II REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

CAMBUQUIRA SET 79

SOCIEDADE BRASILEIRA DE FÍSICA

Altamir Antonio Rosa

18/11/1982

II.ª REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL*

NOTA PRÉVIA

Esta publicação contém textos e/ou resumos de apresentações feitas durante a II.ª Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, reproduzidos na forma em que foram enviados, para esse fim, pelos seus autores. Embora trazendo a vantagem de reduzir consideravelmente o tempo e os custos de preparação e impressão, isso introduz necessariamente uma considerável heterogeneidade de estilos e formatos, para a qual pedimos a compreensão do leitor.

Em nome dos participantes, a Comissão Organizadora agradece o patrocínio da Sociedade Brasileira de Física e em especial o decisivo e eficiente trabalho de Álvaro Roberto Souza Moraes, Conceição Aparecida Vedovello e Carlos Edir Abolis. A realização da reunião, bem como a publicação deste volume foi subvencionada por auxílio do CNPq, que também merece por isso nossos agradecimentos.

* *Reunião realizada sob o patrocínio da Sociedade Brasileira de Física, com subvenção do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq).*

Prof. Altamir A. R. Araldi

38

SEGUNDA REUNIÃO DE TRABALHO SÔBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

RELATÓRIO DA REUNIÃO DE ENCERRAMENTO

Às 17 horas do dia 5 de setembro de 1979 teve lugar a sessão de encerramento da II Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil com presença de cerca de 80 físicos e presidida pela prof.Solange de Barros, coordenadora do Encontro.

Dando início à sessão a prof. Solange de Barros agradeceu a colaboração e a presença de todos, manifestando também sua satisfação pelo nivel dos trabalhos apresentados durante os quatro dias de Reunião.

A seguir o plenário foi solicitado a opinar sobre a continuação de reuniões desse tipo e, por unanimidade, os presentes concordaram com a realização, no próximo ano, da III Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil a ter lugar também em Cambuquira, na mesma época. O nucleo da Comissão Organizadora desse próximo encontro, escolhida pelo plenário, será constituida pelos professores Iuda Goldman, da USP, coordenador; Enio F. Silveira, da PUC/RJ e Maria R. Teodoro, da UFRGS.

Com a finalidade de organizar melhor a III Reunião, fez se uma avaliação comparativa das duas anteriores. Na I Reunião, que foi de uma semana, compareceram cerca de 68 físicos e os trabalhos foram divididos em comunicações, pela manhã, e grupos de trabalho, pela tarde. A maior crítica a essa Reunião foi a impossibilidade de um melhor conhecimento das demais sessões paralelas dos grupos de trabalho. A II Reunião, a ser encerrada hoje, contou com 130 inscritos, sendo dividida em revisões de alguns tópicos e comunicações mais específicas. A avaliação, feita pelo plenário, mostrou insatisfações pelo número excessivo de sessões, implicando na pequena oportunidade para discussões, e pela falta de grupos de trabalho. Várias sugestões foram apresentadas: mais do que quatro dias de Reunião, tardes livres para discussões, sessões paralelas divididas por áreas, comunicações mais curtas, maior debate sobre a política científica. Todos concordaram que essas Reuniões não devem se constituir apenas de pequenas comunicações, porque para tanto já existe a Reunião Anual da SBF-SBPC. Assinalou-se que são importantes as revisões de alguns tópicos, afim de que se possa ter uma idéia das pesquisas em andamento (suas dificuldades e êxitos) e que sejam formados grupos de trabalho onde sejam discutidos assuntos gerais e informativos (nessa II Reunião foi o problema de criação e reforma de máquinas). Como subsídio para a III Reunião, a nova Comissão Organizadora deverá enviar aos presentes um questionário para coletar as opiniões e sugestões de todos.

Em continuação a prof. Solange de Barros referiu-se ao problema da renovação e prazo de existência do Comité de Física Nuclear da SBF, criado na Reunião anterior e referendado há alguns meses pela SBF, com a finalidade de coordenar os esforços de intercambio realizados em diferentes instituições de pesquisa e ainda nesse espírito opinar sobre modificações importantes das facilidades experimentais existentes. As sugestões apresentadas foram de que sua duração deveria ser de no mínimo dois anos, com 10 participantes e renovação parcial a cada ano; de que o Comité fosse aumentado para que todos os grupos do país estivessem representados. Colocadas em votação essas sugestões, ficou resolvido que esse Comité, com 10 membros, deverá ter a duração de 2 anos, renovando-se a metade de seus membros a cada ano. Quanto ao atual comité, decidiu-se por sua continuação até a próxima Reunião de Cambuquira, quando novamente se discutirá a forma de sua renovação. Além disto, o atual comité deverá apresentar, no início da III Reunião, em 1980, um relatório de suas atividades, a serem avaliadas durante os trabalhos. O plenário referendou, por proposta do Prof. Giorgio Moscati, o nome da Prof. Maria Ribeiro Teodoro (UFRGS) como substituta, no atual comité, do prof. Fernando Zawislak (UFRGS), indicada, por ele próprio por estar em viagem ao exterior. Esta modificação deverá ser comunicada à SBF. Ainda quanto às atividades do atual Comité, manifestou um participante presente, sua estranheza quanto à omissão do comité em opinar relativamente ao problema da criação de novas máquinas no país, tendo em vista a importância do assunto e as finalidades atribuidas ao Comité na I Reunião de Cambuquira. Em resposta o prof. A.F.R.de Toledo Piza, coordenador do Comité, explicou que tal problema está na pauta de discussões do mesmo mas que uma manifestação devidamente fundamentada ainda não foi possível, principalmente, porque as informações a esse respeito estão, até agora, incompletas.

A seguir solicitou a palavra o prof. Carlos Apoloni da Universidade de Londrina para falar sobre os problemas existentes nas pequenas Universidades quanto às condições de pesquisa. Mesmo reconhecendo que seria mais indicado expressar, por escrito, tais apreensões a orgãos financiadores, como CNPq e FINEP, e à própria SBF, quis ele aproveitar a presença do Comité de Física Nuclear da SBF para se manifestar. Citou inicialmente que as Universidades pequenas não têm maior interesse em desenvolver áreas de pesquisa como Física Nuclear, que exige aparelhos mais sofisticados, voltando-se para projetos envolvidos em áreas tecnológicas. Além disso, de acordo com o mesmo, não existe um incentivo para que pesquisadores de melhor qualidade se desloquem aos pequenos centros, apesar da saturação das universidades maiores e faz falta formalizar um intercâmbio efetivo com as universidades mais importantes, onde se encontram as melhores condições para a pesquisa em Física Nuclear. Referiu-se, por

fim, à organização das pequenas universidades que impõem uma grande carga didática aos professores, desestimulando o desenvolvimento de novos grupos de trabalho.

Pedindo a palavra o prof. Yuda Goldman lembrou a conveniência de se resumir, numa moção, os pontos mais importantes discutidos durante a Reunião. Para redigir esse documento foi escolhida, pelo plenário, uma Comissão formada pelos profs. Yuda, Apoloni, Giorgio, Alinka e Odair; com a presença da coordenadora dos trabalhos, prof. Solange de Barros. Assim a reunião foi suspensa às 19 horas para ser reaberta às 21 horas, quando se deverá apreciar a moção final da II Reunião de Trabalhos sobre Física Nuclear, de Cambuquira.

Cambuquira, 5 de setembro de 1979.

Comissão Organizadora

Moção Final

Realizou-se em Cambuquira, M.G., de 2 a 5 de Setembro de 1979 a Segunda Reunião de Trabalho de Física Nuclear no Brasil. Esta reunião reapresentou grande progresso com respeito a anterior, com participação de mais de 100 Físicos Nucleares brasileiros, além de Físicos Nucleares latino-americanos convidados. Este número representa a maior parte dos Físicos Nucleares em atividade no Brasil. Na reunião final, um balanço efetuado indicou como aspectos extremamente positivos, consequência das reuniões, os seguintes:

a) Um conhecimento de atividades, de diferentes grupos, ampliado com respeito a anterior;

b) Novas possibilidades de colaboração entre grupos;

c) Potencialidades a serem realizadas no setor, onde fração considerável dos cientistas é jovem;

d) Aumentou o número de setores representados na Reunião.

Os problemas levantados no relatório final da Primeira Reunião continuam existindo acrescendo-se a outros surgidos no último ano, trazendo ainda novas dificuldades para o setor de Física Nuclear.

1 - O problema de salários de pesquisadores, que recebem quer por verbas orçamentárias, quer por auxílios especiais merece atualmente, em vista das circunstâncias, consideração particular. Deles depende a continuidade das instituições e problemas pessoais de ordem financeira, causados por salários inadequados, podem provocar desinteresse ou evasão de pesquisadores. A deterioração da Instituição pode se tornar tal que mesmo melhores dotações nos anos seguintes não consigam recuperar a situação

anterior. Salários incompatíveis provocam uma queda vertical e o seu restabelecimento de salários leva a uma recuperação lenta.

2 - A continuidade de verbas não está sendo garantida. Este fato ao lado de em certo número de Instituições, ter havido dotações orçamentárias diminuidas em valor real, está provocando uma diminuição no ritmo de pesquisas, ameaçando mesmo a integridade de equipamentos mais delicados. Uma ameaça de efeito imprevisível, é além de tudo, representada pelas verbas não orçamentárias, das quais têm dependido cada vez mais as Universidades e outras Instituições de pesquisa.

3 - Um problema que aflige todos os Laboratórios de Física Nuclear é a falta de infraestrutura técnica adequada. Problemas institucionais e estruturais das Universidades não permitem a criação de uma infraestrutura técnica condizente, pois a remuneração do corpo técnico é limitado por vínculos institucionais a níveis muito inferiores aos vigentes no mercado de trabalho e as verbas extraorçamentárias não oferecem solução satisfatória devida a sua instabilidade.

4 - Especial destaque merecem os incentivos à formação de grupos de Física Nuclear em Universidades pequenas. Estes devem ser usados para melhorar as condições de trabalho internas e externas, estas últimas consistindo em apoio a convenios para utilização das facilidades dos grandes laboratórios.

5 - O número de Físicos Nucleares é pequeno e existe certa diversidade de atuação causada pela própria origem e história das Instituições existentes. Encontros mais frequentes no âmbito de Reuniões Gerais ou fora delas, permitirá certamente cooperações mais intensivas, propiciando maior integração de atividades.

6 - Para evitar a paralização dêsses Laboratórios de pesquisa é indispensável que pelo menos a matéria prima necessária a execução de projetos de desenvolvimento em instrumentação e a manutenção de equipamentos adquiridos no mercado Internacional esteja isento das normas burocratizantes atuais de importação.

7 - Acreditamos que os problemas apontados sejam em grande parte causados pela pequena participação da comunidade nas decisões sôbre locação de verbas e estabelecimento de prioridades afetando setores existentes e em criação. Acentuamos que o traçado de uma Política Científica deve ser feita com participação ampla da Comunidade Científica.

PROGRAMA DA II^{a} REUNIÃO DE TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL

DOMINGO 2/9/79 — pag.

Presidente: *O. Sala - USP*

Manhã

9:00 h - A.F.R.de Toledo Piza - Coraci Malta - IFUSP — 01
Estrutura de Modos Coletivos

9:45 h - F.Krmpotíc - IFUSP — 11
Ressonância Gigante com troca de carga

10:15 h - T.Borello-Lewin - IFUSP — 15
Espectroscopia Nuclear com ions leves

10:45 h - Café

11:00 h - J.A.Guillaumón Fº - P.E.Artaxo Netto - IFUSP — 17
Espectroscopia com ions leves

11:30 h - Iuda Goldman - IFUSP — 17
Espectroscopia γ

Tarde - Livre até 17:00 h

17:00 h - O.Sala - IFUSP - Conferência — **
Política para o Desenvolvimento Científico

Noite

Presidente: *Emma Perez Ferreira - CNEA - Argentina*

20:00 h - M.R.Teodoro - IFUFRGS — 19
Espalhamento quase-livre

20:45 h - H.Coelho e Lauro Tomio - UFPE — 47 e 53
Pesquisas em andamento

21:15 h - Café

21:30 h - S.de Barros - IFUFRJ — 60
Pesquisas em andamento

22:00 h - C.V. Barros Leite - IFPUC - RJ — 67
Retrospectiva Geral da Física Nuclear da PUC

2ª FEIRA - 3/9/79

Manhã

Presidente: *L.C.Gomes - C.B.P.F.*

9:00 h - A.S.de Toledo - IFUSP — **
Estados de spin elevado populados por reações entre ions pesados

9:45 h - D.Pereira - IFUSP **
Reações de fusão com ions pesados
10:15 h - W.Mittig - IFUSP **
Espalhamento elástico e inelástico de ions pesados
10:45 h - Café
11:00 h - L.F.Canto - IFUFRJ 72
Efeitos de excitação de estados coletivos sobre o potencial ótico no canal elástico
11:30 h - S.Joffily - CBPF 73
Orbitais moleculares nas colisões nucleares

Tarde

Presidente: *Francisco Krmpotic - USP*

15:30 h - E.Wolynec - IFUSP 82
Modos de decaimento das ressonâncias gigantes
16:00 h - S.B.Herdade - R. Nazareth - IFUSP/IFUFRJ 79 e 81
Resultados recentes em eletro-fissão
16:20 h - Café
16:40 h - Y. Miyao - IFUSP 84
Estudos de eletrodesintegração por emissão de neutrons
17:00 h - R.A.Douglas - UNICAMP/USP 87
Física de neutrons
17:20 h - L.Tahuata - CBPF 89
Coincidências rápidas

Noite

Presidente: *Giorgio Moscati - USP*

20:00 h - A.O.Brandão - CTA 94
Estudos preliminares do ALF do CTA
20:30 h - G.Lucki - IPEN 97
Perspectiva do ciclotron do IEA
21:00 h - Meira Chaves - CBPF 98
Modificação do ALF do CBPF
21:15 h - E.Wolynec - IFUSP 101
Novas possibilidades experimentais em aceleradores de eletrons tipo DC
21:45 h - J.C.Acquadro - M.Stier - IFUSP **
Situação atual do Pelletron e equipamentos periféricos

3ª FEIRA - 4/9/79

Manhã

Presidente: *Maria R. Teodoro - UFRS*

9:00 h - C.M.do Amaral - IFUFRJ 103
Estruturas semi-clássicas
9:45 h - L.C.Gomes - CBPF 106
Sistemas quânticos com vínculos
10:15 h - Café
10:30 h - T.Kodama - CBPF 81
A generalização do Path Integral é possível ?
11:00 h - Grupo de Pesquisas do IFT
- Valdir C. Aguilera-Navarro 112
Forças de 3-d no ^{16}O
- J. Castilho-Alcarás 114
Aplicação do Método dos K-harmônicos aos estados de partícula-buraco dos isóbaros ^{16}O, ^{16}F e ^{16}N
- D.Galetti e Salomão S. Mizrahi 124
Potencial Coletivo e Fissão do ^{8}Be
- Diógenes R. de Oliveira 125
Aplicação da aproximação de Hartree-Fock a núcleos par-par com N≠Z, na camada s-d.
- Maria C. Tijero 126
Representações separáveis para potenciais de alcance finito

Noite

Presidente: *Ross A. Douglas - UNICAMP/USP*

20:00 h - H.Massmann - Univ. Chile 129
Descrição do espalhamento elástico usando IWB
20:30 h - O.Dragun - CNEA - Argentina 134
Análise de reações (p,d) na fase de pré-equilíbrio
21:00 h - E.P.Ferreira - CNEA - Argentina 135
Projetos em andamento
21:30 h - L.A.Vinhas - IPEN 136
Pesquisas em andamento na área de Física Nuclear do IPEN

4ª FEIRA 5/9/79

Manhã

Presidente: *Laercio A. Vinhas - IPEN - SP*

9:00 h - E.F.Silveira - PUC/RJ 137
Correlações angulares com partículas carregadas
9:45 h - R.N.Saxena - IPEN 139
Correlação angular γ

10:15 h - Café

10:30 h - C.Vieira Chaves - PUC/RJ **
Técnicas de análise de traço

11:00 h - J.M.Cohenca - A.P.Telles - IFUSP 140
Sistema de aquisição de dados

11:30 h - B.Marechal - IFUFRJ 143
Progressos na construção de câmaras multifilares

Tarde

15:30 h - Mesa Redonda - Perspectivas
Coordenador - A.F.R. de Toledo Piza - IFUSP

17:00 h - Avaliação e encerramento

Nota: - As sessões de 45 minutos incluiram uma breve revisão dos trabalhos da área.

** *Não recebido para publicação.*

Estrutura nuclear : metódos variacionais com base microscópica (*)

A.F.R. de Toledo Piza
Instituto de Física
Universidade de São Paulo
Caixa Postal 20516
São Paulo, S.P.

Uma das linhas tradicionais na abordagem de problemas de estrutura nuclear consiste na aplicação de métodos perturbativos a partir de esquemas de forte conteúdo fenomenológico, com ingredientes tanto "coletivos" como "de partícula independente". A física nuclear de Copenhagen, por exemplo, representa uma instância particularmente desenvolvida dessa linha. A busca de uma fundamentação microscópica dos ingredientes coletivos, no entanto, sempre tendeu a lançar mão de uma classe distinta de métodos de aproximação, que parte de técnicas variacionais. Isso não quer dizer que tais técnicas não tenham sido de uso mais amplo. Cálculos com o modelo de camadas, incluindo efeitos de partícula (ou partículas) independente (s), de fato, podem ser ligados naturalmente ao uso de técnicas variacionais. Estas, porém, parecem deter um grau considerável de exclusividade quando se trata da abordagem microscópica de modos coletivos. O seu uso em formulações dependentes do tempo parece ter sido recentemente redescoberto como um instrumento poderoso para a construção de uma teoria dinâmica consistente de modos coletivos, com base microscópica.

(*) Apresentado na 2a. Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, Cambuquira, MG., 2-5 de setembro de 1979.

O ponto de partida das técnicas variacionais num contexto independente do tempo, pode ser posto em termos do chamado princípio variacional de Rayleigh-Ritz

$$\delta\left[\ \langle\psi|H|\rangle - E\langle\psi|\psi\rangle\ \right]=0 \qquad \text{(I)}$$

onde $|\psi\rangle$ é um vetor complexo do espaço de Hilbert que funciona como espaço de fases quântico para o sistema nuclear descrito pela hamiltoniana H, satisfazendo à condição de normalização $\langle\psi|\psi\rangle=1$. Num contexto dependente do tempo, a história do sistema pode ser descrita por um vetor de estado $|\psi\rangle$ dependente do tempo e satisfazendo à condição variacional

$$\delta\int_{t_1}^{t_2}\left[i\langle\psi|\dot{\psi}\rangle - \langle\psi|H|\psi\rangle\ \right]dt=0 \qquad \text{(II)}$$

com variações $|\delta\psi\rangle$ que se anulam nos tempos t_1 e t_2, $|\delta\psi(t_1)\rangle = |\delta\psi(t_2)\rangle = 0$. Esquemas de aproximação podem ser obtidos imediatamente dessas condições variacionais restringindo "a priori" o domínio de variação dos vetores de estado $|\psi\rangle$, isto é, privilegiando determinadas partes do espaço de fases do sistema sobre outras.

É bem conhecido, e facilmente explicitável, o fato de que a abordagem estacionária é equivalente à abordagem dependente do tempo sempre que a restrição do domínio de $|\psi\rangle$ seja tal que a região privilegiada do espaço de fases preserve a estrutura linear característica dos espaços de fase quânticos, ligada ao princípio de superposição da Mecânica Quântica. Neste caso, de fato, é sempre possível expandir o vetor dependente do tempo $|\psi(t)\rangle$ num conjunto ortonormal e completo de vetores $|n\rangle$

$$|\psi\rangle = \sum_n a_n(t)|n\rangle\ ,\ \langle n|n'\rangle = \delta_{nn'}\ .$$

Da condição (II) resulta então a equação

$$i\,\dot{a}_n = \frac{\partial H(a,a^*)}{\partial a_n^*}$$

com

$$H(a,a^*) = \sum_{nn'} a_n^* H_{nn'} a_{n'} \; .$$

Separando explicitamente as partes real e imaginária das amplitudes a_n através de

$$a_n = \frac{1}{\sqrt{2}}\,(q_n - ip_n)$$

essa equação pode ser reescrita na forma canônica

$$\dot{p}_n = -\frac{\partial H}{\partial q_n} \quad ; \quad \dot{q}_n = \frac{\partial H}{\partial p_n}$$

onde H é, como visto, uma forma quadrática geral dos q_n, p_n. Essas equações descrevem portanto a dinâmica clássica de um sistema de osciladores harmônicos acoplados.[1] Por outro lado, a condição (I) se reduz neste caso simplesmente à equação secular que define os modos normais e as respectivas freqüências dessa coleção de osciladores, em termos dos quais é trivial expandir qualquer solução dependente do tempo, especificada através de condições iniciais suficientes.

O sistema orotnormal $\{|n\rangle\}$ pode, em princípio, ser estendido a toda uma base do espaço de Hilbert de muitos corpos, e nesse caso a solução obtida será a solução exata do problema quântico. O que ocorre em situações práticas é no entanto uma restrição considerável desse sistema, que passa a definir um subespaço do espaço de fases completo, associado ao operador de projeção

$$S = S^+ = S^2 = \sum_n |n\rangle\langle n| \, . \qquad \text{(III)}$$

A solução neste caso será a "solução exata" da restrição do problema original a este subespaço do espaço de Hilbert de muitos corpos. Ela representa um truncamento do problema original que preserva todas as características formais essenciais da descrição quântica. Nos termos em que ele foi colocado, isso significa que o problema truncado se apresenta também como o de um sistema de osciladores clássicos acoplados, aos quais corresponde um determinado conjunto de modos normais e freqüências características. O truncamento efetuado no espaço de fases, por outro lado, pode ser descrito em termos de um conjunto de vínculos imposto sobre o problema completo. Especificamente, se a soma em (III) se estende a um número finito N de estados de uma base do espaço de fases de muitos corpos, esses vínculos podem ser escritos como

$$a_n^* a_n = 0 \quad \text{para} \quad n>N.$$

Em qualquer caso, os vínculos não destroem a natureza linear das equações "clássicas" de movimento, embora afetem em geral a estrutura dos modos normais e as frqüências características. Esses efeitos podem ser descritos como alterações da dinâmica irrestrita resultantes do efeito dos vínculos, e devem ser portanto minimizados na opção por um dado subespaço privilegiado S. Um estudo específico das "reações de vínculo" resultantes de uma dada escolha de S poderia permitir eventualmente uma colocação mais quantitativa desse problema de minimização de efeitos de vínculo.

A utilidade dos esquemas variacionais (I) e (II) transcende, porém, esse tipo particular de restrição do domínio de variação dos vetores de estado $|\psi>$. Porém, qualquer quebra da completeza linear do domínio de variação adotado acarre

ta a perda da equivalência apontada entre o esquema estacionário e o esquema dependente do tempo. Essa situação pode também ser vista como resultante da imposição, sobre o sistema completo de osciladores acoplados, de um conjunto de vínculos que destroi o caráter linear das equações de evolução temporal vinculadas. As soluções estacionárias dadas por (I), neste caso, não têm nenhuma relação simples e geral com a dinâmica vinculada obtida de (II) que, por definir apesar de tudo uma dada evolução temporal, parece conter os melhores frutos.

Um exemplo desta categoria mais ampla de possíveis restrições do domínio de variação de $|\psi>$ é a teoria de Hartree--Fock, dependente ou independente do tempo, onde $|\psi>$ é tomado como um determinante de estados de um fermion. Essa restrição leva a vínculos que quebram a linearidade das equações de movimento, e que podem ser obtidos da condição $\rho^2=\rho$, onde ρ é a densidade de um fermion associada aos estados $|\psi>$ aceitávies. A dificuldade de relacionar (I) e (II) é ilustrada, neste caso, pela dificuldade de relacionar os estados estacionários de Hartree-Fock com a dinâmica não linear da teoria de Hartree --Fock dependente do tempo.

O esquema de base do método de Hartree-Fock é ainda extendido a situações envolvendo outras famílias de estados (i.é., não necessariamente determinantais, mas desprovidas de propriedades de completeza linear) da seguinte forma.[2] Dada uma família contínua S de vetores de estado, parametrizadas continuamente por uma coleção de parâmetros α_i, é possível restringir $|\psi(t)>$ a vetores da forma $|\alpha_i(t)>$. Neste caso o esquema variacional (II) dá para os $\alpha_i(t)$ equações de movimento da forma

$$i\sum_{\ell} I_{k\ell}\dot{\alpha}_{\ell} = \frac{\partial H(\alpha)}{\partial \alpha_k}$$

onde os coeficientes $I_{k\ell}$ são dados por

$$I_{k\ell} = \langle\alpha_i|\left(\frac{\partial^{\leftarrow}}{\partial\alpha_k}\frac{\partial^{\rightarrow}}{\partial\alpha_\ell} - \frac{\partial^{\leftarrow}}{\partial\alpha_\ell}\frac{\partial^{\rightarrow}}{\partial\alpha_k}\right)|\alpha_i\rangle = - I_{\ell k}$$

e

$$H(\alpha) = \langle\alpha_i|H|\alpha_i\rangle .$$

A antissimetria dos $I_{k\ell}$ sugere imediatamente uma dinâmica hamiltoniana para os parâmetros, mas para que isso de fato seja possível é preciso que eles definam em cada ponto uma forma bilinear antissimétrica não degenerada, o que por sua vez implica na necessidade de um número par de parâmetros.(3) Com essas condições satisfeitas, é possível reduzir esse problema a um problema hamiltoniano clássico, às vezes descrito como o problema "semiclássico" extraído através da escolha da família S da dinâmica original de muitos corpos. Essa referência a um "método semiclássico" se justifica especialmente no caso em que os parâmetros α_i são definidos em termos dos valores esperados, nos estados de S, de variáveis coletivas relevantes do problema original de muitos corpos.

Existe ainda uma ferramenta bastante poderosa no arsenal das técnicas variacionais para problemas de muitos corpos, conhecida como Método das Coordenadas Geradoras (MCG), que tem o propósito singular de promover o completamento linear de domínios de variação como S, produzindo o menor subespaço linearmente completo S que contenha esse domínio. Esse método foi bastante retrabalhado em São Paulo nos últimos anos.(4) Sem entrar em detalhes aqui sobre o seu funcionamento, basta dizer que ele é capaz de produzir, a partir de uma família de estados S, um operador de projeção, escrito em forma canônica, que define S:

$$\mathcal{S} \xrightarrow{\text{MCG}} S = \sum_{\lambda} |\lambda\rangle\langle\lambda|, \quad \langle\lambda|\lambda'\rangle = \delta_{\lambda\lambda'} .$$

Em particular, é claro que os estados de $\mathcal{S}$ estão contidos em S, isto é

$$S|\alpha_i\rangle = |\alpha_i\rangle .$$

A restrição a S é, neste sentido, "mais fraca" que a restrição à família $\mathcal{S}$, além de preservar a linearidade das equações de movimento e assim garantir o relacionamento trivial dos eque - mas (I) e (II).

A existência e disponibilidade de uma restrição "puramente quântica" do problema inicial de muitos corpos, definida pelo operador de projeção S, ou equivalentemente pelo conjunto ortonormal $\{|\lambda\rangle\}$, foi explorada num trabalho recente de Emerson J. V. de Passos e Frederico F. de Souza Cruz,[5] no sentido de melhor compreender o conteúdo do chamado "método semiclássico" associado à família $\mathcal{S}$. Nesse trabalho, é tomada para $\mathcal{S}$ uma família rotulada por dois parâmetros reais p e q construída como

$$|p\ q\rangle \equiv e^{-iqP}\ e^{ipQ}\ |0\rangle \qquad \text{(IV)}$$

onde $|0\rangle$ é um estado de referência normalizado, P e Q são um par canônico de operadores coletivos, isto é

$$\left[Q,P \right] = i$$

e ainda $\langle 0|P|0\rangle = \langle 0|Q|0\rangle = 0.$

Desse modo

$$\langle pq|P|pq\rangle = p \quad \text{e} \quad \langle pq|Q|pq\rangle = q$$

e os parâmetros representam de fato valores médios das variáveis dinâmicas P e Q nos "pacotes de onda" $|pq\rangle$. É imediato também verificar que

$$iI_{qp} = -iI_{pq} = 1$$

de modo que o "método semiclássico" dá

$$\dot{p} = -\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial q} \quad , \quad \dot{q} = \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial p}$$

com

$$\mathcal{H}(p,q) = \langle pq|H|pq\rangle \ .$$

O MCG, por outro lado, associa à família $\{|pq\rangle\}$ um conjunto ortonormal $\{|\lambda\rangle\}$ que permite a restrição do problema original sem comprometimento de seu caráter quântico. A hamiltoniana para o problema reduzido será simplesmente

$$SHS = \sum_{\lambda\lambda'} |\lambda\rangle\langle\lambda|H|\lambda'\rangle\langle\lambda'|$$

e é portanto completamente definida pelos elementos de matriz $\langle\lambda|H|\lambda'\rangle$. É possível também, de uma forma sistemática, obter um operador $h(P,Q)$ tal que

$$\langle\lambda|H|\lambda'\rangle = \langle\lambda|h(P,Q)|\lambda'\rangle$$

para todo λ,λ' . Do fato de que os estados de $\mathcal{S}$ estão contidos no subespaço S do MCG segue ainda que a hamiltoniana $\mathcal{H}(p,q)$ do método semiclássico pode ser escrita

$$\mathcal{H}(p,q) = \langle pq|SHS|pq\rangle = \langle pq|h(P,Q)|pq\rangle$$

o que revela a relação existente nesse caso entre essa hamiltoniana e $h(P,Q)$, que desempenha o papel de uma hamiltoniana coletiva dentro do subespaço S do MCG. Ela mostra claramente que, em geral, $\mathcal{H}(p,q)$ difere do limite clássico da hamiltoniana obtida na redução quântica, $h(p,q)$ (onde agora p e q são números -c) por efeitos ligados às flutuações quânticas das va

riáveis dinâmicas P e Q nos "pacotes de onda" $|pq\rangle$. Esses efeitos, chamados efeitos de "energia de ponto zero", são graves na medida em que eles podem conter dependências dos parâmetros p,q estranhas às que seriam obtidas do limite clássico da hamiltoniana quântica reduzida, h(p,q). A sua importância quantitativa depende, é claro, do problema particular que se considere (isto é, da hamiltoniana microscópica H, dos operadores coletivos P e Q) e da natureza da família $\mathcal{S}$, que pode ainda ser variada através da escolha do estado de referência $|0\rangle$ (v. eq. IV). Para que a dinâmica dada pelo "método semiclássico" seja de fato o limite clássico da dinâmica reduzida, em S, da hamiltoniana reduzida h(P,Q) basta na realidade que

$$h(p,q) = h(\langle P\rangle,\langle Q\rangle) = \mathcal{H}(p,q) + \text{Constante}$$

Nesse trabalho[5] é feita ainda uma aplicação específica desse esquema ao modo dipolar de Goldhaber-Teller do ^{4}He, usando uma hamiltoniana microscópica de Skyrme e um determinante de funções de oscilador harmônico para $|0\rangle$. Essa aplicação demonstra a factibilidade do método e trata um caso em que efeitos anharmônicos têm um papel importante nas propriedades do modo coletivo.[6] Os resultados indicam efeitos de ponto zero importantes e <u>dependentes de q</u> , subretudo no que se refere a termos de energia potencial (isto é, independentes de p) das hamiltonianas coletivas. Uma quase constância dos efeitos de ponto zero ligados à energia cinética se liga à natureza dos estados $|p,q\rangle$ usados e ao fato de que os parâmetros inerciais das hamiltonianas não dependem fortemente de q.

Referências

1- F.Strocchi, Revs.Mod.Phys. 38(1966)36.

2- P.G.Reinhardt, N.Rowley e D.M.Brink, Z.Physik 266(1974)149.

3- H.Weyl, The Theory of Groups and Quantum Mechanics, ed. Dover, p. 397.

4- A.F.R. de Toledo Piza, E.J.V. de Passos, D.Galetti, M.C. Nemes e M.M. Watanabe, Phys.Rev. C15(1977)1477;

A.F.R. de Toledo Piza e E.J.V. de Passos, Nuovo Cimento 45B(1978)1;

E.J.V. de Passos e A.F.R. de Toledo Piza, preprint IFUSP 178(1979).

5- Frederico F. de Souza Cruz, Dissertação de Mestrado, IFUSP 1979.

6- L.Losano, Dissertação de Mestrado, IFUSP 1978.

Set./79

RESSONÂNCIAS GIGANTES COM TROCA DE CARGA

F. Krmpotić - IFUSP

As correlações multipolares partícula-buraco nos núcleos podem ser classificadas de acordo com as propriedades dos correspondentes campos vibracionais, ou seja, segundo os números quânticos do operador,

$$M(\kappa,\sigma,\lambda\mu\ ;\tau\ \mu_\tau\ ) = \sum_{i=1}^{A} i^\kappa r_i^\kappa \left[Y_\kappa(i) \otimes s^\sigma(i) \right]_{\lambda\mu} I^\tau_{\mu_\tau}(i)$$

onde κ, λ, σ e τ denotam respectivamente o momento angular orbital, o momento angular total, o spin e o isospin da excitação. Por exemplo, τ =0 corresponde às excitações isoescalares; τ =1 corresponde às excitações isovetoriais; quando σ=1 estamos na presença de processos com "spin-flip", etc.

Entre os diferentes modos isovetoriais somente as ressonâncias gigantes dipolares (GDR) são bem conhecidas. As excitações coletivas com troca de carga (μ_τ = ±1) podem ser estudadas por meio de processos de reação tais como (p,n), (^{3}He,t), (π^+,π^0), etc, e os correspondentes processos conjugados. As correlações partícula-buraco pertinentes estão diretamente relacionadas com os processos produzidos por interações fracas (tais como o decaimento nuclear β e a captura de mésons μ^-) e com a emissão γ dos estados isobáricos análogos.

Nesta comunicação descutimos:

i) modos coletivos com troca de carga e processos de decaimento β na região do chumbo*

Foram estudados teoricamente os estados coletivos "primeiros proibidos" em núcleos vizinhos a ^{208}Pb, utili

zando a interação residual proposta por Migdal [1],

$$F^{ph}(\vec{r}_1, \vec{r}_2)=C \quad \delta(\vec{r}_1-\vec{r}_2) \quad \{f+f' \ \vec{\tau}_1.\vec{\tau}_2 + \vec{\sigma}_1 \ .\vec{\sigma}_2 \ (g+g' \ \vec{\delta}_1.\vec{\delta}_2)\}$$

Os parâmetros de interação foram fixados com base em cálculos de propriedades eletromagnéticas [2].

Todos os modos $\mu_\tau=-1$ exibem claramente o efeito de Brown-Bosterli [3], sendo suas intensidades concentradas dominantemente na região entre 19 e 26 MeV. O estado coletivo 0^- em 25.4 MeV absorve 82% da intensidade monopolar total. Nos estados 1^- a 22.8 e 24.8 MeV está concentrada 70% de intensidade dipolar $\sigma=0$; a intensidade $\sigma=1$ destes estados é 25% e 42%, respectivamente. Os estados 2^- fortes estão em energias de 6.1, 9.9, 12.0, 15.6, 19.1, 21.8 e 24.2 MeV. A estrutura dos estados $\mu_\tau=1$ é essencialmente de natureza de partícula independente.
Estes estados não foram observados experimentalmente ainda. Recentemente foi realizado um experimento com a reação (^{3}He,t) a 80 MeV para excitar modos coletivos $\mu_\tau=-1$ no ^{208}Bi, observando-se somente uma possível transição Gamow-Teller centrada em 15.9 MeV[4]. Deve-se notar no entanto, que essa reação não parece ser favorável para estudar os modos de exitação "primeiros proibidos" devido ao rápido aumento do contínuo com a energia de excitação. Foi feita também uma tentativa por meio da reação ^{209}Bi(π^-,γ)^{209}Pb para detectar os estados coletivos $\mu_\tau=1$ [5]. Nesse trabalho foi observado uma estado coletivo a 7.9 MeV e interpretado como um proton $1h_{9/2}$ acoplado ao estado isobárico análogo da componente $T_>$ da ressonância quadrupolar gigante. Com base no presente cálculo também é possível especular que o estado medido corresponda a um proton acoplado ao estado dipolar $\mu_\tau=1$ com "spin-flip". A energia não perturbada calculada desse estado é 7.31 MeV.

Os mecanismos de renormalização dos momentos depedem tanto dos números quâticos do operador, como dos estados nucleares entre os quais ocorre o processo. Isto é válido também para a radiação γ - E1 com troca de carga.

O acordo entre os dados experimentais e os cálculos para os valores ft no ^{207}Te, ^{209}Pb, ^{208}Te, ^{206}Hg, ^{206}Tl, ^{210}Pb e ^{210}Bi é satisfatório, apesar de não ter sido feito nenhum ajuste dos parâmetros do modelo.

ii) <u>possível existência de ressonância dipolar com troca de carga no $^{90}Zr^{**}$</u>

Recentemente foi estudada de maneira detalhada a reação $^{90}Zr(^{3}He,t)^{90}Nd$ na energia de 130 MeV, sendo observadas ressonâncias a 9.0 e 18.5 MeV de exitação, que foram interpretadas, respectivamente, como as componentes T=4 e T=5 da transição Gamow-Teller gigante. O fato de que ambos os estados são excitados com intensidade comparável foi atribuido à presença da configuração $(\pi 1g_{9/2})^2$ no estado fundamental de ^{90}Zr. [6])

Trabalhando numa representação partícula buraco com isospin como bom número quâtico, a intensidade calculada da transição Gamow-Teller ao estado T=5 resultou ser no máximo 15% da correspondente transição ao estado T=4. Com base neste cálculo concluímos que o argumento anterior não seria válido e que dificilmente o segundo estado pode ser interpretado como uma ressonância 1^+. Descartada esta possibilidade, parece ser aplausível supor que se trata de um estado coletivo dipolar já que a energia de excitação estimada deste estado é $\simeq$18 MeV.

Uma medida cuidadosa de distribuição angular poderia eventual - mente confirmar esta hipótese.

.....

* Trabalho realizado em colaboração com K. Ebert e W. Wild de Physik - Department, Technische Universitat Munchen, Alemanha.

** Trabalho realizado em colaboração com F. Osterfeld de Institut für Kermphysik, Jülich, Alemanha.

1) A. B. Migdal, Theory of finite Fermi systems (Intersci. Publ., New York, 1967).

2) K. Ebert, P. Ring, W. Wild, V. Klemt e J. Speth, Nucl. Phys. A 298 (1978) 285.

3) G. E. Brown e M. Bosterli, Phys. Rev. Letters 3 (1959)472.

4) A. Willis, D. Ovazza, M. Morlet, N. Marty, P. de Saintignon e M. Buenerd, I. Phys. Soc. Iap. S. ppl. 44 (1978) 211.

5) H. W. Baer, J. A. Bistirlich, N. de Botton, S. Cooper, K. M. Crowe, P. Truöl e J. D. Vergados, Phys. Rev. C3 (1974) 1140.

6) A. Galonsky, J. P. Didelez, A. Djaloeis e W. Oevert, Phys. Phys. Letters 74B (1978) 176.

.....

ESTUDOS DE ESTRUTURA NUCLEAR COM ÍONS LEVES

Apresentado por: T.Borello-Lewin

Tendo como objetivo o estudo de estrutura nuclear, são adequadas reações cujo mecanismo é razoavelmente "bem descrito" e projéteis de função de onda "conhecida", é o caso de reações diretas com íons leves.

A exposição se referiu a trabalhos em andamento ou recentemente concluídos, com a utilização de um espectrógrafo magnético tipo polo partido acoplado a uma das linhas de feixe do acelerador "tandem" do IFUSP. As pessoas envolvidas são: E.M. Takagui, F.C. Sampaio, L.S. Paula, J.L.M. Duarte, S. de Barros, E. Frota Pessoa, L.B. Horodynski Matsushigue, T. Borello-Lewin e O. Dietzsch. Os trabalhos referem se a reações de transferência de um nucleon ou de espalhamento inelástico produzidos por íons leves nas regiões ao redor de N=50 e de Z=50. Esses estudos foram feitos com a preocupação de detetar estados fracamente excitados, com ótima resolução em energia, visando obter informações quanto ao fracionamento de configurações simples diluídas em estados mais complicados. A comparação desses resultados em vários isótopos ou isótonos fornece subsídios importantes para cálculos de estrutura.

Para atingir o objetivo proposto é essencial a utilização do espectrógrado magnético, que permite, com o arranjo experimental adequado, a obtenção de resolução em energia da ordem de uma parte em 2000 e ângulo sólido útil de até ∿2msr.

Foram apresentados e discutidos resultados relativos à reações: $^{101}Ru(d,t)^{100}Ru$, $^{100}Ru(d,p)^{101}Ru$, $^{108}Cd(^{3}He,d)^{109}In$, $^{117}Sn(d,p)^{118}Sn$ e $^{91}Zr(\alpha,\alpha')^{91}Zr^{*}$.

O estudo dos isótopos de Ru prossegue, pelo levantamento de informações espectroscópicas detalhadas por intermédio de reações de transferência de um nucleon e espalhamento inelástico de deuterons e partículas α. Os isótopos de Tc, serão alcançados por intermédio de reações (d,α) e os de Rh por intermédio de reações (^{3}He,d). Cobrir-se-á assim

uma região que apresenta interesse quer experimental, por não ter sido estudada com detalhes, quer teórico por ser de transição entre comportamentos vibracional e rotacional.

O estudo de isótopos de Zr prosseguirá completando os dados referentes à reação (α,α') no isótopo ^{91}Zr e extendendo-se as medidas aos núcleos pares vizinhos ^{90}Zr e ^{92}Zr, em que os trabalhos existentes são de resolução pobre. A medida da reação $^{92}Zr(d,d')^{92}Zr^*$ faz parte ainda do plano, pois, conjuntamente com resultados já existentes da mesma reação nos isótopos ^{90}Zr e ^{91}Zr, complementará informações visando salientar possíveis diferenças na excitação dos mesmos estados, quando provocados por diferentes projéteis.

...

MEDIDAS DO YIELD DA REAÇÃO $^{63}Cu\ (\gamma,2n)\ ^{61}Cu$ POR ATIVIDADE RESIDUAL

Paulo E.Artaxo Netto e Iuda D.Goldman vel Lejbman

Foram feitas medidas da secção de choque $^{63}Cu(\gamma,2n)^{61}Cu$ no acelerador linear do IFUSP, por atividade residual, com energias entre 20 e 32 MeV. Foi medido o yield relativo desta reação, em relação à $^{63}Cu(\gamma,n)$ ^{62}Cu, tomada como normalização. Comparando os resultados obtidos por nós com resultados detectando-se diretamente os neutrons (com BF_3), podemos obter informações sobre os níveis excitados do ^{61}Cu.

A emissão de prótons por estados do núcleo ^{61}Cu, à energias de 5 a 8 MeV, é energicamente possível, pois S_p=4.793 MeV, e trabalhos recentes de J.C.Hardy (1,2) indicam que a emissão de prótons por estados excitados, está ligada à existência de estados análogos isobáricos, que no ^{61}Cu se situam nesta faixa de energia. Há 90 ressonâncias no sistema $^{60}Ni(p)^{61}Cu$, para energias de 5 a 12 MeV (E_p=0,7MeV a 7.848MeV). Isto indica a possibilidade de estados excitados do ^{61}Cu alimentados a partir do ^{63}Cu pela emissão de dois neutrons, decairem por emissão de prótons para o ^{60}Ni, deprimindo a secção de choque.

Resultados obtidos no LAL do IFUSP, embora preliminares, acompanham a medida de Fultz et al (3) com BF_3, até a energia de 25MeV. Após esta energia, há um decréscimo de cerca de 20% destes resultados em relação ao de Fultz, possivelmente indicando a abertura de um novo canal de decaimento.

Como resultado experimental, no espírito deste trabalho, citamos Butler et al (4), que mediram a secção de choque $^{16}O(\gamma,t)^{13}N$, observando a atividade residual do ^{13}N, e constataram uma irregularidade acentuada na secção de choque, para E ≈ 35MeV. Este mínimo na secção de choque, corresponde aos níveis emissores de prótons, à 8.90($1/2^-$) e 9,49 MeV($3/2^-$), amplamente estudados. A secção de choque obtida detectando-se os tritions, não apresenta este mínimo acentuada (fig.1 e 2).

Fig. 1

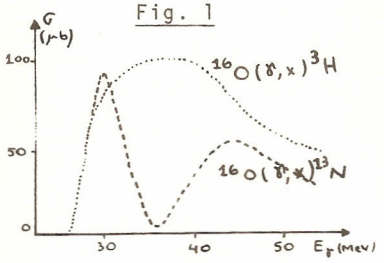
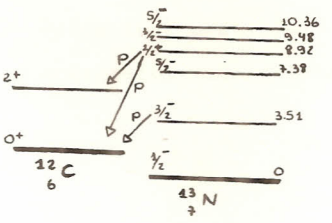


Fig. 2



Hoffman e Sarantites (5) através de reações $^{58}Ni(^{4}He, p\gamma)^{61}Cu$ e $^{58}Ni(^{4}He, 2p\gamma)^{60}Ni$ estudaram a competição entre a emissão dos prótons e a deexcitação por gamas no núcleo composto ^{61}Cu. Este trabalho mostrou que decay do ^{61}Cu à energias de E_x=7 à E_x=11MeV, se dá com a emissão de prótons, e acima desta faixa de energia a deexcitação preferancial é via emissão de fótons. Coincidências foram feitas entre os prótons emitidos e linhas do ^{60}Ni, para a determinação dos yields dos diferentes níveis. Pelos resultados apresentados, onde os prótons são emitidos com energias diferentes, está excluída a possibilidade do processo direto (^{4}He, 2p) = (^{4}He,^{2}He) (6), e os prótons são emitidos sequencialmente, sendo no processo alimentados níveis do ^{61}Cu. A análise dos resultados foi feita pelo modelo estatístico, e a concordância com o espectro de prótons foi muito boa.

REFERÊNCIAS

1) J.C.Hardy-3rd Int.Conf.on Nuclei Far From Stability Line, Corsica , France (1976) 267
2) J.Cerny et al - Ann. Rev.Nucl.Sci, 27 (1977) 333
3) S.C.Fultz et al - Phys. Rev.133, 58 (1963) 1149
4) K.Kramer et al - Zeit. fur. Phys. 207 (1967) 1
5) Hoffman et al - Nucl.Phys. A173 (1971) 177
6) R.Jaln et al,-Phys. Rev.Lett. 37 (1976) 812 e Phys.Rev. C18 (1978)9.

ESPALHAMENTO QUASE-LIVRE

Maria R. Teodoro
Instituto de Física da UFRGS
90000 Porto Alegre, RS

A principal finalidade desta palestra é dar uma idéia das pesquisas em andamento no grupo de Física Nuclear Teórica do Instituto de Física da UFRGS. Nosso grupo há mais de 10 anos tem se dedicado especialmente ao estudo de reações quase-livres, reações essas que têm sido usadas para a obtenção de informações sobre a estrutura nuclear, em particular, referente aos estados mais fortemente ligados, que são difíceis de investigar com outras reações nucleares.

Os espalhamentos quase-livres podem ser do tipo (p,2p), (p,pn), (e,e'p) e (π,πN), com partículas incidentes polarizadas ou não e para núcleos-alvo leves e médios.

Um processo de espalhamento quase-livre é definido como uma reação nuclear direta, na qual a partícula incidente de alta energia (maior que 100 MeV para prótons e que 300 MeV para elétrons) arranca um núcleon do núcleo, sem que ocorra nenhuma interação violenta adicional das partículas incidente e emergentes com o núcleo. As condições para a existência de um processo quase-livre exigem que o tempo de interação da partícula incidente com o núcleon-alvo seja pequeno (comparado a tempos nucleares característicos); que o núcleo seja praticamente transparente às partículas incidente e emergentes; que a transferência de

momentum seja grande, assegurando uma interação localizada entre a partícula incidente e a partícula-alvo. Essas condições, que coincidem com a aproximação de impulso, desprezam a possibilidade da ocorrência de espalhamentos múltiplos, mas isso é corrigido através da consideração de potenciais óticos.

Um esquema de uma reação quase-livre é apresentado na fig. 1, para o caso particular de uma reação (p,2p) coplanar assimétrica. Um próton incidente de energia E_0, momentum $\hbar\underline{k}_0$ incide num núcleo-alvo de número de massa A, interagindo com um próton-alvo de energia de separação S e momentum $\hbar\underline{k}_3$. No estado final temos dois prótons emergentes de momenta $\hbar\underline{k}_1$ e $\hbar\underline{k}_2$, energias E_1 e E_2, com direções determinadas pelos ângulos θ_1 e θ_2. O núcleo residual (A-1) recua com momentum $\hbar\underline{k}_r$ e energia E_r

Da lei de conservação de energia e momentum, para esse processo quase-livre, temos:

$$\begin{aligned} \hbar\underline{k}_0 &= \hbar\underline{k}_1 + \hbar\underline{k}_2 + \hbar\underline{k}_r \\ T_0 - S &= T_1 + T_2 + T_r \end{aligned} \qquad (1)$$

da qual podemos determinar a energia de separação do próton arrancado e o momentum $\hbar\underline{k}_r$. Se considerarmos o núcleo inicial em repouso, no modelo extremo de partícula-única, resulta que $\hbar\underline{k}_r = \hbar\underline{k}_3$. Isso permite obter espectros de energia e distribuições de momentum para os vários estados de partícula-única das camadas do núcleo. O resultado de medidas, numa experiência (p,2p) quase-livre pode ser observado na fig. 2. Maiores detalhes sobre essas reações estão discutidos na literatura[1,2].

No formalismo de descrição de reações quase-livres empregamos a aproximação de impulso com ondas distorcidas (DWIA), na qual as ondas planas das partículas envolvidas no processo são modificadas pelos potenciais óticos complexos $U_i(r) = V_i(r) + W_i(r)$ da seguinte forma:

$$e^{i\underline{k}_o \cdot \underline{r}_j} \; D_o(\underline{r}_j - \underline{R})$$
$$e^{-i\underline{k}_i \cdot \underline{r}_j} \; D_i(\underline{r}_j - \underline{R}) \qquad (2)$$

Para o cálculo das funções de distorção $D(\underline{r})$ empregamos a aproximação semiclássica WKB, sendo os potenciais óticos obtidos de dados de espalhamento elástico e, em geral, considerados independentes de spin. Nessa aproximação, temos:

$$D_o(\underline{r}) = \exp\left\{-i \frac{E_o}{\hbar^2 c^2 k_o} \int_{-\infty}^{o} U_o(\underline{r} + s\hat{\underline{k}}_o)\, ds\right\}$$
$$D_j(\underline{r}) = \exp\left\{- \frac{E_j}{\hbar^2 c^2 k_j} \int_{o}^{\infty} U_j(\underline{r} + s\underline{k}_j)\, ds\right\} \; ; \quad j = 1,2 \qquad (3)$$

A seção de choque de correlação é obtida, na aproximação de fatoração, como um produto da seção de choque livre (partícula incidente-(núcleon-alvo)) de um processo livre equivalente, pela distribuição de momentum distorcida e por um fator cinemático

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \frac{4}{(\hbar c)^2} \frac{k_1 k_2 \bar{E}_o^2}{k_o E_3} \frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}, P_o, P_3) \cdot$$

$$\cdot \frac{1}{2J_A + 1} \sum_{\substack{n \\ m_A, m_{A-1}}} | g'^{(n)}_{m_{A-1}, m_A}(\underline{k}_3) |^2 \qquad (4)$$

onde somamos sobre os estados finais de spin e fazemos a média sobre os iniciais. As barras representam grandezas no sistema centro de massa e T_{rel} é a energia relativa.

No modelo de partícula-única, a distribuição de momentum distorcida $|g'|^2$ é dada em função de $g'^{(n)}_{jm}(\underline{k}_3)$, transformada de Fourier da integral de superposição, ou seja:

$$g'^{(n)}_{jm}(\underline{k}_3) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-i\underline{k}_3 \cdot \underline{r}} \prod_i D_i(\underline{r}) \psi^{(n)}_{jm}(\underline{r}) d^3r \qquad (5)$$

sendo que j,m caracterizam o estado-furo e n, o spin do núcleon-alvo, quantizado na direção $\underline{k}_2 \times \underline{k}_1$. A distribuição de momentum distorcida é definida como

$$|g'_j(\underline{k}_3)|^2 = \sum_{n,m} |g'^{(n)}_{jm}(\underline{k}_3)|^2 \qquad (6)$$

No cálculo da seção de choque de correlação (4) temos ainda a seção de choque livre de dois núcleons que, no sistema centro de massa, é dada por

$$\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}, P_o, P_3) = \frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} (T_{rel}, \bar{\theta}) \left[1 + (P_o + P_3) P(\bar{\theta}) + P_o P_3 C_{NN}(\bar{\theta}) \right] \qquad (7)$$

sendo obtida através do conhecimento das funções $P(\bar{\theta})$, $C_{NN}(\bar{\theta})$ e $\frac{d\sigma}{d\bar{\Omega}}(T_{rel},\bar{\theta})$, que são calculadas a partir de conjuntos de deslocamentos de fase existentes[3]. Notemos que a seção de choque livre (7) depende da polarização P_0 da partícula incidente e de P_3, polarização efetiva do núcleon-alvo. A expressão da polarização efetiva P_3, quantizando o spin na direção z (ou $\underline{k}_2 \times \underline{k}_1$), perpendicular ao plano xy de espalhamento, é a seguinte:

$$P_3(\underline{k}_3) = \frac{\Sigma|g'^{(+)}_{jm}|^2 - \Sigma|g'^{(-)}_{jm}|^2}{\Sigma|g'^{(+)}_{jm}|^2 + \Sigma|g'^{(-)}_{jm}|^2} \qquad (8)$$

A noção de polarização efetiva[2] pode ser qualitativamente entendida da análise da fig. 3 para uma reação quase-livre (p,2p) assimétrica e coplanar. Nesta figura podemos ver que os prótons oriundos de colisões no lado direito do núcleo atravessam, em média, menos matéria nuclear que os do lado esquerdo. Como o livre caminho médio de um próton de energia intermediária é da ordem do raio nuclear (por exemplo, no caso do ^{16}O), o lado direito do núcleo contribui mais que o esquerdo. Isso ainda pode ser reforçado se a energia E_2 for menor que E_1. Se consideramos agora o modelo extremo de partícula-única, para o arrancamento de um próton de estados $j = 3/2$ e $j = 1/2$, por exemplo, e, se o momentum $\hbar\underline{k}_3$ da partícula-alvo não for muito pequeno, vemos que o domínio do lado direito irá dar ênfase, classicamente, a uma orientação definida de momentum angular orbital ortogonal ao plano de espalhamento. Isso irá favorecer, através do acoplamento spin-órbita nuclear, a uma orientação definida de

spin para o próton nuclear. Portanto, o efeito combinado de absorção e acoplamento spin-órbita nuclear levam a uma polarização efetiva do núcleon num espalhamento assimétrico.

Uma experiência com a finalidade de medir a polarização efetiva foi proposta[2] pelo nosso grupo em 1973, para prótons incidentes polarizados no alvo de ^{16}O, explorando a diferença entre seções de choque livre singlete e triplete. Essa experiência foi realizada em 1976 pelo grupo experimental de TRIUMF , confirmando qualitativamente os valores previstos e demonstrando a real possibilidade de medida da polarização efetiva dos núcleons-alvo.

Embora até hoje os resultados teóricos, em comparação com a experiência, sejam bons, devemos nos preocupar em esclarecer melhor a validade das aproximações empregadas no formalismo. E essa tem sido a finalidade de algumas das pesquisas recentes do nosso grupo. Antes de descrever alguns desses trabalhos, devemos citar quais os aspectos do formalismo, que têm merecido estudo especial. Assim, temos nos preocupado com:

1) O uso da DWIA, cuja validade não está ainda bem determinada.

2) As incertezas existentes na extrapolação do elemento de matriz de espalhamento livre fora da camada de energia.

3) O uso da fatoração para o cálculo da seção de choque de correlação, desprezando, no elemento de matriz de espalhamento livre, os efeitos de variação de momenta, causados pelo núcleo antes e depois da colisão. Embora a fatoração possa ser evi

tada através de uma análise completa de ondas parciais, é interessante determinar os limites de sua validade.

4) O uso da aproximação semiclássica WKB para o cálculo das distorções, desprezando as variações de momenta causadas pelos potenciais óticos no elemento de matriz de espalhamento livre.

5) Utilização de potenciais óticos independentes de spin, desprezando a depolarização parcial do feixe incidente polarizado (quando for o caso), o que impediria o uso da fatoração. Devemos lembrar que C.Schneider[4] mostrou que o uso de distorção spin-órbita para o próton incidente, em reações (p,2p) no ^{16}O a 320 MeV, leva a um efeito muito pequeno. Essa conclusão foi recentemente confirmada no trabalho de N.Chant[5], para uma reação (p,2p) no ^{40}Ca a 200 MeV.

6) A influência da estrutura nuclear na polarização efetiva, através do estudo de outros modelos nucleares que não o de partícula-única.

7) A propagação de estados-furo no núcleo através de uma descrição microscópica.

Todos esses itens resumem alguns dos aspectos do formalismo usado por nós para descrever reações quase-livres e que têm merecido uma especial atenção nas pesquisas atuais do grupo. Em especial vamos nos deter em três desses trabalhos, referentes a testes da aproximação de impulso, da aproximação semiclássica WKB e fatoração e da sensibilidade da polarização efetiva a um modelo simplificado de "clusters".

I - Teste da Aproximação de Impulso através do estudo comparativo de reações quase-livres (p,2p) e (p,pn) com prótons incidentes não polarizados a 400 MeV[6,7]

Embora a aproximação de impulso venha sendo largamente utilizada na análise de várias reações nucleares, entre as quais as reações quase-livres, é difícil prever exatamente o erro que se comete, essencialmente porque as seções de choque obtidas dependem da distorção das funções de onda das partículas que atravessam o núcleo. É interessante, portanto, que possam ser obtidos diferentes processos quase-livres que tenham, numa boa aproximação, iguais distorções, diferindo quase que apenas pelo próprio processo. Assim, através de razões, podemos eliminar a incerteza na distorção e investigar até que ponto as diferenças nos elementos de matriz de colisões livres se refletem nas seções de choque observadas, testando as previsões da aproximação de impulso.

Nesse trabalho, vamos comparar reações quase-livres (p,2p) e (p,pn) num alvo de ^{12}C que tem isospin total T = 0. Isso corresponde às reações $^{12}C(p,2p)^{11}B$ e $^{12}C(p,pn)^{11}C$, recentemente medidas pelo grupo experimental de TRIUMF[8]. A geometria escolhida, a mesma da experiência, é apresentada na fig. 4, para prótons incidentes não polarizados de 400 MeV. A seção de choque de correlação (4) para esses processos, usa a aproximação de fatoração e a DWIA, podendo ser reescrita na forma:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE} = \text{FAT. CIN.} \; \frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}} \; |g'|^2 \qquad (9)$$

ou seja, o produto de um termo cinemático, pela distribuição de momentum distorcida e pela seção de choque livre, dada por

$$\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}}(T_{rel},\bar{\theta},P_3) = \frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}}(T_{rel},\bar{\theta},0)\left[1 + P_3 P(\bar{\theta})\right] \qquad (10)$$

onde P_3 é a polarização efetiva do núcleon-alvo.

Dentro das aproximações citadas, a principal incerteza reside no cálculo de $|g'|^2$. Mas se tomarmos a razão teremos:

$$\frac{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}(p,2p)}{\frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 dE}(p,pn)} = \frac{\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}}(pp)}{\frac{d\sigma^{fr}}{d\bar{\Omega}}(pn)} \cdot C(E,\theta) \qquad (11)$$

onde o fator $C(E;\ ) = \frac{|g'|_p^2}{|g'|_n^2} \cdot \frac{FAT.CIN\,(p,2p)}{FAT.CIN\,(p,pn)}$.

Vemos portanto que, evitando regiões onde as distribuições de momentum não distorcidas são pequenas, poderemos, com a razão (11), fazer um teste direto da aproximação de impulso, se conseguirmos estimar o fator $C(E,\theta)$. Se a aproximação de impulso for boa esse fator deve ser próximo de 1.

As reações (p,2p) e (p,pn) que nos interessam e que levam ao estado fundamental $\frac{3}{2}^-$ do ^{11}B e ^{11}C são estudadas para seis situações cinemáticas diferentes. Vários são os fatores que poderiam afastar $C(E,\theta)$ do valor 1, ou seja:

a) Os diferentes fatores cinemáticos das duas reações e

os efeitos de "off-shell", causados pelas diferentes energias de separação do próton e nêutron. Esses efeitos foram estimados, calculando os elementos de matriz "on-shell" para a colisão livre nos dois casos extremos de cinemática inicial e final. No cálculo das razões indicamos uma incerteza máxima pela largura das curvas, o que é obtido tomando um processo na cinemática inicial e outro na final.

b) Diferentes potenciais óticos para os processos (p,2p) e (p,pn), devido aos diferentes núcleos residuais. Na fig. 5 apresentamos os potenciais óticos complexos usados; escolhidos tipo poço quadrado e independente de spin. Um cálculo explícito pode ser visto na fig. 6 para a distribuição de momentum distorcida, confirmando que esse efeito é pequeno.

c) Diferentes funções de onda nucleares, que entram no cálculo de $|g'|^2$, devido à presença da interação coulombiana responsável pelas diferentes energias de ligação do próton e nêutron. Esse efeito parece ser o mais importante porque, devido à forte absorção, os processos quase-livres se dão essencialmente na superfície nuclear, o que significa que são importantes as caudas das funções de onda de partícula-única. Entretanto se compararmos, na fig. 7, os resultados de $|g'|^2$ (usamos funções de onda poço quadrado) para as reações (p,2p) e (p,pn), vemos que essa diferença é realmente pequena. A contribuição coulombiana em $|g'|^2$ para prótons torna mais próximos os resultados, em comparação com o caso de nêutrons, fazendo com que esperemos um fator $C(E,\theta)$ pouco diferente de 1.

A comparação final entre a teoria e os dados experimentais preliminares de TRIUMF é apresentada nas figuras 8 e 9. Na fig. 9 temos os resultado mais importante, ou seja, a comparação entre razões. Podemos ver que para os ângulos $\theta_2 = 62^o$ e $\theta_2 = 65^o$ (próximos dos máximos das distribuições de momentum) a razão se aproxima da razão livre ou melhor $C(E,\theta)$ é próximo de 1. Nesses ângulos, portanto, a aproximação de impulso é boa. Para outros valores de ângulo não devemos realmente esperar que a fatoração e a aproximação de impulso sejam muito boas.

A conclusão desse trabalho, sobre a validade da aproximação de impulso, é de que ela é bastante boa na região próxima dos máximos das distribuições de momentum. O uso de prótons incidentes polarizados e a análise de outros núcleos-alvo deverá permitir melhores condições ainda para o estudo da aproximação de impulso.

II - Teste de Aproximação Semiclássica WKB e da fatoração. Focagem em Espalhamento Elástico Núcleon-Núcleo[9].

Esse trabalho consiste na determinação da função de onda na região do núcleo para um projétil de energia intermediária em espalhamento elástico núcleon-núcleo. Simula-se a interação projétil-núcleo por um potencial ótico complexo. A parte real gera as variações de momentum do projétil e a imaginária responde pelos efeitos de colisões múltiplas do projétil no núcleo Consideramos os núcleos-alvo ^{16}O e ^{40}Ca para espalhamento por prótons incidentes com energia de 50 a 320 MeV. Para os potenciais

óticos complexos utilizamos a forma trapezoidal, poço quadrado e potenciais proporcionais à densidade nuclear. No cálculo, esses potenciais são aproximados por uma soma de potenciais seccionalmente constantes.

Para investigar a influência do núcleo na função de onda do projétil, no caso um próton, estudamos inicialmente a influência de parte real e imaginária do potencial ótico separadamente.

A parte real do potencial ótico provoca um forte efeito de focagem na função de onda predominantemente em torno do ângulo de espalhamento $\theta = 0^{o}$. Isso está apresentado na fig. 10. Para o ^{40}Ca vemos que a região de focagem, em relação ao centro do núcleo, varia com a variação da profundidade do poço quadrado considerado e com a variação da energia incidente. Nota-se que, para uma energia incidente fixa, aumentando a profundidade do potencial, a focagem se aproxima do centro e o efeito aumenta. O mesmo ocorre se diminuirmos a energia incidente, mantendo a profundidade do potencial fixa.

A parte imaginária do potencial ótico causa uma atenuação na distribuição de probabilidade de posição. Essa atenuação, conforme a fig. 11 para o ^{40}Ca, aumenta com a profundidade do potencial imaginário, fixando a energia incidente. A distância de máxima atenuação, em relação ao centro do núcleo, para uma forma fixa de potencial, é aproximadamente independente da profundidade. Ainda na fig. 11 vemos que, para uma profundidade constante do potencial imaginário, aumentando a energia incidente, a atenuação diminui e a região de máxima atenuação se afasta do

centro do núcleo.

Na fig. 12 podemos observar os diagramas de contorno, no espaço de configuração, para núcleons de 80 e 120 MeV, espalhados por potenciais óticos complexos tipo poço quadrado, ajustados para o caso dos núcleos ^{16}O e ^{40}Ca. Na fig. 13 apresentamos as densidades de probabilidade para $\theta = 0^{o}$ em função da distância, para os três tipos de potencial considerados e a uma energia de 80 MeV nos dois núcleos-alvo. Podemos ver que para estudar a focagem um poço quadrado, que é mais simples, é uma boa aproximação.

Para estimar a validade da aproximação WKB, tão usada até hoje no estudo de reações quase-livres e mesmo de outras reações nucleares, vamos comparar os resultados do cálculo exato (expansão em ondas parciais) e WKB, através de razões entre as densidades de probabilidades obtidos nos dois casos. Os resultados mostram que para energias baixas (até 120 MeV) as discrepâncias na determinação das funções de onda no núcleo são importantes para ângulos até 90° e a aproximação WKB não é boa. Para energias entre 120 e 200 MeV o WKB ainda difere significativamente do cálculo exato em regiões da superfície nuclear, embora dê bons resultados para outras regiões. Para energias acima de 200 MeV os resultados do WKB se aproximam bastante do exato e, de modo geral, a aproximação WKB é boa. Essas conclusões são apresentadas na fig. 14 e 15 para energias de 80 e 320 MeV (casos extremos estudados).

A conclusão desse trabalho é que devemos utilizar a aproximação WKB com cuidado, especialmente para energias abaixo de 200 MeV.

III - Teste do Modelo de Partícula-única. Cálculo da Polarização Efetiva num modelo de "Clusters"[10]

Esse estudo visa estimar a influência da estrutura nuclear na polarização efetiva do núcleon arrancado num processo quase-livre (p,2p). Para tanto vamos considerar o núcleo-alvo de ^{6}Li e reações quase-livres (p,2p) assimétrica com prótons incidentes de 320 MeV. As energias dos prótons emergentes são dadas por $T_2 = 80$ MeV e $T_1 = 240-S$, sendo S a energia de separação do próton.

Esse trabalho se encontra em uma fase inicial da pesquisa. Com a finalidade de determinar se a polarização efetiva do próton-alvo é ou não sensível ao modelo, vamos supor um modelo de "cluster" simplificado.

A reação que nos interessa é $p + {}^6Li \rightarrow {}^5He + 2p$ e vamos comparar a polarização efetiva e distribuição de momentum distorcida calculados no modelo de "clusters" e no modelo de camadas para o ^{6}Li. No modelo de "clusters" o ^{6}Li está constituído, no estado fundamental, de uma partícula-α com spin, isospin e momentum angular total nulos e um núcleo de deutério no estado de spin triplete e isospin singlete.

Nesse modelo simplificado supomos que o próton seja ejetado do deutério, permanecendo a α intacta no núcleo. Assim o estado final será constituído de uma partícula-α e um nêutron. Supomos também que o deutério, no ^{6}Li, se move sob a ação de um potencial central tipo oscilador harmônico, criado pelos demais núcleons. A energia de separação S do próton no deutério é de 5.6 MeV. Para as distorções usamos potenciais óticos complexos, ti-

po poço quadrado, independentes de spin. Estamos supondo que a distância de separação mais provável entre os centros de massa dos "clusters" é bem maior que a soma dos seus raios.

Apesar do modelo de "clusters" usado ser bastante simples, os resultados a que leva demonstram que a polarização efetiva e a distribuição de momentum distorcida são muito sensíveis ao modelo nuclear adotado. Esses resultados, em comparação com os previstos pelo modelo de camadas, são apresentados nas figs. 16 e 17. Como vemos, se faz necessário um estudo cauteloso sobre a influência do modelo adotado para o cálculo da polarização efetiva dos núcleons no núcleo.

REFERÊNCIAS

1) G.Jacob e Th.A.J.Maris, Rev.Mod.Phys. 38 (1966) 121; 45 (1973) 6.

2) G.Jacob, Th.A.J.Maris, C.Schneider e M.R.Teodoro, Phys.Lett. 45B (1973) 181; A257 (1976) 517.

3) M.H.MacGregor, R.A.Arndt e R.M.Wright, Phys.Rev. 182 (1969) 1714.

4) C.Schneider, Nucl.Phys. A300 (1978) 313.

5) N.S.Chant, P.Kitching, P.G.Roos e L.Antonuk, Phys.Rev.Lett. 43 (1979) 495.

6) Th.A.J.Maris, M.R.Teodoro e E.A.Veit, Phys.Rev. C 20 (1979) 446.

7) Eliane A.Veit, Dissertação de Mestrado, 1979, Instituto de Física da UFRGS, publicação interna.

8) Progress Report, 1977 (TRIUMF), pg. 51.

9) Maria Helena Steffani, Dissertação de Mestrado, 1979, Instituto de Física da UFRGS, publicação interna.

10) Th.A.J.Maris, C.A.Z.Vasconcellos, 31ª Reunião Anual da SBPC, Fortaleza (1979).

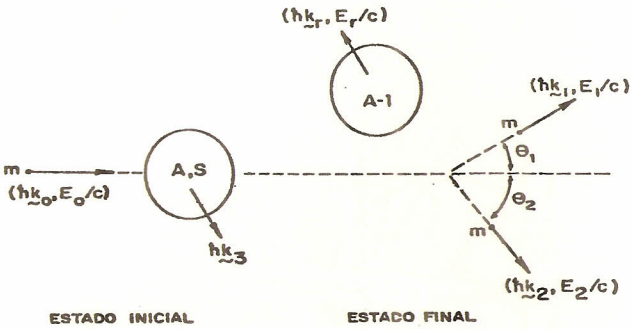


Figura 1

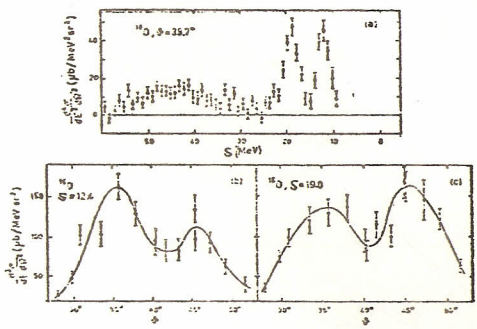


Figura 2

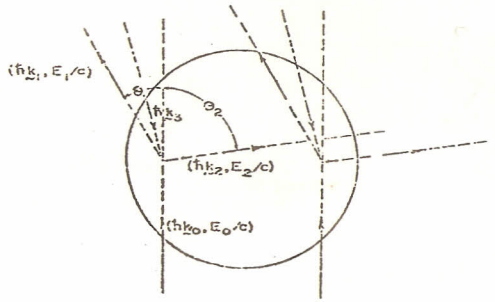
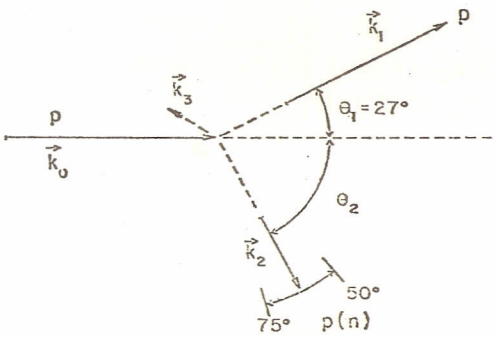


Figura 3



T_o = 400 MeV

$T_1 = T_o - T_2 - S$

S_n = 19 MeV

S_p = 16 MeV

$$T_2 = \begin{cases} 108 \text{ MeV} \\ 102 \text{ MeV} \\ 96 \text{ MeV} \\ 90 \text{ MeV} \\ 84 \text{ MeV} \\ 78 \text{ MeV} \end{cases}$$

Figura 4

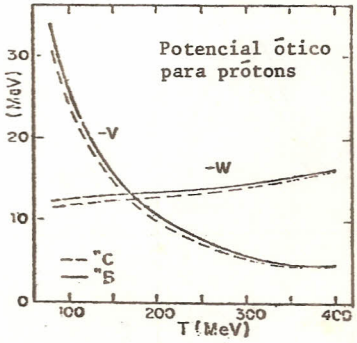


Figura 5

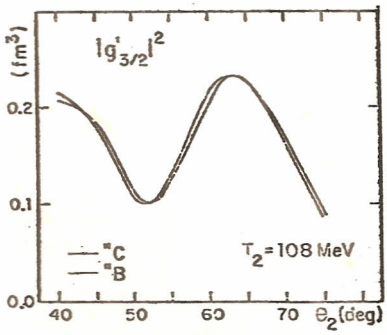


Figura 6

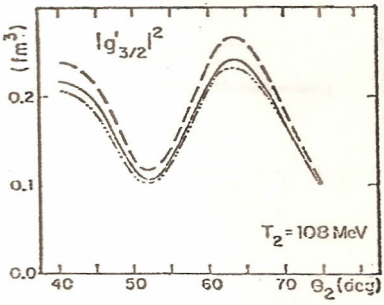


Figura 7

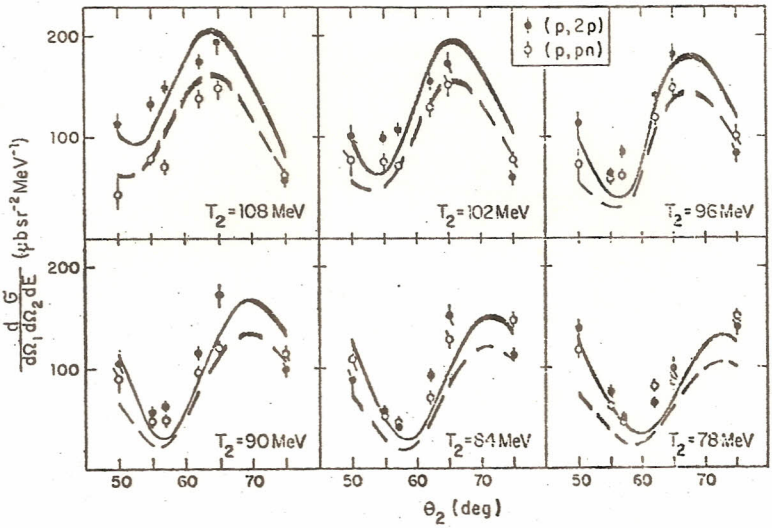


Figura 8

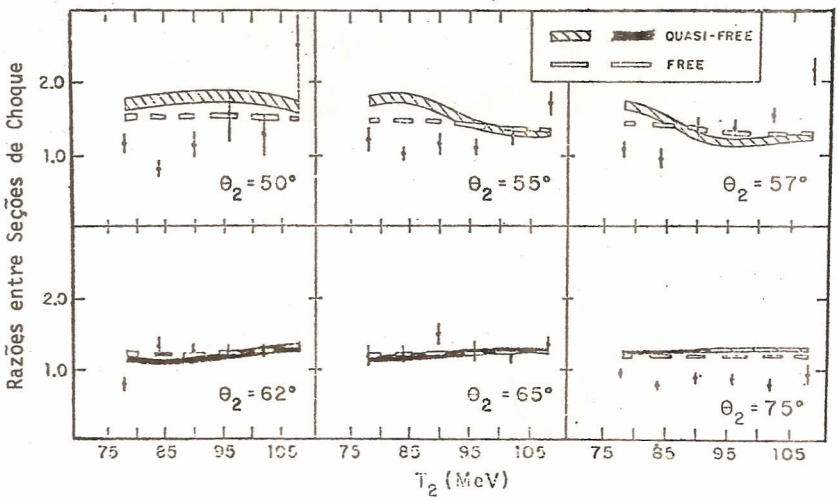


Figura 9

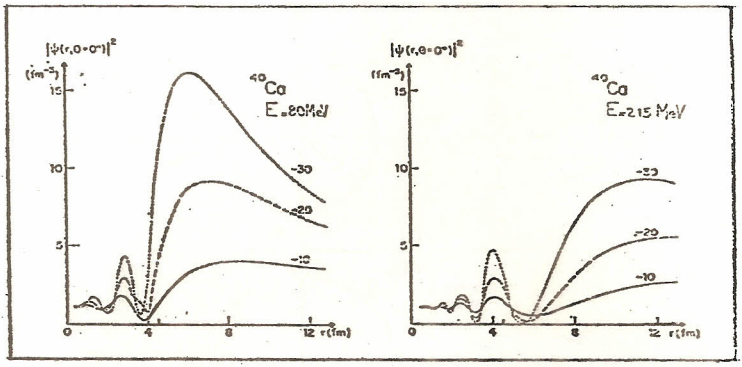


Figura 10

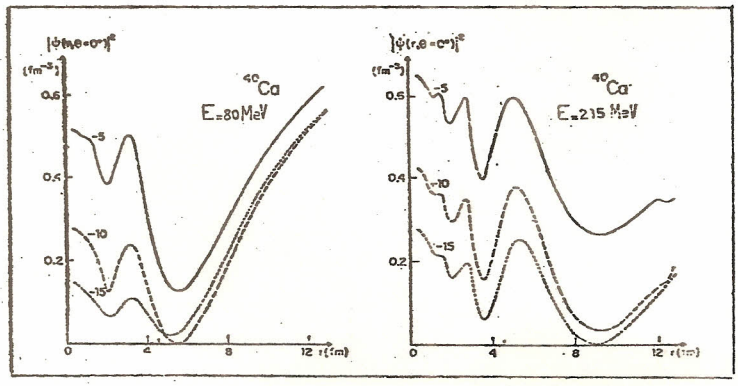


Figura 11

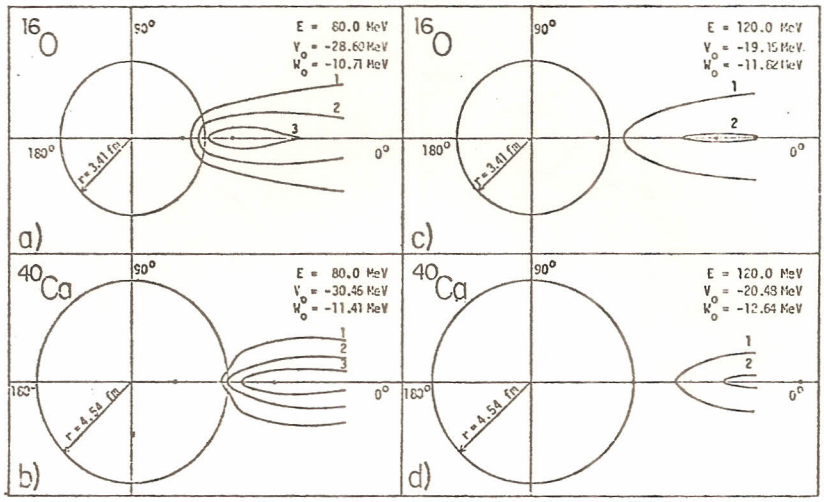


Figura 12

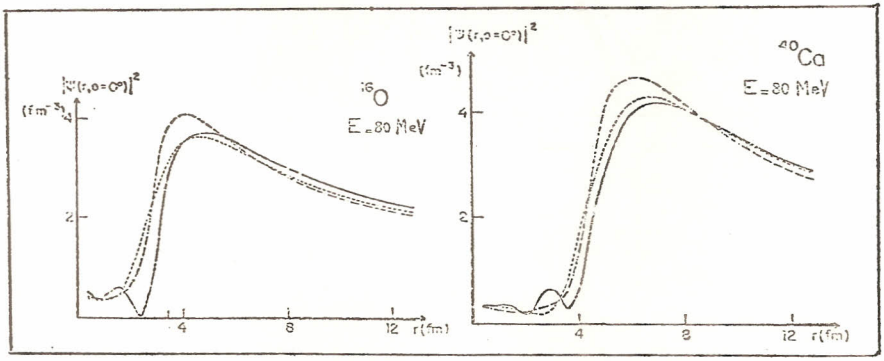


Figura 13

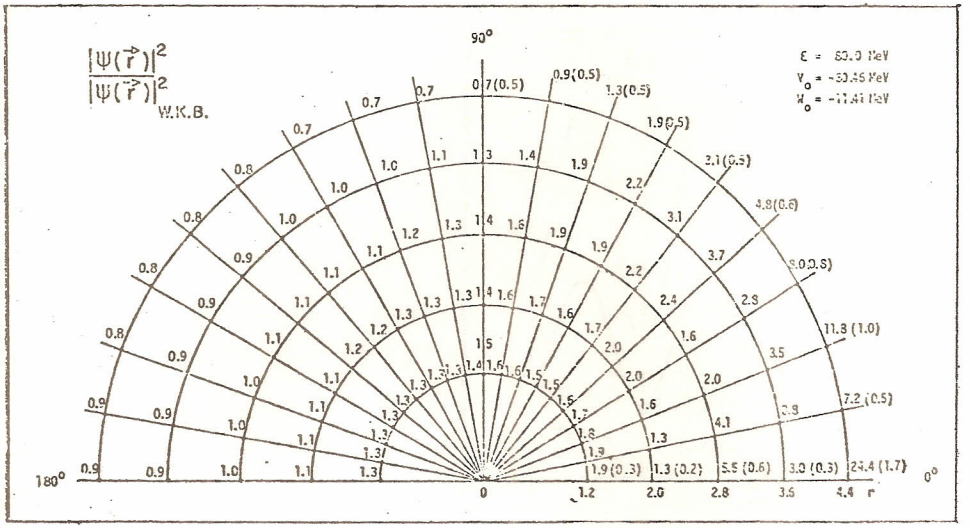


Figura 14

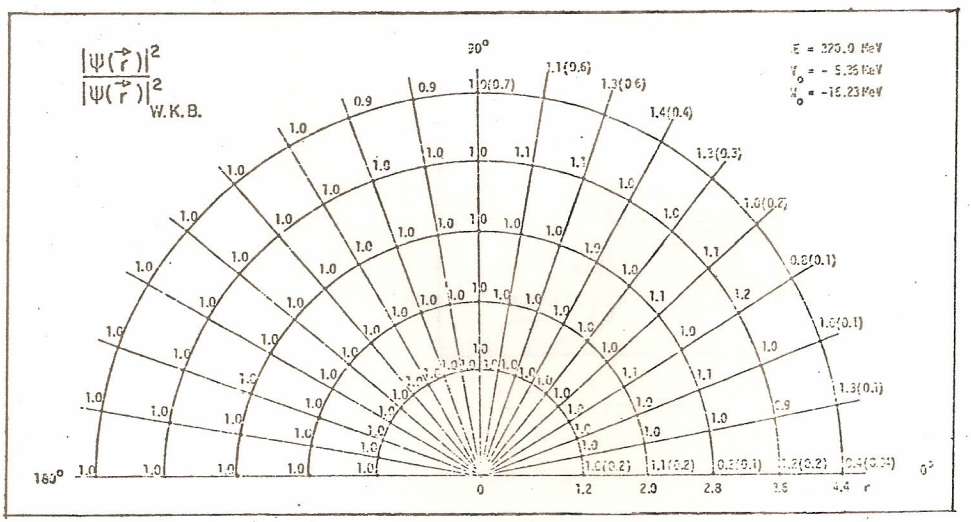


Figura 15

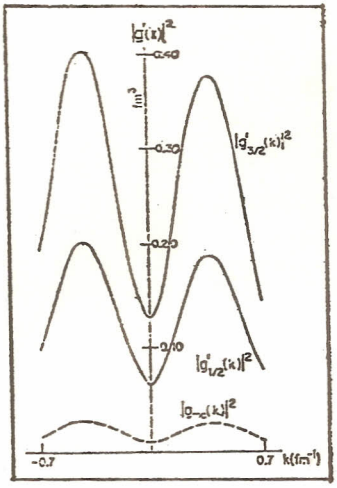


Figura 16

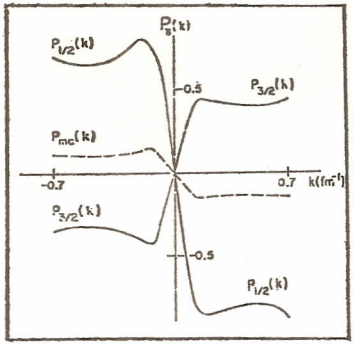


Figura 17

LEGENDA DAS FIGURAS

Figura 1 - Representação esquemática de um espalhamento quase-livre (p,2p) coplanar.

Figura 2 - Dados obtidos de um espalhamento quase-livre (p,2p) simétrico a 460 MeV num alvo de ^{16}O. (a) Espectro de energia; (b) distribuição de momentum distorcida para o estado $1p_{1/2}$; (c) distribuição de momentum distorcida para o estado $1p_{3/2}$. Dados de H.Tyrén et al, Nucl. Phys. 79 (1966) 321.

Figura 3 - Cinemática aproximada para uma reação (p,2p) assimétrica coplanar com $T_0 = 320$ MeV.

Figura 4 - Esquema da geometria, no sistema laboratório, para o estudo das reações (p,pn) para seis valores diferentes da energia T_2.

Figura 5 - Valores para os potenciais óticos complexos $V + iW$ usados para os cálculos, tipo poço quadrado central.

Figura 6 - Um exemplo das distribuições de momentum distorcidas para as reações quase-livres (p,pn) no ^{12}C. Para mostrar o efeito dos diferentes núcleos residuais apenas os potenciais óticos são considerados diferentes, não os momenta assintóticos.

Figura 7 - Distribuições de momentum distorcidas para funções de onda de partícula-única, geradas por um poço quadrado dando a energia de ligação experimental correta para o próton (curva tracejada), geradas por um poço quadrado dando a energia de ligação correta para o nêutron (curva traço-ponto) e pelo mesmo poço mais o potencial coulombiano, dando novamente a energia de ligação correta para o próton (curva cheia).

Figura 8 - Resultados experimentais preliminares de TRIUMF com as nossas curvas calculadas. As larguras das curvas dão uma medida da incerteza de "off-shell".

Figura 9 - Dados experimentais preliminares de TRIUMF e cálculos teóricos para as razões das seções de choque (p,2p) e (p,pn). As curvas são cheias se a geometria é tal que os dados são confiáveis. As razões entre as seções de choque livres são as curvas tracejadas. As larguras das curvas e dos retângulos refletem as incertezas de "off-shell".

Figura 10 - Densidade de probabilidade $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para para núcleons de 80 MeV e 215 MeV espalhados por potenciais poço quadrado puramente reais de profundidades -10 MeV (linha sólida), -20 MeV (linha tracejada) e -30 MeV (linha pontilhada) ajustados ao núcleo de ^{40}Ca.

Figura 11 - Densidade de probabilidade $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para núcleons de 80 MeV e 215 MeV espalhados por potenciais poço quadrado puramente imaginários de profundidades -5 MeV (linha sólida), -10 MeV (linha tracejada) e -15 MeV (linha pontilhada) ajustados do núcleo de ^{40}Ca.

Figura 12 - Diagramas de contorno de $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}), no espaço de configuração, para núcleons de energia E (80 MeV e 120 MeV) espalhados por núcleos de ^{16}O e ^{40}Ca representados por potenciais óticos poço quadrado $V_o = V_o + iW_o$ de alcance igual ao raio nuclear.

Figura 13 - Densidade de probabilidade $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para núcleons de 80 MeV espalhados por potenciais poço quadrado (linha sólida), poço trapezoidal (linha tracejada) e poço proporcional à densidade nuclear (linha pontilhada) ajustados ao núcleo de ^{16}O e ao núcleo de ^{40}Ca.

Figura 14 - Razão entre $|\psi(\vec{r})|^2$ obtida pelo método de ondas parciais e $|\psi(\vec{r})|^2_{WKB}$ obtidas usando a aproximação WKB para núcleons de 80 MeV espalhados por um potencial ótico poço quadrado de profundidade (-30.46 + i 11.41) MeV e de alcance igual ao raio do núcleo de ^{40}Ca (R = 4.54 fm). Entre parênteses são apresentados valores de $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para alguns pontos.

Figura 15 - Razão entre $|\psi(\vec{r})|^2$ obtida pelo método de ondas parciais e $|\psi(\vec{r})|^2_{WKB}$ obtida pela aproximação WKB para núcleons de 320 MeV espalhados por um potencial ótico poço quadrado de profundidade (-5.36 - i 16.23) MeV e de alcance igual ao raio nuclear do ^{40}Ca (R = = 4.54 fm). Entre parênteses são apresentados valores de $|\psi(\vec{r})|^2$ (em fm^{-3}) para alguns pontos.

Figura 16 - Distribuição de momentum para os estados $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ no modelo de camadas e no modelo de "clusters" (mc) considerado.

Figura 17 - Polarização efetiva dos estados $1p_{1/2}$ e $1p_{3/2}$ no modelo de camadas e no modelo de "clusters" (mc) considerado.