

IFUSP/P 414  
B.L.F. - USP

**UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**INSTITUTO DE FÍSICA  
CAIXA POSTAL 20516  
01000 - SÃO PAULO - SP  
BRASIL**

# publicações

IFUSP/P-414



DECAIMENTO DE RESSONÂNCIAS GIGANTES VIA ELETRO-  
EXCITAÇÃO NUCLEAR

J.D.T. Arruda Neto

Instituto de Física, Universidade de São Paulo

-Palestra proferida na sessão coordenada de "Res-  
nâncias Gigantes" da 35ª Reunião Anual da SBPC,  
Belém, Pará (1983).

Julho/1983

## DECAIMENTO DE RESSONÂNCIAS GIGANTES

## VIA ELETROEXCITAÇÃO NUCLEAR\*

J.D.T. Arruda Neto

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

## RESUMO

A relevância científica do estudo de ressonâncias gigantes, notadamente os canais de decaimento desses estados gigantes, é revista. As vantagens e limitações das pontas de prova eletromagnéticas do núcleo, comparativamente às hadrônicas, são discutidas. Exemplos selecionados da literatura, referentes à investigação das componentes multipolares de E1, M1 e E2, utilizando reações de eletrodesintegração nuclear e principalmente de eletrofissão, são apresentados. Especial ênfase é dada à análise do decaimento por fissão de ressonâncias gigantes em núcleos pesados.

## 1. INTRODUÇÃO

Um dos fenômenos mais interessantes verificados no estudo de núcleos e estrutura nuclear é a existência de ressonâncias gigantes (RG) para a fotoabsorção de multipolos particulares da radiação eletromagnética. Constituem (as RG) uma classe de movimento nuclear coletivo de pequena amplitude. Caracterizam-se por: 1) serem, quase sempre, auto-estados da Hamiltoniana nuclear tal que  $\Gamma^\dagger \ll \omega$ , onde  $\Gamma^\dagger$  é a "largura de dispersão" (spreading width) e  $\omega$  a energia, de excitação, da radiação eletromagnética; 2) exaurirem uma grande fração da regra da soma para excitação de uma oscilação particular (E1, E2, ..., com isospin fixo). Essas RG são especialmente interessantes porque parecem constituir uma propriedade bastante geral de todos os núcleos; as energias de excitação e intensidades (strengths) são predizíveis, mas o comportamento das seções de choque em função da energia pode ser modificado de um núcleo para outro dependendo das características particulares associadas com a estrutura intermediária desses núcleos. O estudo das RG reveste-se de grande importância devido à ocorrência universal das mesmas; o entendimento profundo e detalhado das propriedades das RG propiciará uma ponta de prova bastante sensível para testar qualquer modelo de estrutura nuclear<sup>1-3</sup>).

Inúmeras foram as reações utilizadas no estudo das RG, sendo as mais conhecidas: reações induzidas por fótons reais (fotodesintegração), eletrodesintegração, captura radiativa, espalhamento inelástico de elétrons e hádrons, captura- $\mu$ , captura radiativa de mésons  $\pi^-$ , etc.. Concentraremos nossa discussão nas reações com hádrons e elétrons, por terem sido estas as fontes mais profícuas de informações a respeito das RG.

\* Palestra proferida na sessão coordenada de "Ressonâncias Gigantes" da 35ª Reunião Anual da SBPC, em Belém, Pará (julho de 1983).

Sem dúvida, a principal característica (vantagem, diríamos) do estudo de RG com hadrons ( $h, h'$ ) é a possibilidade do emprego de uma grande variedade de projéteis. Assim, os estudos experimentais com espalhamento inelástico de partículas  $\alpha$  foram de grande valia na confirmação da existência da ressonância isoescalar de  $E_2$  (RGQ); devido à natureza isoescalar dessas partículas a contribuição da RG de dipolo elétrico (RGD) ao espectro de espalhamento é praticamente eliminada, possibilitando isolar a RGQ. As distribuições angulares dos hadrons espalhados, em função do momento transferido ( $q$ ), são muito nítidas e peculiares devido ao fato de que a interação é confinada a uma pequena região na superfície nuclear (esta peculiaridade foi bastante explorada na descoberta e estudo da RG de  $E_0$ <sup>4)</sup>). Contudo, os problemas e limitações dessa técnica de investigação das RG superam em muito as vantagens acima mencionadas. Além do fato da interação hadron-núcleo ser muito pouco conhecida e bastante intensa, comparativamente à interação eletromagnética, (impedindo cálculos em primeira ordem), inúmeras outras dificuldades relacionadas à obtenção e interpretação dos dados são verificadas. A primeira, e talvez a maior das dificuldades, é a decomposição do espectro de espalhamento em um "bump" ressonante (RG) mais o "continuum" (background); este, de origem nuclear, é desconhecido e a sua determinação é feita freqüentemente de forma eurística, conforme ilustrado na fig. 1. Um outro problema sério é a determinação da probabilidade reduzida de transição,  $B(EL)$ , para uma dada transição multipolar EL; esta grandeza física é de capital importância na avaliação do "strength" da transição. Contrariamente ao que se verifica em estudos com pontas de prova eletromagnéticas,  $B(EL)$  não é medido diretamente através de espalhamento inelástico de hadrons; ao invés disso, o obtido é um parâmetro de deformação  $\beta_L$  através da comparação en-

tre a seção de choque medida e a "calculada" (utilizando, via de regra, DWBA)<sup>5,6)</sup>.

Duas são as razões que tornam a interação eletromagnética ideal para o estudo da estrutura nuclear: 1ª) a interação é conhecida na medida em que a ponta de prova eletromagnética "vê" as densidades locais de carga e corrente no núcleo alvo; portanto, a estrutura nuclear pode ser examinada diretamente; 2ª) a interação é fraca, da ordem de  $\alpha$  (constante de estrutura fina), de tal forma que a ponta de prova em si não altera a estrutura do núcleo alvo. Vale ressaltar que nas reações com hadrons, frequentemente, é difícil separar o mecanismo de reação da estrutura do núcleo. A eletroexcitação nuclear tem provado ser muito útil na investigação das RG. O "aspecto bidimensional" da seção de choque de espalhamento de elétrons (variação de  $q$  com a energia de excitação  $\omega$  fixada) tem permitido o estudo de inúmeras outras características das RG do que as permitidas pela fotoexcitação (que se restringe apenas à RGD). O estudo da componente de  $M_2$ <sup>7)</sup> e a descoberta das "novas" RG são alguns dos exemplos que ilustram as potencialidades inerentes à investigação do núcleo via interação eletromagnética; outras aplicações de interesse estão descritas na ref. 8. Do ponto de vista experimental ainda é o background o mais sério; contudo, este background (que é de origem radiativa) é, em princípio, "travável", contrariamente ao que se verifica no espalhamento inelástico de hadrons (na fig. 1 mostramos uma situação típica para os dois casos mencionados). Além disso, o estudo de estados finais não-ligados (como ocorre na região de excitação das RG) através de  $(e, e')$ , e também  $(h, h')$ , é "inclusivo", ou seja, não há decomposição da seção de choque segundo as variáveis de estado final; sem a detecção da partícula que decai da RG excitada não há como obter informações completas para o estudo das

funções de onda das RG<sup>9)</sup>. Por exemplo, é difícil diferenciar excitações de E0 das de E2 uma vez que a dependência em  $q$  dos fatores de forma, para essas duas transições, é basicamente a mesma. Além disso, as funções "strength" para as várias multipolaridades são obtidas para  $q \neq \omega$ ; portanto, é necessário extrapolar os fatores de forma até o "ponto de fóton" ( $q = \omega$ ), e esta é uma longa e difícil extrapolação. É extremamente difícil medir um fator de forma em  $q = \omega$ ; freqüentemente, o aumento das correções radiativas e o tempo disponível para realizar a medida, combinados, tornam a obtenção desse dado inviável. Na eletrodesintegração,  $(e, x)$ , a situação se inverte comparativamente a  $(e, e')$ ; o produto do decaimento das RG é detectado mas integrado para todos os estados finais do elétron espalhado e, dessa forma,  $(e, x)$  também é "inclusivo".

A técnica experimental definitiva e direta seria aquela que combinasse simultaneamente  $(e, e')$  e  $(e, x)$ :  $(e, e'x)$ , onde o produto  $x$  do decaimento da RG é detectado em coincidência com o elétron espalhado; dessa forma, a experiência é cinematicamente completa. Algumas características deste poderoso método de estudo das RG são: 1) ausência completa de background na seção de choque de coincidência; convém lembrar que no espalhamento inelástico de hádrons em coincidência o background persiste. A fig. 2 apresenta resultados recentemente obtidos no Acelerador Supercondutor de Stanford<sup>10)</sup> para a reação  $^{12}\text{C}(e, e'p)$ ; a melhoria observada, em comparação com os resultados com hádrons, é flagrante; 2) possibilidade de medir energia e distribuições angulares para todos os estados finais dos canais de decaimento das RG, e para vários  $q$ 's; com isso é possível obter informações precisas dos fatores de forma para as excitações nucleares associadas aos parâmetros de um dado estado final. O estudo das ressonâncias gigantes através de reações de espalhamen-

to de elétrons em coincidência com o produto do decaimento nuclear foi, até o presente, impossibilitado de ser realizado com os aceleradores lineares tradicionais (pulsados), pelo fato desses aceleradores apresentarem um baixo "fator de trabalho" (duty factor). Com relação à necessidade de utilização de máquinas com "fator de trabalho" = 100%, bem como a Física Nuclear a ser investigada em experiências de coincidência, recomendamos o excelente trabalho de J. O'Connell (Ref. 11). Contudo, até o presente, a análise de medidas de  $(e, e'x)$  sofre do mesmo mal verificado para  $(e, e')$ , ou seja, a necessidade de extrapolar os fatores de forma medidos até  $q = \omega$ . Além disso, as baixas taxas de contagens verificadas em medidas de  $(e, e'x)$ , mesmo com aceleradores de elevado "fator de trabalho", freqüentemente tornam essas medidas excessivamente demoradas.

## 2. REAÇÕES DE ELETRODESINTEGRAÇÃO NUCLEAR

As reações de eletrodesintegração (e fotodesintegração) foram revividas, há cerca de 10 anos no Laboratório do Acelerador Linear do IF-USP, onde pela primeira vez, foi delineada a Ressonância Gigante de Quadrupolo elétrico (RGQ) em um canal de decaimento (o decaimento observado foi a fissão, e o núcleo estudado foi o  $^{238}\text{U}$ )<sup>12)</sup>. Esse estudo foi possível devido à idealização e desenvolvimento de uma técnica original, que consiste na análise simultânea das seções de choque de eletro- e fotodesintegração através do formalismo dos fótons virtuais. Posteriormente ao estudo pioneiro da RGQ, na eletrofissão do  $^{238}\text{U}$ , outros núcleos e outros canais de decaimento foram investigados em nosso Laboratório e em outros laboratórios no exterior, utilizando basicamente a mesma técnica supra-mencionada (discutido a seguir).

As reações de eletrodesintegração exibem duas características fundamentais: (a) são, virtualmente, livres do background que limita severamente as medidas de espalhamento inelástico de elétrons e hadrons; (b) os produtos de reação (yield) dos multipolos envolvidos, são proporcionais às integrais das correspondentes "strength functions" sob todos os estados finais do elétron espalhado; como os fatores de forma decrescem rapidamente com  $q$ , os "yields" integrados são dominados por eventos com  $q \approx \omega$ .

A seção de choque de  $(e,x)$ , para uma particular transição multipolar  $\lambda L$ , é dada por<sup>13,14)</sup>

$$\begin{aligned} \sigma_{e,x}(\lambda L; E_e) &= \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L; \omega) N^{\lambda L}(E_e, \omega) \frac{d\omega}{\omega} = \\ &= (2\pi)^3 \alpha \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!!]^2} \int_0^{E_e} \frac{dB(\lambda L; \omega)}{d\omega} \left[ \frac{\Gamma_x(\omega)}{\Gamma} \right]_{\lambda L} N^{\lambda L}(E_e, \omega) \omega^{2L-2} d\omega \end{aligned} \quad (1)$$

onde  $E_e$  é a energia do elétron incidente,  $N^{\lambda L}$  o espectro de fôtons virtuais,  $\sigma_{\gamma,x}$  a seção de choque de fotodesintegração,  $\left[ \frac{\Gamma_x}{\Gamma} \right]_{\lambda L}$  o "branching ratio" do canal de decaimento-x seguindo uma transição multipolar  $\lambda L$  do núcleo, e  $dB/d\omega$  é a "strength function". Esta última grandeza física é a probabilidade reduzida de transição, por unidade de intervalo de energia de excitação, calculada no "ponto de foton" ( $q=\omega$ ); a "strength function" contém basicamente toda a Física Nuclear envolvida na transição em estudo (para maiores detalhes recomendamos as Refs. 9, 13 e 14). Os parâmetros das ressonâncias gigantes divulgadas na literatura científica, obtidos experimental e teoricamente, referem-se à "strength function" e não à seção de choque (esta

última grandeza depende do projétil utilizado).

As seções de choque de foto- e eletrodesintegração obtidas experimentalmente incluem, simultaneamente, todos os multipolos  $\lambda L$  relevantes; então,

$$\sigma_{e,x}(E_e) = \sum_{\lambda L} \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L; \omega) N^{\lambda L}(E_e, \omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (2)$$

$$\sigma_{\gamma,x}(\omega) = \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L; \omega) \quad (3)$$

Para reações de fotodesintegração induzidas por fôtons de bremsstrahlung de elétrons em um radiador fino,  $(B,x)$ , a seção de choque será dada por

$$\sigma_{B,x}(E_e) = \sum_{\lambda L} \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L; \omega) N^B(E_e, \omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (4)$$

onde  $N^B$  é o espectro de bremsstrahlung.

É fácil observar que em uma reação  $(e,x)$ , eq.(2), os multipolos  $\lambda L \neq E1$  contribuem com uma parcela significativamente maior em relação à reação de fotodesintegração, eq.(3) ou (4), conforme podemos inferir através de uma simples inspeção visual da fig. 3 (maiores detalhes nas Refs. 15 e 16).

No que segue apresentaremos um sumário da técnica de análise, desenvolvida neste Laboratório<sup>12,16)</sup>, mencionada no início deste parágrafo. Essa técnica pressupõe o conhecimento experimental de  $\sigma_{e,x}$  e  $\sigma_{\gamma,f}$  ou  $\sigma_{B,x}$ , mais expressões analíticas para  $N^{\lambda L}$  e  $N^B$ . A versão original, que denominaremos "método nº 1", foi desdobrada e readaptada por outros grupos de pesquisa, resultando nos métodos nº 2 e 3.

Método nº 1

Se E1 e E2 forem os multipolos mais importantes as equações 2 e 3 reduzem-se a

$$\sigma_{e,x}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(E1;\omega) N^{E1}(E_e,\omega) \frac{d\omega}{\omega} + \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) N^{E2}(E_e,\omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (5)$$

$$\sigma_{\gamma,x}(\omega) = \sigma_{\gamma,x}(E1;\omega) + \sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) \quad (6)$$

Após alguma manipulação dessas equações obtemos

$$\Delta\sigma_{e,x}(E_e) \equiv \sigma_{e,x}(E_e) - \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\omega) N^{E1}(E_e,\omega) \frac{d\omega}{\omega} = \quad (7a)$$

$$= \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) \left[ N^{E2}(E_e,\omega) - N^{E1}(E_e,\omega) \right] \frac{d\omega}{\omega} \quad (7b)$$

Portanto, medindo  $\sigma_{e,x}$  e  $\sigma_{\gamma,x}$  obtemos  $\Delta\sigma_{e,x} X E_e$ ; resolvendo numericamente (unfolding) a equação integral 7 delineamos a seção de choque de fotodesintegração por E2, em função da energia de excitação  $\omega$ ,  $\sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) X \omega$ . Se as seções de choque  $\sigma_{e,x}$  e  $\sigma_{\gamma,x}$  não forem medidas no mesmo laboratório será necessária a sua normalização. Isto pode ser conseguido através de medidas de seção de choque de fotodesintegração induzida por bremsstrahlung,  $\sigma_{B,x}$ ; reescrevendo a eq. (4) teremos

$$\sigma_{B,x}(E_e) = \int_0^{E_e} \left[ \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L;\omega) \right] N^B(E_e,\omega) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\omega) N^B(E_e,\omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (8)$$

Então, comparando  $\sigma_{B,x}$  (experimental) com a integral de  $\sigma_{\gamma,x}$  em  $N^B$  (eq. (8)), obteremos o fator de normalização.

Método nº 1-A

Este método é uma extensão do método nº 1, que permite a análise de mais um multipolo, além de E1 e E2, como por exemplo o M1. Para tanto é necessário medir também a distribuição angular dos produtos do decaimento, ou seja, medir a seção de choque diferencial:

$$\frac{d\sigma_{e,x}(E_e, \theta_x)}{d\Omega_x} = \sum_{\substack{\lambda L, J^{\pi}, K \\ M}} \frac{W_{MK}^J(\theta_x)}{2\pi} \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L, J^{\pi}, K; \omega) N^{(\lambda L, M)}(E_e, \omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (9)$$

Este método é muito mais rebuscado que o anterior e encontra-se detalhadamente descrito na literatura<sup>14)</sup>.

Método nº 2

Este método é muito similar ao original (nº 1). A única diferença reside no fato de que ao invés de delinear  $\sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) X \omega$  por "unfolding" de  $\Delta\sigma_{e,x}$  (eq. (7)), é utilizado um ajuste por mínimos quadrados. Para ser mais específico, as eqs. (7a), (7b) são reescritas na forma

$$\sigma_{e,x}(E_e) = \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\omega) N^{E1}(E_e,\omega) \frac{d\omega}{\omega} + \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) \left[ N^{E2}(E_e,\omega) - N^{E1}(E_e,\omega) \right] \frac{d\omega}{\omega} \quad (10)$$

Uma forma de curva pré-estabelecida é escolhida para  $\sigma_{\gamma,x}(E2)$  e seus parâmetros são obtidos por ajuste da expressão (10) aos valores experimentais de  $\sigma_{e,x}$ . Contudo, a forma de  $\sigma_{\gamma,x}(E2)$  não pode ser escolhida arbitrariamente, e sim através de argumentos físicos. Neste caso em particular, em que a seção de cho

que de E2 reflete as características da RGQ, temos que<sup>13,14)</sup>

$$\sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) \propto \omega^3 \frac{dB}{d\omega}(E2;\omega) \quad (11)$$

e a forma mais aceita para  $\frac{dB}{d\omega}$  é a de uma Breit-Wigner<sup>13)</sup>; portanto, os parâmetros da seção de choque  $\sigma_{\gamma,x}(E2)$  são diferentes dos parâmetros da RGQ, e este fato deve ser levado em conta nas conclusões finais da análise dos dados, conforme mostraremos no parágrafo seguinte ("Exemplos Seleccionados"). Além disso, a relação (11) pressupõe que  $\left[\frac{\Gamma_x(\omega)}{\Gamma}\right]_{E2} = \text{cte.}$ , o que em geral não é verdade. Por outro lado, através do método nº 1 a forma de  $\sigma_{\gamma,x}(E2)$  é obtida diretamente, sem nenhuma hipótese a priori, e em decorrência fica também determinada a "strength function", ou seja,

$$\frac{dB}{d\omega}(E2;\omega) \left[\frac{\Gamma_x(\omega)}{\Gamma}\right]_{E2} \propto \omega^{-3} \sigma_{\gamma,x}(E2;\omega) \quad (12)$$

A partir desse resultado poderemos estimar um "branching ratio" médio ponderado para o decaimento da ressonância de E2,

$$\left\langle \frac{\Gamma_x}{\Gamma} \right\rangle_{E2} = \frac{1}{B(E2)} \int \frac{dB}{d\omega}(E2;\omega) \left[\frac{\Gamma_x(\omega)}{\Gamma}\right]_{E2} d\omega \quad (13)$$

onde  $B(E2) = \int \frac{dB}{d\omega}(E2;\omega) d\omega$  é estimado a partir de regras da soma.

### Método nº 3

Este método foi idealizado para a análise de componentes de E1 e E2, principalmente de núcleos para os quais não existem dados disponíveis de seção de choque de fotodesintegração

ção  $\sigma_{\gamma,x}$  (eq. (3)). Embora a idéia central seja mantida, ou seja, a análise simultânea da eletro- e fotodesintegração via o formalismo dos fótons virtuais (ver métodos nº 1 e 2), este método foi bastante elaborado e sofisticado pelo grupo do NBS<sup>17)</sup>. A idéia consiste da medida da seção de choque de eletrodesintegração  $\sigma_{e,x}$ , utilizando o "feixe-livre" de um Acelerador Linear, e da seção de choque de eletro- mais fotodesintegração, obtida através da inserção de um radiador antes do alvo,  $\sigma_{B+e,x}$ . As expressões para essas seções de choque serão<sup>17,18)</sup>:

$$\sigma_{e,x}(E_e) = \sum_{\lambda L} \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L;\omega) N^{\lambda L}(E_e,\omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (14)$$

$$\sigma_{B+e,x}(E_e) = \sigma_{e,x}(E_e - 2\Delta E_e) + \sum_{\lambda L} \int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,x}(\lambda L;\omega) N^B(E_e - \Delta E_e,\omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad (15)$$

$\Delta E_e$  é a energia perdida pelos elétrons incidentes em meia espessura do radiador. As seções de choque  $\sigma_{\gamma,x}(E1;\omega)$  e  $\sigma_{\gamma,x}(E2;\omega)$  são obtidas por ajuste simultâneo de curvas ressonantes, representando essas seções de choque, aos dados experimentais para  $\sigma_{e,x}(E_e)$  e  $\sigma_{B+e,x}(E_e)$ . Uma outra possibilidade é a de utilizar histogramas de "bin" largo (alguns MeV), para representar  $\sigma_{\gamma,x}(E1)$  e  $\sigma_{\gamma,x}(E2)$ , ao invés de curvas ressonantes<sup>17,18)</sup>.

### 3. EXEMPLOS SELECIONADOS

O critério para a seleção destes exemplos foi bastante pessoal. As experiências que relataremos, de forma sumária, demonstram a sensibilidade do formalismo dos fótons virtuais

na investigação dos canais de decaimento das ressonâncias gigantes, notadamente a RGQ.

$^{58,60,62}\text{Ni}(e,p), (e,\alpha)$  - NBS (USA)

A eletrodesintegração do  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  e  $^{62}\text{Ni}$ , por emissão de prótons e alfas, foi estudada com o Linac do National Bureau of Standards (USA), irradiando-se os alvos com elétrons de energias entre 16 e 100 MeV<sup>17)</sup>. Também foram realizadas medidas de desintegração nuclear induzida por bremsstrahlung. Os prótons e alfas foram identificados e analisados em momentum através de um espectrômetro magnético com contadores circulares em seu plano focal.

Na Fig. 4 temos a seção de choque diferencial dupla  $d^2\sigma/d\Omega dT$  para a emissão de partículas  $\alpha$  a  $90^\circ$ , quando elétrons de 50 MeV incidem sobre o  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  e  $^{62}\text{Ni}$ . Também foram medidos espectros similares a  $48^\circ$  e  $132^\circ$ , e para diferentes energias de elétrons (idem para prótons). Todos os espectros são bastante parecidos quanto à forma, apresentando um pico largo em torno de 5 MeV para os prótons e 8 MeV para os alfas. Esses espectros sugerem que a parte majoritária do "yield" de reação é resultante de fotoabsorção na região de energias das ressonâncias gigantes, e que a natureza dos modos de decaimento é basicamente estatística. Na Fig. 5, por exemplo, temos as seções de choque  $(e,\alpha)$  e  $(B+e,\alpha)$ , definidas pelas eqs. (14) e (15), obtidas para o  $^{58}\text{Ni}$  (pontos experimentais inferiores e superiores, respectivamente). Os histogramas representam as seções de choque de fotodesintegração  $(\gamma,\alpha)$ , para E1 e E2, obtidos por ajuste simultâneo às seções de choque  $\sigma_{e,\alpha}$  e  $\sigma_{B+e,\alpha}$ . É fácil observar a sensibilidade dos dados quanto à composição multipolar, ou seja, as hipóteses extremas "E1 puro" ou "E2 puro" não

se ajustam aos dados. O mesmo foi verificado para o  $^{60}\text{Ni}$  e  $^{62}\text{Ni}$ .

As conclusões principais desse trabalho são as de que os isótopos do Níquel decaem por emissão de prótons seguindo, predominantemente, fotoabsorção-E1, enquanto que o canal de decaimento por partículas  $\alpha$  segue fotoabsorção E1 e E2 (sendo esta última apreciável). Essas conclusões, ao menos qualitativamente, são compatíveis com conceitos já estabelecidos para o decaimento da RGD e RGQ (isoescalar) por emissão de nucleons e partículas alfa<sup>6,19)</sup>.

$^{65}\text{Cu}(e,\alpha)$  - Laboratório do Acelerador Linear (USP)

A reação  $^{65}\text{Cu}(e,\alpha)$  foi investigada no Acelerador Linear de elétrons do Instituto de Física da USP<sup>18)</sup>, utilizando-se as mesmas técnicas empregadas no estudo dos isótopos do Níquel<sup>17)</sup>. A seção de choque foi obtida através de medidas de atividade residual induzida; mais especificamente, foi medida a linha- $\gamma$  de 67.4 keV que acompanha o decaimento do núcleo residual:  $^{61}\text{Co} \rightarrow ^{61}\text{Ni} + \beta^-$ . Na Fig. 6 temos os resultados obtidos para as seções de choque referentes às reações  $(e,\alpha)$  e  $(B+e,\alpha)$ , representados por círculos e quadrados, respectivamente. As curvas ajustadas aos dados foram geradas a partir da integração das seções de choque  $(\gamma,\alpha)$  para E1 e E2 (representadas pelos histogramas da Fig. 7) nas expressões que definem  $\sigma_{e,\alpha}$  e  $\sigma_{B+e,\alpha}$  (eqs. (14) e (15), para  $x=\alpha$ ). Os "strengths" de  $(\gamma,\alpha)$ , expressos em termos de frações das regras da soma para E1 e E2, estimados para o  $^{65}\text{Cu}$  são mostrados na Tabela I juntamente com outros núcleos de massa próxima. Observa-se que, embora o processo  $(\gamma,\alpha)$  no  $^{65}\text{Cu}$  seja bem menos intenso, o canal de decaimento por emissão de alfas seguindo excitação de E2 exibe um "bran-



ching ratio" substancialmente maior em relação à excitação de E1, compatível com o que se verifica para os outros núcleos relacionados na Tabela I. Também, todos esses núcleos apresentam espectros de alfas do tipo evaporação com pico coincidente com a energia da barreira Coulombiana, sugerindo fortemente que a natureza do canal ( $\gamma, \alpha$ ) é predominantemente estatística.

Inúmeros outros laboratórios no exterior dedicam-se ao estudo dos canais de decaimento das ressonâncias gigantes, utilizando o formalismo dos fótons virtuais nos moldes em que foi desenvolvido em nosso Laboratório; para citar apenas alguns:

- Saskatchewan Accelerator Laboratory, Saskatoon (Canadá); Ref. 20.
- Laboratory of Nuclear Science, Sendai (Japão); Ref. 21.
- Institute of Physics, Warsaw Technical University (Polônia); Ref. 22.

$^{234}, ^{236}, ^{238}\text{U}(e, f)$  - Laboratório do Acelerador Linear (USP)

O decaimento por fissão da RGQ em núcleos actinídeos foi sistematicamente estudado no Instituto de Física da USP<sup>13-16</sup>, através da análise de seções de choque de eletro e fotofissão (empregando o método nº 1); até o presente já foram completados estudos referentes aos isótopos pares do Urânio.

Alvos finos ( $\sim 200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) foram irradiados com elétrons de energias de 5 a 35 MeV, e os fragmentos de fissão detetados em folhas de mica; os detalhes experimentais estão descritos na literatura<sup>15,16</sup>. Na Fig. 8 temos a seção de choque de eletrofissão do  $^{238}\text{U}$  (definida pela eq. (5) para  $x=f$ )  $\sigma_{e,f}(E_e)$ ; a curva representa a integral  $\int_0^{E_e} \sigma_{\gamma,f}(\omega) N^{E1}(E_e, \omega) \frac{d\omega}{\omega}$  (eq. (7a)), calculada com a utilização de seções de choque de fotofissão,  $\sigma_{\gamma,f}$ , obtidas com fótons monoenergéticos<sup>23</sup>. A "seção de choque diferença"  $\Delta\sigma_{e,f}$  é mostrada na Fig. 9; o "unfolding" des-

sa seção de choque integral, utilizando o método de Cook<sup>24</sup>, permitiu delinear a seção de choque de fotofissão-E2,  $\sigma_{\gamma,f}(E2; \omega) \times \omega$ . Resultados similares foram obtidos para o  $^{234}\text{U}$  e  $^{236}\text{U}$ ; a partir das seções de choque foram deduzidas as "strength functions" associadas ao canal de fissão, ou seja,  $\frac{dB}{d\omega}(E2; \omega) \left[ \frac{\Gamma_f(\omega)}{\Gamma} \right]_{E2}$  (Fig. 10). A fração da regra da soma de E2, exaurida no canal de fissão, é calculada a partir da expressão<sup>14</sup>:

$$S_f = \frac{1}{B(E2)} \int \frac{dB}{d\omega}(E2; \omega) \left[ \frac{\Gamma_f(\omega)}{\Gamma} \right]_{E2} d\omega \quad (16)$$

onde  $B(E2)$  é igual a uma unidade da regra da soma de E2. De certa forma, a fração  $S_f$  representa o "branching ratio" de fissão médio ponderado na "strength function". Na Tabela II apresentamos um sumário de todos os resultados obtidos no Instituto de Física da USP, juntamente com resultados de outros laboratórios (obtidos, em geral, com projéteis hadrônicos). Essa Tabela deixa claro que: 1º) o pico da "strength function", referente à RGQ, apresenta um valor médio em torno de 8,5 MeV, segundo os resultados obtidos com elétrons, enquanto que nos estudos com hadrons esse valor é de aproximadamente 10,5 MeV; 2º) o "strength" total deduzido para a RGQ, no canal de fissão, é bem maior para excitações com elétrons do que com hadrons; 3º) a largura (FWHM) da RGQ obtida em espalhamento de hadrons é pequena; para núcleos estaticamente deformados, como o Urânio, essa largura deveria ser  $> 4 \text{ MeV}$ <sup>14,25</sup>.

Apesar de todas as limitações existentes em estudos de ressonâncias gigantes via espalhamento de hadrons, as discrepâncias acima mencionadas são muito sérias para justificá-las com base em problemas experimentais apenas. Parte do problema

poderá ser solucionado, certamente, após um entendimento mais profundo da Física envolvida na interação projétil-núcleo. Na situação atual, os resultados obtidos com hadrons são inconfiáveis.

As informações mais importantes obtidas destes estudos referem-se ao mecanismo segundo o qual a RGQ nos actínídeos decai por fissão. Os resultados obtidos com elétrons são compatíveis com: formação de núcleo composto e subsequente decaimento estatístico; portanto, não há "memória" do canal de entrada (ou, "doorway" primário); referimos o leitor às Refs. 13 e 14 para maiores detalhes. É muito bem estabelecido teoricamente o fato de que a largura de decaimento da RGQ, para núcleos pesados, é basicamente uma "largura de dispersão" ( $\Gamma^\dagger$ , spreading width). Isto é fácil de entender uma vez que a pequena frequência de oscilação da RGQ a impossibilita de por si só conduzir o processo de fissão (que é uma oscilação coletiva de grande amplitude).

Além da pequena amplitude da RGQ (comparativamente à fissão), a largura de dispersão para excitações de quadrupolo é proveniente, principalmente, do acoplamento com estados  $2p-2h$ , o que sugere decaimento estatístico para núcleos pesados<sup>1)</sup>. Para completar esse quadro (ausência de  $\Gamma^\dagger$  na RGQ) temos dois argumentos fortes: a) o sistema não reobtem seu nível  $1p-1h$  (doorway primário) uma vez que ele atinge o nível  $2p-2h$  e, b) a largura de escape dos níveis  $np-nh$  ( $n>1$ ), antes de atingir o equilíbrio completo (emissão pré-composto), é desprezível. Creio que existem suficientes razões, além da observação experimental, para descartar qualquer participação de uma componente direta na fissão da RGQ. Finalmente, existe uma outra condição física que inibe a fissão direta: a fissão é principalmente uma excita

ção  $p-h$  na camada  $0h_w$  como as vibrações  $\beta$  (que correspondem a um movimento na direção da fissão, não contribuindo ao espectro do ponto de sela), enquanto que a RGQ é uma excitação em  $2h_w$  e é ortogonal às vibrações  $\beta$ ; portanto, não é um estado "doorway" para a fissão. Isto implica que ocorrerá fissão somente se houver antes o "amortecimento" da RGQ (núcleo composto), depois configuração de ponto de sela, e finalmente a cisão.

É importante enfatizar que as respostas definitivas para as questões referentes ao decaimento por fissão das ressonâncias gigantes somente serão obtidas com experiências em coincidência do tipo  $(e,e'f)$ <sup>26)</sup>. Aproveitaremos as conclusões deste trabalho para frisar algumas das potencialidades inerentes as reações em coincidência no estudo das ressonâncias gigantes.

#### 4. CONCLUSÕES

Experimentos de coincidência em reações do tipo  $(e,e'x)$  propiciam uma nova dimensão ao estudo de estrutura nuclear. Durante muitos anos os estudos de coincidência com hadrons têm fornecido informações espectroscópicas importantes de estrutura nuclear; contudo, a inabilidade desse tipo de reação, comparativamente às reações com elétrons, já foi discutida. As correlações angulares de  $(e,e'x)$  na região das ressonâncias gigantes podem fornecer inúmeras informações; dentre as que consideramos mais relevantes mencionariamos:

1) identificação da multipolaridade de uma RG através da "complexidade" das correlações angulares e da dependência da seção de choque de excitação com  $q$ ;

2) determinação da natureza do decaimento, ou seja: seria o decaimento, nos vários canais, de natureza estatística ou haveria uma componente (semi-direta) que envolve as propriedades da RG propriamente dita? O estudo das propriedades associadas com o decaimento de ressonâncias gigantes pode contribuir apreciavelmente para o entendimento desses modos fundamentais de excitação nuclear; a razão mais óbvia é a de entender o acoplamento entre esses modos (RG) e os outros modos normais do sistema nuclear. Por exemplo, informações quanto ao acoplamento entre as RG e as excitações de "single particle" constituem o ingrediente essencial da teoria de "polarização de caroço" e "carga efetiva";

3) determinação das larguras parciais dos canais de decaimento em qualquer uma das componentes semi-diretas, propiciando informações quanto às "configurações microscópicas" da RG;

4) determinação do "strength" total de excitação da RG em termos da regra da soma apropriada.

Informações quanto ao caráter microscópico de uma RG poderão ser obtidas de considerações tais como (para citar apenas 3):

1) a natureza  $1p-1h$  (uma partícula - um buraco) básica da RG será revelada pelas características do decaimento por "single-nucleon" da RG;

2) configurações de spin-flip serão identificáveis pelo seu intenso aumento com o crescimento do momento transferido;

3) configurações  $np-nh$  devem levar a intensos aumentos nos canais de decaimento correspondentes a partículas complexas como  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  $\alpha$ , ...

## REFERÊNCIAS

- 1) Proc. Giant Multipole Resonance Topical Conf., Oak Ridge, Tennessee, USA, Out. 15-17/1979 - Harwood Academic Publishers.
- 2) Proc. Int. Conference on Nuclear Physics with Electromagnetic Interactions, Mainz, Junho/1979 - Springer-Verlag.
- 3) Workshop on Nuclear Physics with Real and Virtual Photons - from Collective States to Quarks in Nuclei, Bologna, Novembro/1980.
- 4) D.H. Youngblood et al., Phys. Rev. Lett. 39, 1188 (1977).
- 5) F.E. Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26, 457 (1976).
- 6) S.S. Hanna, Int. School of Electro- and Photonuclear Reactions, Erice, Italy (1976), in Lecture Notes in Physics (Springer, Berlin) 61, 275 (1977).
- 7) T. de Forest et al., Phys. Lett. 16, 311 (1965).
- 8) J.D. Walecka, ref. 2, pg. 484.
- 9) T.W. Donnelly e J.D. Walecka, Ann. Rev. Nucl. Sci. 25, 329 (1975).
- 10) J.R. Calarco, J.D.T. Arruda Neto et al., in Workshop on Nuclear Structure with Medium Energy Probes, Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, USA (1980).
- 11) J.S. O'Connell, Electromagnetic Coincidence Experiments, contribution to the 1977 MIT Workshop on Intermediate Energy Electromagnetic Interactions with Nuclei.
- 12) J.D.T. Arruda Neto, "Foto e Eletrofissão do  ${}^{238}\text{U}$ ", Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1974).
- 13) J.D.T. Arruda Neto and B.L. Berman, Nucl. Phys. A349, 483 (1980).
- 14) J.D.T. Arruda Neto et al., Nucl. Phys. A389, 378 (1982).
- 15) J.D.T. Arruda Neto et al., Phys. Rev. C18, 863 (1978).

- 16) J.D.T. Arruda Neto et al., Phys. Rev. C22, 1996 (1980).
- 17) E. Wolyneec et al., Phys. Rev. C22, 1012 (1980).
- 18) M.N. Martins et al., Phys. Rev. C26, 1936 (1982).
- 19) L. Meyer-Schützmeister et al., Phys. Rev. C17, 56 (1978).
- 20) D.M. Skopik et al., Phys. Rev. C21, 1746 (1980).
- 21) T. Tamae et al., Phys. Rev. C21, 1758 (1980).
- 22) E. Marińska et al., Acta Phys. Pol. B11, 691 (1980).
- 23) J.T. Caldwell et al., Phys. Rev. C21, 1215 (1980).
- 24) B.C. Cook, Nucl. Instr. Meth. 24, 256 (1963).
- 25) J.D.T. Arruda Neto, Phys. Rev. C (a ser publicado).
- 26) J.D.T. Arruda Neto, "Estudo do Decaimento por Fissão da Resonância Gigante de Quadrupolo no  $^{238}\text{U}$  através de Espalhamento Inelástico de Elétrons em Coincidência", Tese de Livre-Docência, Instituto de Física da Universidade de São Paulo (1981).

TABELA-I

Nucleus	$\int_0^{30} \sigma_{\gamma,\alpha}(E)dE$ (MeV mb)	Fraction of E1 sum	Fraction of E2 sum	Ref.
<sup>56</sup> Fe	21±3	2.1±0.3	7±1	2
<sup>58</sup> Ni	43±4	3.9±0.4	21±3	1
<sup>59</sup> Co	17±2	1.7±0.2	5±1	2
<sup>60</sup> Ni	41±4	3.5±0.4	21±5	1
<sup>62</sup> Ni	17±2	1.5±0.2	8±2	1
<sup>64</sup> Zn	78±16	6.9±1.5	25±3	2
<sup>65</sup> Cu	10±1	1.0±0.1	3±1	⊛ This work

⊛ Tabela obtida da Ref. 18.

TABELA-II

First-chance fission-decay parameters of the GQR strength function\*

Nucleus	Reaction	Peak energy (MeV)	FWHM (MeV)	EWSR (%)	P <sub>i</sub> (E2) (%)	Ref.
<sup>234</sup> U	(e, f)	8.2±0.4	4.8±1.0	87±14	70±15 <sup>⊙</sup>	⊙ this work ⊙ this work ⊙ this work
<sup>236</sup> U	(e, f)	8.9±0.4	4.7±1.0	72±10	60±10 <sup>⊙</sup>	
<sup>238</sup> U	(e, f)	8.3±0.4	5.0±1.0	55±10	40±10 <sup>⊙</sup>	
<sup>238</sup> U	(e, e'f)	8.8±0.2	~3/4.5±0.5 <sup>b)</sup>	⊙	⊙	6)
<sup>238</sup> U	(α, α'f)	~11 <sup>d)</sup>	4.0±0.5 <sup>d)</sup>	⊙	<10	7)
<sup>238</sup> U	(α, α'f)	10.6	2.2±0.2 <sup>e)</sup>	⊙	25±10	8)
<sup>238</sup> U	( <sup>6</sup> Li, <sup>6</sup> Li'f)	~10.5	~7 <sup>d)</sup>	⊙	≥20	9)

\* In our early work we published <sup>2,4,5</sup> results derived simply from the cross sections and not the parameters of the strength functions obtained therefrom.

<sup>a)</sup> As determined at the peak energy.

<sup>b)</sup> Without and with the inclusion of the peak at ~6 MeV, respectively.

<sup>c)</sup> No definitive figures at the present stage of the data analysis can be given but they are at least equivalent to the (γ, f) results <sup>23)</sup> for GDR fission decay at ~9 MeV, and larger near ~6 MeV.

<sup>d)</sup> From the published singles spectrum.

<sup>e)</sup> For the K = 0 component only [see ref. <sup>6)</sup>].

⊙ Tabela obtida da Ref. 14.

LEGENDA DAS FIGURAS

FIG. 1 - Espectros de  $(e,e')$  e  $(\alpha,\alpha')$  para o  $^{238}\text{U}$  ("singles spectra"). Observamos que em ambos os casos o background sob as estruturas é bastante intenso.

FIG. 2 - Espectros de  $(e,e')$  e  $(e,e'p)$  para o  $^{12}\text{C}$ , parte superior e inferior da figura, respectivamente. Observamos que no espectro em coincidência,  $(e,e'p)$ , o background de origem radiativa é literalmente eliminado.

FIG. 3 - Espectros de fótons virtuais para  $Z=92$ , calculados em DWBA.

FIG. 4 - Na parte (a) da figura temos os espectros das partículas alfas que são emitidas pelo  $^{58,60,62}\text{Ni}$  a  $90^\circ$ , para elétrons incidentes nos alvos com 50 MeV.

FIG. 5 - Seções de choque  $\sigma_{e,\alpha}$ , obtidas experimentalmente para o  $^{58}\text{Ni}$  (escala à esquerda). Os círculos na parte superior representam a seção de choque experimental  $\sigma_{B+e,\alpha}$  (detalhes no texto). As curvas cheias foram obtidas por um ajuste simultâneo das componentes E1 e E2 de  $(\gamma,\alpha)$  representadas pelos histogramas, integradas nos respectivos espectros de fótons virtuais, às seções de choque  $\sigma_{e,\alpha}$  e  $\sigma_{B+e,\alpha}$ .

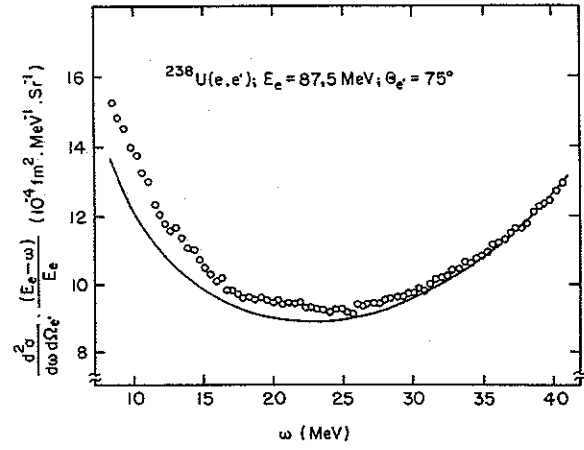
FIG. 6 - Os círculos e quadrados representam as seções de choque  $\sigma_{e,\alpha}$  e  $\sigma_{B+e,\alpha}$  para o  $^{65}\text{Cu}$ , respectivamente. As curvas foram obtidas de forma análoga às do  $^{58}\text{Ni}$  (Fig. 5), utilizando os histogramas da Fig. 7.

FIG. 7 - Os histogramas representam as seções de choque para  $^{65}\text{Cu}(\gamma,\alpha)$ , deduzidas a partir dos resultados experimentais mostrados na Fig. 6. Os círculos com barras de erro são resultados de  $(\gamma,f)$  de um outro trabalho da literatura (T. Tanaka, Res. Rep. Lab. Nucl. Sci., Tohoku Univ. 14, 137 - 1981).

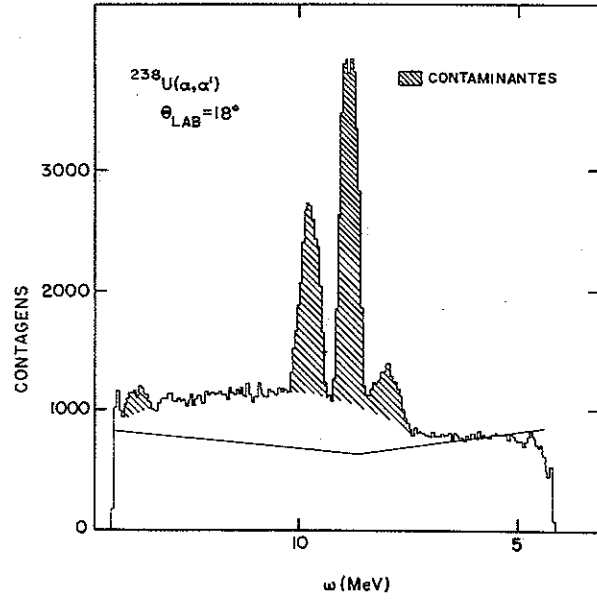
FIG. 8 - Seção de choque para a eletrofissão do  $^{238}\text{U}$ ; a curva representa a contribuição de E1 apenas (detalhes no texto).

FIG. 9 - Seção de choque diferença entre os pontos experimentais e a curva da Fig. 8. Representa, aproximadamente, a seção de choque  $(e,f)$  para E2.

FIG. 10 - "Strength functions" (definidas no texto) de E2, relativas ao canal de fissão, para o  $^{234,236,238}\text{U}$ . Os retângulos hachurados ( $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ ) correspondem à "fragmentação" da RGQ de acordo com os cálculos de Y. Abgrall et al., Nucl. Phys. A346, 431 (1980).



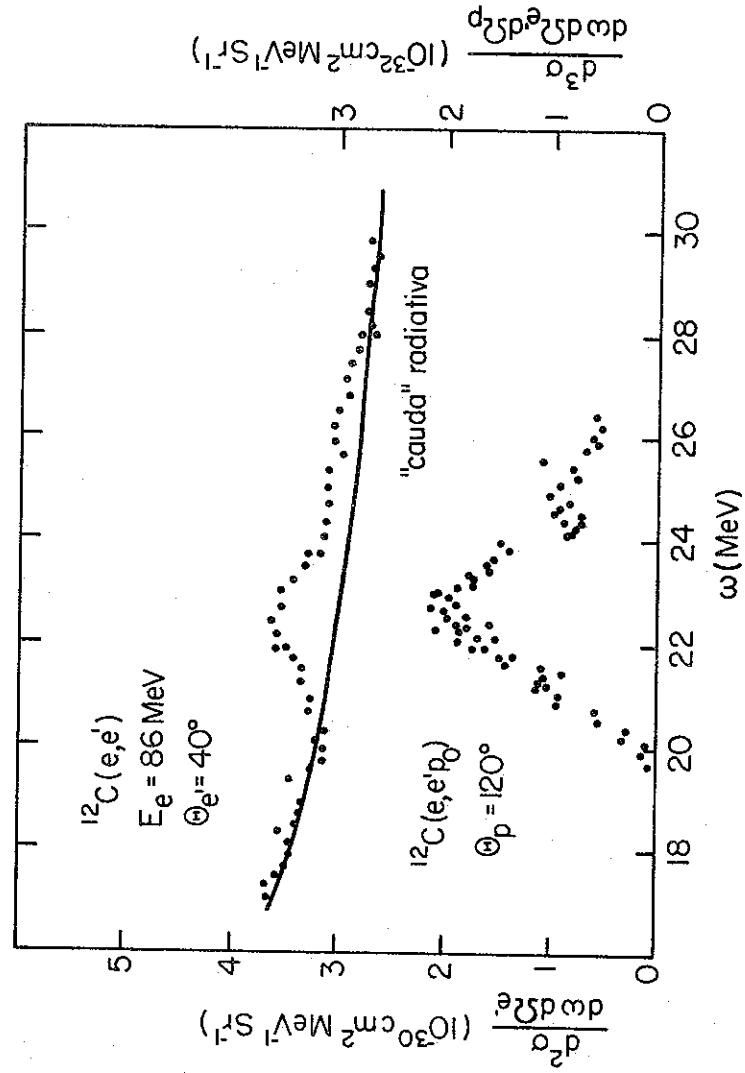
-A



-B

Fig. 1

Fig. 2



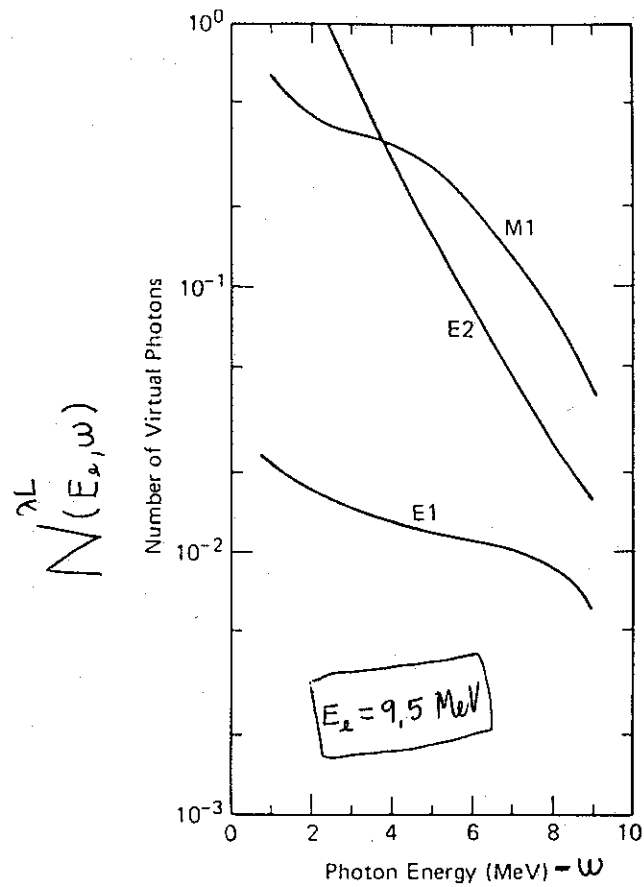


Fig. 3

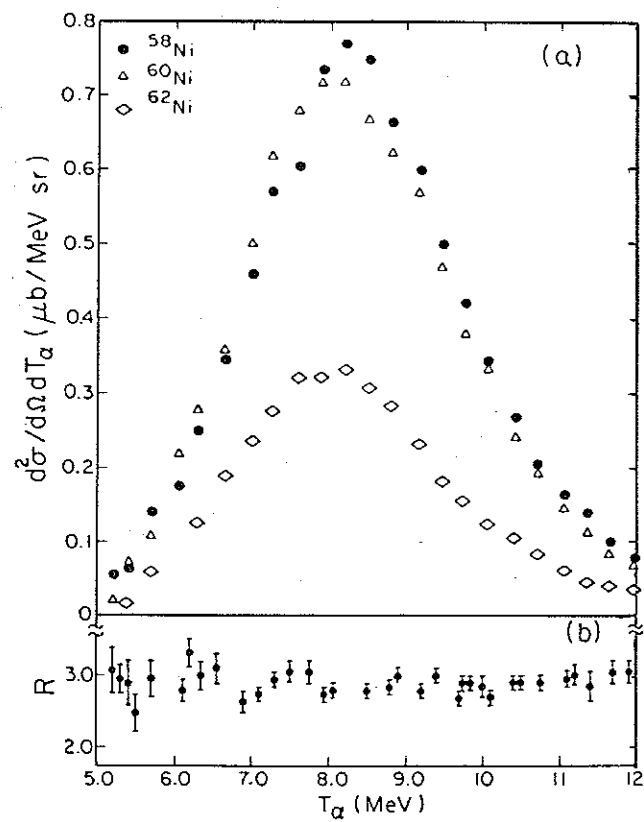


Fig. 4



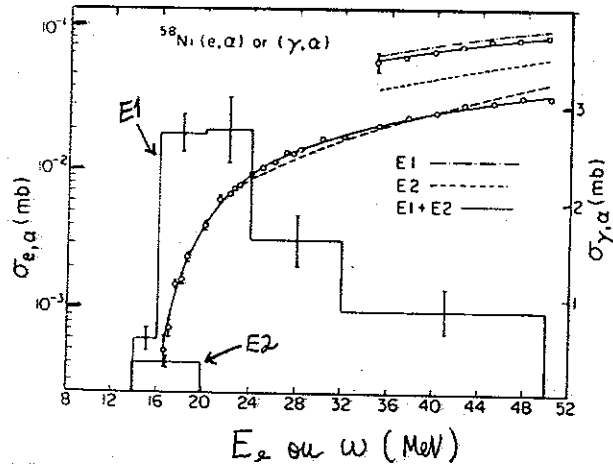


Fig. 5

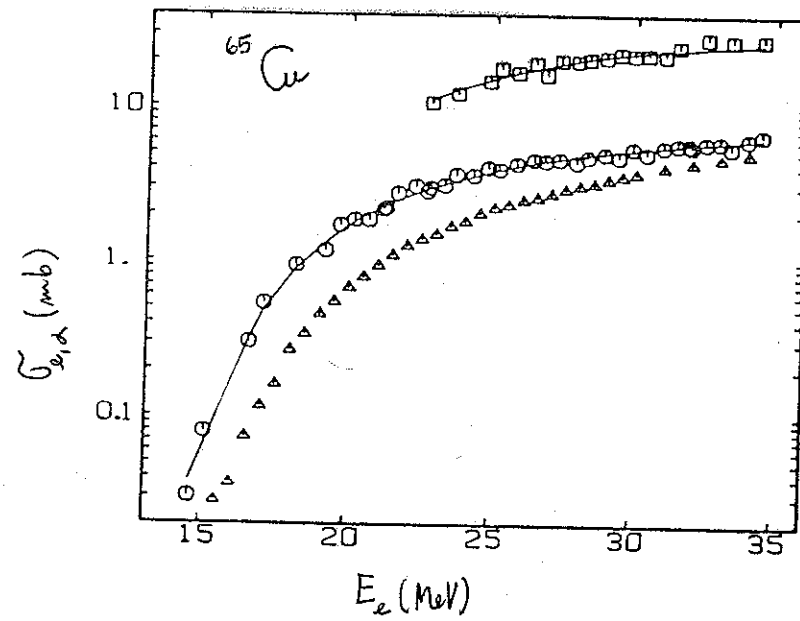


Fig. 6

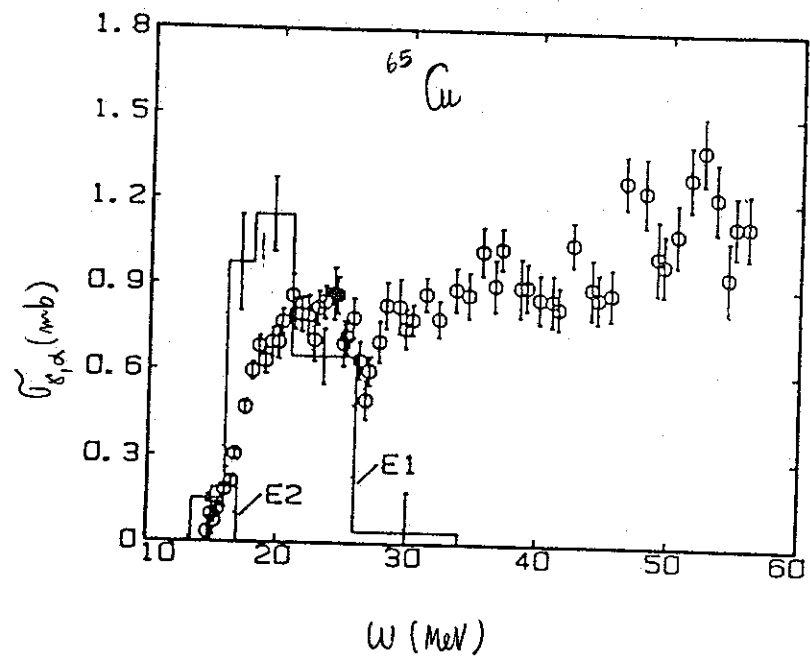


Fig. 7

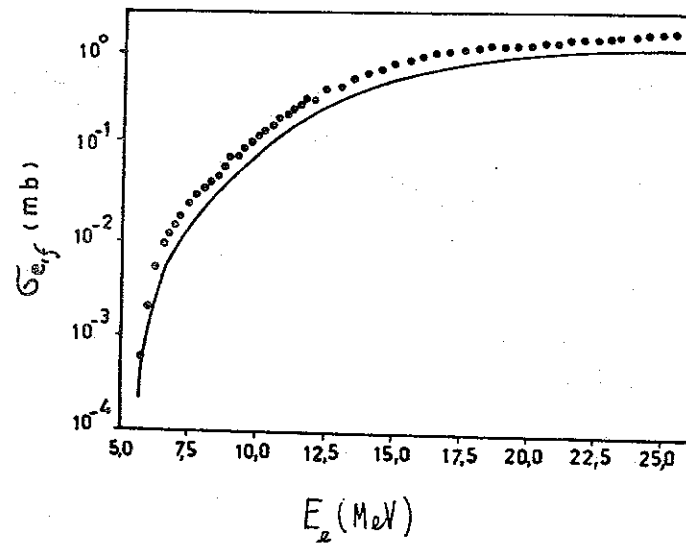


Fig. 8

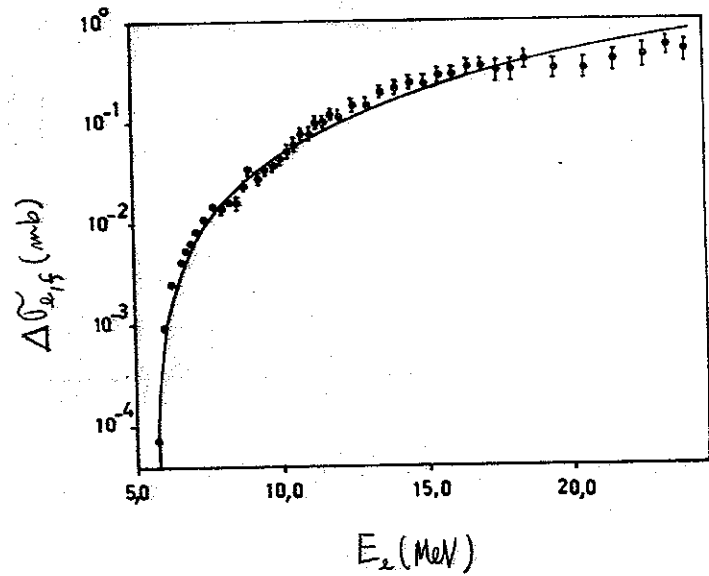


Fig. 9

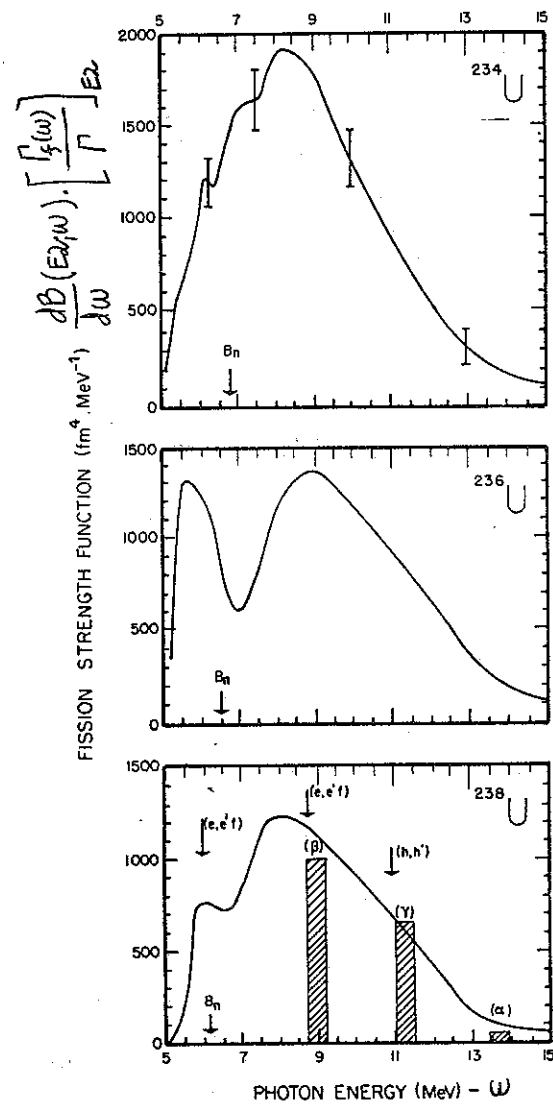


Fig. 10