhum comentário adicional apresentamos a-

baixo nas figs. 4.64 a 4.68 espectros de energia e a cópia de uma tabela já mencionados³⁶⁾, resumindo os resultados recentes obtidos pelo grupo de Orsay. Devido à não linearidade de algumas das escalas de energia das figuras originais, não colocamos a escala de energias de excitação nestas curvas.

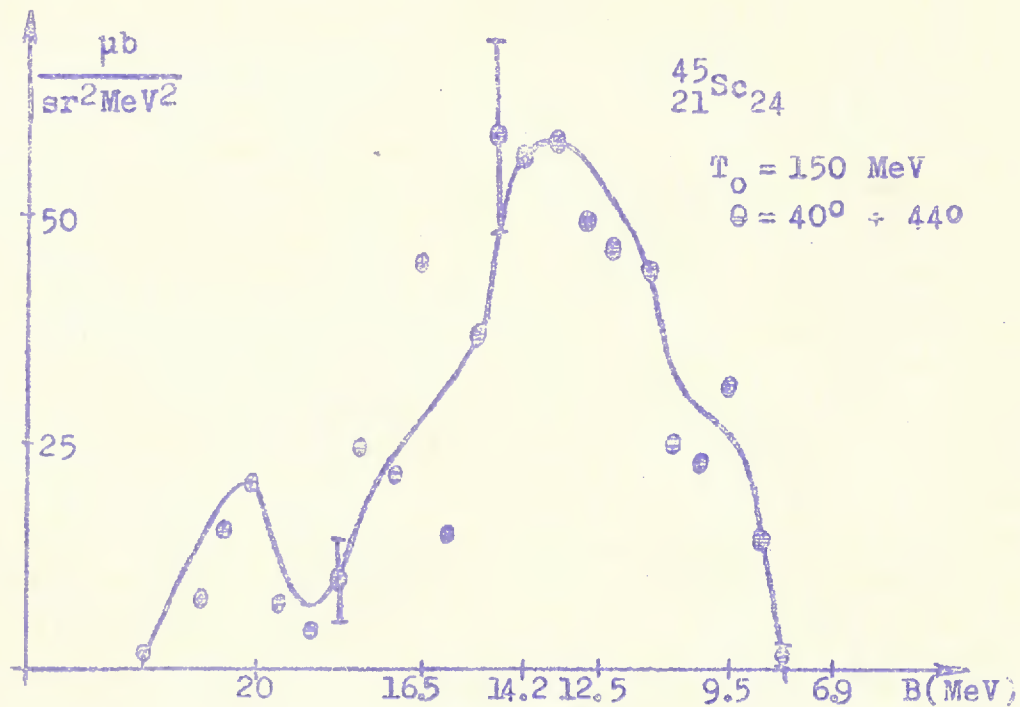


Figura 4.64

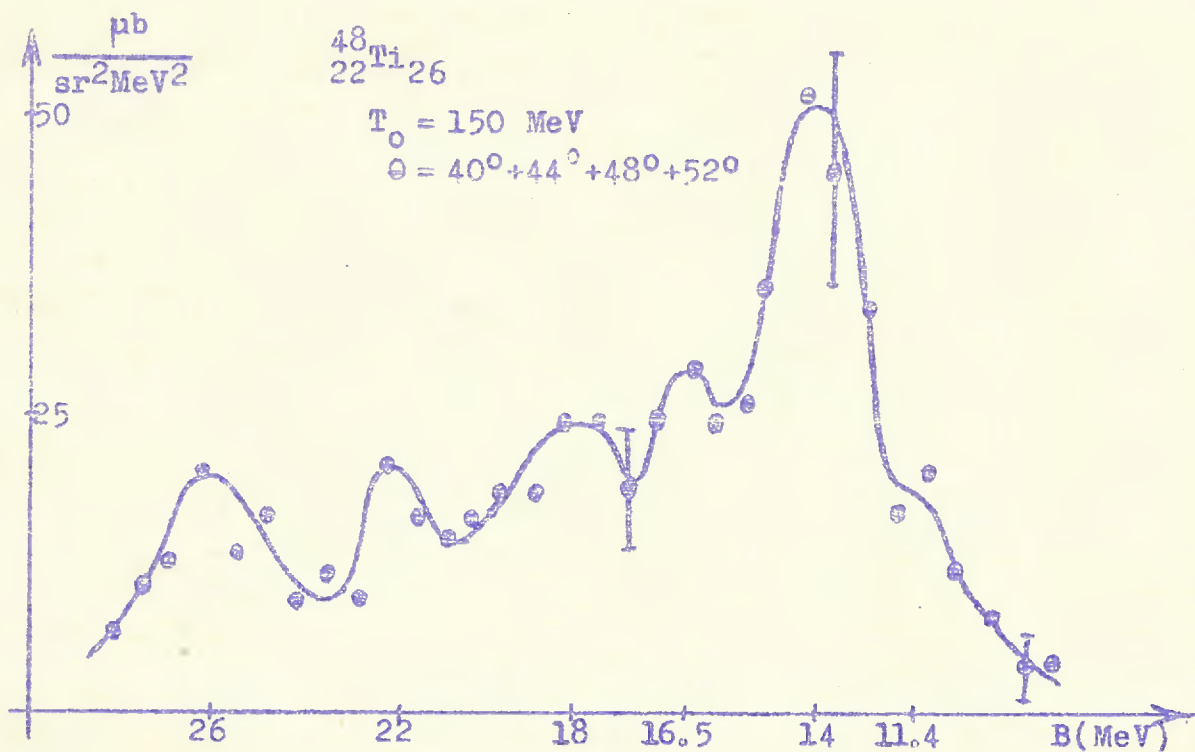


Figura 4.65

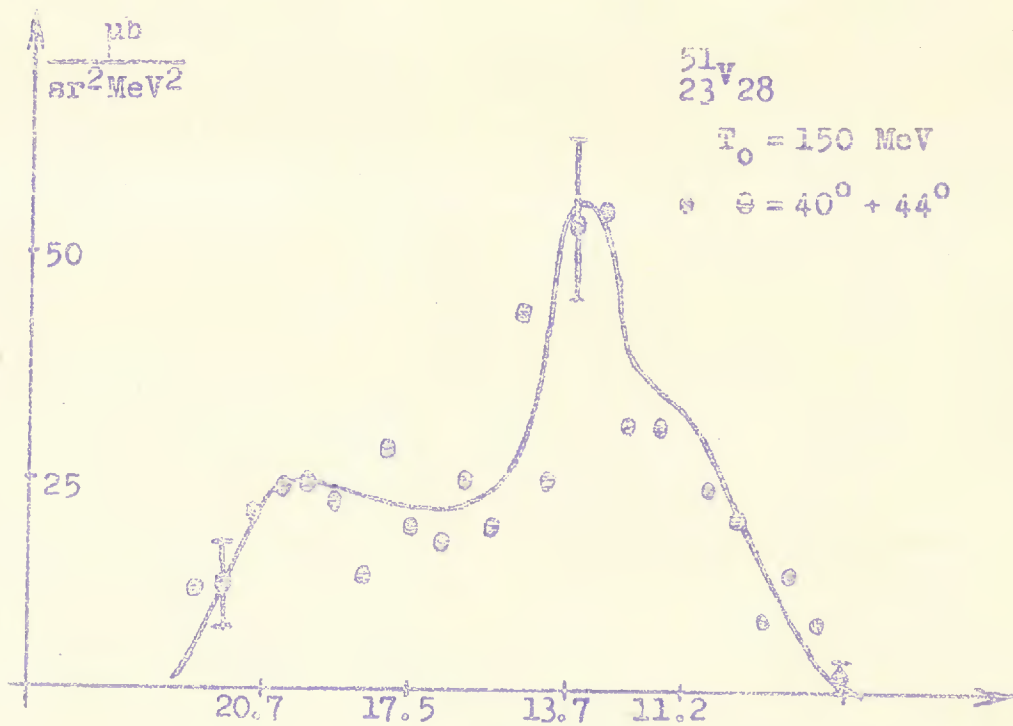


Figura 4.66

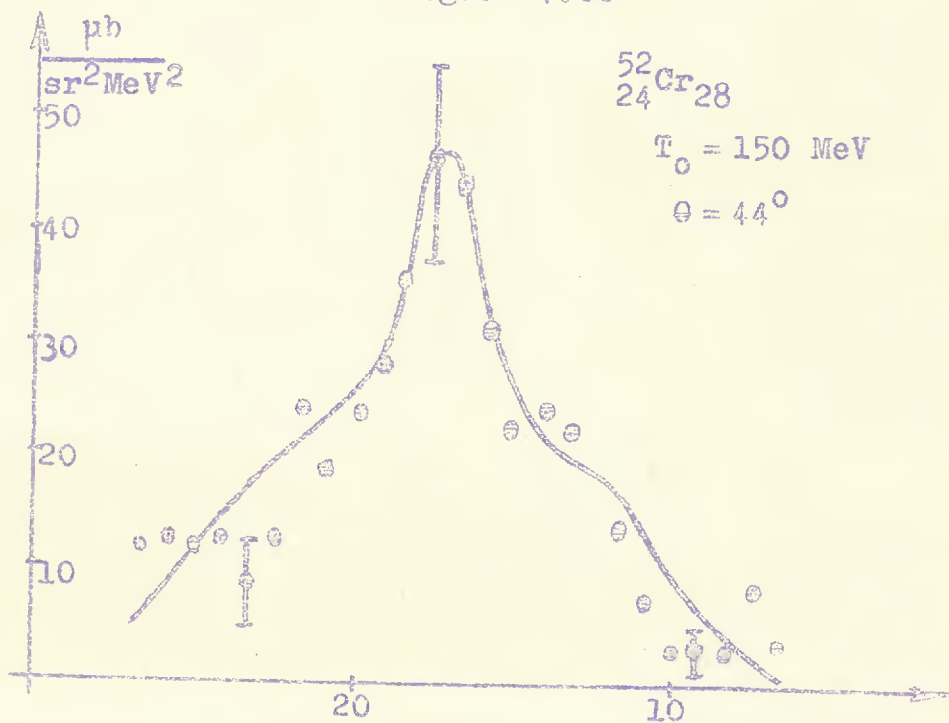


Figura 4.67

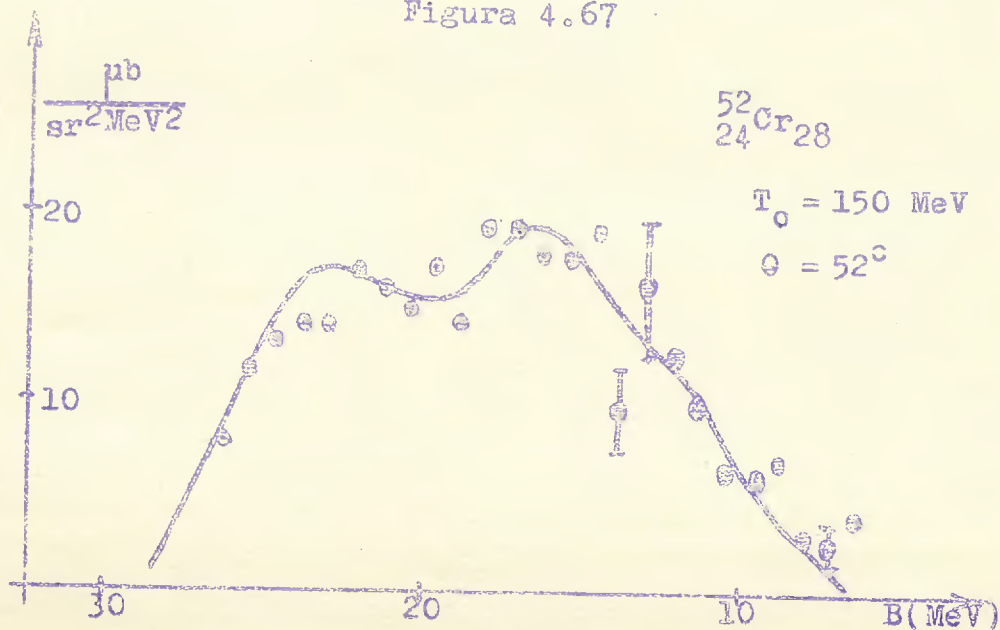


Figura 4.68

Nucleo	Energia (MeV) (valor de L)										S (MeV)
^{40}Ca			8.4 ± 0.5 (L \neq 0)	11 ± 0.5 (L = 0)	14.9 ± 0.5 (L \neq 0)	19 ± 1 (L \neq 0)	24.5 ± 1.5 (L \neq 0?)				8.3
^{45}Sc			9.5 ± 0.5 (L \neq 0)	12.2 ± 1 (L = 0?)	16.5 ± 1 (L \neq 0)	20.0 ± 0.5 (L \neq 0)					6.9
^{48}Ti			11.4 ± 0.5 (L \neq 0)	13.5 ± 0.5 (L = 0)	16.0 ± 0.5 (L = 0?)	22 ± 1 (L \neq 0)	26.5 ± 1 (?)				11.4
^{51}V			11.2 ± 0.5 (L \neq 0)	13.7 ± 0.5 (L = 0)	17.5 ± 1 (L \neq 0)	20.7 ± 0.5 (L \neq 0)					8.0
^{52}Cr			10.6 ± 0.5 (L \neq 0)	17.2 ± 0.5 (L = 0)	21.4 ± 0.5 (L \neq 0)	24.7 ± 1 (L \neq 0)					10.5
^{55}Mn			8 ± 0.5 (L \neq 0)	15 ± 0.5 (L = 0)	18.8 ± 0.5 (L \neq 0?)	23.8 ± 1 (L \neq 0)					8.0
^{56}Fe			10.2 ± 0.5 (L \neq 0)	19.2 ± 0.5 (L = 0)	22.5 ± 0.5 (L \neq 0)	25.8 ± 1 (L \neq 0?)					10.2
^{58}Ni			8.2 ± 0.5 (L \neq 0)	14.4 ± 0.5 (L = 0)	17.8 ± 0.5 (L \neq 0)	22 ± 0.5 (L \neq 0)	25.7 ± 1 (L \neq 0)				8.2
^{75}As			7.1 ± 0.5 (L \neq 0)	15.0 ± 0.5 (L = 0)	18.4 ± 0.5 (L \neq 0)	21.7 ± 0.5 (L \neq 0)	25.5 ± 1 (L \neq 0)				6.9
Camada provdvel			$1f_{7/2}$	$2d_{5/2}$	$1d_{5/2}$						

Antes de encerrarmos este capítulo, desejamos fazer uma observação relativa às experiências $(e, e'p)$. Muito recentemente (agosto de 1964) chegaram a nosso conhecimento resultados preliminares das experiências $d(e, e'p)$ realizadas em Orsay⁷⁸⁾ e $^{12}\text{C}(e, e'p)$ ¹¹⁾ realizadas em Frascati⁷⁷⁾. Na primeira experiência foi obtida uma correlação angular que concorda muito bem com uma distribuição espacial de Hulthén. A segunda experiência foi realizada conservando a energia das partículas emergentes fixa e variando a energia do feixe incidente; foi possível separar os dois picos do ^{12}C , obtidos às mesmas energias e com as mesmas larguras que os picos correspondentes nas experiências $(p, 2p)$. Estes resultados nos foram comunicados em carta por Th.A.J. Maris e parecem demonstrar cabalmente a viabilidade das experiências $(e, e'p)$ propostas¹³⁾ há algum tempo, abrindo deste modo um novo horizonte para as experiências quase-livres.

Concluimos aqui a análise dos resultados experimentais para os vários núcleos. Muito resta ainda a ser feito, tanto do ponto de vista experimental como, e principalmente, do ponto de vista teórico. Uma análise mais sistemática de todos os resultados descritos será apresentada no capítulo seguinte.

4.5 Nota Adicional (fins de agosto de 1964)

Recebemos dois resultados de processos $(e, e'p)$ do grupo de Frascati⁷⁷⁾, obtidos muito recentemente, que claramente mostram a possibilidade de realização das reações $(e, e'p)$. A experiência foi efetuada com o feixe interno do sincrotron de Frascati, tendo os elétrons sido analisados com ímãs e os prótons com telescópios de alcance, sendo a resolução em energia da ordem de 15 MeV; não conhecemos a resolução angular, mas para obter intensidade suficiente foi necessário usar ângulos sólidos bastante grandes. A experiência foi realizada com alvos de ^{12}C e ^{27}Al , variando a energia do elétron incidente e mantendo as energias do elétron e do próton emergentes constantes; no caso do ^{12}C estas energias foram fixadas em 406 MeV para o elétron e em 110 MeV para o próton e no caso do ^{27}Al em 406 MeV e em 100 MeV respectivamente.

Os resultados são apresentados na fig. 4.69 para o ^{12}C e na fig. 4.70 para o ^{27}Al ; as ordenadas dão a taxa de contagem e as abcissas a energia dos elétrons incidentes. Além da curva experimental foram traçadas curvas correspondentes aos picos em que pode ser decomposto o resultado experimental; os valores atribuídos aos momentos angulares são baseados no que se esperaria do modelo de camadas e não em correlações angulares. A linha reta que aparece nas figuras é devida à radiação de fundo.

Verifica-se que os resultados para o ^{12}C concordam integralmente com os obtidos de reações $(p, 2p)$, o pico $1p$ surgindo a uma energia de 16 MeV e o pico $1s$ a uma energia de aproximadamente 36 MeV, os dois picos tendo a mesma largura (corrigida para a resolução) que a obtida em reações $(p, 2p)$. O resultado experimental para o ^{27}Al pode ser analisado por decomposição em um pico a 15 MeV, um pico a aproximadamente 32 MeV e um pico a aproximadamente 59 MeV; de acordo com o modelo de camadas estes picos seriam devidos a prótons $2s-1d$, $1p$ e $1s$ respectivamente. Considerando a resolução de energia com que estas experiências foram feitas, os resultados para os picos correspondentes a prótons $2s-1d(?)$ e a prótons $1p(?)$ concordam bastante bem com os resultados de reações $(p, 2p)$ já apresentados anteriormente. Ademais, a indicação do pico $1s(?)$ a 59 MeV parece confirmar que as experiências $(e, e'p)$ apresentam marcante superioridade na investigação de camadas internas. Também a comparação destes resultados com os resultados teóricos de Frahm e Lemmer⁶⁵⁾ para $A = 28$ é bastante encorajadora.

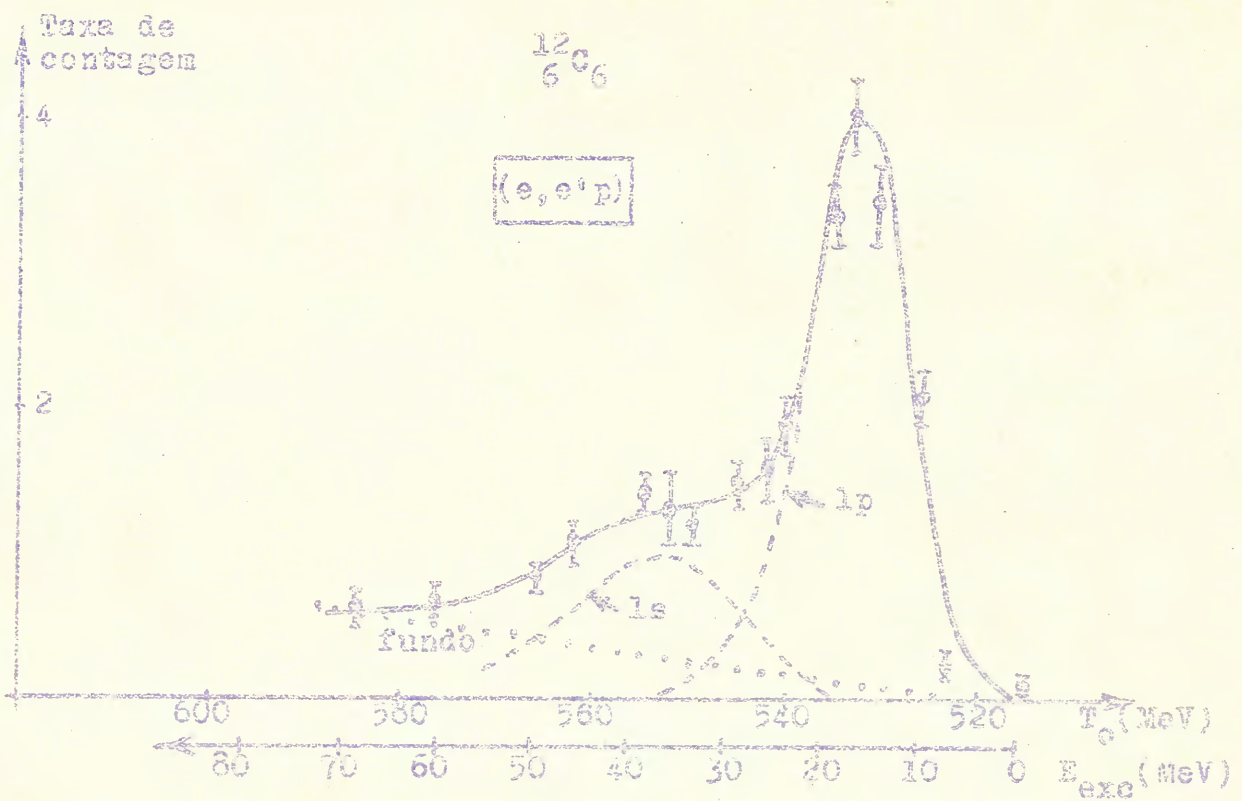


Figura 4.69

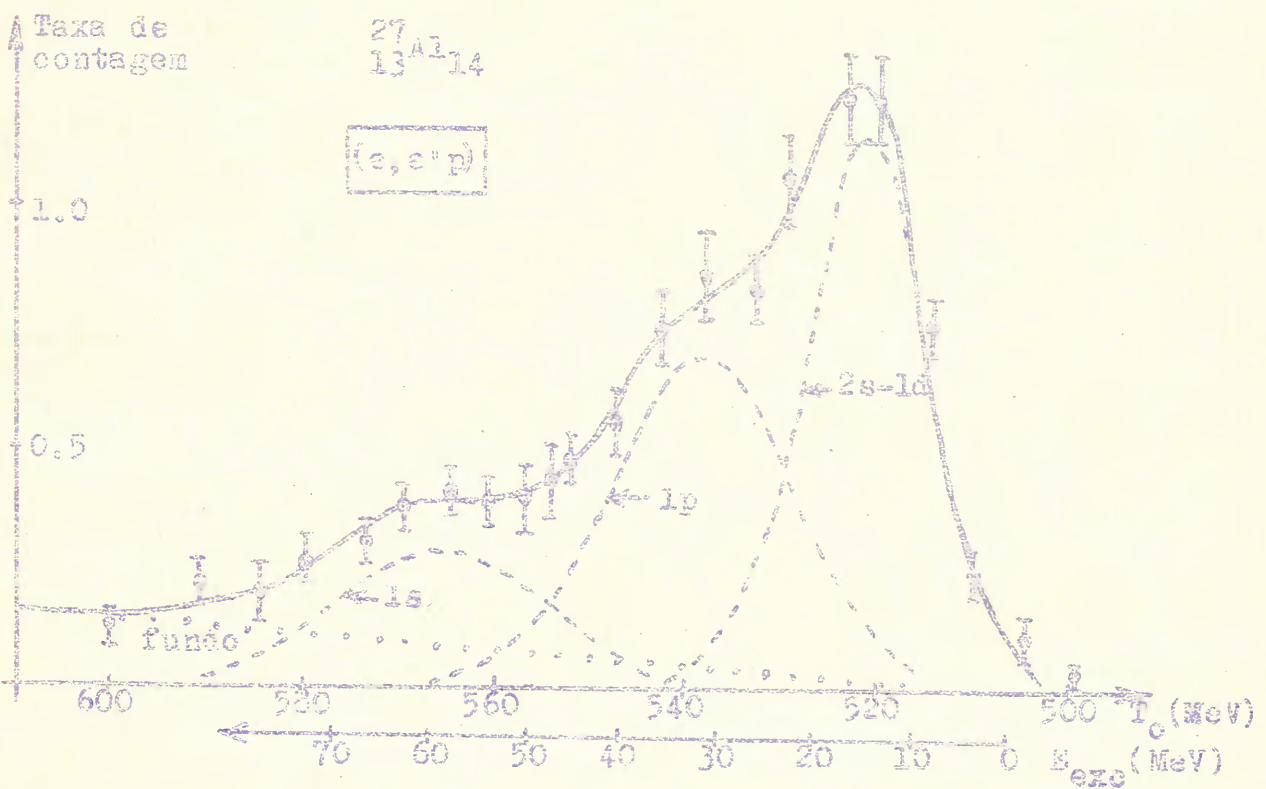


Figura 4.70

Em resumo, verifica-se por êstes resultados que as esperanças repetidamente manifestadas neste trabalho, de se constituírem as experiências (e, e'p) em um método altamente promissor para a investigação de camadas nucleares, estão preliminarmente justificadas. Caso êste resultado venha a ser confirmado por experiências futuras, estará aberto um campo novo e ainda não explorado para a investigação da estrutura nuclear, mórmente para o estudo de camadas internas até agora inacessí - veis.

5. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Neste capítulo apresentaremos uma discussão geral dos resultados experimentais e teóricos, comparando os dados existentes para os diferentes núcleos. Iniciaremos pela discussão dos espectros de energia, apontando sua importância para o modelo de camadas, o potencial nuclear e a determinação de esquemas de acoplamento, desdobramentos etc., questões essas decisivas no estudo da estrutura nuclear. A seguir discutiremos os resultados das correlações angulares e mostraremos como estas distribuições de correlação angular podem dar informações detalhadas não só a respeito do momentum angular mas também a respeito das funções de onda nucleares no espaço de momentum.

Como muitos dos assuntos abordados neste capítulo já foram analisados em maior ou menor detalhe na discussão individual dos núcleos, poderemos manter a discussão resumida e em termos bastante gerais, ressaltando apenas os aspectos mais fundamentais.

5.1 Discussão dos Espectros de Energia

Vimos anteriormente que a existência, as posições e as larguras dos picos nos espectros de energia dão informações detalhadas sobre o tipo de acoplamento e sobre as camadas internas do núcleo. Em realidade constituem-se as reações ($p, 2p$), atualmente, na única maneira de obter informações sobre camadas internas; todas as outras experiências dizem respeito primordialmente à camada superior.

Analisaremos inicialmente a "estrutura grossa" dos espectros de energia. Da análise feita anteriormente ficou evidenciado que a posição dos vários picos no espectro de energia nos permite determinar a energia de separação de prótons nas

diferentes camadas nucleares. Vimos dêste modo como, em geral, a energia de separação do próton menos ligado concorda bem com a posição do pico de menor energia. Além disso, foi possível determinar a energia de separação de prótons de camadas internas pela posição dos picos a energias mais altas. Os valores do desdobramento spin-órbita foram determinados em alguns casos, os resultados concordando bastante bem com o que se espera para o valor dêste desdobramento. Em vários casos foi possível identificar os estados-furo na camada superior que não correspondiam ao próton menos ligado com estados excitados do núcleo residual; para estados-furo em camadas internas tal não foi possível, pois na maioria dos casos a densidade de estados excitados às energias correspondentes é muito grande.^{45, 64, 68)}

A comparação das energias das diversas camadas com os resultados de Frahn e Lemmer⁶⁵⁾, quando possível, apresenta uma concordância que pode ser classificada como razoável, tendo em conta a incerteza tanto nos resultados teóricos como nos experimentais.

Analisando a "estrutura fina" de cada um dêstes picos surgem vários aspectos de interêsse. A largura do pico de menor energia, ou a possível existência de outros picos muito próximos ao de menor energia, dá informação sôbre a forma de acoplamento (coeficientes de precedência fracional) do próton menos ligado. Vimos, por exemplo, no caso do ^{12}C uma assimetria do pico menos ligado para o lado de energias mais altas, mostrando que êste núcleo não apresenta acoplamento jj puro e que a inclusão de uma percentagem de acoplamento LS é necessária para explicar esta assimetria, sendo inclusive possível dar uma estimativa da parcela de acoplamento LS existente. Uma experiência com resolução de energia ainda melhor e uma análise teórica mais detalhada forneceria um valor bastante definido para a parcela de acoplamento LS existente na estrutura do ^{12}C .

Nos cálculos feitos até o presente^{46, 62)} para determinar os coeficientes de precedência fracional a partir dos resultados das experiências (p, 2p), pelo menos três aspectos não foram levados em consideração.

Em primeiro lugar, foi sistematicamente desprezada a distorção. Da assimetria que a distorção causa no resultado da correlação angular e que pode ser bastante diferente para estados com o mesmo valor do momentum angular e energias de separação diferentes, conclui-se que não levar em consideração a distorção pode conduzir a erros sérios na determinação da pre

cedência fracional. Tomemos como exemplo os dois estados $1p$ de ^{16}O , para os quais a distorção resulta em uma assimetria bastante forte: os dois picos, que deveriam ter áreas numa razão $(2 \times 1/2 + 1)(2 \times 3/2 + 1)^{-1} = 2$, têm aproximadamente a mesma área em dois valores bastante diferentes da transferência de momentum (vide figs. 4.28 e 4.29). Conseqüentemente, se o pico a menor energia tivesse uma largura considerável, de modo que um acoplamento intermediário fôsse provável, desprezar a diferença em distorção dos dois estados poderia conduzir a sérios erros na determinação da precedência fracional; o coeficiente de precedência fracional calculado dos espectros de energia para o mesmo estado em ângulos diferentes pode resultar diferente devido à distorção.

Em segundo lugar, vimos que a integral de superposição, eq. (3.52), é dependente da transferência de momentum. Nas análises dos espectros de energia de experiências $(p, 2p)$ realizadas até o presente, as áreas dos picos foram diretamente associadas aos coeficientes de precedência fracional. Entretanto, a área do pico é proporcional à integral de superposição, e esta depende de uma onda plana que descreve o movimento do núcleo residual, para a qual é necessário corrigir antes de associar as áreas dos picos aos coeficientes de precedência fracional. Vemos, pois, que desta forma um segundo fator dependente do ângulo pode aparecer nos cálculos.

Uma terceira correção, que poderia se constituir em limitação séria à própria realização das experiências $(p, 2p)$ e para a qual até o presente apenas uma estimativa foi realizada por Benioff⁶⁹⁾, é devida ao efeito seguinte. O modelo de camadas não leva em consideração correlações de curto alcance; se um próton é arrancado de um núcleo, a presença destas correlações resultará, com uma dada probabilidade, na mudança de toda a estrutura deste núcleo. A descrição em termos do modelo de camadas é, neste caso, a seguinte: o núcleo residual pode permanecer em qualquer um de uma série muito grande de estados excitados (mesmo contínuos). O valor médio desta energia adicional que deve ser suprida pelo próton incidente está estreitamente relacionado com a energia de rearranjo que ocorre nos cálculos de matéria nuclear⁷⁰⁾. Se o efeito destas excitações de rearranjo fôsse o de contribuir predominantemente à seção de choque, o fundo regular nas experiências $(p, 2p)$ seria bastante grande e os picos nos espectros de energia poderiam se tornar indistinguíveis. Como tal não ocorre, conclui-se que o efeito das colisões de rearranjo não é predominante, mas naturalmente terá como con

seqüência uma redução no valor absoluto da seção de choque.

Como estes três efeitos não foram levados em conta até o presente, análises teóricas com técnicas mais elaboradas seriam muito desejáveis.

Passando agora à "estrutura fina" dos picos correspondentes às camadas internas, vemos imediatamente duas tendências gerais: os picos tornam-se tanto menos pronunciados e tanto mais largos quanto mais fortemente os prótons estiverem ligados ou, em outras palavras, quanto maior fôr o número de núcleons acima do estado em questão.

O decréscimo em intensidade dos picos é causado primordialmente pela distorção. Vimos que o efeito do espalhamento múltiplo é duplo: reduzir o valor absoluto da seção de choque e afetar a distribuição de correlação angular de tal modo que toda a distribuição se torna mais espalhada, diminuindo e deslocando máximos e enchendo mínimos. Como o efeito da distorção cresce quanto mais fortemente ligado estiver o próton a arrancar (pois que, então, o próton estará mergulhado mais profundamente no núcleo e maior será a trajetória dos prótons na matéria nuclear), os picos correspondentes a camadas internas se tornarão menos pronunciados.

A razão mais provável para o alargamento dos picos é a de que quanto mais núcleons houver acima de um estado-furo menor será sua vida média. Conseqüentemente, a largura em energia de tais estados-furo será tanto maior quanto mais profundamente estiverem localizados no núcleo. Usando uma imagem bastante simplificada, a vida média de um estado-furo de um próton será proporcional ao tempo de colisão de qualquer próton nas camadas superiores com outro núcleon nestas camadas. Este tempo de colisão, por sua vez, será proporcional ao número de pares próton-núcleon nessas camadas superiores e inversamente proporcional ao volume do núcleo (em outras palavras, à distância que o próton terá de percorrer antes de encontrar outro núcleon). Conseqüentemente, a largura será diretamente proporcional ao número de pares próton-núcleon e inversamente proporcional ao número de massa. O argumento acima foi dado por Maris⁵⁶⁾. Como exemplo, apresentamos na fig. 5.1 as larguras ΔE , experimentais e calculadas, para o estado $1s$ em núcleos da camada $1p$. Os valores experimentais para ΔE foram corrigidos para a resolução experimental finita em energia (veja-se abaixo). Para a curva calculada usamos uma expressão semi-quantitativa, obtida do raciocínio acima, que se escreve

$$\Delta E = C \frac{Z_p (N_p + Z_p - 1)}{A} \quad ; \quad (5.1)$$

Z_p e N_p são os números de prótons e neutrons na camada $1p$ e A é o número de massa. A linha cheia foi traçada através dos pontos experimentais e a linha pontilhada representa a curva calculada;

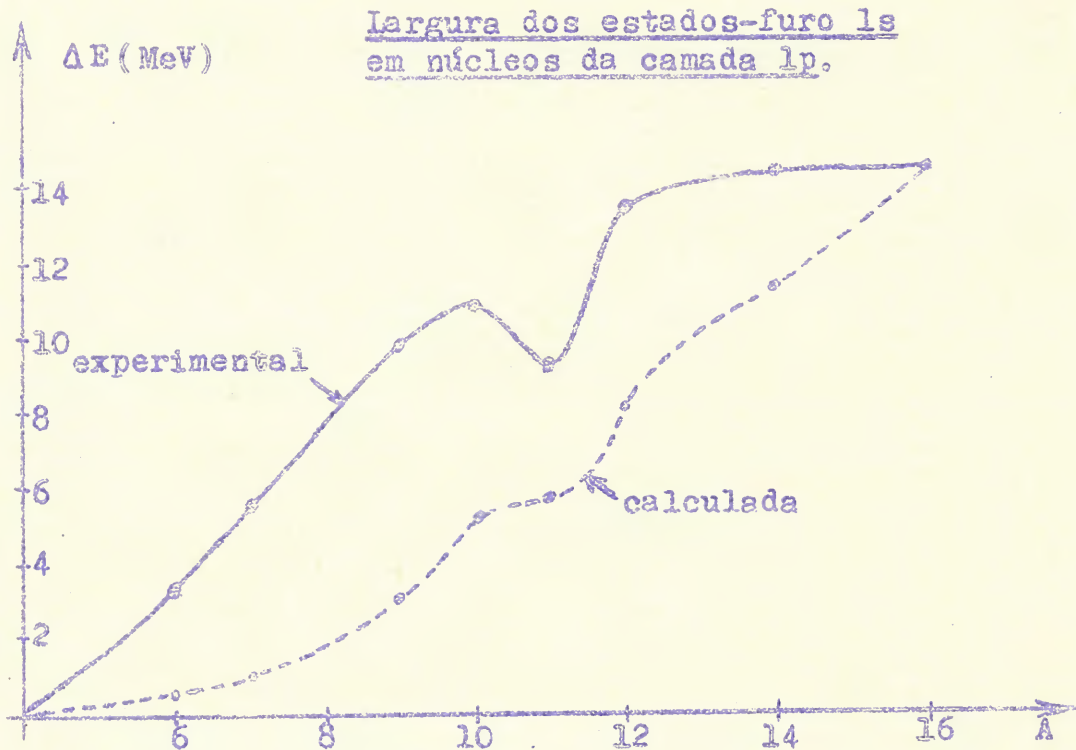


Figura 5.1

a constante de proporcionalidade C da eq.(5.1) foi ajustada de tal forma que se obtém o valor correto de ΔE para o ^{16}O . Vê-se que o comportamento geral das larguras é razoavelmente reproduzido; é claro que, de um raciocínio qualitativo do tipo acima, não se esperaria uma concordância melhor do que a obtida. Dois fatos devem ser observados nesta comparação: a) tal como a curva experimental, a curva calculada dá uma largura crescente para valores maiores de A ; b) há outros fatores, como a distorção e o desdobramento jj , que aumentam a largura experimental para todos os núcleos considerados e que não foram levados em conta na expressão (5.1).

Para núcleos com um valor não nulo do momentum angular no estado fundamental, há uma razão adicional para o alargamento de picos devido a camadas internas. Se um nucleon é arrancado de uma camada interna (momentum angular J_1) de um núcleo cujo estado fundamental tem momentum angular J_2 , o núcleo residual poderá permanecer em qualquer um dos estados com momentum angular J , $J = |J_1 - J_2|, |J_1 - J_2| + 1, \dots, J_1 + J_2$. Estes estados ocorrerão, desprezando diferenças em distorção, com intensidades proporcionais aos pesos estatísticos $(2J + 1)(2J_2 + 1)^{-1}$.

Em geral estes estados-furo terão energias distintas e consequentemente, se não forem separados experimentalmente, contribuirão para o alargamento do pico. Estimamos o valor deste desdobramento jj no caso do ${}^6\text{Li}$ em cerca de 3 MeV a 4 MeV.

Um desdobramento semelhante se esperaria para o isospin. Chamando de $T_3 = \frac{1}{2}(Z - N)$ a terceira componente do isospin \underline{T} e considerando o isospin como bom número quântico, teremos a seguinte situação: arrancamos um próton de isospin $1/2$ de uma camada interna de um núcleo de isospin \underline{T} , terceira componente T_3 . Consequentemente os valores possíveis para o isospin dos estados excitados (estados-furo) em que o núcleo residual pode permanecer são $T - 1/2$ e $T + 1/2$, mas a terceira componente é certamente $T_3 - 1/2$. Portanto, em geral ocorrerá um desdobramento, que chamaremos ii , e este desdobramento contribuirá também para a largura dos picos correspondentes às camadas internas.

Vimos não haver desdobramento jj quando o estado inicial apresenta spin zero; o análogo é obviamente verdade também no caso do isospin. Entretanto, existe outro caso em que não há desdobramento ii , qual seja o caso em que temos excesso de neutrons e o isospin do estado fundamental é igual ao valor absoluto do isospin; isto é, $T_3 < 0$ e $T = |T_3|$ no estado inicial. Como um próton foi arrancado, o núcleo residual poderá ter isospin $T - 1/2$ ou $T + 1/2$; entretanto, a terceira componente é necessariamente $T_3 - 1/2$ e consequentemente a única possibilidade para o isospin é $T + 1/2$ (lembrando que $T_3 < 0$ e $T = |T_3|$). Como muitos núcleos pertencem à categoria $T = 0$ ou $T = |T_3|$ e como para todos os núcleos $T_3 = \frac{1}{2}(Z - N) \leq 0$, a ocorrência do desdobramento ii nas reações $(p, 2p)$ é muito menos frequente do que a do desdobramento jj . Como ou os valores atribuídos ao isospin dos núcleos que analisamos não são conhecidos, ou não se esperaria um desdobramento ii , não foi possível ou não foi necessário discutir este assunto no capítulo anterior.

Desejamos agora analisar a sistemática geral das energias de separação dos prótons (obtidas da posição dos picos), os valores atribuídos ao momentum angular dos níveis (obtidos da correlação angular) e a largura dos estados-furo do núcleo residual (obtida da largura dos picos). Na fig. 5.2 mostramos uma curva com os resultados para estas três grandezas em dependência do número atômico Z . Explicamos brevemente como as curvas foram obtidas e a notação utilizada.

Sempre que possuíamos mais de um espectro de energia e/ou distribuição de correlação angular, usamos o resul-

Energia (MeV)

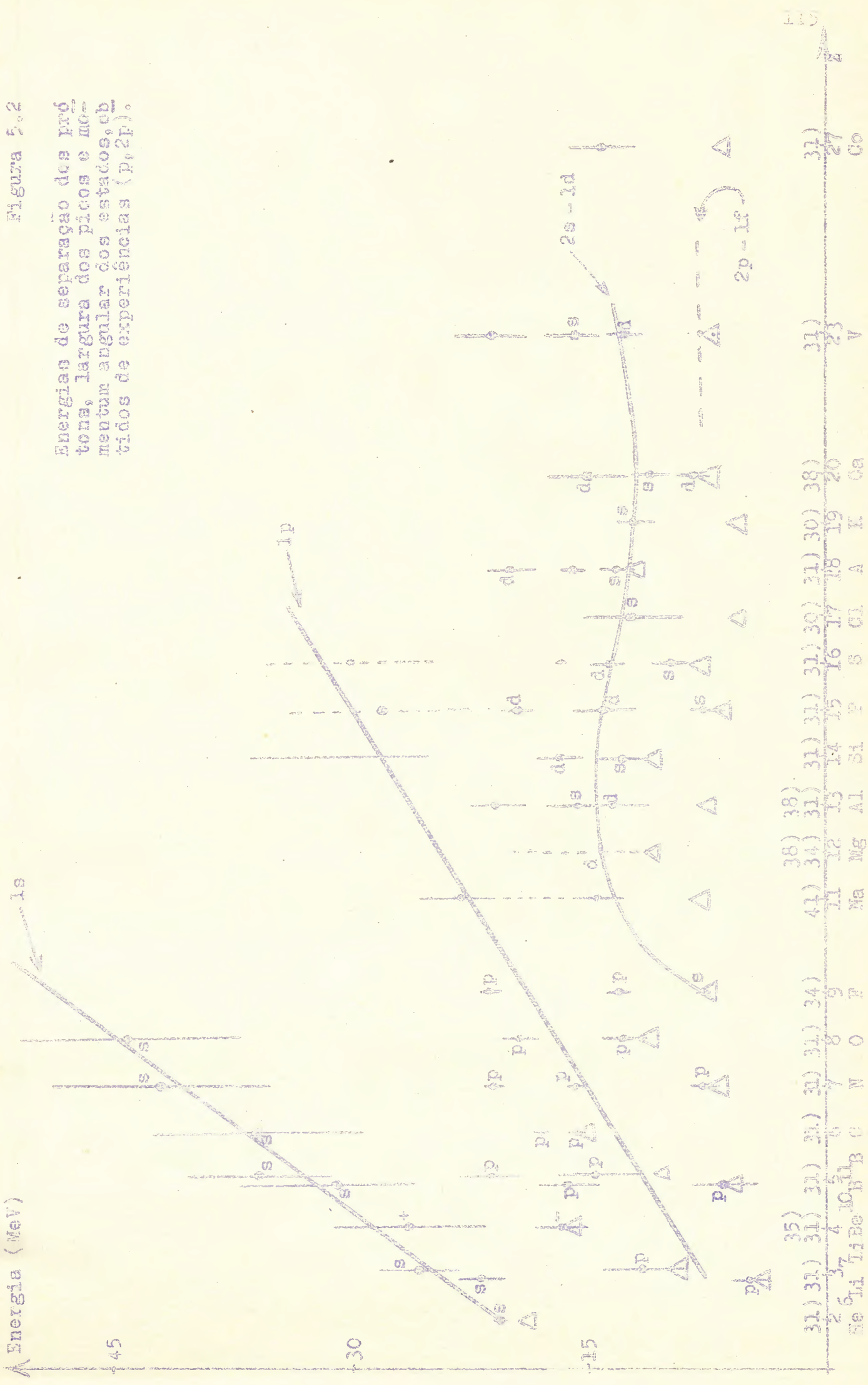


Figura 5.2

Energias de separação dos picos, largura dos picos e momento angular dos estados, obtidos de experiências (p,2p).

todo considerado melhor de acordo com os critérios seguintes: número de pontos que definem um pico, estatística dos pontos, distribuição dos pontos em torno do pico e resolução em energia da experiência. Uma vez selecionado o resultado experimental, obtivemos o centro (valor máximo) e a largura (largura total a meia altura) do pico, fazendo medidas simplesmente com uma régua. Finalmente corrigimos a largura para a resolução em energia (tomada igual a 7.5 MeV nos resultados da ref.³⁰⁾, 2.2 MeV nos da ref.³¹⁾, 4.0 MeV nos da ref.³⁴⁾, 6.0 MeV nos da ref.³⁵⁾, 3.2 MeV nos da ref.³⁸⁾ e 4.5 MeV nos da ref.⁴¹⁾). Os últimos resultados do grupo de Orsay³⁶⁾ não foram considerados por dois motivos: primeiro, por apresentarem dados insuficientes (as conclusões dos trabalhos são certamente baseadas em um número muito maior de resultados do que aqueles apresentados na ref.³⁶⁾) e segundo, por termos recebido tais trabalhos tardiamente.

Os pontos na fig. 5.2 dão as energias de separação dos prótons nas várias camadas e as barras dão as larguras (corrigidas) dos estados-furo correspondentes. Os pequenos triângulos indicam a energia de separação do próton menos ligado em cada caso. Toda vez que a existência de um pico foi considerada incerta, sua largura foi indicada por uma barra tracejada. Toda vez que a largura de um nível foi considerada incerta, tomamos para seu valor um limite superior. Pensamos que uma estimativa razoável para o erro na posição do pico é de aproximadamente $\pm 10\%$ da largura. Toda vez que a posição do pico foi considerada incerta, o ponto correspondente não foi marcado; neste caso o pico, dentro de certos limites, pode estar em qualquer posição dentro da barra.

Para o valor atribuído ao momentum angular usamos o seguinte critério: havendo uma experiência de correlação angular ou uma experiência de partilha de energia com indicação de um mínimo para transferência de momentum nula, atribuímos ao estado um valor não nulo para o momentum angular; existindo uma predição unívoca do modelo de camadas, este valor foi atribuído ao momentum angular. Não atribuímos valor ao momentum angular de alguns estados porque os resultados experimentais necessários ou não existem ou não são conclusivos. A distribuição de correlação angular para o caso de momentum angular nulo sendo em geral muito estreita e tendo um pico muito pronunciado para transferência de momentum nula, não apresentou maiores problemas e estados com $L=0$ foram na maioria dos casos identificados unívocamente sem usar a predição do modelo de camadas. Os valores do mo

momentum angular obtidos deste modo estão marcados ao lado de cada ponto na curva. As referências são dadas imediatamente acima do valor de Z . Traçamos curvas pelos pontos com a única finalidade de proporcionar um guia visual através do conjunto de pontos pertencentes à mesma camada.

Há dois casos em que isótopos de um mesmo elemento foram analisados separadamente. Nestes dois casos o isótopo mais leve (${}^6\text{Li}$ e ${}^{10}\text{B}$) está levemente à esquerda do valor correspondente de Z e o isótopo mais pesado (${}^7\text{Li}$ e ${}^{11}\text{B}$) levemente à direita.

O primeiro fato a observar na fig. 5.2 é a existência de uma tendência bem definida no comportamento das energias de separação das camadas $1s$ e $1p$; à medida que o núcleo se torna mais pesado, a energia de separação cresce de forma aproximadamente linear, o crescimento da energia na camada $1s$ sendo mais rápido do que na $1p$. Entretanto, a energia de separação da camada $2s-1d$ não mostra este comportamento, tendendo mais a um valor constante. Isto pode ser compreendido qualitativamente: a camada $1s$, exceto para o ${}^4\text{He}$, é sempre uma camada interna e portanto se torna mais e mais fortemente ligada quanto mais pesado se tornar o núcleo. A camada $1p$ está menos profundamente no núcleo, sendo uma camada superior até $Z=8$ (poder-se-ia também traçar uma reta aproximadamente horizontal ou muito pouco inclinada pelos pontos até $Z=8$), tornando-se depois uma camada interna (poder-se-ia traçar uma reta bastante inclinada, apesar de não tão inclinada como a linha $1s$, entre os pontos com $Z=8$ e $Z=16$). Portanto, a camada $1p$ é menos ligada do que a camada $1s$, a ligação mais forte começando em $Z=9$ com um valor muito próximo do valor para a camada $1s$ em $Z=3$. Finalmente, a camada $2s-1d$ é, exceto para $Z=23$ e $Z=27$, a camada superior, e portanto a energia de separação é novamente aproximadamente constante e aproximadamente igual em valor à energia de separação da camada $1p$ entre os pontos com $Z=3$ e $Z=8$. Para a camada $2p-1f$ existe somente um ponto incerto (com valor duvidoso para o momentum angular). Cabe aqui ressaltar o seguinte: com qualquer potencial (dependente ou não da velocidade) para o qual apenas o raio varia com A , seria de se esperar que os valores das energias de separação das camadas $1s$ e $1p$ se tornassem mais próximos ao aumentar A , isto é, que as retas correspondentes fôsem convergentes. Da fig. 5.2 verifica-se o oposto; isto pode significar que o valor da massa efetiva diminui quando se passa de núcleos muito leves para outros um pouco mais pesados. Além disso, observa-se ainda outro fato: a energia da camada superior se aproxi-

na bastante de uma linha horizontal à medida que os núcleos se tornam mais pesados. Isto está em concordância com o teorema de Hugenholtz e van Hove⁷¹⁾, que estabelece que para a matéria nuclear infinita a energia de separação é igual à energia de ligação média por nucleon. Apesar destas observações, parece-nos que as curvas na fig. 5.2 constituem-se numa evidência marcante para a validade do modelo de camadas em toda a região estudada com reações (p,2p).

Analisemos agora alguns aspectos mais detalhados da fig. 5.2. O fato de as camadas mais profundas do núcleo serem mais largas é visível aqui de modo bastante sistemático. Vê-se que a camada 1s não é mais visível depois de $Z=8$, e torna-se sistematicamente mais larga entre $Z=2$ (largura 0.0 MeV) e $Z=8$ (largura 14.3 MeV) como já observamos antes; o mesmo é verdade para a camada 1p, que não é mais visível depois de $Z=17$. Vê-se, ademais, que há ainda alguns vazios na fig. 5.2. Os núcleos na camada 1p foram analisados bastante detalhadamente. A partir do ^{19}F , porém, a situação se torna menos clara; há vários vazios entre os núcleos da camada 2s-1d, consistindo quer de medidas não conclusivas ou insuficientes quer da ausência total de medidas (como no caso do ^{20}Ne). Os núcleos da camada 2p-1f foram muito pouco estudados, apesar de as duas experiências de que possuímos detalhes suficientes mostrarem claramente a possibilidade experimental de se prosseguir nestes estudos.

Finalmente, observamos que na conferência de Manchester Tugh e Riley⁷²⁾ apresentaram uma curva com algumas características semelhantes às da fig. 5.2. Entretanto, como claramente anotado na curva em questão, os resultados eram de natureza preliminar. O primeiro autor do referido trabalho gentilmente nos comunicou que muitos dos valores atribuídos aos estados⁷²⁾ não são corretos. Tendo alguns destes resultados sido compilados por Riou⁷³⁾ no traçado de uma curva semelhante para a conferência de Pádua, a mesma advertência é válida para esta curva.

Parece-nos que, presentemente, as experiências mais interessantes a serem feitas neste campo são aquelas em que se acompanham as camadas internas quando Z aumenta. Seria, pois, de muito valor ver-se detalhadamente até onde se pode seguir a camada 1p em núcleos da camada 2s-1d e principalmente até onde se pode seguir a camada 2s-1d (o pico 2s, por motivos de intensidade) em núcleos da camada 2p-1f. Pensamos que experiências deste tipo deveriam ser feitas com a maior energia (460 MeV) e a

melhor resolução de energia (2.2 MeV) com que as experiências (p, 2p) têm sido feitas: a maior energia para diminuir ao máximo os efeitos da distorção e a melhor resolução de energia para separar estados com energias próximas. Entretanto, experiências a energia menor são também extremamente interessantes e uma comparação entre experiências a energias menores e maiores certamente é valiosa e deve ser feita.

Seria interessante também analisar com mais detalhe a estrutura fina (desdobramentos) dos picos correspondentes tanto à camada superior como a camadas internas, pois tal análise daria informações sobre o tipo de acoplamento e sobre os desdobramentos jj e, eventualmente, sobre os desdobramentos ii já mencionados.

5.2 Discussão das Distribuições de Correlação Angular

Antes de iniciarmos a discussão das distribuições de correlação angular propriamente ditas, desejamos comparar as experiências de correlação angular com as experiências de partilha de energia, já que ambas dão informações semelhantes.

Como foi explicado anteriormente, na experiência de partilha de energia, ao invés de se obterem valores diferentes para o momentum de recuo do núcleo residual através da variação do ângulo entre os detectores conservando as energias de excitação constantes, conserva-se o ângulo constante e varia-se a razão entre as energias.

A experiência de partilha de energia apresenta, entre outras, uma grande vantagem experimental, qual seja a de se obterem os resultados mais rapidamente, pois que com um único espectro de energia se analisam simultaneamente as distribuições de energia e de momentum (a separação em diversos valores de x^2 é feita através de um computador). Esta vantagem traz consigo duas sérias desvantagens que resultam da não existência de simetria.

Devido ao fato de as energias dos dois prótons emergentes serem em geral diferentes, estes terão sofrido distorções diferentes no núcleo; como a distorção se constitui em um problema até mesmo no caso simétrico, uma variação grande da distorção torna a análise quantitativa destes resultados experimentais ainda mais difícil e até mesmo a análise qualitativa pode ser influenciada por esta assimetria.

Além disso, também devido à assimetria da situa

ção, o argumento apresentado no terceiro capítulo, justificando o uso da seção de choque para prótons não polarizados na fórmula da seção de choque, eq. (3.56), não mais é válido, e consequentemente se deve usar a seção de choque para prótons livres mas com uma polarização dependente de energia, como foi explicitamente demonstrado por Maris⁹⁾, tornando a análise quantitativa e também a simples análise qualitativa mais difíceis.

Pode-se dar um argumento clássico qualitativo bastante simples para ilustrar porque se deve usar a seção de choque para prótons polarizados. Suponhamos o caso extremo em que os dois prótons resultantes do choque do próton incidente com o próton nuclear tenham energias muito diferentes, de modo que apenas um dos prótons possa realmente emergir do núcleo, o outro sendo absorvido com grande probabilidade se tiver de atravessar uma parte apreciável do núcleo; estaremos, então, "olhando" apenas um lado do núcleo, como se pode ver de argumentos puramente geométricos. Devido ao fato de se ter, para valores fixos dos ângulos e das energias dos prótons emergentes, um valor, uma direção e um sentido bem determinados para o momentum do próton nuclear, haverá também um valor bem definido para o momentum angular orbital. Considerando um acoplamento jj puro, o spin do próton nuclear terá uma direção e um sentido bem definidos e portanto o espalhamento se dará sobre um próton aproximadamente 100% polarizado. Como o valor máximo da polarização de prótons livres⁷⁴⁾ a 150 MeV é de cerca de 20%, a razão entre a simetria à esquerda e à direita será de cerca de 2/3, que será, consequentemente, o fator máximo de modulação da seção de choque qu se-livre devido a êste efeito.

Para finalizar esta análise, pode-se dizer que tanto as experiências de partilha de energia como as de correlação angular são muito interessantes e deveriam prosseguir intensivamente, pois que uma análise comparativa e detalhada dos dois tipos de experiências será sempre muito útil.

Analisemos agora as experiências de correlação angular. Vimos anteriormente como a distribuição de momentum do próton nuclear pode ser obtida da distribuição de correlação angular. Esta distribuição de momentum é, por sua vez, característica para cada valor do momentum angular do próton nuclear. Portanto, o valor do momentum angular pode ser determinado de uma análise da distribuição de correlação angular; isto é verdade mesmo no caso de distorção forte quando efeitos de interferência¹²⁾ podem ocorrer. Por outro lado, vimos também que as distri

buições de correlação angular, por exemplo, de um estado $1p$ e de um estado $1d$, podem parecer algo semelhantes nos resultados experimentais. Espera-se, entretanto, do argumento relativo à paridade apresentado no terceiro capítulo, que o mínimo da distribuição $1d$ seja enchido mais do que o da distribuição $1p$. Por outro lado, devido a estar a camada $1p$ localizada mais profundamente no núcleo, sofrerá mais fortemente os efeitos da distorção. Conseqüentemente, uma análise teórica bastante detalhada, incluindo uma determinação segura do valor absoluto da seção de choque (o que ainda não é possível teoricamente), será necessária para obter-se uma distinção clara entre distribuições de correlação angular $1p$ e $1d$; o mesmo é, evidentemente, verdade para a distinção entre outras distribuições com $L \neq 0$. Muito resta ainda por fazer neste particular.

Uma observação se aplica aqui a nossa análise dos resultados experimentais. A não ser por observações ocasionais, nossa análise se restringiu em geral à interpretação em termos do modelo de camadas esférico, não sendo levadas em consideração deformações. Em núcleos não esféricos o momentum angular não é um bom número quântico e conseqüentemente pode-se ter interferência, por exemplo, entre prótons $2s$ e $1d$. É muito possível, como já foi observado, que este fato seja a explicação para algumas das distribuições de correlação angular discutidas e para as quais não havia uma interpretação unívoca.

É importante que se tenha uma noção clara sobre quais as informações detalhadas que se podem obter das distribuições de correlação angular; como este ponto tem sido bastante discutido, tentaremos esclarecê-lo no que segue.

Mostramos na fig. 5.3 um conjunto de funções de onda, em dependência de r , obtido por Johansson e Sakamoto⁵²⁾ para os estados $1s_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ do ${}^6\text{Li}$ num potencial finito, do modo já explicado atrás; cada par de funções de onda s e p foi obtido para valores diferentes das constantes que determinam o potencial nuclear. Nas figs. 5.4 e 5.5 as seções de choque correspondentes (essencialmente as distribuições de momentum) são dadas em função do ângulo.

Vê-se que, apesar de as funções de onda radiais não serem muito diferentes, as distribuições angulares são bastante diferentes. Sabemos que um conhecimento completo, em forma analítica, das funções de onda no espaço de configuração determina completamente a função de onda no espaço de momentum; o oposto seria evidentemente verdadeiro também. Entretanto, um co

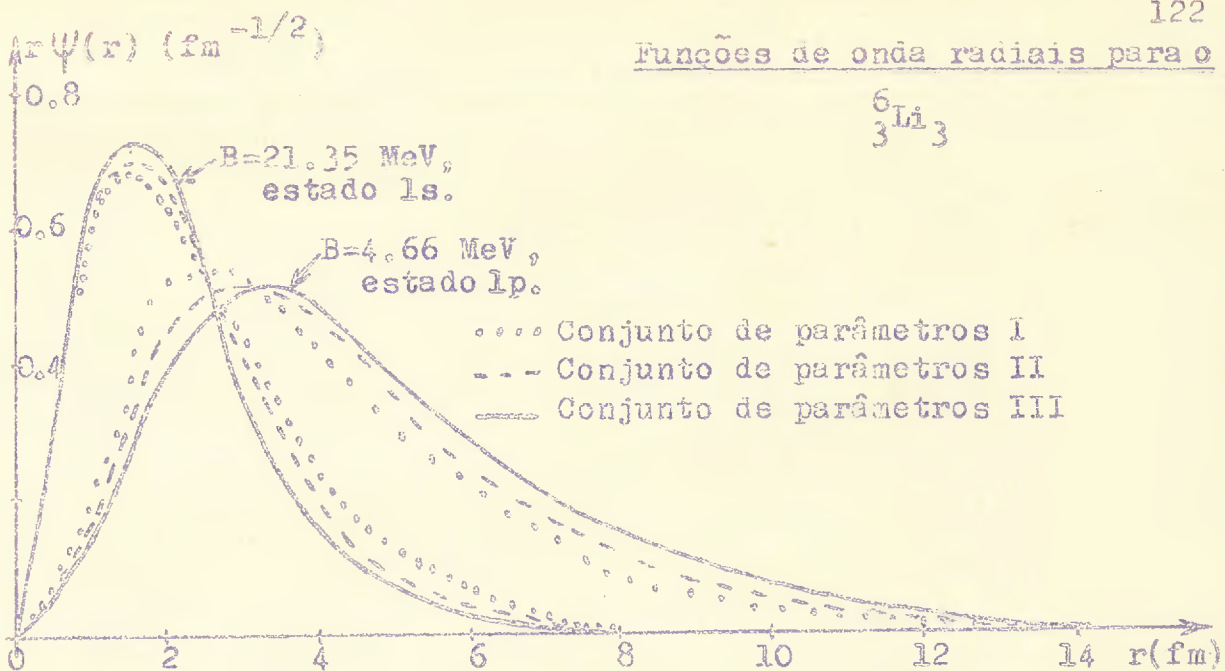


Figura 5.3

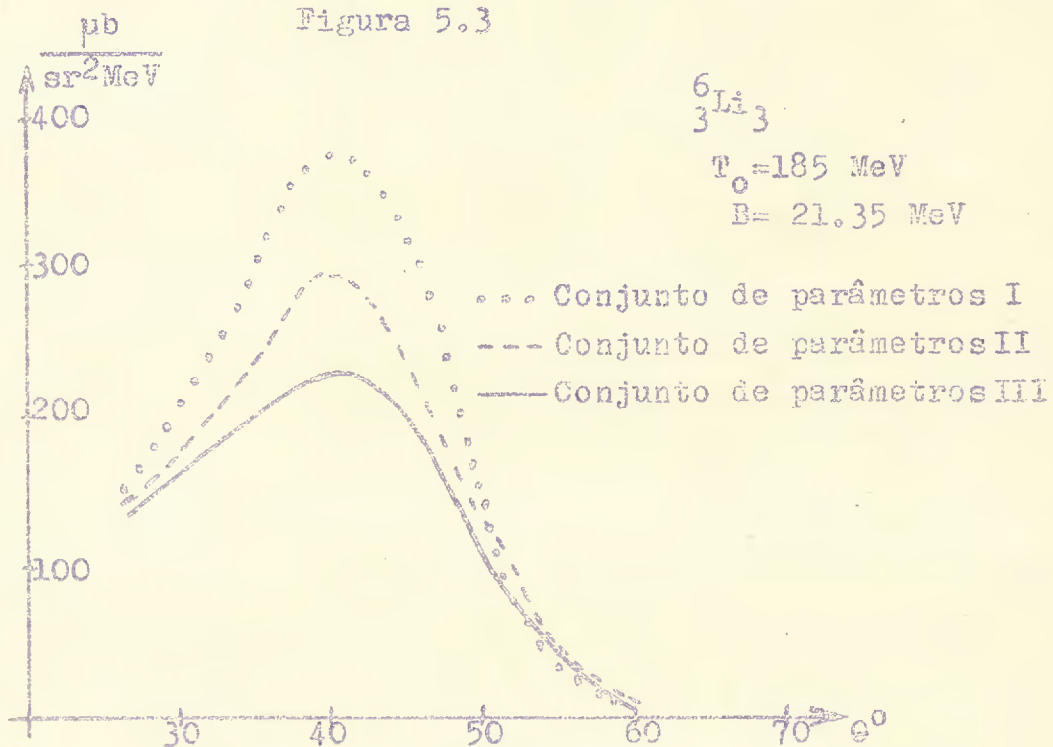


Figura 5.4

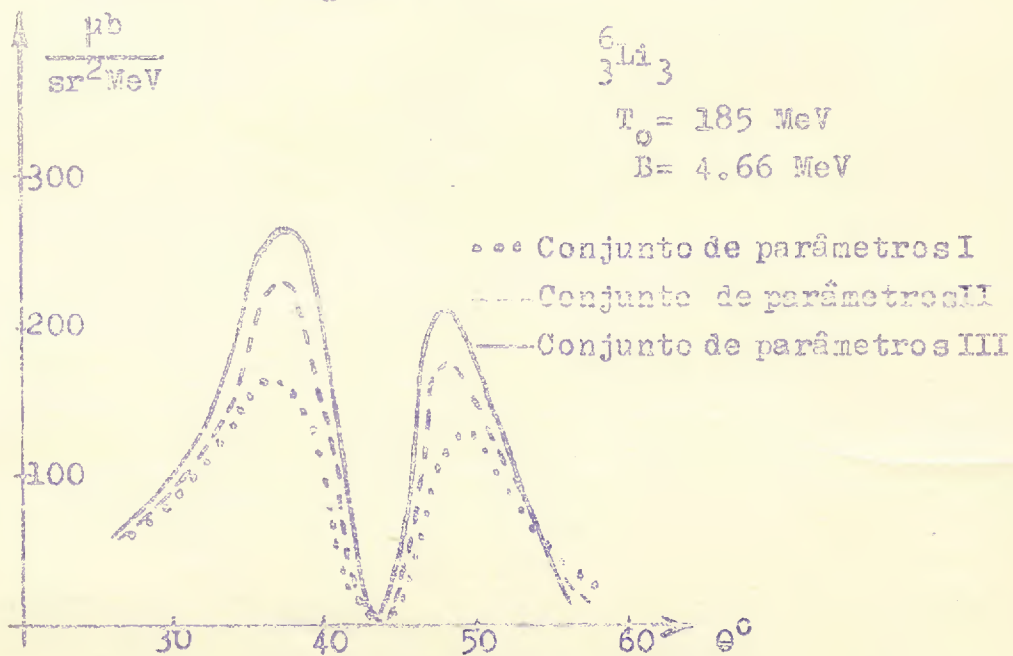


Figura 5.5

nhecimento incompleto da função de onda no espaço de momentum, como o dado pelos resultados experimentais, não permitirá a obtenção de uma boa aproximação para a função de onda no espaço de configuração. Será difícil, por exemplo, distinguir experimentalmente, no presente, entre as três curvas de cada uma das figs. 5.4 e 5.5 (a diferença na forma não é muito grande e os valores absolutos das seções de choque são dados experimentalmente no mínimo a menos de $\pm 20\%$). Portanto, será difícil obter uma conclusão sobre qual das três funções de onda radiais é a correta. Mesmo que isto fôsse possível, há uma infinidade de outras funções de onda radiais semelhantes mas não iguais às da fig. 5.3, entre as quais uma experiência jamais poderá estabelecer distinção.

O problema, parece-nos, é de natureza bastante simples: nas experiências de correlação angular não se deveria inquirir a respeito da distribuição radial mas sobre a distribuição de momentum. Se tentarmos obter conclusões sobre a função de onda radial, estaremos simplesmente formulando a pergunta errada. Como já foi dito antes, poder-se-ia obter uma resposta à questão da distribuição radial se uma expressão analítica para a distribuição de momentum (desde $k=0$ até $k=\infty$) fôsse conhecida. É claro que estamos aqui em presença de uma simples questão de complementaridade.

Entretanto, para analisar os resultados experimentais usa-se uma expressão analítica (ou valores numéricos) para a distribuição radial, obtendo a distribuição de momentum distorcida, e se compara esta distribuição de momentum com a experimental. Portanto, pode-se obter uma conclusão sobre o andamento geral da função de onda no espaço de configuração, mas não se pode concluir sobre os detalhes. A título de exemplo: se qualquer das curvas na fig. 5.3 apresentasse fortes oscilações (de amplitudes não muito grandes) superpostas aos traços na fig. 5.3, digamos na região entre 10 fm e 12 fm, isto praticamente não se refletiria nas distribuições de momentum dadas nas figs. 5.4 e 5.5.

Em resumo, das experiências ($p, 2p$) se obtém detalhes sobre uma parte da distribuição de momentum (a região de momenta relativamente pequenos) e conseqüentemente se pode, com a ajuda de outras informações, obter conclusões sobre o andamento geral da distribuição radial, mas não sobre os detalhes.

Em conexão com este assunto uma outra observação deve ser feita, relativamente à questão da determinação de

correlações espaciais de curto alcance (como o carvão duro, por exemplo). Espera-se que estas correlações tenham amplitudes pequenas, mas elas introduzem componentes de momento grandes, que vão cair em ângulos sólidos bastante grandes; conseqüentemente, deseja-se obter detalhes bastante finos, localizados a ângulos grandes na correlação angular e aparecendo com pequenas intensidades. Isto quer dizer que para cobrir uma fração apreciável desses eventos seria necessário usar detectores muito grandes, o que é bastante difícil experimentalmente. A mesma observação provavelmente se aplica ao segundo máximo que se esperaria na distribuição $2s$.

Foram apresentadas duas propostas para a determinação destas correlações através de experiências com elétrons. Uma usando a experiência $(e, e'p)$ já mencionada¹³⁾ (coincidência dupla) e outra⁷⁵⁾ também realizando a experiência $(e, e'p)$, mas detectando ademais o outro núcleon que em muitos casos será emitido junto com o próton (coincidência tríplice).

Para que se obtenha uma impressão geral do efeito da distorção nas distribuições de correlação angular nas reações $(p, 2p)$, mostramos nas figs. 5.6, 5.7 e 5.8 as distribuições de momentum distorcidas e não distorcidas²⁸⁾, essencialmente as eqs. (3.54) e (3.57), para o ^{16}O , para dois valores diferentes da energia do próton incidente (170 MeV e 450 MeV).

As abscissas dão a transferência de momentum, q , (ao invés do ângulo, que é dependente da energia) e as ordenadas dão $N_L(2L+1)^{-1}\sum_m |g_L^m|^2$, L sendo o momentum angular das funções de onda de partícula única usadas, m sua projeção, e N_L o número de prótons na camada de momentum angular L . A função de onda usada neste cálculo é da forma $r^L \exp(-\alpha_L r) Y_L^m(\theta, \varphi)$, com $\alpha_L = k^{-1}(2M|B_L|)^{1/2}$, B_L sendo a energia de separação do próton na camada L ; os efeitos da distorção foram levados em conta da maneira já explicada. Os resultados são os esperados: a distorção é muito mais forte para camadas internas e/ou para energias baixas. Além disso, vê-se um fato já mencionado anteriormente, qual seja que a distorção introduz uma assimetria nas duas distribuições p de momentum, assimetria esta diferente para os estados $p_{1/2}$ e $p_{3/2}$. Finalmente, a forma da distribuição de momentum distorcida é mais semelhante à não distorcida a 450 MeV do que a 170 MeV, o que justifica o dito anteriormente sobre a vantagem⁴⁾ de se fazerem experiências a 460 MeV.

A fim de se obter uma primeira impressão sobre o efeito que terá a distorção na redução da seção de choque, o que

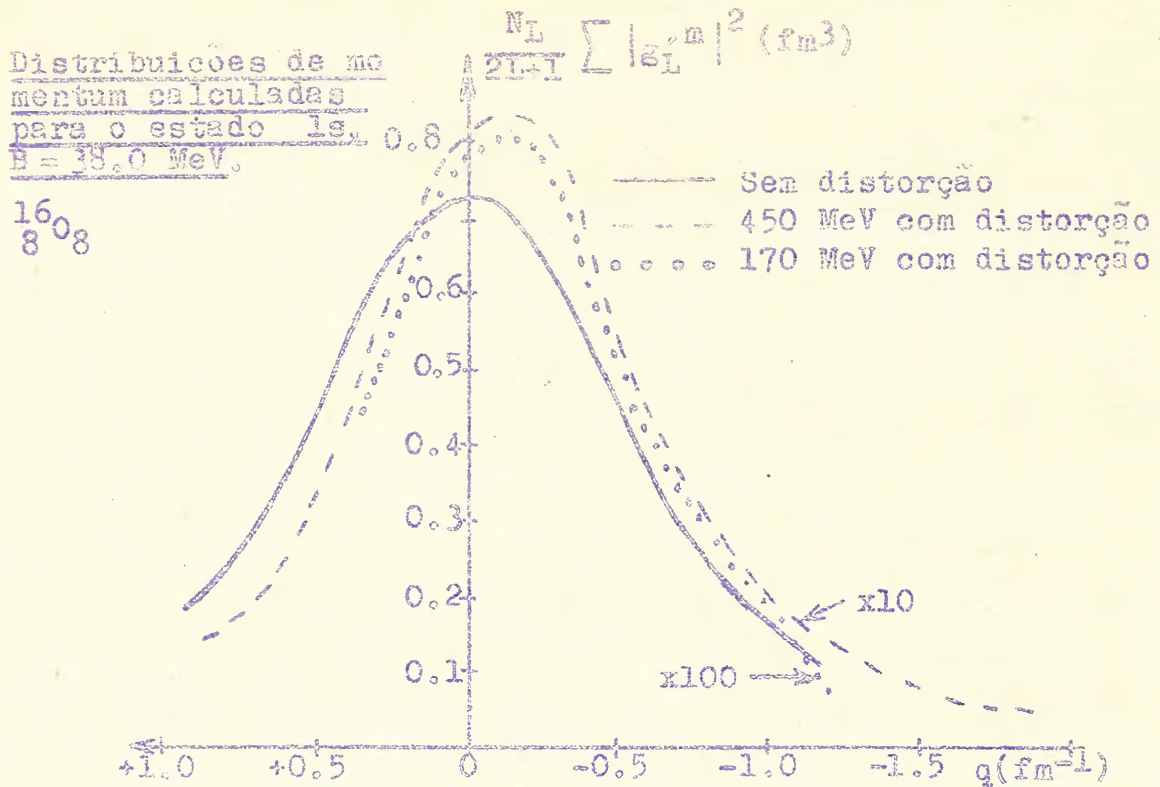


Figura 5.6

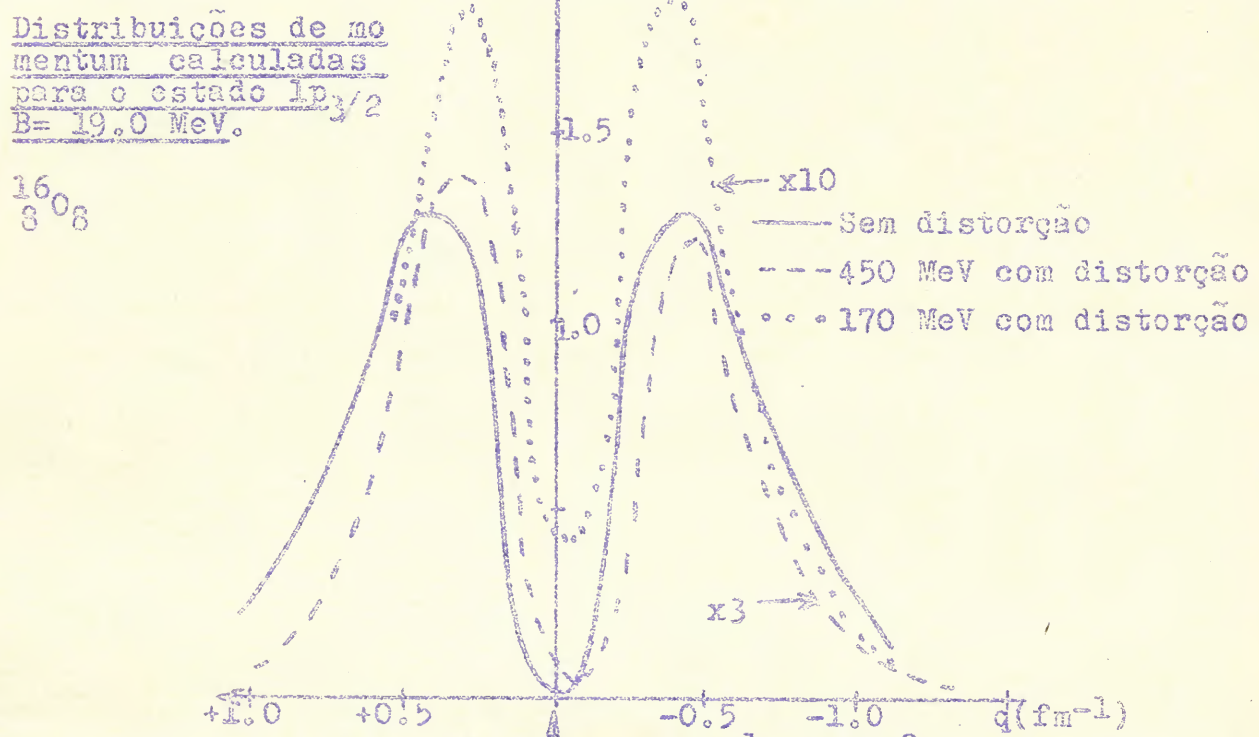


Figura 5.7

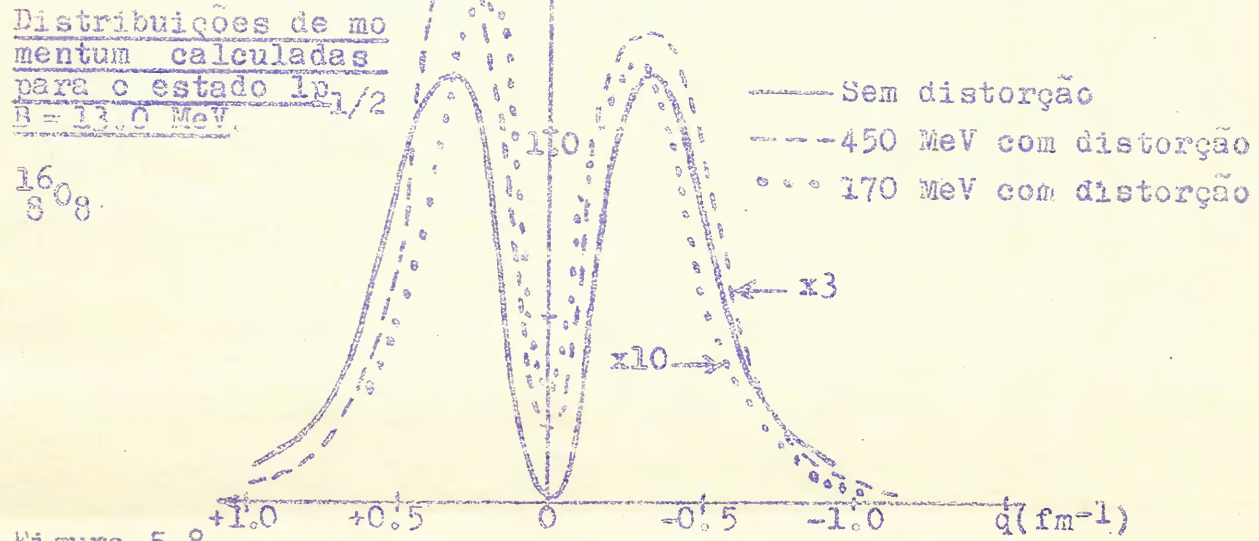


Figura 5.8

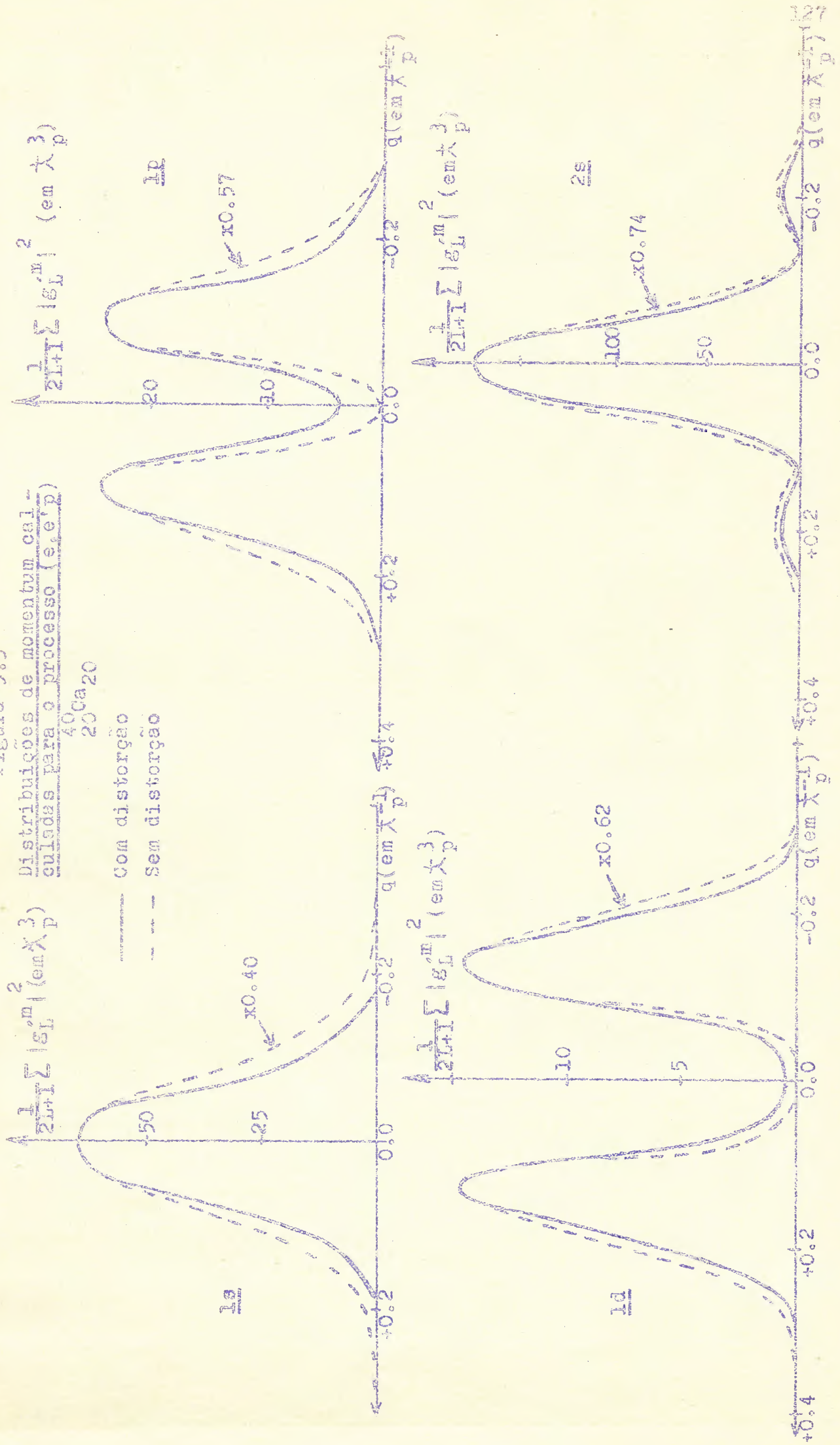
é muito útil ao se planejarem experiências ou ao analisá-las teoricamente, o argumento⁸⁾ semi-quantitativo dado abaixo é frequentemente valioso. Na eq. (3.54) substituem-se os fatores de distorção $D_j(\underline{r}_1)$ pelos fatores constantes $\exp(-\bar{d}_j/\lambda_j)$, $j=0,1,2$, onde \bar{d}_j é a distância média percorrida pelo próton j no potencial e λ_j seu livre caminho médio na matéria nuclear. O fator de distorção, independente de \underline{r} , $D = \exp(-\bar{d}_0/\lambda_0) \exp(-\bar{d}_1/\lambda_1) \times \exp(-\bar{d}_2/\lambda_2)$ dará uma idéia da magnitude da absorção. O valor de \bar{d}_j pode ser estimado de um simples raciocínio geométrico como sendo $\bar{d}_j = (R^2 - \frac{2}{3} r_L^2)^{1/2}$, r_L sendo a coordenada da distância radial da camada L , determinada de tal modo que $\sum n_L r_L^2 / \sum n_L = R^2$, R sendo o raio nuclear²³⁾ e n_L o número de núcleons na camada L . O caminho livre médio λ_j pode ser estimado substituindo o núcleo por um potencial de poço quadrado de profundidade W_j , determinado de tal maneira que $\frac{4}{3} \pi R^3 \bar{W}_j = \int W_j d\tau$, W_j sendo a parte imaginária do potencial óptico definida no terceiro capítulo; obtém-se então para o caminho livre médio $\lambda_j = \hbar^2 c^2 k_j / 2E_j \bar{W}_j$.

O fator de distorção foi calculado deste modo na ref.⁸⁾ em função de A . Entretanto, por não serem muito bons os valores existentes na época para as constantes, o efeito calculado da distorção é muito grande, a redução da seção de choque sendo em geral muito menor do que a que se obtém das curvas deste trabalho⁸⁾.

Com a finalidade de evitar em parte o efeito da distorção, o espalhamento quase-livre elétron-próton foi proposto há algum tempo atrás¹³⁾. O resultado para a correlação angular em experiências (e, e'p) não-coplanares, calculado de maneira já discutida, é apresentado na fig. 5.9 para um núcleo intermediário, ^{40}Ca .

Na fig. 5.9 as abcissas dão o momentum do próton nuclear e as ordenadas a distribuição de momentum; a unidade de comprimento usada nas escalas é o comprimento de onda Compton do próton $[\lambda_p]$. As linhas cheias dão as distribuições de momentum distorcidas, eq. (3.54), calculadas usando a aproximação semi-clássica para levar em conta a distorção do próton, ondas planas para o elétron e funções de oscilador harmônico para o próton nuclear. As linhas pontilhadas dão as distribuições de momentum não distorcidas, eq. (3.57), multiplicadas por fatores de redução convenientes, $\bar{D}_i(A)$, de tal modo que os máximos coincidam com os das distribuições distorcidas. Os valores dos fatores de redução $\bar{D}_i(40)$ são: $\bar{D}_{1s}(40) = 0.40$, $\bar{D}_{1p}(40) = 0.57$, $\bar{D}_{1d}(40) = 0.62$, $\bar{D}_{2s}(40) = 0.74$. As curvas são independentes da e-

Figura 5.9



nergia para energias do elétron incidente entre 300 MeV e 1 000 MeV e do próton emergente entre 100 MeV e 400 MeV.

Os resultados mostram o seguinte: as distribuições de momentum distorcidas e não distorcidas assemelham-se muito mais do que as distribuições correspondentes para o processo $(p, 2p)$ no ^{16}O , apesar de no caso presente termos um núcleo mais pesado. Isto é obviamente devido ao efeito muito menor da distorção, já que nas reações $(e, e'p)$ somente uma partícula sofre distorção apreciável. Vê-se pois que com estas experiências se obtém resultados muito mais semelhantes à distribuição de momentum não distorcida. Conseqüentemente os espectros de energia deverão ser muito mais simples de analisar, e as camadas internas deverão ser mais proeminentes. Os valores dos fatores de redução $\bar{D}_i(16)$ para o ^{16}O são¹³⁾ : $\bar{D}_{1s}(16) = 0.51$, $\bar{D}_{1p}(16) = 0.66$. Estes valores devem ser comparados com os valores correspondentes²⁶⁾ para as reações $(p, 2p)$: 0.05 para a camada 1s e 0.08 para a camada 1p, a uma energia do próton incidente de 170 MeV.

Infelizmente, e pela mesma razão pela qual a distorção é pequena, as reações $(e, e'p)$ são difíceis de realizar. Presentemente possuímos resultados preliminares de Johansson⁷⁶⁾ (Stanford) para o ^3He , de Amaldi, Venuti, Cortellessa, Fronte-rotta, Hillman e Matthiae⁷⁷⁾ (Frascati) para o ^{12}C e de Boumin⁷⁸⁾ para o ^2H mas não conhecemos outros detalhes a respeito destes resultados além dos já citados no quarto capítulo. Teremos certamente um avanço grande na técnica das reações quase-livres se for possível realizar as experiências $(e, e'p)$ com uma estatística e exatidão semelhantes àquela com que as experiências $(p, 2p)$ são feitas. Como as informações obtidas seriam de grande valor para a compreensão detalhada da estrutura nuclear, pensamos que maior ênfase deveria ser dada a estas experiências.

Como já citamos, experiências coplanares $(e, e'p)$ também foram propostas¹⁴⁾; entretanto, pensamos que a principal vantagem que se tem usando elétrons, qual seja a pequena distorção, talvez se perca pela imprecisão que ocorreria na análise teórica dos resultados; esta análise teórica não poderá ser feita com precisão muito grande devido à variação rápida da seção de choque elétron-próton com a transferência de momentum²³⁾. Este fator de incerteza, que pode ser bastante grande, é evitado na experiência não-coplanar; por esta razão pensamos que as informações obtidas serão muito mais precisas em experiências $(e, e'p)$ não-coplanares do que em experiências coplanares.

Ao mesmo tempo em que eram sugeridas as experi-

riências com elétrons¹³⁾ cogitou-se de experiências análogas com muons. Parece-nos que os feixes de muons obteníveis presentemente ainda não permitiriam a realização deste tipo de experiência. A análise teórica, entretanto, é análoga à feita para elétrons^{13,14)}, desde que as energias sejam tais que se possa desprezar a massa do muon frente a sua energia cinética (o que deverá em geral ocorrer para a obtenção das transferências de momentum necessárias à validade da aproximação de impulso). Também não será difícil estender os resultados^{13,14)} a casos em que a massa do muon não possa ser desprezada.

Recentemente foram sugeridas^{79,80)} experiências com pions para investigar a estrutura nuclear; estas sugestões, feitas independentemente por Jean e Ericsson, provavelmente apenas no futuro poderão dar informações com precisão comparável à das experiências (p,2p).

Antes de encerrar este capítulo desejamos fazer algumas observações sobre os valores absolutos das seções de choque para reações (p,2p) às várias energias em que estas experiências foram feitas. Apesar de ser muito difícil uma comparação, dadas as diferentes resoluções de energia e ângulo usados e tendo em vista os ângulos diferentes em que os espectros de energia foram obtidos nas diversas experiências, pode-se obter algumas conclusões dos resultados existentes. Devido principalmente à distorção muito menor a energias de 460 MeV, a seção de choque, exceto para núcleos muito leves, é via de regra bem maior a estas energias do que a 185 MeV. Ademais, dos poucos resultados passíveis de comparação, pode-se concluir que para as camadas muito ligadas (por exemplo a camada 1s dos últimos núcleos da camada 1p) o efeito que mais parece dificultar sua observação é a distorção, razão pela qual experiências a energias de 460 MeV dão resultados mais conclusivos do que experiências a 185 MeV. As razões aproximadas entre as seções de choque dos picos relativos a prótons $1p_{3/2}$ e $1s_{1/2}$, por exemplo para o ^{12}C , o ^{14}N e o ^{16}O , em ângulos comparáveis, a 185 MeV e a 460 MeV, são as seguintes^{4,31)}:

		^{12}C	^{14}N	^{16}O
$\frac{\sigma(1p_{3/2})}{\sigma(1s_{1/2})}$	(185 MeV)	4	2.5	3
$\frac{\sigma(1p_{3/2})}{\sigma(1s_{1/2})}$	(460 MeV)	2	2.5	3

Como a resolução em energia a 460 MeV é menor do que a resolu-

ção a 185 MeV, conclui-se dos dados acima que a altura do pico $ls_{1/2}$ é, relativamente ao pico $lp_{3/2}$, maior a 460 MeV do que a 185 MeV. Parece-nos importante que um estudo mais sistemático dos valores absolutos das seções de choque seja feito experimentalmente, possibilitando a obtenção de conclusões detalhadas a este respeito.

6. CONCLUSÕES

Nos capítulos precedentes discutimos em detalhe tanto resultados teóricos como experimentais obtidos de experiências quase-livres. Queremos agora resumir brevemente as principais conclusões obtidas, sugerir alguns trabalhos experimentais e teóricos que nos dariam informações úteis sobre a estrutura nuclear e fazer algumas observações adicionais.

Como já ressaltamos na Introdução, desejando-se obter informações sobre a estrutura interna de núcleos atômicos é necessário realizar experiências a alta energia (maior do que 100 MeV). Com as técnicas experimentais existentes, as únicas duas possibilidades que parecem viáveis para investigar camadas internas de prótons são as experiências $(p,2p)$ e $(e,e'p)$. Como as experiências $(e,e'p)$ só foram iniciadas recentemente, as informações que possuímos presentemente provém quase que exclusivamente das reações $(p,2p)$. Julgamos ter demonstrado explicita e detalhadamente nos capítulos anteriores a importância destas informações para a compreensão da estrutura nuclear. A interpretação dos resultados de reações $(p,2p)$ nos mostra, em resumo, o que segue.

a) Espectros de Energia. A análise da "estrutura grossa" do espectro de energia nos fornece as energias de separação dos prótons nucleares nas várias camadas (externa e internas), incluindo a contribuição do desdobramento spin-órbita, e informações sobre a possível existência de deformações. Além disso, a ordem em que as camadas são preenchidas, a inversão de camadas e informações correlatas são obtidas dos espectros de energia (juntamente com as distribuições de correlação angular). A análise da "estrutura fina" do espectro nos fornece, através da largura e/ou da assimetria dos picos, o tipo de acoplamento do núcleo em estudo (incluindo a razão entre as contribuições

dos acoplamentos jj e LS), a vida média do estado-furo do núcleo residual e a possível existência de desdobramentos jj e de desdobramentos ii (incluindo seus eventuais valores). A sistematização dos vários estados-furo excitados no núcleo residual e suas respectivas energias (fig. 5.2), mostra tendências bem definidas e constitui-se em uma das evidências mais impressionantes para a validade do modelo de camadas, inclusive se consideramos as camadas fortemente ligadas.

b) Distribuições de Correlação Angular. A análise das distribuições de correlação angular ou da experiência de partilha de energia nos fornece informações sobre as paridades e os momentos angulares dos estados dos quais o próton foi arrancado ou, mais precisamente, sobre a paridade e o momento angular da integral de superposição dos estados inicial e final. Além disso, esta análise nos dá detalhes sobre a distribuição dos momentos relativamente pequenos do próton nuclear, separadamente para cada um dos estados do modelo de camadas e, em alguma extensão, também sobre as características principais e o andamento geral da dependência radial da função de onda do próton nuclear em cada camada.

Presentemente as experiências $(p,2p)$ possuem uma espécie de monopólio em fornecer a maioria destas informações, não tendo nós conhecimento de outras experiências que consigam fornecer tais detalhes sobre as camadas de prótons. Para as camadas de neutrons, entretanto, existem experiências que podem dar parte desta informação, quais sejam as experiências do tipo (p,d) que têm sido realizadas por vários grupos. Desejamos rapidamente mencionar os resultados obtidos pelo grupo de Orsay⁸¹⁾ para estas reações (p,d) e mostrar como se comportam tais reações na investigação de camadas de neutrons. As experiências foram realizadas com prótons incidentes de 155 MeV, os núcleos alvo foram ^9Be , ^{11}B , ^{12}C , ^{16}O e ^{40}Ca e os dêuterons emergentes foram analisados por um ímã. Em todos os espectros de energia encontram-se vários picos correspondentes a estados-furo de neutrons no núcleo residual. Alguns dos resultados, mais diretamente relacionados com os resultados das reações $(p,2p)$ discutidas no quarto capítulo, são os abaixo expostos.

Na reação $^{12}\text{C}(p,d)^{11}\text{C}$ foi excitado, além do estado fundamental $\frac{1}{2}^-$ do ^{11}C , o estado $\frac{3}{2}^-$ a 2.00 MeV, em perfeita analogia com o resultado obtido para reações $(p,2p)$. Os resultados para a reação $^9\text{Be}(p,d)^8\text{Be}$ são mais difíceis de comparar, devido à estrutura diferente de neutrons e prótons no ^9Be . Entre-

tanto, o pico fortemente excitado a 16.6 MeV pode ser comparado muito bem com o pico a 16.8 MeV obtido de reações (p,2p). Os resultados para a reação $^{16}\text{O}(p,d)^{15}\text{O}$ também podem ser muito bem comparados com os obtidos de reações (p,2p), em ambos os casos excitando-se picos devidos a núcleons $p_{1/2}$ e $p_{3/2}$, separados por cerca de 6 MeV, confirmando pois o valor do desdobramento spin-órbita. Finalmente, o resultado para a reação $^{40}\text{Ca}(p,d)^{39}\text{Ca}$ mostra claramente um pico correspondente ao neutron $1d_{3/2}$ permanecendo o ^{39}Ca em seu estado fundamental, um pico correspondente ao neutron $2s_{1/2}$ permanecendo o ^{39}Ca em um estado excitado entre 2.5 MeV e 3.0 MeV e um pico muito provavelmente correspondente ao neutron $1d_{5/2}$ (pelo menos dois picos não resolvidos entre 4.5 MeV e 7.0 MeV). Novamente os resultados concordam muito bem com os das reações (p,2p).

Ao comparar os resultados de experiências (p,d) e (p,2p) duas características importantes devem ser lembradas. Em primeiro lugar, na experiência (p,d) o neutron a ser arrancado do núcleo deve ter no interior do núcleo o momentum correto de modo a poder formar o dêuteron emergente de alta energia⁸²⁾. Conseqüentemente não se pode, variando o ângulo que o feixe emergente forma com o feixe incidente, arrancar neutrons com momenta menores do que um certo valor, valor este que, obviamente, depende da energia incidente. Em segundo lugar, os efeitos da distorção são provavelmente muito mais importantes para reações (p,d) do que para reações (p,2p). Entretanto, a comparação acima indica que as experiências (p,d) são muito promissoras no estudo de camadas de neutrons, apesar de que pelas duas razões mencionadas acima, em nossa opinião ser muito difícil observar camadas internas de neutrons com estas experiências.

Nos capítulos anteriores demos ênfase várias vezes a certos tipos de experiências e de cálculos teóricos cujos resultados seriam de muito interêsse presentemente. Desejamos resumir estas sugestões aqui, e o faremos começando pelas experiências.

Bastante duvidoso ainda é saber até onde as experiências (p,2p) podem ser usadas na investigação de núcleos mais pesados. Vimos que para núcleos da camada $1p$ os picos devidos a prótons $1s$ começam a tornar-se mais largos até desaparecem completamente no início da camada $2s-1d$ (no ^{19}F desaparece o pico devido a prótons $1s$). Para núcleos da camada $2s-1d$ a situação é um pouco mais obscura, por não ser possível atribuir

valôres univocamente ao momentum angular. Entretanto, há indicações de que a camada $1p$ pode ser seguida até o ^{32}S , e talvez até mais adiante. Para núcleos da camada $2p-1f$, finalmente, a situação é bastante obscura. Pensamos que seria muito interessante tentar seguir sistematicamente os picos devidos a camadas **internas e realizar uma análise sistemática do alargamento destes picos**. Na determinação dos valôres a atribuir aos momenta angulares, dos diversos picos, a obtenção de um valor absoluto preciso da seção de choque seguramente será muito útil.

Além disso, a estrutura fina dos vários picos deveria ser estudada ainda melhor do que o foi até aqui, de modo a resolver os detalhes dos picos; poder-se-ia então obter conclusões mais seguras sobre as várias grandezas já mencionadas acima (tipo de acoplamento, desdobramentos, etc). Como o estudo detalhado desta "estrutura fina" requer uma resolução melhor do que os 2.2 MeV já obtidos, isto se constitui em um problema para o futuro.

Finalmente, desejaríamos ressaltar uma vez mais a importância das experiências $(e, e'p)$. Todos os resultados recém mencionados podem ser obtidos com muito maior precisão e segurança se forem usados elétrons como partículas analisadoras. Como estes resultados têm característica ímpar e não podem ser obtidos de outro modo, e que eventualmente nos levarão a uma compreensão melhor da estrutura dos núcleos atômicos, pensamos que, apesar de as experiências $(e, e'p)$ serem bastante difíceis, deveriam ser tentadas intensamente.

Quanto aos aspectos teóricos, muito resta a fazer. Até o momento presente não foram obtidos mais do que resultados semi-quantitativos, tanto na análise dos espectros de energia como na das distribuições de correlação angular. Como já mencionamos, a distorção deve ser levada em conta quando se realiza uma análise quantitativa detalhada do espectro de energia; ademais, melhores funções de onda radiais devem ser usadas quando se efetuam análises com ondas distorcidas; a precisão da aproximação semi-clássica e possivelmente também da aproximação de impulso deveriam ser examinadas; análises em ondas parciais nos moldes de realizada por Jackson e Berggren²⁹⁾ deveriam também prosseguir. Finalmente, a origem da largura dos picos correspondentes a camadas internas em função da vida média dos estados-furo do núcleo residual deveria ser investigada quantitativamente.

Ao encerrar este trabalho desejamos acentuar uma vez mais que de experiências de espalhamento quase-livre se

obtem informações sobre estados de partícula única que não podem ser obtidas de nenhuma outra experiência e que são essenciais para a compreensão da estrutura nuclear. Portanto, a atenção que fôr dada tanto por físicos experimentais como por físicos teóricos a estas reações será certamente bem compensada.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. W.A.Preston, Physics of the Nucleus, Addison-Wesley (1962).
2. Maria Goeppert Mayer and J.Hans D.Jensen, Elementary Theory of Nuclear Shell Structure, Wiley (1955).
3. Veja-se, por exemplo, L.C.Gomes, J.D.Walecka and V.F.Weisskopf, Annals of Physics 3 (1958) 241, e as referências citadas neste artigo.
4. H.Tyrén, Th.A.J.Maris and P.Hillman, Nuovo Cimento 6 (1957) 1507;
H.Tyrén, Peter Hillman and Th.A.J.Maris, Nuclear Physics 7 (1958) 10;
Peter Hillman, H.Tyrén and Th.A.J.Maris, Phys. Rev. Letters 5 (1960) 107.
5. R.Serber, Phys. Rev. 72 (1947) 1114.
6. Geoffrey F.Chew, Phys. Rev. 80 (1950) 196.
7. Geoffrey F.Chew and W.L.Goldberger, Phys. Rev. 87 (1952) 778;
veja-se também:
Saul T.Epstein, Phys. Rev. 86 (1952) 836;
Saul T.Epstein, Phys. Rev. 119 (1960) 458.
8. Th.A.J.Maris, Peter Hillman and H.Tyrén, Nuclear Physics 7 (1958) 1.
9. Th.A.J.Maris, Nuclear Physics 9 (1958/59) 577.
10. B.Gottschalk and K.Strauch, Phys. Rev. 120 (1960) 1005.
11. T.J.Gooding et H.G.Pugh, J. Phys. Radium 21 (1960) 326;
T.J.Gooding and H.G.Pugh, Nuclear Physics 18 (1960) 46.

12. Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Phys. Rev. Letters 5 (1960) 210;
G.Jacob and Th.A.J.Maris, Proc.Int.Conf. Nuclear Structure, Kingston (1960) 433;
Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Nuclear Physics 20 (1960) 440.
13. Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., Manchester (1961) 153;
Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Nuclear Physics 31 (1962) 139;
Gerhard Jacob and Th.A.J.Maris, Nuclear Physics 31 (1962) 152.
14. John Potter, Nuclear Physics 45 (1963) 33.
15. R.J.Griffiths and R.M.Eisberg, Nuclear Physics 12 (1959) 225.
16. G.P.McCauley and G.E.Brown, Proc. Phys. Soc. 71 (1958) 893;
Sheila Brenner and G.E.Brown, High Energy Scattering by Complex Nuclei (2nd edition), não publicado; veja-se também:
L.I.Schiff, Phys. Rev. 103 (1956) 443;
R.J.Glauber, High Energy Collision Theory, em Lectures in Theoretical Physics, vol. 1, Interscience (1959) 315.
17. C.Møller, Kgl. Danske Vidensk. Selsk., Mat.-Fys. Medd. 23, Nr. 1 (1945).
18. W.Brenig und R.Haag, Fortschr. Physik 7 (1959) 183.
19. K.Mishijima, Fundamental Particles, Benjamin (1963).
20. A.K.Kerman, H.McManus and R.M.Thaler, Annals of Physics 8 (1959) 551.
21. D.R.Hartree, Rep. Progr. Phys. 11 (1946/47) 113.
22. K.F.Riley, Nuclear Physics 13 (1959) 407;
K.F.Riley, H.G.Fugh and T.J.Gooding, Nuclear Physics 18 (1960) 65.
23. Robert Hofstadter, Ann. Rev. Nucl. Science 7 (1957) 231;
Robert Herman and Robert Hofstadter, High-Energy Electron Scattering Tables, Stanford (1960).
24. Gyo Takeda and K.M.Watson, Phys. Rev. 97 (1955) 1336;
Th.A.J.Maris and H.Tyrén, Nuclear Physics 3 (1957) 35;
Paul A.Benioff, Nuclear Physics 31 (1962) 494.
25. Allen Everett, Phys. Rev. 126 (1962) 831.

26. T. Berggren and G. Jacob, Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pádua (1962) 33;
Tore Berggren and Gerhard Jacob, Nuclear Physics 47 (1963) 481.
27. K.L. Lim and I.E. McCarthy, Phys. Rev. Letters 10 (1963) 529;
K.L. Lim and I.E. McCarthy, Analysis of (p,2p) Angular Correlation Experiments, Prèpublicação da Universidade de Adelaide.
28. Tore Berggren, G.E. Brown and Gerhard Jacob, Physics Letters 1 (1962) 88.
29. Daphne F. Jackson and Tore Berggren, Partial Wave Analysis of the (p,2p) Reaction, Prèpublicação do NORDITA.
30. B. Gottschalk e K. Strauch, comunicação pessoal.
31. H. Tyrén e O. Sundberg, comunicação pessoal;
H. Tyrén, S. Kullander, O. Sundberg, R. Ramachandran and P. Isacson, Quasi-Free Proton-Proton Scattering in Light Nuclei at 460 MeV, Prèpublicação do Instituto Enrico Fermi.
32. Bernard Gottschalk, Quasi-Elastic Proton-Proton Scattering in Light Nuclei, Tese, Universidade de Harvard (1962).
33. Owen Chamberlain and Emilio Segrè, Phys. Rev. 87 (1952) 81;
J.E. Cladis, W.N. Hess and B.J. Moyer, Phys. Rev. 87 (1952) 425;
Peter A. Wolff, Phys. Rev. 87 (1952) 434;
John M. Wilcox and Burton J. Moyer, Phys. Rev. 99 (1955) 875;
A.F. Kuckes, Richard Wilson and Paul F. Cooper, Jr., Annals of Physics 15 (1961) 193;
John H. Tinlot and Robert E. Warner, Phys. Rev. 124 (1961) 890;
Robert E. Warner and John Tinlot, Phys. Rev. 125 (1962) 1028;
R.J. Griffiths and K.M. Knight, Nuclear Physics 54 (1964) 56.
Vejam-se também os trabalhos de A.B. Clegg e colaboradores, por exemplo:
K.J. Foley, A.B. Clegg and G.L. Salmon, Nuclear Physics 37 (1962) 23 e as referências contidas neste trabalho.
34. B. Gottschalk, K. Strauch and K.H. Wang, Quasi-Elastic p - p Scattering in Fluorine and some "Medium" Nuclei, Prèpublicação da Universidade de Harvard, trabalho apresentado na Conferência de Paris (1964).
B. Gottschalk e K. Strauch, comunicação pessoal.

35. J.P. Carron, J.C. Jacmart, M. Riou, C. Ruhla, J. Teillac, C. Caverzasio and K. Strauch, Phys. Rev. Letters 7 (1961) 261;
 J.P. Carron, J.C. Jacmart, M. Riou et Ch. Ruhla, J. Phys. Radium 22 (1961) 622;
 J.P. Carron, J.C. Jacmart, M. Riou and Ch. Ruhla, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., Manchester (1962) 201;
 J.P. Carron, J.C. Jacmart, M. Riou, C. Ruhla, J. Teillac et K. Strauch, Nuclear Physics 37 (1962) 126.
36. C. Ruhla, M. Riou, R.A. Ricci, M. Arditi, H. Doubre, J.C. Jacmart, M. Liu et L. Valentin, Physics Letters 10 (1964) 326;
 C. Ruhla, M. Riou, R.A. Ricci, M. Arditi, H. Doubre, J.C. Jacmart, M. Liu et L. Valentin, Etude par Réaction (p,2p) à 150 MeV de Noyaux entre $^{40}_{20}\text{Ca}$ et $^{75}_{33}\text{As}$, Prêpublicação do Laboratório Joliot-Curie, trabalho apresentado na Conferência de Paris (1964).
37. H. Tyrén, S. Kullander and R. Ramachandran, Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pádua (1962) 1109.
38. G. Tibell, O. Sundberg and P.U. Renberg, Arkiv f. Fysik 25 (1963) 433.
39. M. Croissiaux, Phys. Rev. 127 (1962) 613.
40. L.A. König, J.H.E. Mattauch and A.H. Wapstra, Nuclear Physics 31 (1962) 18.
41. H. Tyrén (reported by G. Jacob), Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Kingston (1960) 429.
42. D.R. Inglis, Phys. Rev. 126 (1962) 1789.
43. J. Strnad, Phys. Rev. 125 (1962) 1639; veja-se, entretanto, a Errata em Phys. Rev. 126 (1962) 2262;
 J. Strnad, A Note on the Quasi-Elastic Proton Scattering on Light Nuclei, Prêpublicação do Instituto Jožef Stefan (1962).
44. G. Tibell, O. Sundberg and U. Miklavžič, Physics Letters 1 (1962) 172.
45. F. Ajzenberg-Selove and T. Lauritsen, Nuclear Physics 11 (1959) 1.
46. K. Dietrich, Physics Letters 2 (1962) 139.
47. Jean-Pierre Carron, Annales de Physique 7 (1962) 301.
48. Toshinori Takemiya, Progr. Theor. Phys. 30 (1963) 191.
49. Yoshiyuki Sakamoto, Physics Letters 1 (1962) 256.
50. Y. Sakamoto, Nuovo Cimento 26 (1962) 461.

51. T. Berggren and S. Jacob, *Physics Letters* 1 (1962) 258.
52. A. Johansson and Y. Sakamoto, *Nuclear Physics* 42 (1963) 625.
53. I. E. McCarthy, *Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pádua* (1962) 94.
54. Paul A. Benicoff, *Phys. Rev.* 128 (1962) 740;
Paul A. Benicoff, *Phys. Rev.* 129 (1963) 1355.
55. William W. Rosenblum, *Quasi-Elastic Scattering of Protons on ⁷Li*, Tese, Universidade de Flórida (1960).
56. Th. A. J. Waris, *Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pádua* (1962) 31.
57. Yoshiyuki Sakamoto, *Progr. Theor. Phys.* 28 (1962) 803.
58. J. Strnad, *Nuclear Physics* 35 (1962) 451;
Janez Strnad, *Glasnik Mat.-Fiz. i Astr.* 17 (1962) 89.
59. Anderson and McKenzie (reported by D. H. Wilkinson), *Proc. Int. Conf. Nuclear Structure, Kingston* (1960) 319.
60. R. J. Griffiths, E. A. McClatchie, W. R. Gibson, S. J. Hall, A. H. Johnston and K. M. Knight, *Angular Correlation Measurements for (p, 2p) Reactions in Carbon and Calcium at 50 MeV*, Pré-publicação de Harwell, trabalho apresentado na Conferência de Paris (1964).
61. I. E. McCarthy, E. V. Jezak and A. J. Kromminga, *Nuclear Physics* 12 (1959) 274;
A. J. Kromminga and I. E. McCarthy, *Phys. Rev. Letters* 4 (1960) 288;
A. M. Green and G. E. Brown, *Nuclear Physics* 18 (1960) 1.
62. V. V. Balashov and A. N. Boyarkina, *Nuclear Physics* 38 (1962) 629;
V. V. Balashov e A. N. Boyarkina, *Espalhamento Quase-Elastico de Prótons Rápidos em Núcleos Leves com Emissão de Dêutrons*, Pré-publicação da Universidade de Moscou (1963), em russo. O autor agradece a Nikolas Fidančev e a Alice Maciel pela cuidadosa tradução deste trabalho.
63. Y. Sakamoto, *Nuclear Physics* 46 (1963) 293.
64. P. M. Endt and C. van der Leun, *Nuclear Physics* 34 (1962) 1.
65. W. B. Frahn and R. H. Lemmer, *Nuovo Cimento* 6 (1957) 1221.

66. G. Tibell, O. Sundberg and U. Miklavžič, Physics Letters 2 (1962) 100;
G. Tibell, O. Sundberg and U. Miklavžič, Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pádua (1962) 1134.
67. K.A. Brueckner, A.M. Lockett and M. Rotenberg, Phys. Rev. 121 (1961) 255.
68. Nuclear Data Sheets.
69. Paul Benioff, Nuclear Physics 26 (1961) 68; veja-se também: D.B. Inglis, Nuclear Physics 30 (1962) 1.
70. K.A. Brueckner and V.F. Weisskopf, Proc. Int. Conf. Nuclear Optical Model, Tallahassee (1959) 143.
71. N.M. Hugenholtz and L. van Hove, Physica 24 (1958) 363.
72. H.G. Pugh and K.F. Riley, Proc. Rutherford Jubilee Int. Conf., Manchester (1961) 195.
73. M. Rieu, Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pádua (1962) 18.
74. V.S. Barashenkov, V.M. Maltsev, Fortschr. Physik 9 (1961) 549.
75. Yogenóra N. Srivastava, Nuclear Pair-Correlation Function via Electron Scattering, Prèpublicação da Universidade de Indiana.
76. A. Johansson, a ser publicado; citado em T.A. Griffy and R.J. Cakes, The Electron-Proton Coincidence Cross Section for He^3 and H^3 , Prèpublicação da Universidade de Stanford.
77. U. Amaldi, G. Campos Venuti, G. Cortellesa, G. Fronterotta, P. Hillman, G. Matthiae, Impiego del Fascio Interno del Sincrotrone Nazionale per lo Studio di Reazioni (e, e'p) (Proposta di Esperienza), comunicação do Instituto Superiore di Sanità ISS 63/42 (1963); veja-se também comunicação apresentada por U. Amaldi à Conferência de Paris (1964);
U. Amaldi, Jr., G. Campos Venuti, G. Cortellesa, G. Fronterotta, A. Reale, P. Salvadori, P. Hillman, Inner Shell Proton Binding Energies in ^{12}C and ^{27}Al from the (e, e'p) Reaction using 550 MeV Electrons, a ser publicado (1964).
78. Paul Bounin, comunicação pessoal.
79. T. Ericson, Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pádua (1962) 39;
T. Ericson, Physics Letters 2 (1962) 278.

80. M. Jean, Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pérou (1962) 46.
81. Pierre Radvanyi, Jeannine Genin and Claude Détraz, Phys. Rev. 125 (1962) 295;
D. Bachelier, M. Bernas, C. Détraz, J. Genin, J. Haag and P. Radvanyi, Proc. Conf. Direct Interactions Nuclear Reaction Mechanisms, Pérou (1962) 1141;
D. Bachelier, M. Bernas, I. Brissaud, C. Détraz et P. Radvanyi, J. Physique 24 (1963) 1055;
D. Bachelier, M. Bernas, I. Brissaud, C. Détraz, N.K. Ganguly et P. Radvanyi, Physics Letters 8 (1964) 56.
82. G.F. Chew and M.L. Goldberger, Phys. Rev. 77 (1950) 470.

E R R A T A

ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE E ESTRUTURA NUCLEAR

gerhard jacob

- P. 2,L.(-13) - Leia-se corresponde à em vez de constitui-se na
- P. 5,L.(-14) - Leia-se interacção" da partícula incidente com u-
na partícula do núcleo em vez de interacção" do
núcleo
- P. 6,L.(10) - Leia-se ${}^2_1\text{H}_1$, ${}^3_2\text{He}_1$, ${}^{12}_6\text{C}_6$ e ${}^{13}_{11}\text{Al}_{14}$ em vez de ${}^2_1\text{H}_1$,
 ${}^3_2\text{He}_1$ e ${}^{12}_6\text{C}_6$)
- P. 7,L.(-3) - Leia-se podem ser escritas em vez de pode ser es-
crita
- P. 8,L.(-16) - Elimine-se igual
- P. 9,L.(2e3) - Leia-se conveniente em vez de necessário
- P. 10,L.(13) - Leia-se a em vez de à
- P. 21,L.(-2) - Leia-se $\frac{1}{(2\pi)^{9/2}}$ em vez de $\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}$
- P. 22,L.(13) - Leia-se (2.3) em vez de (2.31)
- P. 22,L.(-3) - Leia-se $\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}$ em vez de $\frac{1}{(2\pi)^3}$
- P. 23,L.(13) - Leia-se $\frac{1}{(2\pi)^3}$ em vez de $\frac{1}{(2\pi)^{3/2}}$
- P. 24,L.(-11) - Leia-se Neste ponto em vez de Nesta instância
- P. 33,L.(15) - Leia-se antissimetriação em vez de antissimetria
- P. 33,L.(-10) - Elimine-se nais
- P. 39,L.(-13) - Elimine-se (exceto nos segmentos esféricos)
- P. 41, Fórmulas (3.66) - Leia-se $\hbar^2 c^2$ em vez de \hbar^2

- P. 66,L.(3) - Leia-se 34 MeV e em vez de 34 MeV
- P. 71,L.(-2) - Leia-se 3.5 MeV em vez de 31.5 MeV
- P. 94,L.(1) - Leia-se $^{40}_{18}\text{Ar}$ em vez de $^{48}_{18}\text{Ar}$
- P. 94, Figura 4.51 - A curva deve ir a zero em cêrca de 10 MeV e apresentar um pequeno pico em cêrca de 8 MeV.
- P. 98, Figuras 4.56 e 4.57 - Os números nas escalas verticais de ven ser multiplicados por dois (leia-se 100 em vez de 50, 200 em vez de 100, 5.0 em vez de 2.5 e 10.0 em vez de 5.0).
- P.111,L.(4) - Leia-se =1/2 em vez de =2
- P.112,L.(-15) - Leia-se será inversamente proporcional à probabilidade de colisão em vez de será proporcional ao tempo de colisão
- P.112,L.(-14) - Leia-se Esta probabilidade em vez de Este tempo
- P.119,L.(15) - Leia-se iniciarmos em vez de inciarmos
- P.120,L.(-18) - Leia-se assimetria em vez de simetria
- P.123,L.(-11) - Elimine-se superpostas aos traços na fig. 5.3
- P.123,L.(-7) - Leia-se obtên em vez de obtén
- P.126,L.(17) - Leia-se $|\bar{w}_j|$ em vez de \bar{w}_j
- P.126,L.(-10) - Leia-se Compton reduzido em vez de Compton
- P.128,L.(-21) - Leia-se o ^{12}C e o ^{27}Al em vez de o ^{12}C
- P.129,L.(20) - Leia-se usadas em vez de usados
- P.133,L.(-16) - Leia-se apesar de, pelas em vez de apesar de que pelas
- P.134,L.(3e4) - Leia-se situação em vez de sitição
- P.134,L.(-21) - Leia-se como em vez de que

Não incluímos na relação acima alguns erros de grafia encontrados na revisão como, p. ex., em erros, escolha, fôs sen, normente, neste, recuo (aparecendo um vez) e abscissas, autores, caroco, nêutrons, valores (aparecendo várias vêzes). Não tendo submetido êste trabalho a um especialista, apreciariâmos a indicação de outras eventuais incorreções na grafia.