

IFUSP/P 602

B.I.F. - USP

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

# PUBLICAÇÕES

INSTITUTO DE FÍSICA  
CAIXA POSTAL 20516  
01498 - SÃO PAULO - SP  
BRASIL

IFUSP/P-602

FÍSICA NUCLEAR COM SONDAS ELETROMAGNÉTICAS

João D.T. Arruda Neto

Laboratório do Acelerador Linear  
Instituto de Física, Universidade de São Paulo



"PALESTRA CONVIDADA" PROFERIDA NA IX REUNIÃO DE  
TRABALHO SOBRE FÍSICA NUCLEAR NO BRASIL, CAXAM-  
BÚ, MG. Ag/30 - Set/3.

Setembro/1986

2014

1. The first part of the document is a list of names.

2. The second part is a list of dates.

3. The third part is a list of times.

4. The fourth part is a list of locations.

5. The fifth part is a list of activities.

6. The sixth part is a list of events.

7. The seventh part is a list of items.

8. The eighth part is a list of people.

9. The ninth part is a list of places.

## FÍSICA NUCLEAR COM SONDAS ELETROMAGNÉTICAS

J.D.T. ARRUDA NETO

Laboratório do Acelerador Linear  
Instituto de Física da Universidade de São Paulo

### 1. ELÉTRONS COMO "SONDAS" DO NÚCLEO

Não é minha intenção, "ab initio", seviciar o leitor com discursos sobre o óbvio. Contudo, nunca é demais lembrar que o elétron é a sonda ideal para a matéria nuclear devido a pelo menos três características.

Primeiro, tanto quanto se sabe, o elétron é uma partícula puntiforme sem estrutura interna. Portanto, qualquer estrutura observada no espalhamento do elétron estará relacionada à estrutura nuclear do núcleo alvo, e não há possibilidade de ser confundida com a estrutura do projétil (como no caso de espalhamento de hadrons).

Uma segunda característica muito útil origina-se do fato de que a força eletromagnética é a mais bem conhecida força da natureza, interagindo apenas com quarks. Desde que a matéria nuclear é uma "sopa" extremamente complicada, composta de partes aproximadamente iguais de quarks e gluons, é de um valor inestimável saber que o elétron "vê" somente o conteúdo de quarks. Por outro lado, as sondas hadrônicas, como os mésons  $\pi$  e prótons, interagem com os quarks e gluons e, dessa forma, fornecerão informações complementares. Contudo, resultados experimentais obtidos com hadrons são muito mais difíceis de interpretar em decorrên-

.2.

cia da estrutura interna dessas partículas.

Finalmente, a terceira característica é a seguinte: o elétron interage fracamente com a matéria. O espalhamento do elétron pelo núcleo se processa via a troca de um fóton virtual. "Approaches" teóricos com base em eventos de espalhamento-único funcionam muito bem, de tal forma que os resultados obtidos com espalhamento de elétrons podem ser interpretados com clareza e precisão. Além disso, uma vez que o espalhamento ocorre no interior do núcleo com a mesma probabilidade com que ocorre em sua superfície, o elétron "sonda" todo o volume nuclear.

### 2. POTENCIALIDADES DE ESTUDOS COM ELÉTRONS

Desde o advento dos aceleradores de elétrons, principalmente a partir da década de 50, assistimos a um crescimento enorme do acervo de informações provenientes de investigações com reações foto- e eletronucleares. Foram investigados, detalhadamente, um número muito grande de núcleos e níveis nucleares. Atualmente conseguiu-se muito maior precisão na resolução em energia, na estabilidade do feixe e na detecção de partículas, fazendo dos aceleradores de elétrons uma ferramenta muito precisa para as investigações de estrutura nuclear. Os experimentos já realizados incluem: medidas da distribuição de carga, no estado fundamental, com precisão de  $\sim 1\%$ ; níveis rotacionais com resolução em energia menor que 50 KeV; distribuições de magnetização em núcleos de spin elevado; ressonâncias gigantes multipolares; espalhamento muito inelástico de elétrons e "quase livre"; reações foto- e eletronucleares, e seções de choque totais para fotoabsorção nuclear.

A riqueza desses dados e a "precisão" das interpretações teóricas aumentaram, de forma inestimável, nosso conhecimento com relação à estrutura dos núcleos e à interação efetiva de nucleons ligados.

Assim, verificamos que estudos modernos de estrutura nuclear são caracterizados por precisão e sofisticação; isto se deve, em grande medida, às sondas eletromagnéticas, as quais propiciam uma capacidade, sem precedentes, para a interpretação de experimentos microscopicamente. Em que pese essa formidável capacidade, comparativamente a outros projéteis, as medidas ainda se limitam, na sua quase totalidade, à categoria de "inclusivas" (cinemática incompleta).

Uma classe muito mais ampla de fenômenos pode ser investigada através de medidas fotonucleares em coincidência. Experiências com "tagged photons", para cuja produção é necessário um arranjo experimental de coincidência, foram recentemente "revitalizadas" em decorrência de um aumento substancial do fluxo desses fótons obtidos nos recentíssimos aceleradores de elétrons CW (operando com "duty cycles" de 100%). No que diz respeito às reações do tipo  $(e, e'x)$ , a imposição de coincidência entre o elétron espalhado ( $e'$ ) e a partícula emitida ( $x$ ) remove, literalmente, a cauda radiativa elástica que é o principal obstáculo no estudo de excitações do continuum com espalhamento de elétrons. O padrão angular dos produtos de decaimento ( $x$ ) permite a determinação, independente de modelo, das intensidades (strengths) multipolares e a reconstrução das correntes de transição. Relatos de casos concretos serão apresentados mais à frente, demonstrando as potencialidades e versatilidade das sondas eletromagnéticas em experimentos em coincidência.

### 3. ESPALHAMENTO INELÁSTICO DE ELÉTRONS

#### 3A. $(e, e')$ - INCLUSIVO

Para se ter uma idéia concreta dos recursos subjacentes a um estudo de espalhamento inelástico de elétrons em coincidência, é importante mencionar, em primeiro lugar, o espalhamento de elétrons inclusivo ("single-armed").

Discutiremos resultados em PWBA. Nessa aproximação considera-se que os elétrons incidentes e espalhados, pelo núcleo, são especificados por soluções de onda plana da equação de Dirac. Essas ondas planas interagem com a quadri-corrente nuclear  $J_\mu(\vec{r}) = (\rho(\vec{r}), \vec{J}(\vec{r}))$ , e nesse processo transferem ao núcleo o quadri-momentum  $\Delta_\mu = (\omega, \vec{q})$ . Em nossa notação:  $\omega = E_e - E_{e'}$  é a energia de excitação nuclear, e  $q = |\vec{k}_2 - \vec{k}_1|$  é o módulo do tri-momentum transferido ao núcleo.

No cálculo da seção de choque inclusiva os estados finais (que não são observados - Fig. 1) são todos somados. Assim, para um feixe de elétrons relativísticos de energia  $E_e$ , obtém-se (no sistema de laboratório)<sup>1-3)</sup>

$$\frac{d\sigma_{e, e'}}{d\Omega_{e'}} = 4\pi\sigma_M \left[ 1 + 2E_e \sin^2\left(\frac{\vartheta_{e'}}{2}\right) / M_T \right]^{-1} F^2 \quad (1)$$

onde  $\sigma_M$  é a seção de choque de Mott,  $\vartheta_{e'}$  é o ângulo de espalhamento e  $M_T$  é a massa do núcleo alvo. O fator entre colchetes, na eq. 1, leva em conta o recuo do núcleo, e  $F$  é o fator de forma nuclear; este consiste de dois termos: um longitudinal,  $F_L$ , e outro transversal,  $F_T$ . Mais especificamente temos,

$$F^2 \equiv \left(\frac{\Delta u}{q^2}\right)^2 F_L^2 + \left(\frac{\Delta u}{2q^2} + \tan^2\left(\frac{\theta}{2}\right)\right) F_T^2 \quad (2)$$

onde:

$$F_L^2 = (2J_i+1)^{-1} \sum_{J=0}^{\infty} |\langle J_f || \hat{M}_J(q) || J_i \rangle|^2 \quad (3)$$

e

$$F_T^2 = (2J_i+1)^{-1} \sum_{J=1}^{\infty} \left\{ |\langle J_f || \hat{T}_{JM}^{el}(q) || J_i \rangle|^2 + |\langle J_f || \hat{T}_{JM}^{mag}(q) || J_i \rangle|^2 \right\} \quad (4)$$

Os operadores nas eqs. 3 e 4 são assim definidos:

$$\hat{M}_{JM}(q) = \int j_J(qr) Y_{JM}(\Omega) \hat{\rho}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (5A)$$

$$\hat{T}_{JM}^{el}(q) = \frac{1}{q} \int d\vec{r} \left\{ \hat{\nabla}_A \left[ j_J(qr) \hat{\Psi}_{JJ_1}^M(\Omega) \right] \right\} \cdot \hat{J}(\vec{r}) \quad (5B)$$

$$\hat{T}_{JM}^{mag}(q) = \int d\vec{r} \left[ j_J(qr) \hat{\Psi}_{JJ_1}^M(\Omega) \right] \cdot \hat{J}(\vec{r}) \quad (5C)$$

onde  $j_J(qr)$  são funções de Bessel de ordem  $J$ ,  $Y_{JM}(\Omega)$  são harmônicas esféricas, e  $\hat{\Psi}_{JJ_1}^M(\Omega)$  são funções harmônicas esféricas vetoriais. Esses operadores (eqs. 5-A,B,C) são dados, em segunda quantização, em termos dos operadores densidade de carga nuclear,  $\hat{\rho}(\vec{r})$ , e corrente nuclear,  $\hat{J}(\vec{r})$ . Os operadores multipolares são operadores tensoriais irredutíveis de ordem  $J$ ; assim, os fatores de forma são expressos em termos dos elementos de matriz reduzida desses operadores (ver eqs. 3 e 4).

No chamado espalhamento de elétrons "prá frente" ( $\theta_e \approx 30^\circ$ )

somente os termos longitudinais da eq. 2 contribuem, de forma significativa, à seção de choque (eq. 1). Portanto, os multipolos coulombianos  $\hat{M}_J(q)$  determinam a seção de choque. Além disso, apenas as transições multipolares elétricas são induzidas, uma vez que transições magnéticas surgem de termos transversais.

Os elementos de matriz coulombianos podem ser escritos da seguinte maneira:

$$\langle J_f || \hat{M}_J(q) || J_i \rangle = \int_0^\infty j_J(qr) \rho_{tr}(r) r^2 dr \quad (6)$$

onde  $\rho_{tr}$  é a "densidade de carga de transição" radial. Essa quantidade mede a parte da densidade de carga que contribui para a transição entre  $J_i$  e  $J_f$ . Para  $J_i = 0$  temos que

$$\rho_{tr}(r) = (2J+1)^{\frac{1}{2}} \int d\Omega Y_{J0}(\Omega) \langle J0 | \hat{\rho}(r) | 00 \rangle \quad (7)$$

Os elementos de matriz de transição, constantes das eqs. 3 e 4, dependem explicitamente do momentum transferido  $q$ . Por razões de ordem prática é interessante separar a dependência em  $q$  desses elementos de matriz, dependência essa que reflete tão somente a cinemática, da parte que depende apenas das propriedades intrínsecas do núcleo. Essas duas partes podem ser fatoradas no limite  $q \rightarrow 0$ ; neste caso, as  $j_J(qr)$  serão dadas por

$$j_J(qr) \approx \frac{(qr)^J}{(2J+1)!!}$$

e, dessa forma,  $q$  pode ser sacado fora das integrais das eqs. 5-A,B e C. Além disso, no limite  $q \rightarrow 0$  verificamos que os ter-

mos coulombianos (longitudinais) e transversais elétricos são pro-  
porcionais:

$$\langle f | \hat{T}_{JM}^{el}(q) | i \rangle = \frac{\omega}{q} \left( \frac{J+1}{J} \right)^{\frac{1}{2}} \langle f | \hat{M}_{JM}(q) | i \rangle \quad (8)$$

Em decorrência, poderemos definir os conhecidos elementos de ma-  
triz reduzida para transições elétricas,  $B(EJ)$ , os quais dependem  
apenas da estrutura nuclear e não do mecanismo inerente ao espa-  
lhamento de elétrons:

$$B(EJ) = \frac{e^2}{(2J_1+1)} \lim_{q \rightarrow 0} \left\{ \left[ \frac{1}{(2J+1)!!} \right]^2 q^{-2J} | \langle J_f | \hat{M}_J(q) | J_i \rangle |^2 \right\} \quad (9)$$

No particular caso de transições de monopolo elétri-  
co,  $E0$ , é necessário considerar um termo de ordem superior na  
expansão de  $j_J(qr)$ , ou seja,

$$j_J(qr) = \frac{(qr)^J}{(2J+1)!!} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{(qr)^2}{(2J+3)} \right\}, \text{ e para } J=0 \text{ temos}$$

$$j_0(qr) = -\frac{1}{6} (qr)^2; \text{ logo,}$$

$$B(E0) = \frac{e^2}{(2J_1+1)} \lim_{q \rightarrow 0} \left\{ 4\pi \cdot 36q^{-2} | \langle J_f | \hat{M}_0(q) | J_i \rangle |^2 \right\} \quad (10)$$

As transições de  $E0$  são particularmente importantes, principal-  
mente quando estão associadas à Ressonância Gigante de Monopolo.  
Medindo-se  $B(E0)$ , poderemos obter a frequência de vibração do  
modo monopolár e, conseqüentemente, determinar a compressibilidade  
de nuclear; esta informação é importante, notadamente na elabora-  
ção de modelos a respeito da natureza das estrelas de nêutrons.

Os fatores de forma definidos através das equações 3  
e 4 podem ser expressos em função dos B's:

$$F_L^2(q) = \sum_{J=0}^{\infty} \frac{q^{2J}}{[(2J+1)!!]^2} B(CJ, q) \quad (11)$$

$$F_T^2(q) = \sum_{J=1}^{\infty} \left( \frac{J+1}{J} \right) \frac{q^{2J}}{[(2J+1)!!]^2} [B(EJ, q) + B(MJ, q)] \quad (12)$$

Um dos principais objetivos de uma investigação expe-  
rimental de  $(e, e')$  é a determinação dos B's, nos quais está con-  
tida toda a informação da estrutura nuclear do nuclídeo alvo. A  
forma mais usual, para a delineação do B's, é através de medi-  
das de  $d\sigma_{e, e'} / d\Omega_e$ , em função de  $q$ , para um determinado nível  
nuclear ( $\omega$  fixo). Ajustando-se os pontos do gráfico  $(d\sigma_{e, e'} / d\Omega_e) \times q$ ,  
que são proporcionais a  $F^2(q) \times q$ , via um dado modelo nuclear  
extraímos o B associado à excitação do nível nuclear em ques-  
tão. As Refs. 1-3 são excelentes resenhas de  $(e, e')$ , em particu-  
lar a Ref. 3, onde um grande número de exemplos são discutidos.  
Contudo, selecionamos para esta discussão um caso bastante repre-  
sentativo. Na Fig. 2 temos as seções de choque de espalhamento  
inelástico de elétrons de 248,2 e 502,0 MeV, em função de  $q$ , que  
levaram à excitação do primeiro nível do  $^{208}\text{Pb}^{(4)}$ : o nível vibra-  
cional  $3^-(2,61 \text{ MeV})$ . Com base no formalismo acima descrito ve-  
rificamos que a seção de choque obtida (Fig. 2) é proporcional a  
(na região de  $q$ 's pequenos)

$$\sigma_M q^6 B(E3), \text{ onde } B(E3) \equiv \frac{7}{4\pi} \left| \int r^3 \rho_{tr}(r) dr \right|^2.$$

A densidade de carga de transição para o primeiro nível excitado

do  $^{208}\text{Pb}$ ,  $\rho_{\text{tr}}(r)$ , que melhor ajustou os pontos da Fig. 2, é mostrada na Fig. 3 juntamente com resultados teóricos obtidos em RPA<sup>5,6</sup>.

Contrariamente ao que ocorre com as vibrações, os níveis de uma banda rotacional são muito pouco espaçados (espaçamentos da ordem de centenas de KeV). Desta forma, o estudo experimental desses níveis requer resolução muito boa, conforme pode ser constatado através dos resultados de espalhamento elástico e inelástico do  $^{152}\text{Sm}$ <sup>7</sup>, levando à excitação dos níveis rotacionais  $2^+(0,122 \text{ MeV})$  e  $4^+(0,367 \text{ MeV})$  - Fig. 4. Resultados como esse demonstram a grande habilidade do espalhamento de elétrons em funcionar como um "microscópio", para a localização espacial das densidades de transição.

A categoria de experimentos que mais prosperou em quantidade/qualidade e relevância científica, nos últimos 15 anos, foi a de espalhamento de elétrons no contínuo, notadamente na região de energias de excitação das ressonâncias gigantes multipolares e, mais recentemente, da ressonância nucleônica  $\Delta$  (Fig. 5). Contudo, o problema mais sério, e incontornável, na obtenção da seção de choque de excitação nuclear é o da subtração do fundo de origem radiativa (a "cauda de radiação") que, para núcleos pesados, chega a ser algumas ordens de grandeza maior que essa seção de choque (nuclear), conforme ilustrado na Fig. 6 para a reação  $^{238}\text{U}(e,e')$ . Por outro lado, quando se deteta o elétron espalhado em coincidência com a partícula que decai, o fundo radiativo é literalmente removido: discutiremos "coincidências" a seguir. Mas antes, convém lembrar outras limitações das reações  $(e,e')$  inclusivas: por exemplo, sem a detecção da partícula que decai da ressonância gigante (RG) que foi excitada, não há como obter in-

formações completas para o estudo das funções de onda das RG. Além disso, é difícil diferenciar excitações de E0 das de E2 uma vez que a dependência em  $q$  dos fatores de forma é basicamente a mesma para E0 e E2.

3B)  $(e,e'x)$  - EXCLUSIVO (coincidência)

A seção de choque para espalhamento de um elétron de um estado inicial (com momento  $\vec{k}_1$ ) a um estado final ( $\vec{k}_2$ ) e com a emissão de uma partícula  $x$  pelo núcleo é dado por<sup>8</sup>) (cinemática representada na Fig. 7):

$$d\sigma = \frac{2\pi}{\left(\frac{1}{\Omega} \frac{k_1}{E_e}\right)} \delta(W_f - W_i) \sum_i \sum_f |\langle f | H | i \rangle|^2 \frac{\Omega dk_2}{(2\pi)^3} \frac{\Omega d\vec{p}_x}{(2\pi)^3} \quad (13)$$

o sistema de referência é o de laboratório onde  $\Omega$  é o volume de normalização;  $\frac{\Omega dk_2}{(2\pi)^3}$  e  $\frac{\Omega d\vec{p}_x}{(2\pi)^3}$  dão os espaços de fase das partículas finais ( $\underline{e}'$  e  $\underline{x}$ , respectivamente);  $\left(\frac{1}{\Omega} \frac{k_1}{E_e}\right)$  é o fluxo incidente;  $W_i$  e  $W_f$  representam as energias totais inicial e final do sistema, e  $\sum_i$  indica que se está tomando uma média sob todos os estados iniciais. Em aproximação de Born (troca de um fóton), os elementos de matriz da Hamiltoniana de interação eletromagnética,  $H$ , são dados por

$$\langle f | H | i \rangle = - \int d\vec{r} \langle \vec{k}_2 | j_\mu(\vec{r}) | \vec{k}_1 \rangle \frac{4\pi\alpha}{\Delta_\mu^2} \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | j_\mu(\vec{r}) | i_A \rangle \quad (14)$$

onde:  $\Delta_\mu = (\vec{q}, i\omega) = k_{1\mu} - k_{2\mu}$ ;  $j_\mu$  é a corrente nuclear;  $|i_A\rangle$  é o estado inicial dos  $A$  nucleons do núcleo e  $|f_{A-1}, \vec{p}_x\rangle$  o estado final dos  $A-1$  nucleons mais a partícula emitida. Para os ele

mentos de matriz da corrente de elétrons  $j_\mu$  temos que

$$\langle \vec{k}_2 | \vec{j}_\mu(\vec{r}) | \vec{k}_1 \rangle = \frac{1}{\Omega} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) \bar{u}(\vec{k}_2) \gamma_\mu u(\vec{k}_1) \quad (15)$$

sendo  $u$  o spinor de Dirac. Substituindo em (14):

$$\langle f | H | i \rangle = -\frac{i}{\Omega} \bar{u}(\vec{k}_2) \gamma_\mu u(\vec{k}_1) \frac{4\pi\alpha}{\Delta_\mu^2} \int d\vec{r} \exp(i\vec{q} \cdot \vec{r}) \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\mu(\vec{r}) | i_A \rangle ;$$

uma vez que  $|i_A\rangle$  e  $|f_{A-1}, \vec{p}_x\rangle$  são auto-estados do momento é possível fazer a integração em  $\vec{r}$ , resultando em (os detalhes encontram-se na Ref. 8):

$$\langle f | H | i \rangle = -4\pi\alpha \frac{\delta(\vec{p}_x + \vec{S}', \vec{q} + \vec{S})}{\Delta_\mu^2} i \bar{u}(\vec{k}_2) \gamma_\mu u(\vec{k}_1) \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\mu(0) | i_A \rangle \quad (16)$$

onde  $\vec{S}$  e  $\vec{S}'$  são os momentos do núcleo inicial e final (residual), respectivamente. Substituindo (16) em (13) (lembrando que  $\omega = E_e - E_{e'}$ ):

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e d\Omega_x d\omega} = \frac{2\alpha^2}{\Delta_\mu^4} \frac{k_2}{k_1} \frac{p_x E_x}{M} N \quad (17)$$

onde  $N = \eta_{\mu\nu} W_{\mu\nu}$  foi decomposto em uma parte,  $\eta_{\mu\nu}$ , que contém apenas a cinemática e outra,  $W_{\mu\nu}$ , de estrutura nuclear:

$$\eta_{\mu\nu} = k_{1\mu} k_{2\nu} + k_{2\mu} k_{1\nu} + \frac{1}{2} \Delta_\mu^2 \delta_{\mu\nu}$$

e

$$W_{\mu\nu} = \Omega^2 \sum_{\vec{I}} \sum_{\vec{F}} \delta(p_{x\mu} + S'_\mu - \Delta_\mu - S_\mu) \cdot \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\mu(0) | i_A \rangle \langle f_{A-1}, \vec{p}_x | J_\nu(0) | i_A \rangle^* \quad (E) \quad (18)$$

sendo  $S_\mu^2 = S^2 - E^2 = -M^2$ ;  $M$  e  $E$  massa e energia do núcleo inicial.  $W_{\mu\nu}$ , que é um tensor de segunda ordem, pode ser reescrito em termos de quatro fatores de forma generalizados,  $W_{1,2,3,4}$ , todos escalares e funções de quatro escalares independentes:  $\Delta_\mu^2$ ,  $q \cdot S$ ,  $q \cdot p_x$  e  $p_x \cdot S$ . Portanto<sup>8)</sup>:

$$W_{\mu\nu} = \delta_{\mu\nu} W_1 + \frac{S_\mu S_\nu}{M^2} W_2 + \frac{\frac{1}{2}(S_\mu p_{x\nu} + p_{x\mu} S_\nu)}{-p_x \cdot S} W_3 + \frac{p_{x\mu} p_{x\nu}}{m^2} W_4 \quad (19)$$

$m$  é a massa da partícula emitida ( $p_{x\mu}^2 = -m^2$ ).

No sistema de referência de laboratório, onde o núcleo inicial encontra-se em repouso ( $S_\mu = \delta_{\mu 4} iM$ ), é mais conveniente redefinir um novo conjunto de fatores de forma que incluam os já conhecidos fatores de forma longitudinal e transversal do espalhamento inelástico de elétrons inclusivo ( $e, e'$ ):

$$N = V_L(\vartheta_{e'}) W_L + V_T(\vartheta_{e'}) W_T + V_I(\vartheta_{e'}, \varphi_x) W_I + V_S(\vartheta_{e'}, \varphi_x) W_S \quad (20)$$

onde os novos fatores de forma são:

$$\left. \begin{aligned} W_L &= \frac{-q^2}{\Delta_\mu^2} W_1 + \frac{q^4}{\Delta_\mu^4} \left( W_2 + C W_3 + \frac{E_x^2}{m^2} C^2 W_4 \right) \\ W_T &= 2W_1 \\ W_I &= \frac{-p_x}{E_x} \cdot \frac{q^2}{\Delta_\mu^2} \sin^2 \vartheta_x \left( W_3 + \frac{2E_x^2}{m^2} C W_4 \right) \\ W_S &= \frac{p_x^2}{m^2} \sin^2 \vartheta_x W_4 \\ C &= 1 - \left( \frac{\omega p_x}{q E_x} \right) \cos \vartheta_x \end{aligned} \right\} \quad (21)$$



e os fatores cinemáticos:

$$\left. \begin{aligned}
 V_L(\vartheta_{e'}) &= \frac{\Delta_U^4}{q} \beta \\
 V_T(\vartheta_{e'}) &= \frac{\Delta_U^2}{2q^2} (\beta + q^2) \\
 V_I(\vartheta_{e'}, \varphi_x) &= (E_e + E_{e'}) \left[ V_L(\vartheta_{e'}) \frac{\Delta_U^2}{2q^2} \right]^{\frac{1}{2}} \cos \varphi_x \\
 V_S(\vartheta_{e'}, \varphi_x) &= \frac{\Delta_U^2}{2q^2} (2\beta \cos \varphi_x + q^2) \\
 \beta &= 2k_1 k_2 \cos^2 \left( \frac{\vartheta_{e'}}{2} \right)
 \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Além dos termos longitudinal e transversal ( $V_L W_C$  e  $V_T W_I$ ) de  $(e, e')$ , na seção de choque para  $(e, e'x)$  temos duas contribuições adicionais:  $V_S W_S$ , resultante do termo de corrente que é proporcional à componente transversal de  $\vec{p}_x$ , e  $V_I W_I$ , devido à interferência entre a interação Coulombiana e a transversal.

A dependência, em particular, de cada uma das funções cinemáticas (os  $V$ 's - eq. 22) nas variáveis cinemáticas ( $E_e, E_{e'}, \vartheta_{e'}, \varphi_x$ ) possibilita a determinação das funções de estrutura (as  $W$ 's - eq. 21) as quais contém toda a informação disponível acerca da estrutura nuclear. A dependência explícita dos termos  $V_I W_I$  e  $V_S W_S$  no ângulo azimutal  $\varphi_x$  (ver Fig. 7), mostra que poderemos ter acesso a esses termos somente através de experimentos exclusivos (coincidência). Contudo, devemos enfatizar que a riqueza das informações proveniente de experimentos em coincidência, não se origina apenas do fato de que se obtém um conhecimen

to mais completo dos mecanismos de excitação, ou de que a cauda da radiação é removida. Ela, a riqueza das informações, também se origina da possibilidade de explorar os diferentes caminhos seguidos pelo sistema em direção ao equilíbrio.

#### 4. CASOS EXEMPLARES DE EXPERIMENTOS EXCLUSIVOS

Embora em pequeno número, os resultados de  $(e, e'x)$  disponíveis são suficientes para atestar cabal e didaticamente as potencialidades desse tipo de investigação. A escassez de resultados é decorrência do fato de que, atualmente, apenas dois laboratórios possuem acelerador de elétrons CW (100% de "duty factor"): Illinois e Mainz. Além disso, mesmo esses dois únicos Linacs-CW não estão funcionando a pleno vapor, visto que grande parte do "tempo de máquina" está sendo utilizada para o desenvolvimento e/ou "upgrade" desses Linacs.

O primeiro Linac-CW a entrar em funcionamento, na década de 70, foi o Recyclotron supercondutor da Universidade de Stanford. Os primeiros dados de  $(e, e'x)$  foram obtidos a partir de 1978 e o trabalho foi por nós concluído em 1980: a reação investigada foi  $^{12}\text{C}(e, e'p)^{11}\text{B}$  na região das ressonâncias gigantes<sup>9)</sup>. Apresentaremos este trabalho em primeiro lugar por ter sido, até então, único no gênero e ter possibilitado o desenvolvimento de técnicas que agora são utilizadas em Mainz e Illinois. Infelizmente, o Recyclotron de Stanford foi desativado, para Física Nuclear, em 1983.

4.1.  $^{12}\text{C}(e, e'p)$ 

O decaimento por emissão de prótons da Ressonância Gigante de Dipolo (RGD) do  $^{12}\text{C}$  foi investigado, em Stanford, através de medidas de coincidência em dois canais<sup>9,10</sup>):  $^{12}\text{C}(e, e'p_0)^{11}\text{B}(\text{g.s.})$  e  $^{12}\text{C}(e, e'p_1)^{11}\text{B}(2,1 \text{ MeV})$ , para dois momentos transferidos. Alguns espectros de prótons, para várias energias de excitação  $\omega$ , são mostrados na parte superior da Fig. 8; na parte inferior dessa mesma figura temos as seções de choque inclusiva para  $^{12}\text{C}(e, e')$ , e a seção de choque de coincidência  $^{12}\text{C}(e, e'p)$ : a supressão da cauda de radiação, quando se impõe coincidência entre  $e'$  e  $p$ , é notável. Uma inspeção das funções de excitação para os dois canais de decaimento,  $p_0$  e  $p_1$ , indica que essas funções são dominadas por estados diferentes na RGD do  $^{12}\text{C}$ . O estudo da dependência com  $\omega$  dos yields de  $p_0$  e  $p_1$ , e a variação das correlações angulares (Fig. 9) com  $q$ , sugerem que a configuração dominante  $d_{5/2}(p_{3/2})^{-1}$  da RGD é a responsável por decaimentos no canal  $p_0$ , enquanto que um segundo estado, provavelmente a configuração de spin-flip  $d_{3/2}(p_{3/2})^{-1}$ , decai via o canal  $p_1$  e aumenta sua intensidade com o aumento de  $q$ . A constatação da existência desses dois "doorways" da RGD só foi possível num experimento a cinemática completa, como o descrito acima, utilizando elétrons como projéteis (absorção de fótons virtuais).

De fato, cálculos microscópicos<sup>11,14</sup> mostram que a seção de choque para absorção de fótons reais, pelo  $^{12}\text{C}$ , deve estar concentrada em um único estado dominado pela configuração  $d_{5/2}(p_{3/2})^{-1}$  em  $\omega = 23 \text{ MeV}$ . Assim, as funções de excitação para  $p_0$  e  $p_1$  deveriam exibir a mesma dependência com  $\omega$  - mas isto não

ocorre (ver Fig. 8); o yield de  $p_0$  tem pico em  $\sim 23 \text{ MeV}$  enquanto que o de  $p_1$  apresenta um máximo em  $\sim 24.5 \text{ MeV}$ . Essa diferença não pode ser atribuída a "efeitos de barreira". Por outro lado, cálculos partícula-buraco com camada fechada<sup>11,12</sup> predizem a ocorrência de concentração de "strength" de spin-flip  $d_{3/2}(p_{3/2})^{-1}$ , no  $^{12}\text{C}$ , em  $\sim 24 \text{ MeV}$ ; contudo, esse "strength" é cerca de 1% do verificado para o estado de 23 MeV, tornando sua observação impossível em reações com fótons reais - neste particular, os elétrons como projéteis funcionam como uma lente de aumento para a observação de efeitos tão pequenos como esse.

Inúmeros outros detalhes referentes à Física Nuclear extraída desse estudo encontram-se nas refs. 9 e 10.

4.2.  $^{28}\text{Si}(e, e'p)$ 

Na esteira da metodologia experimental que desenvolvemos em Stanford, o grupo Heidelberg/Mainz iniciou um estudo sistêmico de núcleos leves, sendo o  $^{28}\text{Si}$  o primeiro já com dados preliminares. No  $^{28}\text{Si}$ , bem como em outros sistemas leves, o decaimento se processa através de muitos canais. Na Fig. 10<sup>15</sup>) temos o espectro de energia dos prótons que decaem, via  $^{28}\text{Si}(e, e'p)$ , para vários níveis discretos do  $^{27}\text{Al}$  - a "nitidez" do espectro, associada a uma cinemática muito bem determinada, nunca foi obtida antes do advento das medidas em coincidência com Linacs-CW, ou com a utilização de sondas hadrônicas.

A análise desses resultados ainda não foi concluída, mas podemos antecipar que a qualidade dos dados, exibidos na Fig. 10, permite a obtenção de informações concernentes à estrutura das excitações partícula-buraco; estas, por sua vez, propiciam o

teste de teorias de muitos corpos. Convém lembrar que em uma reação do tipo  $(e, e'p)$  medimos, basicamente, as transformações de Fourier das "funções de onda de buracos" nos núcleos. Considerando que no contínuo o próton é uma onda plana, o elemento de matriz de transição para a ejeção do próton, através da interação Coulombiana, é simplesmente proporcional a

$$\int e^{i(\vec{k}+\vec{q})\cdot\vec{r}} \varphi_1(\vec{r}) d\vec{r} ; \text{ daqui pode-se estudar a estrutura es}$$

pacial (e o "lifetime") de estados de buracos "deep-lying" e, conseqüentemente, testar hipóteses de estrutura de camadas.

#### 4.3. $^{12}\text{C}(e, e'\gamma)$

Dos experimentos em coincidência,  $(e, e'\gamma)$  é único: a reação e os canais de decaimento são, simultaneamente, eletromagnéticos. Assim, a precisão desses experimentos é "impermeável" às limitações das interações de estado final, tornando-os a sonda eletromagnética definitiva.

A primeira investigação de estrutura nuclear, utilizando  $(e, e'\gamma)$ , foi o estudo do estado de  $4,4 \text{ MeV}$  ( $J^\pi = 2^+$ ) do  $^{12}\text{C}$  <sup>16</sup>. Na Fig. 11 temos um esquema do arranjo experimental utilizado pelo grupo da Universidade de Illinois.

Esse estado ( $4,4 \text{ MeV}$ ) do  $^{12}\text{C}$  foi investigado repetidamente através de  $(e, e')$ -inclusivo, e os fatores de forma longitudinal (eq. 3) e transversal (eq. 4) foram separados, do fator de forma experimental (eq. 2), através do conhecido método de Rosenbluth. Por outro lado, a reação  $(e, e'\gamma)$  propicia um método alternativo, e mais preciso, para a separação dos fatores de for

ma através do termo de interferência  $V_I W_I$  (eq. 20); adicionalmente, e mais importante, obtém-se o "sinal relativo" entre os dois fatores de forma ( $F_L$  e  $F_T$ ). Por exemplo, determinou-se  $F_T^2/F_L^2 = 5,8 \times 10^{-3}$ ; para essa razão, o padrão quadrupolar da distribuição angular (em torno do eixo  $q$ ), para  $F_T^2 = 0$ , roda de  $2,3^\circ$ . O sentido de rotação é horário (curva tracejada da Fig. 13) se  $F_T$  e  $F_L$  tiverem o mesmo sinal, e anti-horário se tiverem sinais diferentes. Neste particular, o estudo deste estado do  $^{12}\text{C}$  constituiu a aplicação não trivial mais simples da reação  $(e, e'\gamma)$  em coincidência. Foi observada, nitidamente, uma rotação no sentido horário (curva cheia da Fig. 13), mostrando que o sinal relativo é negativo. Essa fase indica que o fator de forma transversal, para  $q$ 's pequenos, é dominado pela corrente de convecção, em consonância com o que foi determinado teoricamente <sup>21</sup>).

Finalmente, os dados exibidos na Fig. 13 demonstram, de forma convincente, que distribuições angulares podem ser obtidas com altíssima precisão; mais ainda, ficou evidente que misturas ínfimas do fator de forma transversal, no fator de forma total, podem ser percebidas e quantificadas.

Estudos pilotos em Illinois, ainda não publicados, demonstraram a exequibilidade em se isolar o fator de forma  $E2/M1$  no estado de  $6,33 \text{ MeV}$  do  $^{15}\text{N}$ . Essa transição, bem como inúmeras outras em sistemas nas proximidades de núcleos de camadas duplamente fechadas, são fundamentais na elucidação de questões de "muitos corpos no núcleo", tais como o problema da "polarização de caroço". Em energias mais altas, a utilização de  $(e, e'\gamma)$  é decisiva para se isolar, sem ambigüidades, o fator de forma quadrupolar longitudinal (de carga) do delta no núcleo e no nucleon propriamente dito. Essa medida pode determinar a distorção da "nu-

cleon bag" quando esta estiver livre ou imersa no meio nuclear.

#### 4.4. $^{238}\text{U}(e, e' f)$

Escolhemos este último exemplo por duas razões. Em primeiro lugar, é um núcleo do extremo superior da Tabela Periódica onde o canal de fissão é apreciável. Em segundo lugar, devido à natureza controvertida do decaimento por fissão de Ressonância Gigante de Quadrupolo isoescalar (RGQ) nos actinídeos, e em particular no  $^{238}\text{U}$  (na Ref. 22 apresentamos um apanhado global desse problema).

Uma medida em coincidência do tipo  $(e, e' f)$  não permite uma separação multipolar, sem ambigüidades, dos fatores de forma porque, para energias de excitação  $\omega \gtrsim 8$  MeV as correlações angulares são isotrópicas. Recentemente<sup>20)</sup>, ainda na fase de resultados preliminares, o grupo Mainz/Giessen mediu  $(e, e' f)$  para o  $^{238}\text{U}$  e  $^{235}\text{U}$ , utilizando o MAMI (CW-Mainz-Microton). A grande contribuição desse grupo foi o desenvolvimento de um método que permite a decomposição multipolar, da seção de choque de  $(e, e' f)$ , independente de modelo.

Na Fig. 14 temos os espectros de fissão decompostos segundo E1, E2/E0 e E3. No espectro E2/E0, o pico em 10 MeV corresponde às transições de E2; enquanto que E0 tem um máximo em ~ 14 MeV. A concentração de "strength-E2", entre 8 e 12,2 MeV, é de aproximadamente 28% da regra da soma de E2 ponderada em energia (EWSR). Para entender a importância desse resultado é necessário lembrar alguns resultados anteriores. O primeiro estudo experimental do decaimento por fissão da RGQ no  $^{238}\text{U}$  foi concluído, neste Laboratório, em 1977; deduzimos uma intensidade-E2

de ~ 50% da EWSR entre 5 e 20 MeV, somente para o canal de fissão, em contraste com o bem estabelecido 22% de intensidade-E1. Esse resultado, de certa forma inesperado, sugere que o decaimento por fissão da RGQ deve se processar via uma componente direta apreciável. A publicação desse resultado em 1978<sup>23)</sup> induziu um surto de experimentos em inúmeros laboratórios do exterior (Giessen, Stanford, Berkeley, Illinois, Groningen e Indiana), cujo objetivo era o de determinar a intensidade-E2 na fissão do  $^{238}\text{U}$ ; foram utilizados projéteis hadrônicos ( $\alpha$  e  $^6\text{Li}$ ) e eletromagnéticos (vide resenha na Ref. 22) - os resultados, incluindo os nossos, situam-se entre 0% e 50% de intensidade-E2 (!!).

O experimento realizado em Mainz é o mais completo em todos os aspectos: cinemática, resolução, estatística de contagens e análise dos dados (independente de modelo). Incluindo-se a intensidade-E2 localizada abaixo de 8 MeV, e de 12,2 a ~ 16 MeV, o valor acima mencionado de 28% eleva-se a ~ 40%, bem próximo (considerando-se as incertezas) ao valor que obtivemos neste Laboratório (~ 50%) através de um experimento inclusivo com bem maiores limitações<sup>23)</sup>.

#### 5. COMENTÁRIOS FINAIS

As características comuns a todos os exemplos (medidas em coincidência) aqui comentados são:

(1ª) supressão da cauda de radiação (e de outros backgrounds);

(2ª) possibilidade de estudo de canais de decaimento individuais com grandes detalhes;

(3ª) possibilidade de decompor as seções de choque segundo as contribuições de multipolaridades individuais, através da análise de distribuições angulares.

Finalmente, é desnecessário enfatizar a necessidade de construção de Linacs-CW. É consenso, da comunidade científica internacional, que na próxima década os laboratórios (que desenvolvem Física Foto- e Eletronuclear) que abrigam Linacs convencionais, de baixo "duty cycle", estarão condenados a desenvolver projetos de pesquisa de relevância científica duvidosa.

## REFERÊNCIAS

- (1) T. de Forest e J.D. Walecka, Adv. Phys. 15, 1 (1966).
- (2) H. Überall, "Electron Scattering from Complex Nuclei", Academic Press, New York (1971) - 2º vol.
- (3) T.W. Donnelly e J.D. Walecka, Ann. Rev. Nucl. Sc. 25, 329 (1975).
- (4) J.H. Heisenberg e I. Sick, Phys. Lett. B32, 249 (1970).
- (5) V. Gillet et al., Phys. Lett. 11, 44 (1964); Nucl. Phys. 88, 321 (1966).
- (6) J. Blomqvist, Phys. Lett. B28, 22 (1968).
- (7) W. Bertozzi et al., Phys. Rev. Lett. 28, 1711 (1972).
- (8) T. de Forest, Annals of Physics 45, 365 (1967).
- (9) J.R. Calarco, A.M. Sandorfi, J.D.T. Arruda-Neto et al., Workshop on Nuclear Structure with Medium Energy Probes, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, USA, Janeiro/80.
- (10) J.R. Calarco, K. Wienhard, J.D.T. Arruda-Neto et al., Phys. Lett. B146, 179 (1984).
- (11) N. Vinh-Mau e G.E. Brown, Nucl. Phys. 29, 89 (1962).
- (12) T.W. Donnelly, Phys. Rev. C1, 833 (1970).
- (13) J. Birkholz, Nucl. Phys. A189, 385 (1972).
- (14) D.G. Mavis, Ph.D. Thesis, Stanford University, 1977 (não publicado).
- (15) K.T. Knopfle - comunicação particular.
- (16) C.N. Papanicolas et al., Phys. Rev. Lett. 54, 26 (1985).
- (17) R. Pitthan et al., Phys. Rev. C21, 28 (1980).
- (18) J. van der Plicht et al., Phys. Rev. Lett. 42, 1121 (1979), e Nucl. Phys. A346, 349 (1980).
- (19) R.G. Allas et al., Nucl. Phys. 58, 122 (1964).

- (20) U. Kneissl e H. Ströher - comunicação particular.
- (21) D. Cha, Phys. Rev. C21, 1672 (1980).
- (22) J.D.T. Arruda Neto et al., Nucl. Phys. A349, 483 (1980) e Nucl. Phys. A389, 378 (1982).
- (23) J.D.T. Arruda Neto et al., Phys. Rev. C18, 863 (1978).

#### LEGENDAS DAS FIGURAS

Fig. 1 - Cinemática do espalhamento inelástico de elétrons inclusivo, onde apenas o elétron espalhado é observado. O núcleo residual (S') e o nucleon emitido (X) não são observados.

Fig. 2 - Seções de choque do espalhamento inelástico (e,e') para o primeiro estado excitado do  $^{208}\text{Pb}^{4)}$ . Os dados foram obtidos para elétrons incidentes de 248,2 e 502,0 MeV.

Fig. 3 - Densidade de carga de transição para o primeiro estado excitado do  $^{208}\text{Pb}^{4)}$ , deduzida a partir dos resultados experimentais mostrados na Fig. 2. As curvas tracejadas são cálculos em RPA<sup>5,6)</sup>.

Fig. 4 - Fatores de forma elástico ( $0^+$ ) e inelástico ( $2^+, 4^+$ ) para a banda rotacional do estado fundamental do  $^{152}\text{Sm}^{7)}$ .

Fig. 5 - Representação pictórica da seção de choque total de fotoabsorção nuclear.

Fig. 6 - Seção de choque diferencial, em função da energia de excitação  $\omega$ , para espalhamento inelástico inclusivo de elétrons<sup>17)</sup> e de alfas<sup>18)</sup>. Em ambos os casos o background é bastante intenso (observe a supressão da escala no espectro de elétrons).

Fig. 7 - Cinemática da reação  $A(e,e'x)B$  - espalhamento inelástico de elétrons exclusivo (em coincidência).

Fig. 8 - Parte superior: uma amostra de 3 espectros de prótons em coincidência, para vários  $\omega$  com  $\Delta\omega = 150$  keV. O parâmetro  $\eta$  é a eficiência relativa do canal-elétron. Os backgrounds, originados de coincidências acidentais, estão representados pelas linhas cheias. Parte inferior: comparação entre as seções de choque para  $^{12}\text{C}(e,e')$  e  $^{12}\text{C}(e,e'p)$ , onde observa-se a supressão da cauda de radiação no espectro de coincidências.

Fig. 9 - Correlações angulares dos canais de decaimento  $p_0$  e  $p_1$  (detalhes no texto) para elétrons incidentes de energias 86 e 126 MeV. A curva tracejada foi calculada com fatores de forma teóricos<sup>12)</sup>, largura de 3 MeV para a RGD, e o coeficiente fotonuclear  $a_2$  obtido experimentalmente<sup>19)</sup>.

Fig. 10 - Distribuição de energia dos prótons emitidos na reação  $^{28}\text{Si}(e,e'p)^{27}\text{Al}$ . O decaimento para estados discretos do  $^{27}\text{Al}$  é evidente.

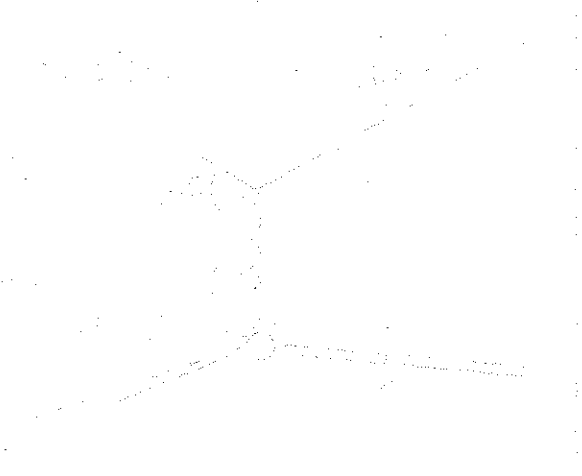
Fig. 11 - Distribuições angulares previstas, e a geometria experimental, para medidas da reação  $^{12}\text{C}(e,e'\gamma)$ .

Fig. 12 - Diagrama de níveis de energia (a) e diagramas de Feynman (b-d) relevantes para a reação  $(e,e'\gamma)$ .

Fig. 13 - Distribuição angular de  $^{12}\text{C}(e,e'\gamma)$ . As curvas correspondem a duas escolhas possíveis para a fase relativa de  $F_T/F_L$ . A concordância dos dados com a curva referente à fase negativa é óbvia.

Fig. 14 - Espectros em coincidência da reação  $^{238}\text{U}(e,e'f)$  separados, via um método independente de modelos<sup>20)</sup>, segundo os vários multipolos envolvidos.

Fig. 15 - Distribuição angular dos fragmentos de fissão provenientes da reação  $^{238}\text{U}(e,e'f)$ , para energias de excitação próximas à barreira de fissão. Na inserção mostramos o resultado de um cálculo para fissão, seguindo transições com  $L=2$ , no canal com  $K=0$  e  $M=0$ <sup>20)</sup>.



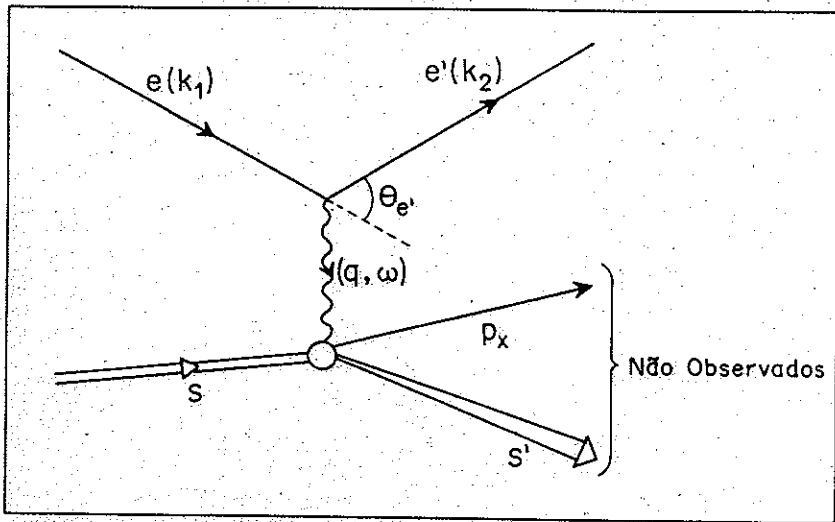


Fig. 1

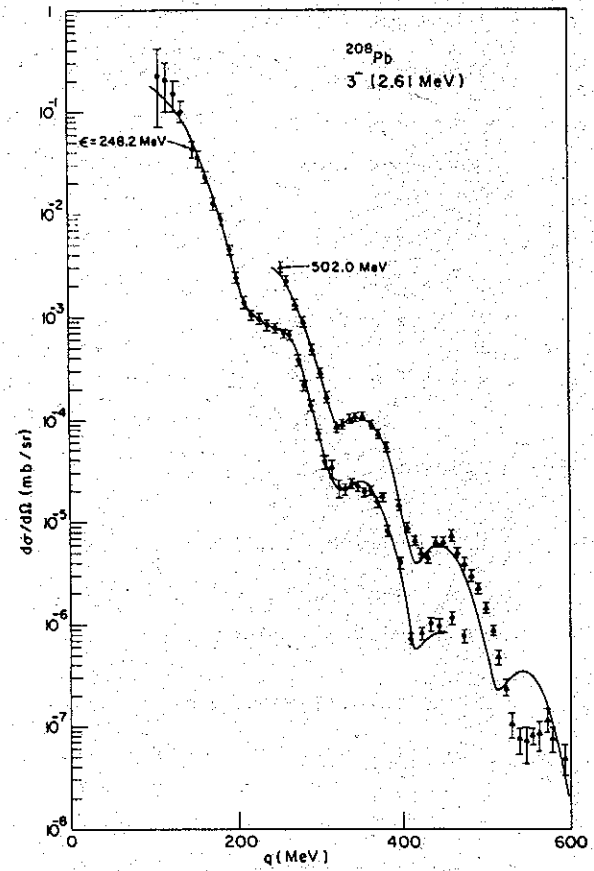


Fig. 2



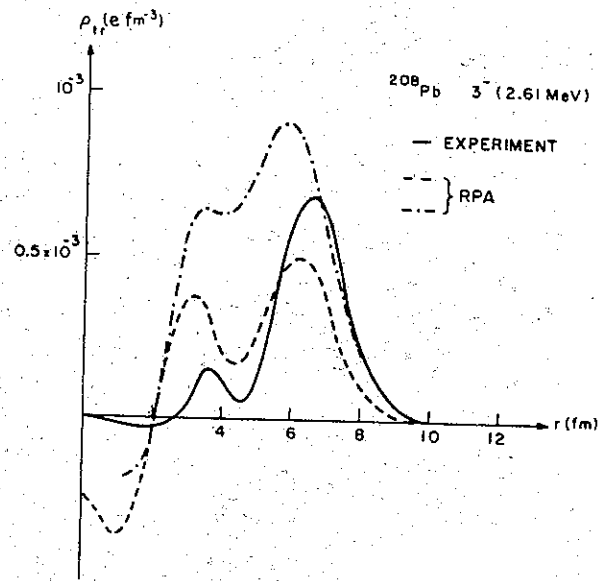


Fig. 3

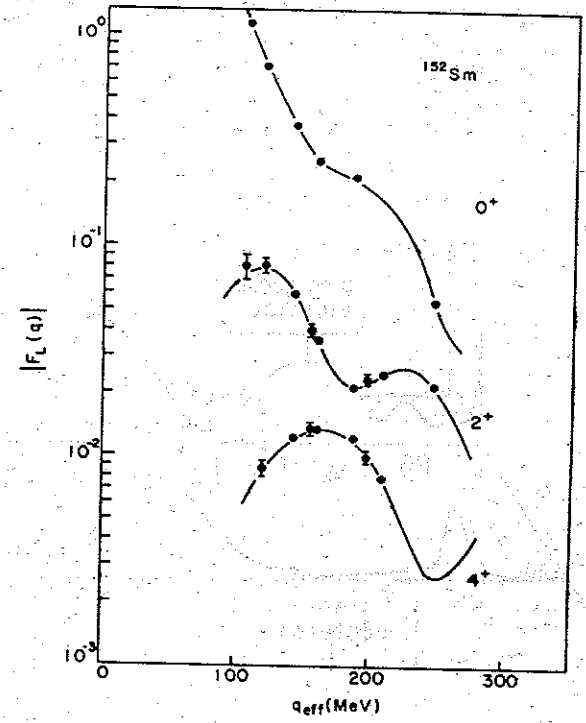
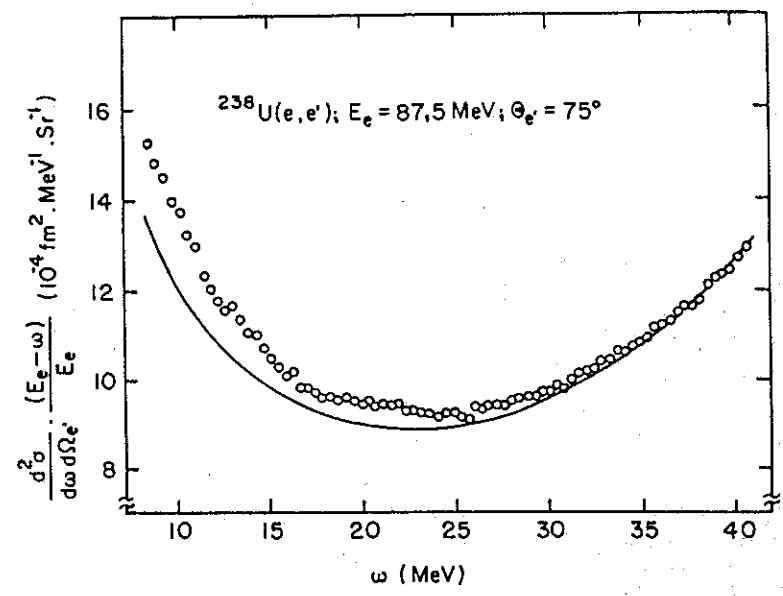
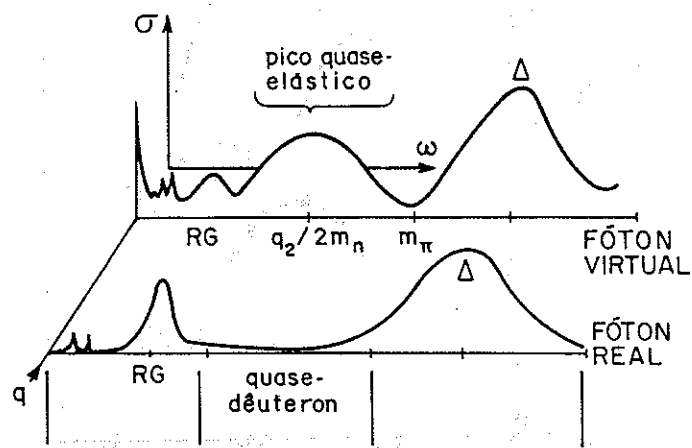
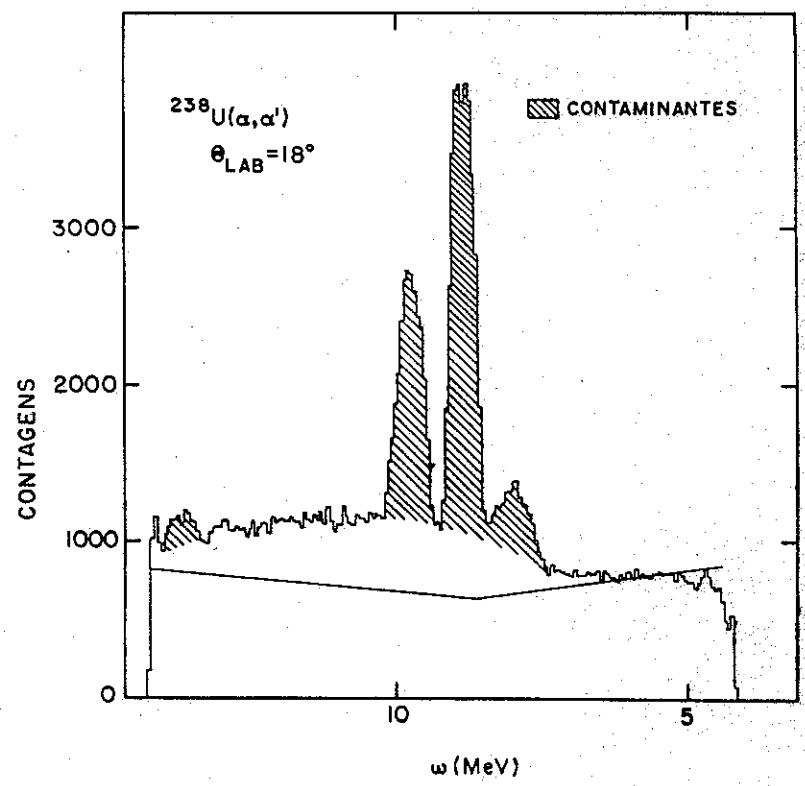


Fig. 4



- A



- B

Fig. 5

A(e, e'x)B

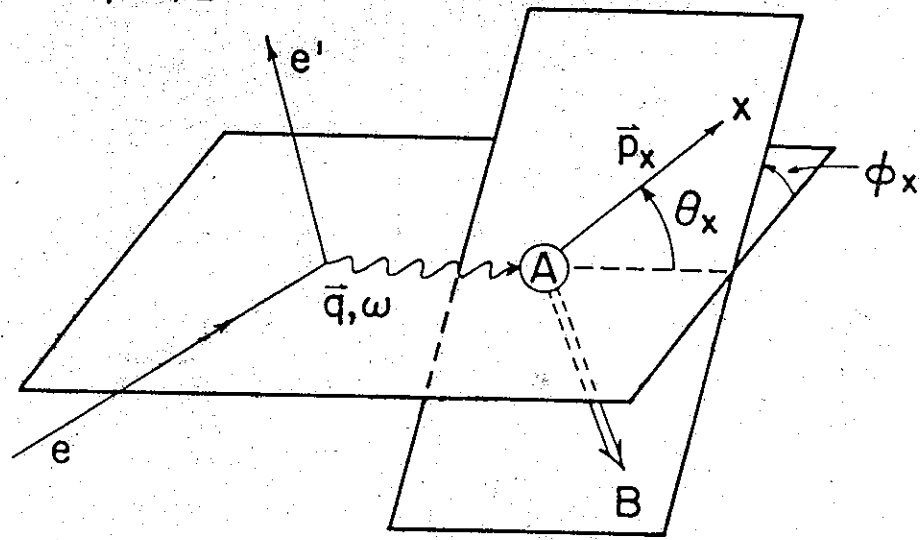


Fig. 7

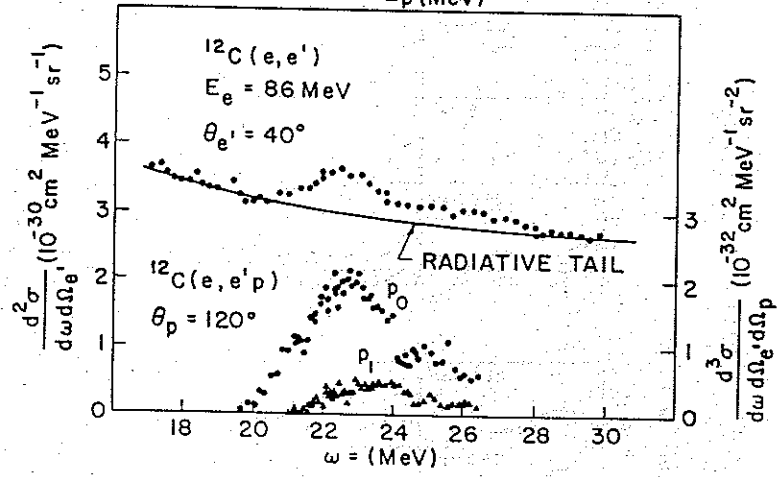
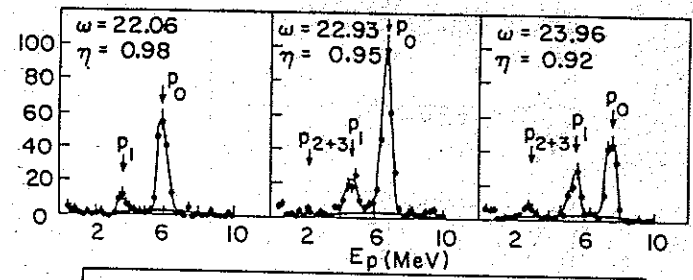


Fig. 8

$^{12}\text{C}(e, e'p) \text{ } ^8\text{B}$   $\theta_e = 40^\circ$   
 $E_e = 86 \text{ MeV}$   $E_e = 126 \text{ MeV}$

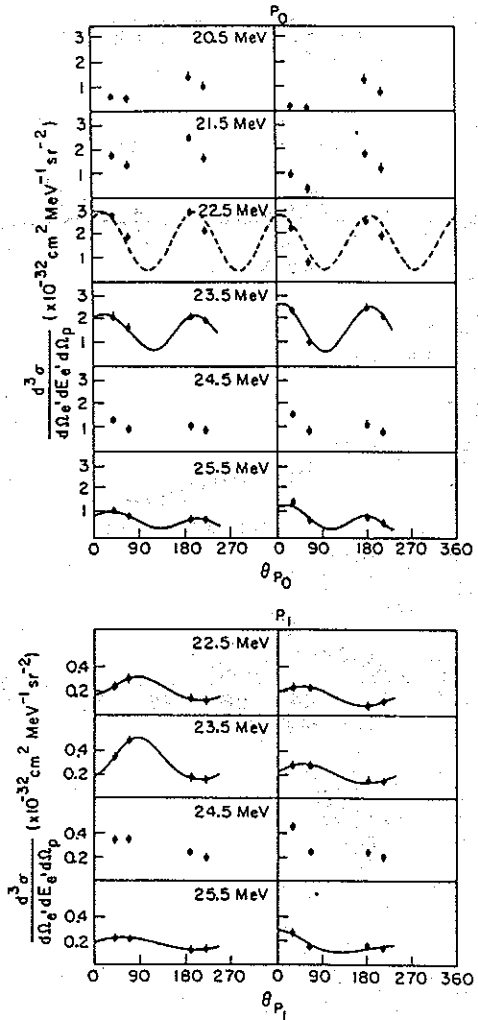


Fig. 9

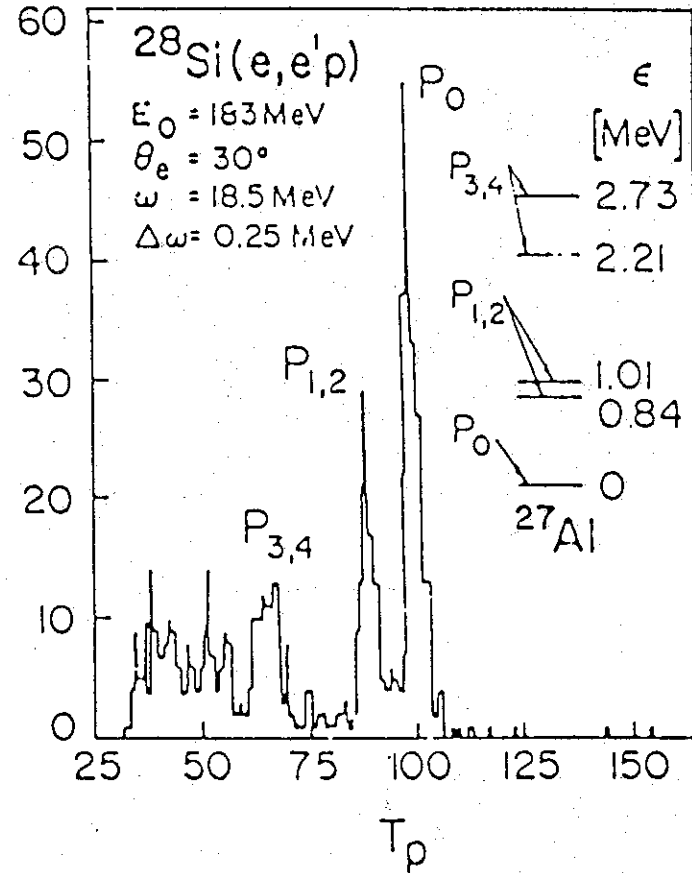


Fig. 10

$^{12}\text{C} (e, e' \gamma)$   
 $J^\pi = 2^+, E_\gamma = 4.439 \text{ MeV}$   
 $E_{\text{inc}} = 67 \text{ MeV}, \theta_e = 80^\circ$

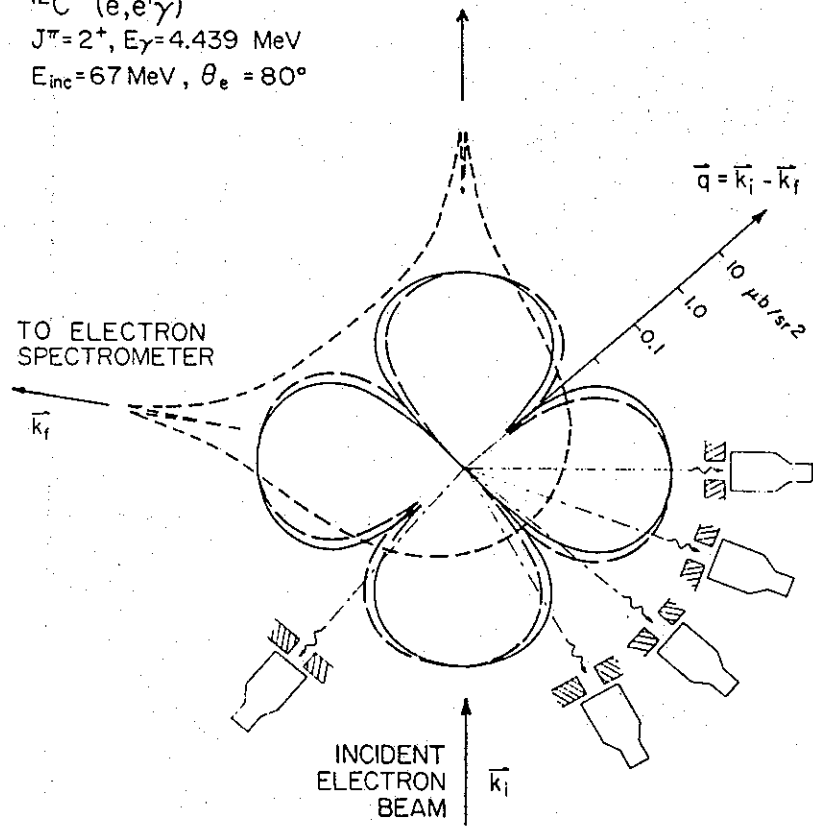


Fig. 11

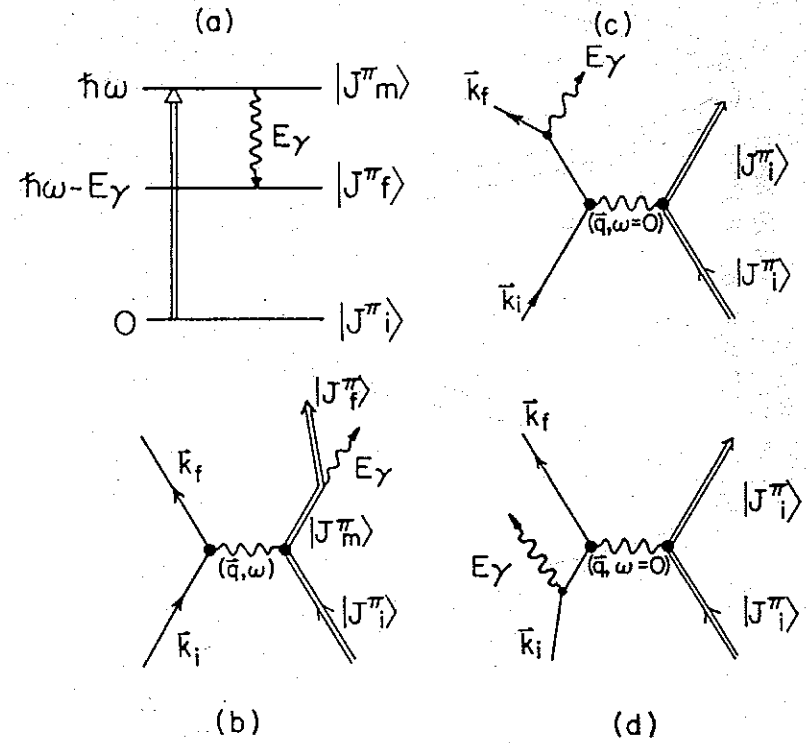


Fig. 12

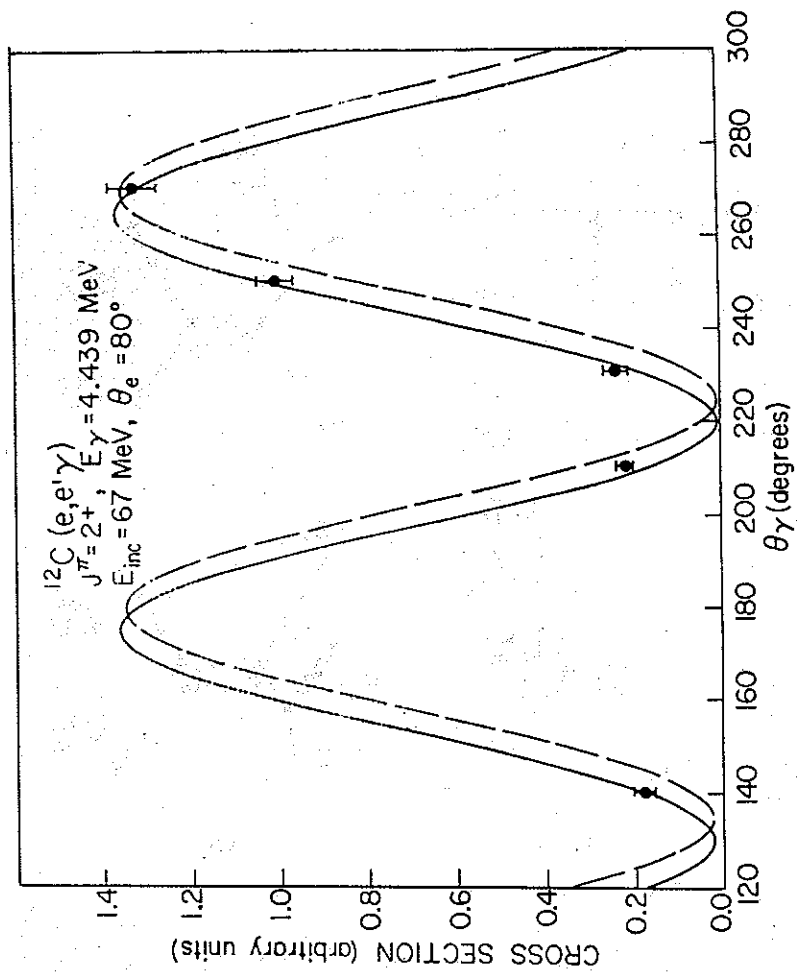


Fig. 13

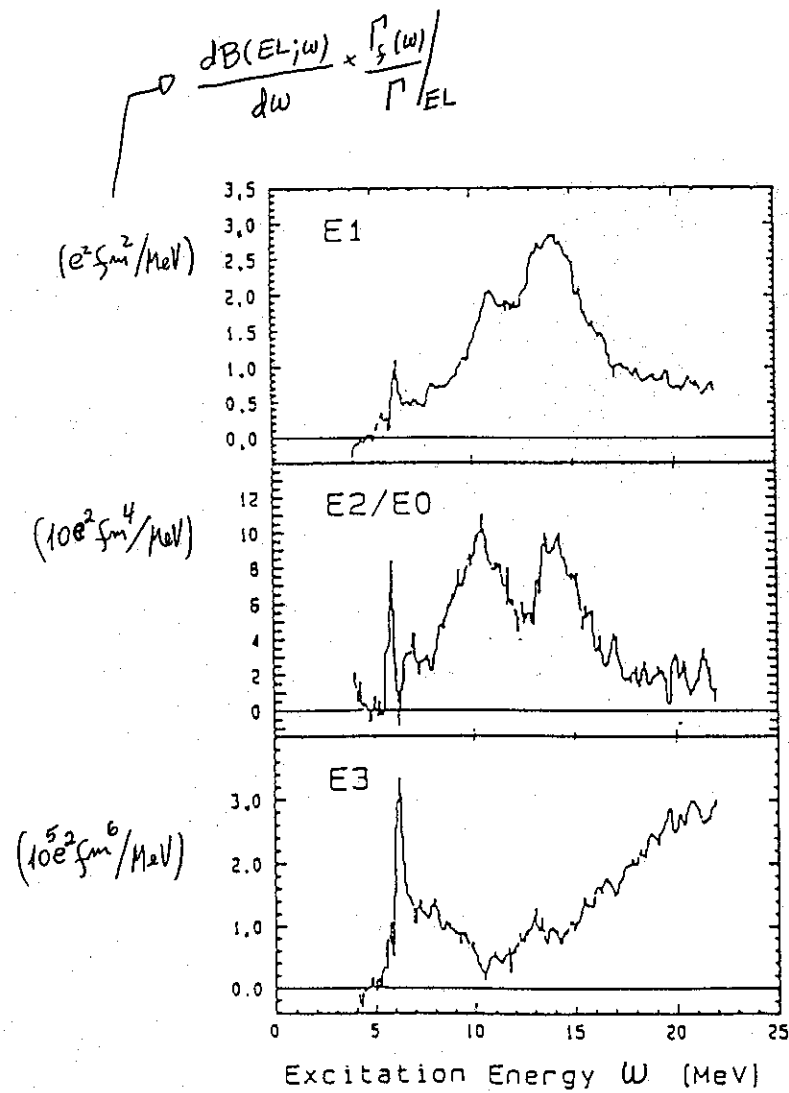


Fig. 14

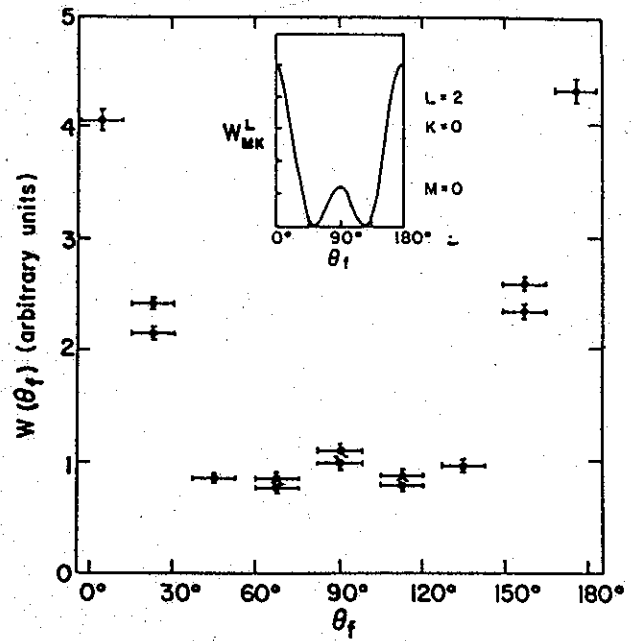


Fig. 15

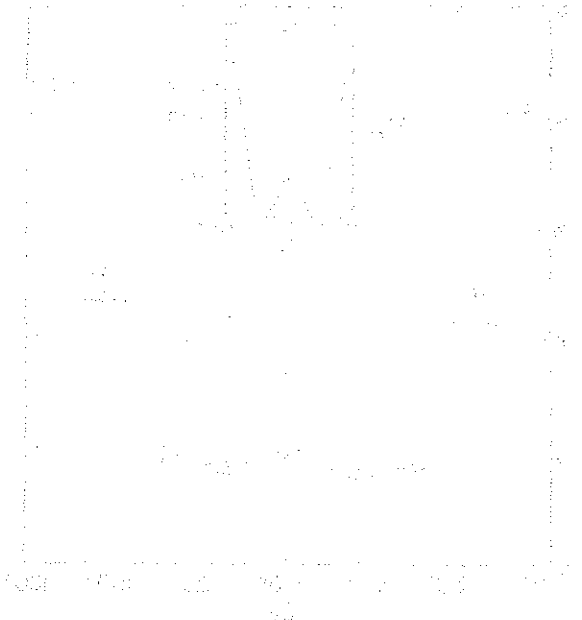


Fig. 10. 10. 10. 10. 10.

Fig. 10.