

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP



305M810T1503

*Fábio Gerab
Aimulolepine
Marcos Marti*

DECAIMENTO DA RESSONÂNCIA GIGANTE ISOESCALAR DE
QUADRUPOLO ELÉTRICO NO ^{238}U

FÁBIO GERAB



DISSERTAÇÃO DE MESTRADO
SUBMETIDA AO INSTITUTO DE FÍSICA
DA UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

ORIENTADOR: Prof. Dr. MARCOS NOGUEIRA MARTINS

SÃO PAULO
1989

defesa em 22.03.89

539.7
G354d
M
L. N.

FICHA CATALOGRÁFICA

Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Gerab, Fábio

Decaimento da ressonância gigante isoescalar de
quadrupolo elétrico no ^{238}U . São Paulo, 1989.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Pau-
lo. Instituto de Física. Departamento de Física Expe-
rimental.

Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins

Unitermos: 1. Eletrofissão do ^{238}U ; 2. Ressonâncias
gigantes; 3. Fótons virtuais.

USP/IF/SBI - 14/89

Aos meus pais e irmãs

A todas as pessoas do Laboratório do Acelerador Linear, que juntas construíram um ambiente onde o trabalho e a individualidade de cada um são respeitados e o calor humano está presente em todas as coisas.

ERRATA

DECAIMENTO da RESSONÂNCIA GIGANTE ISOESCALAR de
QUADRUPOLO ELÉTRICO no ^{238}U

Pag. 23: equação II.28, onde se lê $B(\text{CL}, \omega)$ leia-se $B(\text{EL}, \omega)$.

Pag. 28: equação III.1, onde se lê $= \frac{1}{n\eta \text{ de núcleos do alvo}}$ leia-se
 $\times \frac{1}{n\eta \text{ de núcleos do alvo}}$

Pag. 36: equação III.6, onde se lê $\frac{K N_2 e}{Q_e \epsilon \mu}$ leia-se $\frac{N_0 e}{Q_e \epsilon \mu}$

Pag. 37: equação III.7, onde se lê n_0 leia-se N_0 .

Pag. 52: equação V.13, onde se lê $\sigma_{\gamma, x}^{E1}$ leia-se $\sigma_{\gamma, x}$.

AGRADECIMENTOS

Muitas foram as pessoas que contribuíram para a realização desse trabalho. Desejo aqui manifestar minha gratidão a todas elas e destacadamente:

Ao Prof. Dr. Marcos Nogueira Martins pela orientação sempre atenta, pela amizade demonstrada e incentivo ao longo de todos esses anos.

A Profa. Dra. Elisa Wolyneq por suas valiosas discussões, sempre contribuindo com grandes idéias, e pelo apoio e confiança em mim depositada.

Ao Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto, pela sua disposição em esclarecer minhas dúvidas e pela consideração que sempre me dispensou.

Ao Prof. Dr. Otaviano M. Helene pelas intermináveis discussões sobre estatística e tratamento de dados e pelo apoio e compreensão na fase de conclusão dessa dissertação.

Ao Prof. Dr. Philippe Gouffon e ao Prof. Dr. Joseph Max Cohenca, amigo de todas as horas, pelo inestimável auxílio na parte computacional.

Aos Profs. Drs. Paulo Reginaldo Pascholati, Manuel Tiago F. da Cruz e Vito R. Vanin, pela ajuda dentro da sala de medidas.

Aos amigos Johnny Ferraz Dias e Maria Lúcia Yoneama, companheiros desde a graduação, aos quais tanto devo em carinho e atenção.

A todos os professores do L.A.L., que tão bem recebem seus estudantes.

A todo corpo técnico do laboratório, cuja competência possibilita a pesquisa em Física Experimental, superando incontáveis dificuldades.

Aos amigos Rosangela, Célia, Maurício, Ana e Eduardo por tornarem mais fácil a etapa final da dissertação.

A FAPESP, CNPq e FINEP pelo auxílio financeiro .

RESUMO

Nesse trabalho os dois canais abertos para o decaimento da Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico isoescalar (RGE2) no ^{238}U , fissão e desintegração por emissão de um nêutron, foram estudados.

Medimos as seções de choque $^{238}\text{U}(e,f)$ e $^{238}\text{U}(e,n)$ no intervalo de energia de 15 a 60 MeV. As taxas de produção de eletro+fotoprodução dessas reações também foram medidas, usando-se fótons de bremsstrahlung.

A seção de choque do canal de emissão de um nêutron foi medida por atividade residual, detectando-se gamas característicos do decaimento do ^{237}U . A fissão foi medida com detectores de traços (makrofol-E).

Os resultados experimentais foram analisados pelo método dos fótons virtuais de modo a obtermos as seções de choque fotonucleares separadas em suas multipolaridades.

Os resultados obtidos para as intensidades de E2 em ambos os canais são bastante consistentes, exaurindo conjuntamente cerca de 100% de uma Regra de Soma E2 Ponderada em Energia. Observamos também que o canal de emissão de um nêutron é o preferencial no decaimento dessa ressonância. É interessante notar a concordância entre a intensidade de E2 isoescalar obtida nesse trabalho e a encontrada em recentes experimentos em coincidência (e,e'f) realizados em Mainz.

ABSTRACT

In this work we studied the two opened channels for the decay of the isoscalar Giant Quadrupole Resonance: fission and one neutron emission. We measured the $^{238}\text{U}(e,f)$ and $^{238}\text{U}(e,n)$ cross sections from 15 to 60 MeV. The electro+photoreaction yields were also measured, using bremsstrahlung photons.

The (e,n) cross section was measured by residual activity, detecting characteristic gammas emitted on the decay of ^{237}U . Fission was measured using track detectors (makrofol-E).

The experimental results were analyzed by the virtual photon method in order to derive the multipole decomposition of the photonuclear cross sections of both processes.

The E2 strength in both channels exhaust about 100% of the E2 energy weighted sum rule, agreeing well with the known systematics. We notice that the decay of isoscalar resonance occurs dominantly by one neutron emission. Our results for the fission channel are in good agreement with the $(e,e'f)$ experiment done at Mainz.

ÍNDICE

| | Página |
|---|-----------|
| CAPÍTULO I - Introdução e Objetivos | 1 |
| I.1 - Situação para o ^{238}U | 2 |
| I.2 - Objetivos desse trabalho | 3 |
| CAPÍTULO II - Introdução Teórica | 4 |
| II.1 - Visão geral das Ressonâncias Gigantes | 4 |
| II.2 - Regras de soma | 5 |
| II.3 - Sistemática para as RG's | 9 |
| II.4 - Fotoexcitação nuclear e função intensidade | 15 |
| II.5 - Fótons virtuais | 20 |
| II.6 - Consideração do tamanho finito do núcleo no cálculo dos espéctros de fótons virtuais | 24 |
| II.7 - Sensibilidade das medidas de eletro-reação (e,x) às várias multipolaridades | 27 |
| CAPÍTULO III - Procedimento e Arranjo Experimental | 28 |
| III.1 - Introdução | 28 |
| III.2 - Acelerador linear de elétrons | 29 |
| III.3 - Medida das seções de choque de eletro+foto-reação | 30 |
| III.4 - Medidas de eletrodesintegração | 31 |
| III.5 - Procedimento experimental nas irradiações de eletrodesintegração | 32 |
| III.6 - Monitoração da corrente e correção da carga nas medidas de desintegração | 33 |
| III.7 - Medida da atividade residual | 34 |

ÍNDICE

| | Página |
|--|-----------|
| III.8 - Calibração da eficiência do sistema de detecção | 35 |
| III.9 - Obtenção das seções de choque de eletrodesintegração e de eletro+fotodesintegração | 36 |
| III.10 - Técnicas e arranjo experimental utilizado na obtenção das seções de choque de eletrofissão e de eletro+fotofissão | 37 |
| III.11 - Cálculo das seções de choque de eletrofissão e eletro+fotofissão | 39 |
| CAPÍTULO IV - Apresentação dos Resultados Experimentais e sua Comparação com Outras Medidas já Existentes | 41 |
| IV.1 - Resultados para o canal de desintegração | 41 |
| IV.2 - Resultados obtidos para o canal de fissão | 42 |
| CAPÍTULO V - Descrição das Técnicas Empregadas na Análise dos Dados Experimentais | 47 |
| V.1 - Derivação das equações básicas | 47 |
| V.2 - O método VIRLIB | 49 |
| V.3 - O método FITUDO | 50 |
| V.4 - Barras de erro associadas às constantes $K_1 (i \geq 1)$ | 53 |
| CAPÍTULO VI - Determinação das Composições Multipolares | 54 |
| VI.1 - Canal de desintegração | 54 |
| VI.2 - Canal de fissão | 65 |
| VI.3 - Comparação dos métodos FITUDO e VIRLIB | 74 |

CAPÍTULO I

Introdução

ÍNDICE

| | Página |
|---|--------|
| CAPÍTULO VII - Conclusão | 77 |
| APÊNDICE A - Tabelas de seção de choque | 79 |
| REFERÊNCIAS | 83 |

CAPÍTULO I

Introdução e Objetivos

O estudo das Ressonâncias Gigantes (RG's) nucleares tem, desde seu descobrimento, recebido a atenção de inúmeros grupos de pesquisa em Física Nuclear, tanto teórica como experimental. Essas ressonâncias são conhecidas desde a década de 40^(Ha41, Ba47) quando a descoberta de um grande pico nas seções de choque de fotofissão do Urânio e do Tório evidenciou a existência de uma oscilação nuclear de caráter coletivo. Posteriormente esse pico foi identificado como a Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (RGE1)^(Go48, St50) e passou a ser extensivamente estudada em diversos núcleos, principalmente através de reações induzidas por fótons.

As RG's são interpretadas como modos altamente coletivos de excitação, onde um grande número de nucleons "movimenta-se" coerentemente no núcleo, sob a influência da sua interação com um campo externo. Essas ressonâncias, situadas acima do limiar de emissão de partículas, constituem uma propriedade geral dos núcleos e vêm sendo observadas através de toda a tabela periódica.

Apesar de previsões teóricas da existência de outros tipos de excitações coletivas, de multipolaridade maior que um, até o início da década de setenta somente a de dipolo elétrico (RGE1) havia sido observada experimentalmente. Isso deveu-se basicamente a uma Física baseada no estudo de reações fotonucleares, pois devido à capacidade de excitação do fóton ser igual para todas as multipolaridades e as transições de dipolo dominarem o processo de fotoabsorção, a observação experimental de componentes de multipolaridade mais alta fica dificultada, uma vez que as suas contribuições são pequenas quando comparadas à E1.

As transições de multipolaridade mais elevada requerem maior transferência de momento em sua excitação, o que ocorre nas reações de espalhamento inelástico de elétrons e hádrons. Quando essas técnicas foram utilizadas, surgiram numerosas evidências de novas RG's. Dentre as ressonâncias de multipolaridades maiores que 1, previstas teóricamente por Bohr e Mottelson^(Bo75), as que mais

despertaram interesse foram as de Quadrupolo Elétrico Isoescalar e Isovetorial (RGE2(T=0) e RGE2(T=1) respectivamente).

Devido ao grande número de trabalhos teóricos e experimentais abordando as RG's, foi possível estabelecer uma sistemática razoável quanto a sua excitação e seus modos de decaimento. O desenvolvimento e o atual estágio do conhecimento das RG's foi revisado por diversos autores (Pi80, Be81, Wa81, Sp81, Ca81) (Ha84, Ha85, Wo87a, Wo82) entretanto, no capítulo II dessa dissertação faremos uma descrição sucinta da teoria e das principais características das Ressonâncias Gigantes.

I.1 Situação para o ^{238}U

O processo de fissão no decaimento das RG's em núcleos actinídeos tem sido extensivamente estudado, usando-se para isso uma grande variedade de técnicas experimentais. Porém, ainda existem controvérsias quanto à intensidade da componente de quadrupolo elétrico, RGE2, presente na seção de choque de fotofissão. Isso é especialmente verdadeiro para o caso do ^{238}U que, embora seja o núcleo actinídeo mais amplamente estudado por intermédio de diferentes técnicas experimentais e vários tipos de projéteis, em diferentes faixas de energia, tem a probabilidade de fissão para a RGE2 variando entre 0 e 90% da regra de soma E2.

Essas discrepâncias não se limitam apenas às obtidas entre os resultados usando-se sondas eletromagnéticas (através de eletrofissão (Ar78, Ar80, Ar82, Sh77, As79, St81, Do82, Gr84, We87b), fotofissão (Ve73, Di75, Ca80, Ri84a, Ri84b) e a comparação entre fissão induzida por pósitrons e elétrons (Kn76, St81), e os obtidos utilizando-se hádrons como projéteis (Sh79a, Pl80, Be81b, Br82, Le85). Notamos que mesmo entre os resultados obtidos por excitação eletromagnética existem sérios desacordos (Pi80, Ha84). O mesmo pode ser dito quanto aos experimentos que utilizam hádrons na investigação da RGE2.

O canal de emissão de um nêutron também já foi estudado anteriormente tanto no Laboratório do Acelerador Linear (Ma76, Ma77) como por um grupo de Glasgow (Sh79a). Entretanto, a medida do

L.A.L., por ser muito limitada em energia (6 a 24 MeV), demonstrou pouca capacidade de discriminação entre os vários multipolos. Já os dados de Glasgow, que se estendem entre 23 e 120 MeV, possuem barras de erro na seção de choque de eletrodesintegração muito grandes, o que também impossibilita uma boa separação multipolar.

1.2 Objetivos desse trabalho

Como podemos notar, embora o ^{238}U seja um núcleo muito estudado, o decaimento de sua Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico é ainda bastante controvertido.

Sendo assim, pretendemos nesse trabalho investigar conjuntamente os canais de fissão e desintegração por emissão de um nêutron no decaimento da RGE2 no ^{238}U . Esses canais devem ser os dominantes no decaimento da RGE2 isoescalar, uma vez que o limiar ($\gamma, 2n$) encontra-se em 11.3 MeV e portanto, acima do pico dessa ressonância, devendo contribuir pouco para o seu decaimento.

Para tanto, mediremos as seções de choque de eletrofissão e eletrodesintegração por emissão de um nêutron.

Utilizando o formalismo dos fótons virtuais pretendemos então, obter a decomposição multipolar dessas seções de choque. Usaremos nesse trabalho os espéctros de fótons virtuais calculados considerando um tamanho finito para o núcleo (Z_{a84}, Z_{a86}) .

As taxas de produção de eletro+fotofissão e eletro+fotodesintegração também serão determinadas, usando-se para isso fótons provenientes de "bremsstrahlung". Essas taxas servirão como um vínculo em nossa análise, conforme será visto no capítulo V.

Através das medidas da seção de choque absoluta de eletrofissão, esperamos contribuir para eliminar a contravérzia existente na literatura sobre o valor absoluto dessa seção de choque $(Ar77, Ar82, Sh77, As81, St81)$.

CAPÍTULO II

Introdução Teórica

Nesse capítulo pretendemos apresentar rapidamente a sistemática e a base teórica utilizadas na análise e interpretação de nossos resultados.

II.1 Visão geral das Ressonâncias Gigantes

O estudo das RG's reveste-se de grande importância devido a sua ocorrência universal. Assim, seu entendimento detalhado propicia uma excelente ferramenta no teste de modelos de estrutura nuclear.

Sob o ponto de vista teórico, dois tipos de modelo têm sido usados no estudo das ressonâncias gigantes:

- 1) modelos hidrodinâmicos (coletivos)^(Go48,St50,Au75), que abordam os vários modos de vibração da matéria nuclear.
- 2) modelos microscópicos^(Sp79) baseados na estrutura de camada do núcleo (excitações partícula-buraco (p-h)).

Microscopicamente, as RG's são descritas como excitações coletivas p-h, e esses cálculos conseguem prever uma série de suas propriedades^(Sp79).

As ressonâncias gigantes podem ser caracterizadas pela sua multipolaridade L , podendo diferenciar-se em ressonâncias elétricas ($\Delta S=0$) ou magnéticas ($\Delta S=1$). As ressonâncias magnéticas estão associadas a processos envolvendo inversão do spin dos nucleons, enquanto que as elétricas relacionan-se com oscilações da matéria nuclear. Outro parâmetro importante na caracterização de uma RG é o seu isospin (ΔT). Tanto as ressonâncias elétricas como as magnéticas podem ser separadas em isoescalares ($\Delta T=0$), onde prótons e nêutrons oscilam em fase, e isovetoriais ($\Delta T=1$), onde esta oscilação se dá fora de fase.

Bohr e Mottelson^(Bo75), utilizando a idéia de que o modelo coletivo vibracional pode ser descrito como uma somatória de muitas excitações de partícula única, fizeram a fusão do modelo de camadas

com o hidrodinâmico. Dessa maneira eles conseguiram prever a posição da RGE1 (em $78A^{-1/3}$ MeV) e também de outros modos de excitação das RG's, como por exemplo da RGE2 isoescalar e isovetorial, localizadas respectivamente em $65A^{-1/3}$ e $130A^{-1/3}$ para núcleos médios e pesados.

Com o passar do tempo tanto os modelos como os experimentos foram sendo aperfeiçoados, porém persistem ainda dúvidas tanto sobre alguns mecanismos que regem as Ressonâncias Gigantes, como também quanto à determinação experimental de suas intensidades. Dessa forma o estudo sistemático de suas características pode ser bastante útil.

II.2 Regras de Soma

O conceito de Regra de Soma (RS) é constantemente utilizado para averiguar se um processo nuclear possui um caráter coletivo ou de partícula única, pois as RS servem como um padrão nas medidas das intensidades de transição ("strengths").

As transições onde muitos nucleons participam apresentam intensidades bem superiores às transições de partícula única. Essa característica pode ser usada para inferir o grau de coletividade de um processo nuclear comparando-se a intensidade de transição medida, $B(EL, J_i + J_f)$, com a intensidade de partícula única, $B^{pu}(EL)$.

Um critério de coletividade da transição ^(Ei70) diz que se a medida da intensidade de transição de um estado nuclear, $B(EL, J_i + J_f)$, for igual ou superior a dez vezes a intensidade de partícula única, $B^{pu}(EL)$, então fica evidente o caráter coletivo do processo em questão.

A probabilidade de transição $T_{fi}(\lambda l)$, para a absorção de um fóton de energia $E_f = \hbar\omega$ e polarização μ , ligando o estado fundamental de um núcleo, caracterizado pelos números quânticos $J_0(M_0)$ e paridade Π_0 , e um estado excitado com energia E_f , $J_f(M_f)$ e paridade Π_f , é dado por:

$$T_{fo}(\lambda L) = \frac{8\pi (L+1)}{L [(2L+1)!!]^2} \frac{K^{2L+1}}{\hbar} B(\lambda L, J_o - J_f) \quad \text{II-1}$$

onde: $\left[\begin{array}{l} K = \frac{\omega}{c} \\ B(\lambda L, J_o + J_f) \text{ é o elemento de matriz de transição reduzida} \end{array} \right.$

$$B(\lambda L, J_o + J_f) = \frac{1}{2J_o + 1} \sum_{M_o M_f} |\langle f | \alpha_{L\mu} | 0 \rangle|^2 \quad \text{II.2}$$

$$e |J_c - J_f| < 1 < J_o + J_f ; \mu + M_o = M_f$$

Os operadores $\alpha_{L\mu}$ são operadores de multipolo elétrico ($E_{L\mu}$) ou magnético ($M_{L\mu}$) de multipolaridade L. A transição será considerada elétrica quando $\pi_o = (-1)^L \pi_f$ e magnética para $\pi_o = (-1)^{L+1} \pi_f$.

A probabilidade de transição reduzida, supondo partícula única, tem os seguintes elementos de matriz (para o caso elétrico):

$$B^{pu}_{(EL)} = \frac{2L+1}{4} \frac{e^2}{\hbar c} \left[\frac{3R^L}{L+3} \right] \quad \text{II.3}$$

onde: $R = 1.2A^{1/3}$ fm (raio nuclear)

Uma maneira bastante usual de expressar a intensidade de uma transição nuclear é através das chamadas Regras de Soma (RS).

A Regra de Soma Ponderada em Energia (RSPE), para o caso de transições elétricas, somada sobre todas as possíveis transições de partícula única abaixo do limiar de fotoprodução de pions (desprezando-se os efeitos de interações de troca) é dada por:

$$S(EL) = \sum_f B(EL, J_i \rightarrow J_f) (E_f - E_i) \quad \text{II.4}$$

As Ressonâncias Gigantes são assim chamadas porque esgotam uma fração considerável das RS, isto é, $B(EL) \gg B^{Pu}(EL)$.

As RSPE para transições elétricas podem ser escritas em termos da seção de choque de fotoabsorção nuclear^(Co73), de tal maneira que :

$$\int \frac{\sigma dE}{E^{2L-2}} = \pi^2 \left(\frac{e^2}{hc} \right)^2 \frac{L+1}{[(2L+1)!!]^2} \frac{\hbar^2}{M} Q \frac{\langle r^{2L-2} \rangle}{(hc)^{2L-2}} \quad \text{II.5}$$

para $L \geq 1$, onde $Q = Z^2/A + NZ/A$ e M é a massa de um nucleon.

Essa regra de soma é obtida a partir do termo de energia cinética da hamiltoniana nuclear e inclui as excitações isoescalares e isovetoriais. Dessa maneira as RSPE isoescalares são obtidas tomando-se $Q = Z^2/A$ e as RSPE isovetoriais fazendo $Q = NZ/A$.

A Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico (RGE1), que é uma excitação isovetorial, tem sua RS determinada por:

$$\int \sigma dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \frac{NZ}{A} = 60 \frac{NZ}{A} \text{ MeV*mb} \quad \text{II.6}$$

Já a RS isoescalar E2 é :

$$\int \frac{\sigma dE}{E^2} = \frac{\pi^2 e^2}{3Mc^2 hc} \frac{Z^2}{A} \langle r^2 \rangle = 0.22 Z^2 A^{-1/3} \mu\text{b/MeV} \quad \text{II.7}$$

e para E2 isovetorial :

$$\int \frac{\sigma dE}{E^2} = \frac{\pi^2 e^2}{3Mc^2 hc} \frac{ZN}{A} \langle r^2 \rangle = 0.22 NZ A^{-1/3} \mu\text{b/MeV} \quad \text{II.8}$$

$$\text{onde } \langle r^2 \rangle = \frac{3}{5} R^2, \text{ com } R = 1.2 A^{-1/3} \text{ fm}$$

Já as regras de soma E3 são:

$$\int \frac{\sigma dE}{E^4} = \frac{4\pi^2}{225Mc^2} \frac{e^2 \langle R \rangle^4}{\hbar c \hbar c} \frac{Z^2}{A} = 0.31 Z^2 A^{-1/3} \text{ pb/MeV}^3 \quad \text{II.9}$$

e

$$\int \frac{\sigma dE}{E^4} = \frac{4\pi^2}{225Mc^2} \frac{e^2 \langle R \rangle^4}{\hbar c \hbar c} \frac{NZ}{A} = 0.31NZ A^{-1/3} \text{ pb/MeV}^3 \quad \text{II.10}$$

A tabela II.1 mostra os valores numéricos das Regras de Soma Ponderadas em Energia. Nessa tabela apresentamos a localização do pico (E_p) das ressonâncias E1, E2 e E3 em função do número de massa. Os valores de E_p reproduzem a sistemática observada experimentalmente, conforme veremos no próximo item desse capítulo.

TABELA II.1

| L | ΔT | E_p (MeV) | RSPE |
|---|------------|----------------|---------------------------------------|
| 1 | 1 | 77 $A^{-1/3}$ | 60 $NZA^{-1/3}$ MeV*mb |
| 2 | 0 | 63 $A^{-1/3}$ | 0.22 $Z^2 A^{-1/3}$ $\mu\text{b/MeV}$ |
| 2 | 1 | 130 $A^{-1/3}$ | 0.22 $NZA^{-1/3}$ $\mu\text{b/MeV}$ |
| 3 | 0 | 110 $A^{-1/3}$ | 0.31 $Z^2 A^{-1/3}$ pb/MeV |
| 3 | 1 | 180 $A^{-1/3}$ | 0.31 $NZA^{-1/3}$ pb/MeV |

A fim de compararmos a absorção das componentes de Quadrupolo (E2) e Octupolo Elétricos (E3) com a componente de Dipolo Elétrico (E1), vamos fazer a seguinte aproximação (Wo85):

$$\int \sigma_{\gamma}^{EL}(E) dE \cong E_p^{2L-2} \int \frac{\sigma_{\gamma}^{EL}(E)}{E^{2L-2}} dE \quad \text{II.11}$$

onde E_p é a energia do pico da seção de choque de fotoabsorção $\sigma_{\gamma}^{EL}(E)$ (tabela II.1). A equação II.11 fornece com razoável precisão a magnitude da seção de choque total de fotoabsorção integrada em energia, para uma multipolaridade EL.

Utilizando essa equação para o ^{238}U obtemos:

| | % da E1 |
|--|---------------|
| $\int \sigma_{\gamma}^{E1}(E) = 3386 \text{ MeV*mb}$ | 100 |
| $\int \sigma_{\gamma}^{E2}(E) = \left[\begin{array}{l} 31.08 \text{ MeV*mb (isoescalar)} \\ 209.0 \text{ MeV*mb (isovetorial)} \end{array} \right.$ | 0.92 6.20 |
| $\int \sigma_{\gamma}^{E3}(E) = \left[\begin{array}{l} 1.61 \text{ MeV*mb (isoescalar)} \\ 18.37 \text{ MeV*mb (isovetorial)} \end{array} \right.$ | 0.048 0.54 |

Desses resultados vemos que a seção de choque de fotoabsorção σ_{γ}^{E2} , integrada em energia, pode contribuir com até 7% da seção de choque σ_{γ}^{E1} . Já a E3 possui uma seção de choque bastante menor. Voltaremos a esses resultados quando discutirmos a intensidade dos espectros de fótons virtuais para diferentes multipolaridades e a sensibilidade de nossas medidas de eletro-reação para os múltiplos E2 e E3.

II.3 Sistemática para as RG's

Bertrand ($\text{Be}76b, \text{Be}81a$) fez um trabalho minucioso de compilação das características gerais das RG's. Dessa forma, estabeleceu-se uma sistemática para as suas posições, larguras e percentagens esgotadas de suas regras de soma. Essa sistemática vem se confirmando e se aprimorando ao longo do tempo.

II.3.a Sistemática para E1

A RGE1 ($L=1, \Delta T=1, \Delta S=0$) é uma excitação coletiva que domina o

processo de fotoabsorção entre 10 e 20 MeV. Suas principais características são:

- 1) um pico de absorção largo, exceto em núcleos deformados onde aparecem dois picos de absorção. É bem descrita por uma lorentziana nos núcleos esféricos ou por duas no caso de núcleos deformados.
- 2) sua estrutura é fragmentada para núcleos leves ($A \leq 40$)^(Be75a) porém, para núcleos médios e pesados apresenta uma estrutura definida.
- 3) está acima do limiar de emissão de partículas e, em núcleos médios e pesados, seu principal modo de decaimento é a emissão de nêutrons, uma vez que a altura da barreira Coulombiana inibe a emissão de partículas carregadas.

A sistemática experimental da energia de excitação, largura e depleção da sua regra de soma é mostrada na figura II.1. Notamos que, para núcleos com massa maior que 130 a energia de excitação está situada entre 78 e $80 A^{-1/3}$ MeV. Suas larguras variam entre 4 e 8 MeV, sendo menores próximo às camadas fechadas e maiores em núcleos deformados. Esgota aproximadamente 100% de sua RS na região de massa $A > 130$, indicando assim um alto grau de coletividade no processo.

II.3.b

Ressonância Gigante E2 Isoescalar

A RGE2 isoescalar ($L=2, \Delta T=0, \Delta S=0$) possui basicamente as mesmas características gerais da RGE1. Na figura II.2 temos a sistemática experimental da RGE2 ($\Delta T=0$). Pode-se observar que para núcleos de massa $A \geq 100$, o pico dessa ressonância está localizado em $65 A^{-1/3}$ MeV, enquanto que para núcleos mais leves existe uma tendência de encontrá-lo em energias mais baixas. Já para $A \leq 40$ nota-se uma grande fragmentação da ressonância, sendo observados vários estados estreitos.

Com respeito à largura da RGE2 ($\Delta T=0$), nota-se que ela cresce suavemente com o decréscimo do número de massa, embora sejam encontradas variações devido a efeitos de camada, uma vez que detecta-se um estreitamento para $A = 40, 90, 142$ e 208. Na região

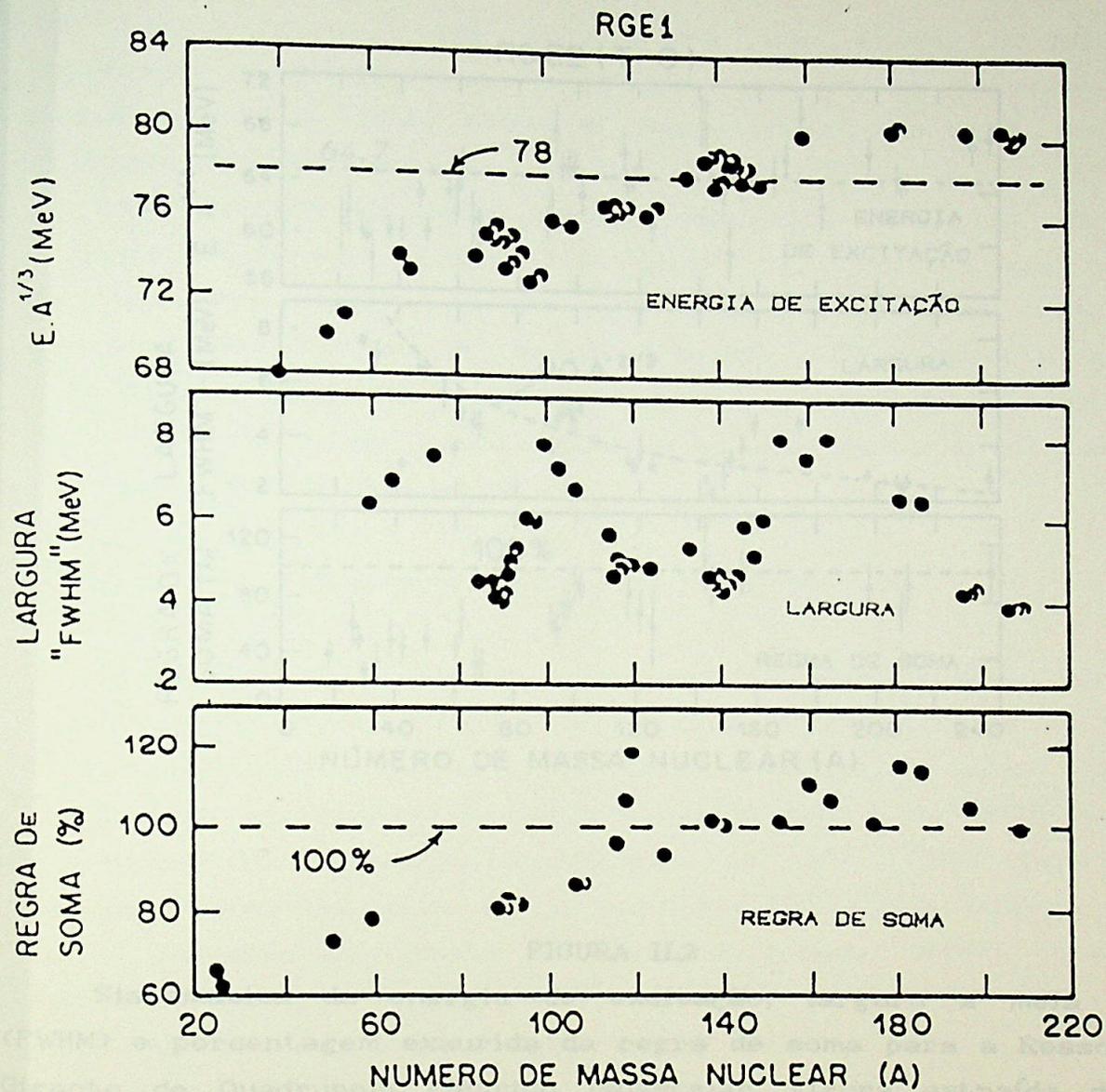


FIGURA II.1

Sistemática da energia de excitação, largura a meia altura (FWHM) e porcentagem exaurida da regra de soma para a Ressonância Gigante de Dipolo Elétrico isovetorial. Figura extraída da ref. Be81a.

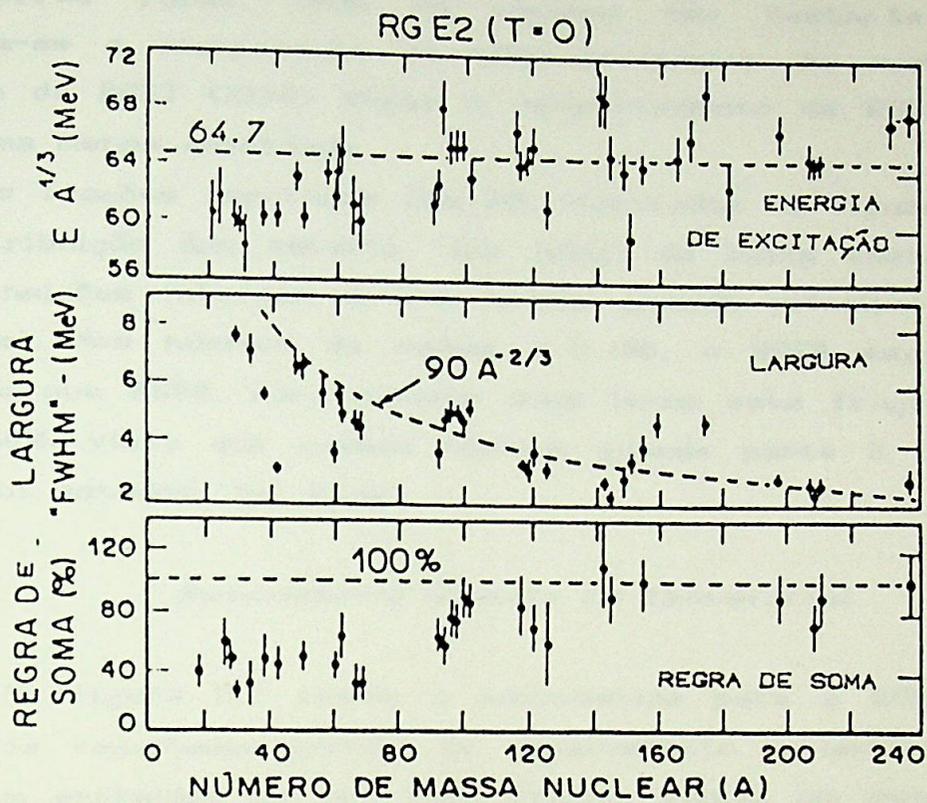


FIGURA II.2

Sistemática da energia de excitação, largura a meia altura (FWHM) e porcentagem exaurida da regra de soma para a Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico Isoescalar. Figura extraída da ref. Be81a.

das terras raras, onde os núcleos são bastante deformados, observa-se o alargamento da RGE2 isoescalar. De maneira geral a largura da RGE2 ($\Delta T=0$) segue o comportamento da RGE1, entretanto de forma menos acentuada.

As frações esgotadas das RS, mostradas na figura não incluem a contribuição dos estados "low lying" de baixa energia, oriunda de transições internas a uma mesma camada principal (modelo de camadas). Nos núcleos de massa $A \geq 100$, a RGE2 esgota cerca de 100% da sua RSPE. Para núcleos mais leves esta fração está entre 30 e 50%, visto que nesses núcleos grande parte à intensidade E2 está nos estados "low lying".

II.3.c *Ressonância Gigante E2 Isovetorial*

Na figura II.3 temos a sistemática para a RGE2 isovetorial. Todos os resultados provém de espalhamento inelástico de elétrons e foram extraídos da ref. Pi80. Embora exista um menor número de dados, essa sistemática é muito parecida com a da RGE2 isoescalar. A energia de excitação localiza-se em $130A^{-1/3}$ MeV para núcleos pesados, sendo um pouco menor para $A \leq 100$. A sua largura decresce com o aumento do número de massa do núcleo, sendo que , para núcleos pesados esgota aproximadamente 100% de sua RSPE , diminuindo esse valor para núcleos mais leves.

II.3.d *Ressonância M1*

As transições de Dipolo Magnético, apesar de terem seu estudo iniciado na década de 60 ^(Fa75), até hoje não têm sua sistemática experimental bem definida.

As transições M1 se processam predominantemente através do mecanismo de inversão de spin ^(Fa75), envolvendo portanto apenas nucleons da camada de valência, o que lhe confere um caráter menos coletivo que as ressonâncias E1 e E2. A intensidade de M1 geralmente é encontrada espalhada em muitos níveis abaixo do limiar de emissão de partículas, tendo sido pouco observada em experimentos de desintegração nuclear.

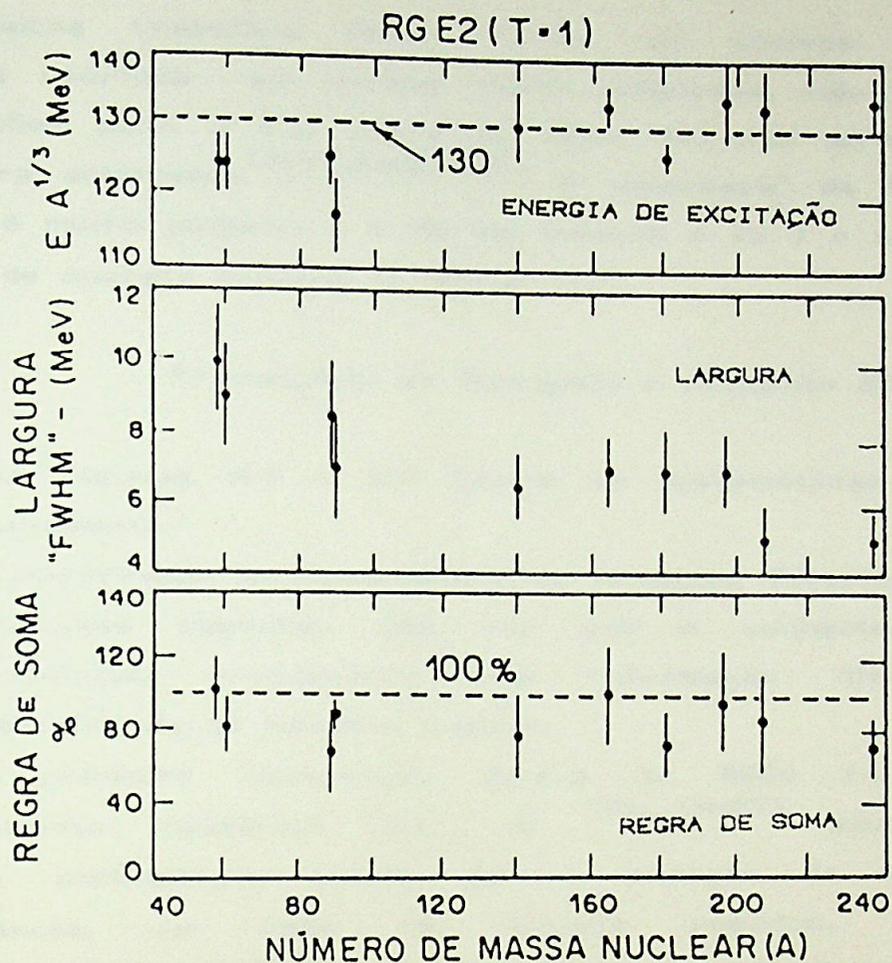


FIGURA II.3

Sistemática da energia de excitação, largura a meia altura (FWHM) e porcentagem exaurida da regra de soma para a Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico Isovetorial. Figura extraída da ref. Be81a.

Poucos trabalhos foram feitos em núcleos pesados, onde cálculos teóricos se tornam muito complexos, não havendo assim expressões para a sua regra de soma. Estudos anteriores indicam que para actinídeos^(Ar78,Ar80,Ar81) o "strength" de M1 no canal de fissão é muito pequeno ($\approx 5\%$ em relação a E2) e se concentra na região de energia próxima ao limiar (γ, f).

II.3.e *Transições de Monopolo e Octupolo Elétricos*

Nas figuras II.4 e II.5 temos as sistemáticas para E0 e E3 respectivamente.

A observação da Ressonância de Monopolo Elétrico é cercada de um interesse especial, uma vez que o conhecimento de suas características proporciona uma informação direta sobre a compressibilidade da matéria nuclear.

A primeira observação direta da RGE0 foi feita usando espalhamento inelástico (α, α') no $^{208}_{\text{Pb}}$ (Ha77), com alfas de 120 MeV. A sistemática indica que a energia de excitação dessa ressonância, no caso de núcleos pesados, localiza-se em aproximadamente $80A^{-1/3}$, com largura de cerca de 3 MeV.

Podemos separar a ressonância E3 em duas classes de excitações octupolares, as "low lying 3^- ", correspondentes a excitações de $1\hbar\omega$ e a RGE3 com $3\hbar\omega$ de excitação. As excitações de $1\hbar\omega$ têm sido encontradas geralmente em $32A^{-1/3}$ MeV. Já a RGE3 de alta energia ($3\hbar\omega$), tem sua energia de excitação em cerca de $110A^{-1/3}$ MeV, conforme verificamos na figura II.5.

II.4 *Fotoexcitação nuclear e função intensidade*

As interações eletromagnéticas usadas para excitar o núcleo são entendidas como reações envolvendo espalhamento inelástico de elétrons ou fótons reais, sendo as reações que envolvem espalhamento de elétrons interpretadas sob a óptica da teoria dos fótons virtuais.

Uma grandeza física utilizada na descrição das reações

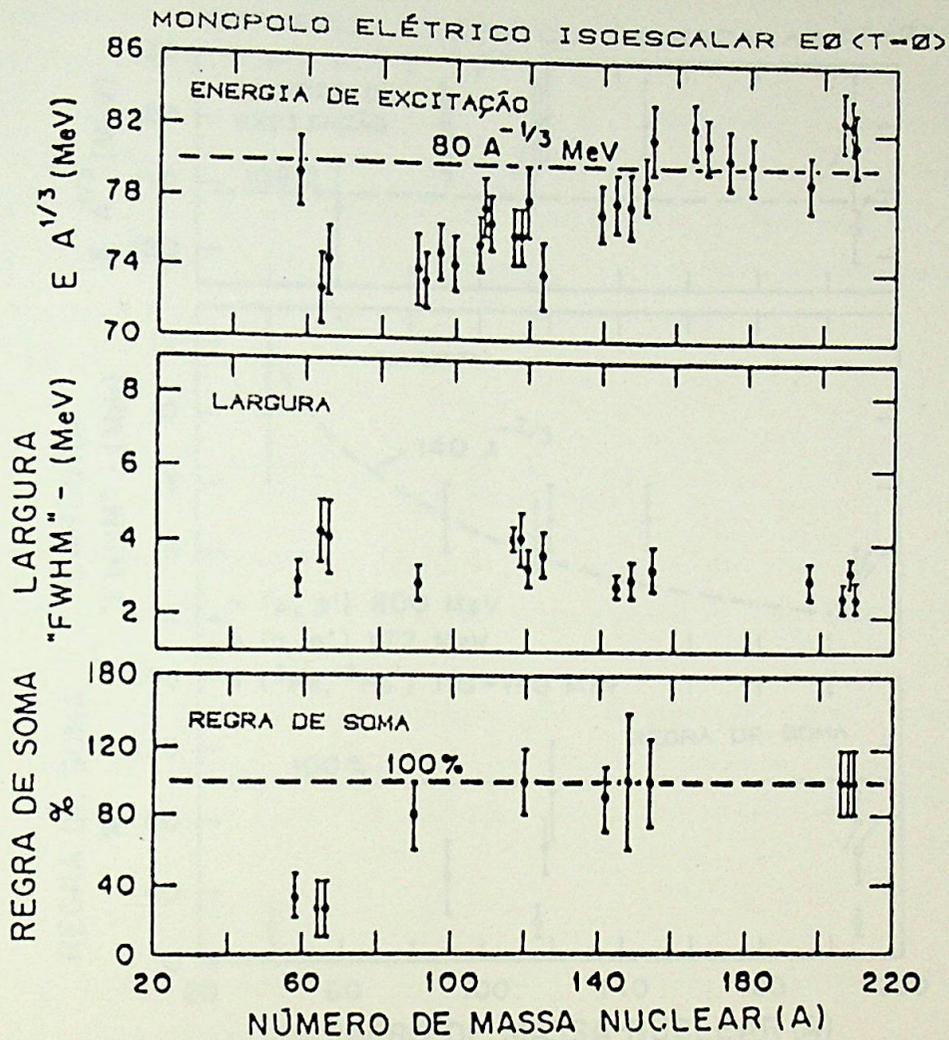


FIGURA II.4

Sistemática da energia de excitação, largura a meia altura (FWHM) e porcentagem exaurida da regra de soma para a Ressonância Gigante de Monopolo Elétrico Isoescalar. Figura extraída da ref. Be81a.

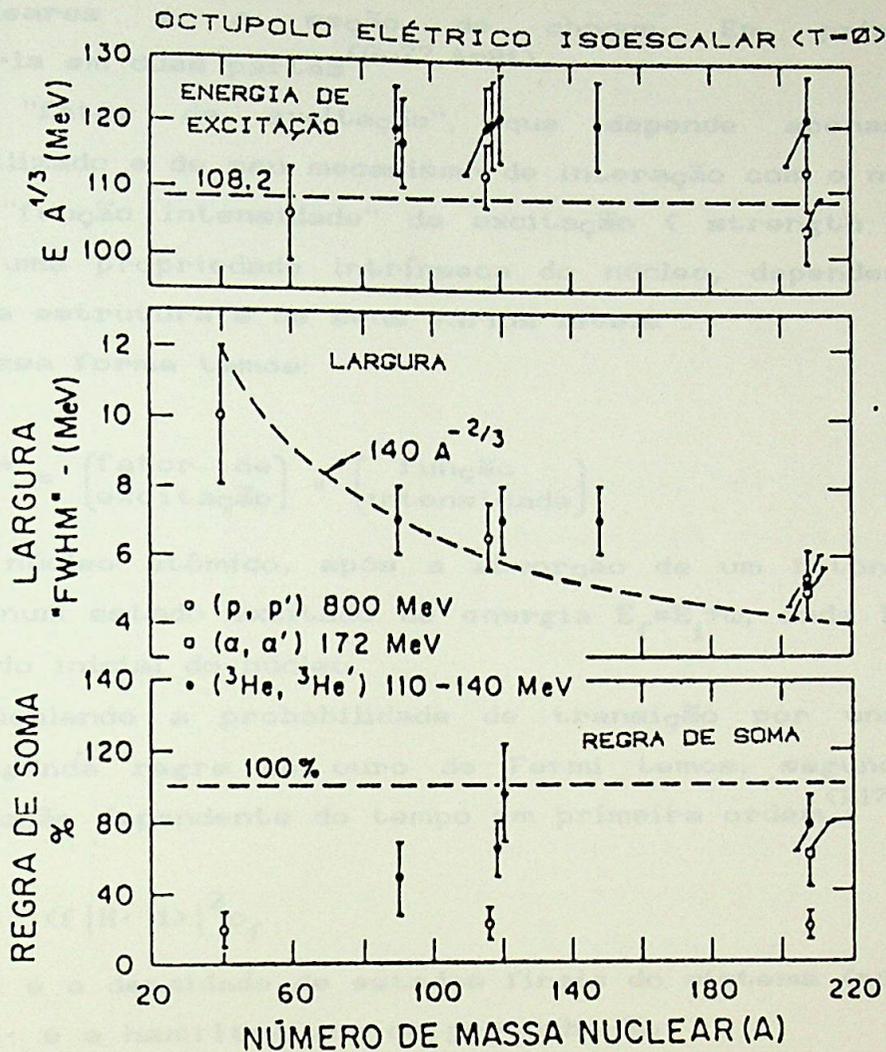


FIGURA II.5

Sistemática da energia de excitação, largura a meia altura (FWHM) e porcentagem exaurida da regra de soma para a Ressonância Gigante de Octupolo Elétrico Isoescalar. Figura extraída da ref. Be81a.

fotonucleares é a seção de choque. Em princípio podemos decompô-la em duas partes^(Go77,Ar81).

- 1 O "fator de excitação", que depende apenas do projétil utilizado e de seu mecanismo de interação com o núcleo
- 2 A "função intensidade" da excitação (strength function), que é uma propriedade intrínseca do núcleo, dependendo apenas da sua estrutura e de seus vários níveis .

Dessa forma temos:

$$\text{seção de choque} = \left(\text{fator de excitação} \right) \times \left(\text{função intensidade} \right) \quad \text{II.12}$$

O núcleo atômico, após a absorção de um fóton de energia ω , estará num estado excitado de energia $E_f = E_i + \omega$, onde E_i é a energia do estado inicial do núcleo.

Calculando a probabilidade de transição por unidade de tempo pela segunda regra de ouro de Fermi temos, segundo a teoria de perturbação dependente do tempo em primeira ordem^(Ei70):

$$W = 2\pi \left| \langle f | H' | i \rangle \right|^2 \rho_f \quad \text{II.13}$$

onde: ρ_f é a densidade de estados finais do sistema (núcleo+fóton)

H' é a hamiltoniana de perturbação

$$H' = \int \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{r} \quad \text{II.14}$$

com: $\vec{j}(\vec{r}, t)$ = operador de corrente nuclear

$\vec{A}(\vec{r}, t)$ = operador potencial vetor eletromagnético

Os estados iniciais e finais podem ser caracterizados por:

$|i\rangle = |\alpha; \vec{k}\mu\rangle$ = núcleo no estado inicial $|\alpha\rangle$ com energia E_α e fóton com vetor de onda \vec{k} e polarização μ .

$|f\rangle = |\beta_f; 0\rangle$ = núcleo no estado excitado $|\beta\rangle$ com energia E_β e nenhum fóton presente.

Executando uma manipulação algébrica conveniente, descrita em detalhe em (Co73), chega-se a:

$$\sigma_f(EL, \omega) = (2\pi)^3 \alpha \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!!]^2} \omega^{2L-1} B(EL, \omega_f) \rho_f(\omega, \omega_f) \quad \text{II.15}$$

onde ω é a energia do fóton e $\rho_f(\omega, \omega_f)$ é a densidade de estados finais para:

$$\int \rho(\omega, \omega_f) d\omega = 1 \quad \text{II.16}$$

$B(EL, \omega_f) = \sum_K B_K(EL, \omega)$ é a probabilidade de transição reduzida, somada sobre todos os estados com $J = L, \pi = (-1)^L$, e $K = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm L$ onde $(Ar80)$:

$$B_K(EL, \omega_f) = \langle M_{\lambda\nu} | JK \rangle^2 \left[M(\omega_f) \right]^2 \quad \text{II.17}$$

sendo $M(\omega_f) = \langle \beta_f | |\Omega(EL)| | \alpha \rangle$ o elemento de matriz reduzida para uma transição EL. α e β_f são as funções de onda nucleares do estado fundamental e do estado final e Ω é o operador multipolar $(Ar80)$.

Podemos fazer uma integral ponderada na energia da equação II.15 sobre a linha de absorção

$$\int_{\text{linha}} \frac{\sigma_f(EL, \omega)}{\omega^{2L-1}} d\omega = \frac{8\pi^3 \alpha}{(hc)^{2L-2}} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!!]^2} B(EL, \omega_f) \underbrace{\int_{\text{linha}} \rho(\omega, \omega_f) d\omega}_{= 1} \quad \text{II.18}$$

Derivando a equação II.18 temos:

$$\frac{\sigma(EL, \omega)}{\omega^{2L-1}} = \frac{8\pi^3 \alpha}{hc^{2L-2}} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!!]^2} \frac{dB(EL, \omega_f)}{d\omega} \quad \text{II.19}$$

imediatamente temos:

$$\sigma(EL, \omega) = \left[\frac{8\pi^3 \alpha}{hc^{2L-2}} \frac{(L+1) \omega^{2L-1}}{L[(2L+1)!!!]^2} \right] \times \left[\frac{dB(EL, \omega, J_i + J_f)}{d\omega} \right] \quad \text{II.20}$$

Pelas características dessa expressão notamos que o

primeiro termo entre as chaves é o "fator de excitação" do núcleo para um fóton EL incidente, e o termo $\frac{dB}{d\omega}$ é a "função intensidade" da excitação ("strength function"), uma propriedade característica do núcleo para uma dada transição EL, dependendo apenas dos estados inicial e final. A função intensidade é a propriedade nuclear mais fundamental obtida através de reações fotonucleares. Portanto, da equação II.20 temos:

$$\sigma_{\gamma}^{EL}(\omega) \propto \omega^{2L-1} \frac{dB(EL, \omega)}{d\omega} \quad \text{II.21}$$

Em espalhamento de elétrons mede-se $\frac{dB}{d\omega}$ que, em geral, para ressonâncias gigantes, é bem ajustada por uma Breit-Wigner (BW). Assim, a forma para σ_{γ}^{E1} devia ser uma BW x ω e para σ_{γ}^{E2} uma BW x ω^3 . Verifica-se que uma BW x ω é muito aproximadamente uma lorentziana. Sabemos por outro lado que a RGE1, observada com fótons reais, é bem ajustada por lorentzianas. Para o caso de E2, se a largura da ressonância for $\cong 4$ MeV, a diferença entre uma BW x ω^3 e uma lorentziana não é muito grande porém, para larguras bem maiores torna-se interessante representar a seção de choque por uma curva BW x ω^3 .

II.5 Fótons Virtuais

As experiências de eletrodesintegração nuclear permitem o estudo da desexcitação nuclear através de um certo canal de decaimento, enquanto que o espalhamento inelástico de elétrons traz informações sobre a excitação do núcleo pela observação do elétron espalhado. Essa é a diferença fundamental entre as duas técnicas, que possuem assim um caráter complementar.

Na eletrodesintegração nuclear detecta-se o produto final (x) da reação de desintegração (e,x). Essa técnica corresponde a um espalhamento inelástico de elétrons integrado sobre todos os ângulos de espalhamento (pois o elétron espalhado não é detectado) e sobre todas as possíveis energias de excitação para a reação em questão. Assim o limiar da reação e a energia cinética do elétron

incidente impõem respectivamente os valores mínimo e máximo para a transferência de energia.

Embora a eletrodesintegração possua a desvantagem de não medir diretamente a seção de choque da ressonância em função do momento transferido, e sim seu valor integrado, ela consegue discriminar o canal de decaimento, uma vez que o produto final (x) é geralmente detectado.

A análise das medidas de eletrodesintegração pela técnica dos fótons virtuais procura determinar a intensidade e a multipolaridade das transições presentes no processo de desexcitação nuclear.

A suposição básica inerente ao método dos fótons virtuais é que a seção de choque de eletrodesintegração pelo canal x, integrada sobre todos os ângulos de espalhamento, $\sigma_{e,x}(\omega)$, pode ser expressa em termos da sua respectiva seção de choque de fotodesintegração, $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(\omega)$, associada com a absorção de um fóton de multipolaridade λL , através do espectro de fótons virtuais, $N^{\lambda L}(\omega, E_0, Z, A)$.

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(\omega) N^{\lambda L}(\omega, E_0, Z, A) \frac{d\omega}{\omega} \quad \text{II.22}$$

onde: E_0 = energia cinética do elétron incidente

ω = energia de excitação por absorção de um fóton de multipolaridade λL

Z = número atômico do núcleo

A = massa do núcleo

A idéia do formalismo dos fótons virtuais baseia-se nas considerações de Weizsäcker^(Wc31) e Williams^(Wi31), que abordam a interação elétron-núcleo através da decomposição em multipolos, na região do núcleo, do campo produzido pela passagem do elétron, de tal modo que o seu efeito no núcleo possa ser comparado com o produzido pela absorção da radiação eletromagnética. Assim, fica implícito no conceito de fóton virtual que essa radiação virtual não pode ser detectada diretamente, mas sim pelo efeito no núcleo

que espalhou o elétron.

Sob o ponto de vista teórico a validade da expressão II.22 é garantida pelo fato de os operadores de transição nucleares, no limite de baixos momentos transferidos ($q \rightarrow \omega$), serem idênticos para as transições induzidas por elétrons e por fótons^(Ba62). Isso pode ser visto com clareza através do procedimento utilizado para a obtenção dos espectros de fótons virtuais na aproximação de Born em onda plana (PWBA), e considerando-se o núcleo pontual. Esse procedimento é descrito em detalhe nas referências (Ba62, Wo85, Ha80) e aqui será apenas indicado em suas linhas gerais. Convém ressaltar que a aproximação PWBA não é correta para núcleos com $Z \geq 20$, sendo necessários nesse caso cálculos na aproximação de ondas distorcidas (DWBA), que considera as distorções nas funções de onda do elétron incidente e emergente no campo Coulombiano do núcleo^(Ga71, Va77). Nesse formalismo, onde a carga do núcleo é concentrada em um ponto, as componentes longitudinal e transversal não aparecem explicitamente, pois a "trajetória" do elétron muda continuamente à medida que ele penetra no campo nuclear. Como resultado desses cálculos em DWBA temos que as intensidades dos espectros de fótons virtuais são amplificadas quando comparadas com os cálculos em PWBA.

Os espectros de fótons virtuais, $N^{\lambda L}$, de multipolaridade λL , em ondas planas, são obtidos através da comparação entre a seção de choque de espalhamento de elétrons e a integral da seção de choque de fotoabsorção.

$$\frac{dN^{\lambda L}}{d\Omega} = \omega \frac{d\sigma^{\lambda L}}{d\Omega} / \int \sigma_{\gamma}^{\lambda L}(\omega) d\omega \quad \text{II.23}$$

onde, segundo a equação II.18 temos:

$$\int \sigma_{\gamma}^{\lambda L}(\omega) = 8\pi^3 \frac{(L+1)}{L!(2L+1)!!} \frac{\alpha \omega^{2L-1}}{hc^{2L-2}} B(\lambda L, \omega) \quad \text{II.24}$$

Podemos utilizar a aproximação de Born para descrever a seção de choque de espalhamento de um elétron de energia E_0 , excitando um nível nuclear isolado e bem separado e passando para um estado

de energia final E_f , num ângulo sólido $d\Omega$ (Ha80, Ub71).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{4\pi e^2}{P_o} \sum_L \frac{(L+1)q^{2L}}{L[(2L+1)!!!]^2} \left\{ \frac{L}{L+1} B(CL, q) V_c(\theta) + \right. \\ \left. + \left[B(EL, q) + B(ML, q) \right] V_t(\theta) \right\} \quad \text{II.25}$$

onde : P_o e P_f são os momentos dos elétrons incidente e espalhado, q é o momento transferido ao núcleo, θ o ângulo de espalhamento, L a multipolaridade, os B 's são as probabilidades de transição e V_c e V_t são os fatores angulares Coulombiano e transversal dados por:

$$V_c(\theta) = P_o P_f \frac{2P_o^2 + 2P_f^2 + 4m^2 c^2 - \omega^2 - q^2}{q^4} \quad \text{II.26}$$

$$V_t(\theta) = P_o P_f \frac{(P_o^2 + P_f^2 - \omega^2) - 2(\vec{p}_o \cdot \vec{q})(\vec{p}_f \cdot \vec{q})}{q^2 (q^2 - \omega^2)^2} \quad \text{II.27}$$

A somatória da equação II.25 estende-se desde $L=0$ para o termo Coulombiano e $L=1$ para os transversais (elétrico ou manético).

Substituindo II.25 e II.24 em II.23 temos:

$$\frac{dN^{CL}}{d\Omega} = \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 P_o^2 \omega^{2L-2}} \frac{L}{L+1} \frac{B(CL, q)}{B(CL, \omega)} V_c(\theta) \quad \text{II.28}$$

$$\frac{dN^{EL}}{d\Omega} = \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 P_o^2 \omega^{2L-2}} \frac{B(EL, q)}{B(EL, \omega)} V_t(\theta) \quad \text{II.29}$$

$$\frac{dN^{ML}}{d\Omega} = \frac{e^2 q^{2L}}{2\pi^2 P_o^2 \omega^{2L-2}} \frac{B(ML, q)}{B(ML, \omega)} V_t(\theta) \quad \text{II.30}$$

No limite de $q \rightarrow \omega$, $B(\lambda L, q) = B(\lambda L, \omega)$, de forma que os B 's nas equações acima se cancelam. A integração das expressões

II.28, II.29 e II.30, sobre todos os ângulos do elétron espalhado, fornece os espectros de fótons virtuais na aproximação de ondas planas e núcleo pontual. O espectro total para as transições elétricas é obtido pela soma das componentes Coulombiana (longitudinal) e transversal ($N^{EL} = N^{CL} + N^{EL}$), ao passo que as magnéticas possuem apenas a componente transversal ($N^{ML} = N^{ML}$).

II.6 Consideração do tamanho finito do núcleo no cálculo dos espectros de fótons virtuais

Os espectros de fótons virtuais calculados em DWBA levam em conta a distorção das funções de onda do elétron no campo produzido por um núcleo pontual. Essa aproximação entretanto não é razoável para núcleos pesados (Z alto). Uma avaliação mais completa do efeito do tamanho do núcleo nos espectros de fótons virtuais foi feita por Onley e colaboradores^(Za81, Za86). Nesses cálculos Onley considerou o efeito do tamanho do núcleo usando uma distribuição de carga e de densidade de corrente nucleares dada pelo modelo hidrodinâmico de Tassie^(Ta56). A escolha desse modelo entretanto, não é obrigatória pois, na seção de choque de espalhamento inelástico de elétrons, para baixos momentos transferidos, os elétrons não são sensíveis a detalhes da distribuição de carga e densidade de corrente nucleares, percebendo apenas o raio quadrático médio. Nesse caso, supor uma distribuição de Fermi para representar a densidade de carga é suficiente.

As figuras II.6 e II.7, extraídas da ref. (Wo87b), mostram os espectros de fótons virtuais de E1 e E2 para elétrons de energias de 12, 22 e 30 MeV calculados para o tântalo ($Z = 73$). Note-se que o efeito do tamanho finito do núcleo é decrescer os espectros DWBA e núcleo pontual em cerca de 10% para E1 e em até 50% para E2. Uma descrição detalhada do efeito do tamanho do núcleo nos espectros de fótons virtuais pode ser encontrada nas referências (Pa87) e (Wo87b).

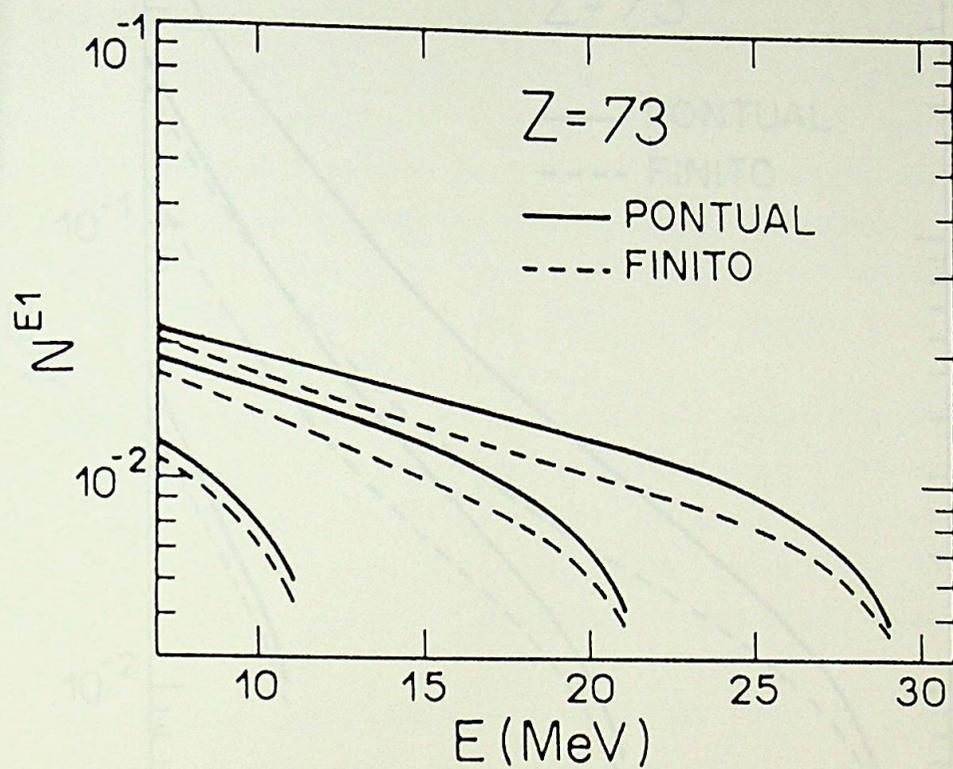


FIGURA II.6

Espectros de fótons virtuais E1 em DWBA com núcleo pontual (linha contínua) e considerando o tamanho do núcleo (linha tracejada) para elétrons de energia de 12, 22 e 30 MeV.

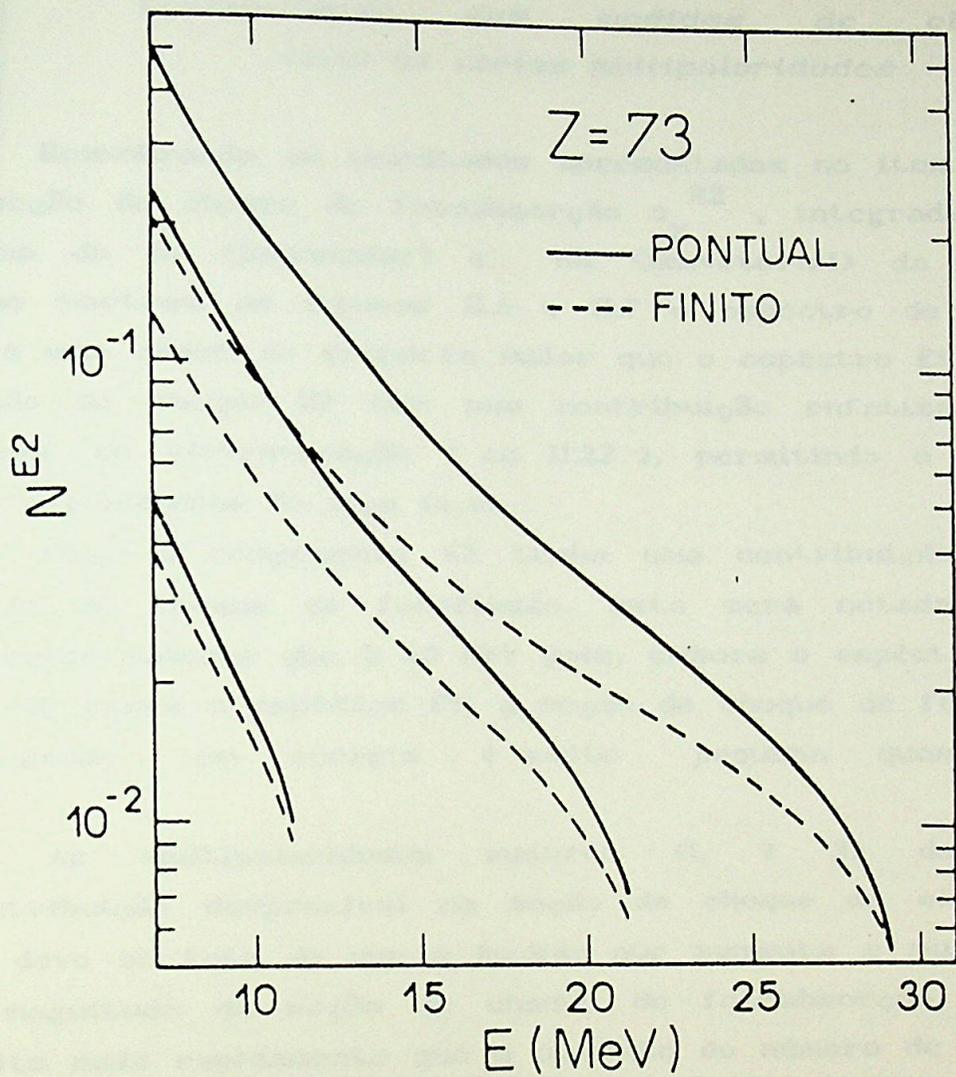


FIGURA II.7

Espectros de fótons virtuais E2 em DWBA com núcleo pontual (linha contínua) e considerando o tamanho do núcleo (linha tracejada) para elétrons de energia de 12, 22 e 30 MeV.

II.7 Sensibilidade das medidas de eletro-reação (e,x) às várias multipolaridades

Relembrando os resultados apresentados no item II.2, vemos que a seção de choque de fotoabsorção σ_{γ}^{E2} , integrada em energia, é cerca de 1% (isoescalar) e 6% (isovetorial) da integral de E1. Como mostram as figuras II.6 e II.7 o espectro de fótons virtuais E2 é uma ordem de grandeza maior que o espectro E1. Desse modo, a seção de choque E2 tem sua contribuição enfatizada na seção de choque de eletro-reação (eq. II.22), permitindo o estudo da RGE2 por experiências do tipo (e,x).

Caso a componente E3 tenha uma contribuição detectável na seção de choque de fotofissão, esta será notada somente para energias maiores que ≈ 40 MeV pois, embora o espectro E3 seja cerca de 100 vezes o espectro E1, a seção de choque de fotoabsorção σ_{γ}^{E3} , integrada em energia, é muito pequena quando comparada a σ_{γ}^{E1} .

As multipolaridades maiores ($L \geq 3$) devem ter uma contribuição desprezível na seção de choque de eletrofissão. Isso se deve ao fato de que à medida que aumenta a multipolaridade EL, a magnitude da seção de choque de fotoabsorção $\sigma_{\gamma}^{EL}(\omega)$ diminui muito mais rapidamente que o aumento do número de fótons virtuais trocados entre o elétron e o núcleo.

CAPÍTULO III

PROCEDIMENTO E ARRANJO EXPERIMENTAL

III.1 Introdução

Nesse trabalho nos propusemos a medir e analisar os dois canais abertos para o decaimento da Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico isoscalar no ^{238}U . Medimos as seções de choque de eletrofissão e de eletrodesintegração por emissão de um nêutron até a energia de 60 MeV.

Para a medida desses canais utilizamos diferentes técnicas experimentais, visto que a determinação do número de reações produzidas em cada um dos dois processos requer a utilização de detectores distintos.

O cálculo de uma seção de choque de reação envolve a determinação de vários parâmetros, sendo essa definida como:

$$\sigma_x = \frac{\text{n}^\circ \text{ de eventos produzidos}}{\text{n}^\circ \text{ de projéteis incidentes}} = \frac{1}{\text{n}^\circ \text{ de núcleos do alvo}} \quad \text{III.1}$$

Entretanto, no estudo dos canais de fissão e desintegração algumas técnicas e equipamentos são comuns:

A fonte de elétrons usados como projéteis é comum aos dois canais e constitui-se no Acelerador Linear de Elétrons do IFUSP, sendo a coleção de carga feita através do mesmo copo de Faraday.

Os alvos utilizados nesse trabalho foram fabricados no Laboratório do Acelerador Linear, através da técnica de eletrodeposição desenvolvida por Parker et al.^(Pa61), produzindo-se depósitos de óxido de urânio (UO_3) sobre folhas de alumínio de $7\mu\text{m}$ de espessura. Foram utilizados seis diferentes alvos, sendo que a determinação da quantidade de urânio nos alvos foi feita por métodos convencionais de espectroscopia alfa (os detalhes desse método podem ser encontrados na referência Ma76). A espessura desses alvos varia entre 70 e 250 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de U^{238} depositado no

alumínio.

Sendo assim descreveremos inicialmente como foram determinados esses parâmetros comuns e posteriormente os detalhes experimentais específicos da determinação do número de reações produzidas e a respectiva seção de choque de cada um dos dois canais de decaimento estudados.

III.2 *Acelerador Linear de Elétrons.*

O Acelerador linear do IFUSP foi doado pela Universidade de Stanford. Esse acelerador, chamado MARK II, foi construído como um protótipo do acelerador de 3200 m e 20 GeV do Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). O MARK II foi instalado em São Paulo entre 1969 e 1971 por Jiro Takahashi e colaboradores^(Ta75), sendo suas principais características dadas abaixo.

| | |
|---|--------------|
| comprimento | 3m por seção |
| freq. de micro ondas | 2856 MHz |
| Nº de seções aceleradoras | 2 |
| Nº de Klystrons | 2 |
| Pico de potência de micro onda | 24 MW |
| Potência média máxima | 10 Kw |
| "Duty cycle" máximo | $1,5E^{-4}$ |
| Energia | 6-60 MeV |
| Corrente máxima de pico(não analisada) | 10 mA |
| Corente analisada média | 0.7 μ A |
| Taxa de repetição | 60 ou 120 Hz |
| Resolução em energia: feixe não analisado | 7% |
| feixe analisado | 1% |

A análise em energia do feixe de elétrons é obtida por um conjunto de fendas e lentes magnéticas com dupla deflexão do feixe. Uma descrição completa desse acelerador pode ser encontrada em (Ta75).

Gouffon^(Go79) mediu vários limiares de emissão de nêutrons

através de reações (e,n) , obtendo por esse processo a seguinte calibração em energia para o feixe analisado do acelerador:

$$E_0 = \sqrt{3.121 \times 10^{-4} B^2 + 0.261} - 0.511 \quad \text{III.2}$$

onde: E_0 = energia cinética dos elétrons (MeV)

B = campo magnético do ímã analisador (gauss)

Essa calibração , conferida periodicamente, é a utilizada nesse trabalho.

III.3 *Medida das seções de choque de eletro+foto-reação.*

Conforme veremos mais adiante, os métodos de análise utilizados nesse trabalho exigem, para uma correta separação multipolar da seção de choque de foto-reação (fissão ou desintegração), medidas dos "yields" de produção de eletro+fotofissão e eletro+fotodesintegração. Para tanto usamos um radiador de tântalo de 272 mg/cm² na frente do feixe de elétrons e colocado imediatamente antes do alvo de ²³⁸U. Nesse tipo de arranjo os "yields" obtidos são devidos em parte à radiação de "bremsstrahlung" produzida pelos elétrons ao se chocarem com o radiador e em parte aos elétrons que atravessam o radiador (após perderem um pouco de sua energia) e atingem o alvo, provocando a eletro-reação. A escolha do tântalo como radiador deve-se a seu elevado número atômico ($Z = 73$), o que otimiza a produção de fótons de "bremsstrahlung" em relação à perda de energia dos elétrons no radiador.

Entretanto, a geometria do feixe de elétrons é alterada devido ao espalhamento no radiador e no alvo, de tal forma que a carga irradiada não é totalmente coletada pelo copo de Faraday. Um monitor de emissão secundária (SEM) substitui nesse caso o copo de Faraday na monitoração da carga total irradiada. O SEM é constituído de tres folhas de aluminio com 10 μ m de espessura cada uma. A folha central, ao ser atravessada pelos elétrons do feixe, emite elétrons de sua superfície (chamados elétrons secundários),

sendo esses últimos coletados pelas outras duas, visto que entre elas existe uma diferença de potencial de 100 V. Ao serem coletados esses elétrons produzem pulsos de corrente que são digitalizados e armazenados num contador. O SEM é posicionado no interior do tubo do acelerador, próximo à câmara de irradiação.

A utilização do Alumínio como material constituinte do SEM apresenta vantagens e desvantagens. A vantagem reside no fato de que o Al possui um número atômico baixo ($Z=13$), sendo portanto pequena a sua produção de "bremsstrahlung". Por outro lado, por ser esse metal quimicamente muito reativo, ocorre facilmente a oxidação de sua superfície. Não obstante o vácuo (de 10^{-6}) no interior do tubo do acelerador, as moléculas de oxigênio remanescentes são suficientes para provocar a oxidação das folhas de Alumínio, aumentando a emissão de elétrons secundários.

Sendo a eficiência do SEM em relação ao copo de Faraday determinada pela quantidade de elétrons secundários emitidos na passagem de uma dada carga do feixe e sendo esse efeito modificado pela presença de óxido de alumínio na superfície das folhas, faz-se necessário a sua limpeza. Essa é realizada pelos próprios elétrons do feixe, que ao passarem pelo SEM retiram o óxido depositado. Dessa forma basta deixar o feixe passar pelo SEM por um intervalo de tempo suficiente para que haja a estabilidade da calibração de eficiência antes de começar a irradiação propriamente dita. Como a determinação da eficiência do SEM em relação ao copo de Faraday é fundamental, ela foi feita prévia e posteriormente a cada irradiação, tomando-se 25 medidas de calibração antes e 25 depois da irradiação e adotando como seu valor a média dessas medidas.

III.4

Medidas de eletrodesintegração

A seção de choque de eletrodesintegração foi determinada através da contagem da atividade residual provocada no alvo de ^{239}U durante as irradiações em decorrência das reações de

eletrodesintegração $^{238}\text{U}(e,n)^{237}\text{U}$. Sendo o ^{237}U instável por emissão β^- através da reação: $^{237}\text{U} \rightarrow ^{237}\text{Np} + \beta^- + \bar{\nu}$, com meia vida de 6.75 dias (Le78), é possível, acompanhando esse decaimento, determinar o número de núcleos de ^{237}U formados no alvo durante a irradiação. Devido à meia vida do ^{237}Np ser de aproximadamente uma semana, só é possível a reutilização de um alvo em outra irradiação se aguardado um prazo de cerca de 10 semanas. Sendo esse período respeitado, o número de núcleos de ^{237}U remanescentes da irradiação anterior será cerca de 0.1% de seu valor inicial, não afetando assim as medidas referentes à irradiação subsequente. Devido a essa limitação, cinco alvos distintos de ^{238}U foram usados na determinação da seção de choque de eletrodesintegração.

III.5 Procedimento experimental nas irradiações de eletrodesintegração

Nas irradiações foi utilizada uma câmara de reação de aço inoxidável. A rotina das irradiações consiste em colocar o alvo em seu suporte dentro da câmara onde, depois de tampada, é feito vácuo através de bombas mecânicas (até cerca de 10^{-3} torr) ligando-se então a bomba difusora. Quando o vácuo atinge 10^{-6} torr a câmara é acoplada ao sistema de vácuo do acelerador, mantido por bombas iônicas.

No interior dessa câmara está instalado um suporte que possibilita colocar na frente do feixe ora o alvo ora um retículo (o "screen"). Sobre o retículo existe um depósito de sulfeto de zinco (ZnS) que, quando atravessado pelo feixe de elétrons torna-se luminoso, possibilitando assim examinar a forma e a posição do feixe por um circuito interno de TV.

Após o ajuste da energia da irradiação, determinando o campo magnético nos eletroímãs que compõem o sistema óptico de análise de feixe do acelerador, otimizamos a sua coerente. Em seguida o "screen" é colocado na frente do feixe e, com o auxílio da câmara de TV, são ajustadas sua posição e forma. O "screen" é então

retirado de forma que o feixe possa atravessar toda a câmara de irradiação e penetrar no copo de Faraday. Uma pequena placa de vidro é colocada na boca do copo de Faraday num procedimento conhecido como "fotografar o feixe". Ao ligarmos a máquina, os elétrons atravessam a lâmina de vidro deixando nele uma mancha escura que além de nos mostrar a real forma do feixe, assegura-nos que ele está entrando no centro do copo de Faraday, certificando-nos de que toda a carga está sendo coletada. Depois de todo esse procedimento o alvo é colocado na frente do feixe e a irradiação é iniciada.

III.6 *Monitoração da corrente e correção da carga nas medidas de desintegração*

Uma das informações fundamentais na determinação da seção de choque é a carga total irradiada no alvo. O cálculo dessa grandeza seria facilitado se a corrente do Acelerador Linear fosse constante, no entanto, essa corrente está sujeita a variações durante o tempo em que a irradiação é realizada. A maneira encontrada para resolver esse problema foi a contagem da carga por meio de um computador PDP-11/45 com um programa de nome CARGA^(Co86). Esse programa, uma vez fornecido o tempo total da irradiação, a constante do decaimento radioativo do produto da reação e um intervalo de tempo definido, monitora a carga total irradiada para cada intervalo de tempo fixo. A carga total irradiada será portanto fornecida pela soma das cargas parciais de cada intervalo até que se complete o tempo de irradiação. O programa CARGA, além de fornecer a carga total irradiada, calcula o que chamamos de carga equivalente. Essa carga equivalente corresponde à carga total diminuída da sua fração responsável pelas reações de desintegração que decaíram antes do término da irradiação.

A duração de cada irradiação foi escolhida de maneira a se obter boa estatística nas contagens da atividade residual. Em

nossas irradiações esse tempo ficou em torno de 4 horas.

III.7

Medida da atividade residual

Após o término da irradiação, iniciamos a contagem da atividade residual induzida no alvo. O decaimento do ^{237}U por emissão beta é acompanhado pela emissão de um gama de 59.54 KeV^(Le78), que pode ser medido por um detector de radiação de Germânio hiperpuro (HPGe).

O sistema detector utilizado na medida da atividade residual do alvo consiste basicamente de:

a) um detector de fótons de baixa energia de HPGe, plano, com janela de berílio (Be), alimentado por uma fonte de alta tensão (-1000 V).

b) um sistema eletrônico composto de pré-amplificador, amplificador e ADC ligado a um sistema CAMAC e interfaceado ao computador PDP-11/45 por um controlador MBD.

A geometria de detecção foi mantida constante durante as medidas. Um suporte de lucite fixava o alvo a outro suporte, de PVC, encaixado no detector HPGe. O alvo irradiado ficou dessa forma a 3 cm da janela de berílio do detector.

A baixa atividade da radiação gama emitida pelo alvo obrigou o uso de blindagem sobre o sistema detector. O arranjo experimental foi envolto em uma capa cilíndrica de cobre e chumbo para eliminar a radiação de fundo. O cobre, colocado internamente ao chumbo, foi usado para absorver os raios-x do chumbo. Nessas condições a radiação de fundo na região de interesse pôde ser facilmente descontada.

Para cada irradiação foram tirados aproximadamente oito espectros gama de oito horas cada um. Esses espectros foram analisados pelo programa IDEFIX^(Go83) de ajuste de picos. Partindo-se da área do fotopico de uma medida efetuada entre os instantes T_1 e T_2 (contados a partir do fim da irradiação), podemos determinar o número de reações induzidas no alvo e

detectadas através da lei do decaimento radioativo:

$$A = \int_{T_1}^{T_2} \frac{dN}{dt} dt = N_0 \left[e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2} \right] \quad \text{III.3}$$

ou seja,

$$N_0 = \frac{A}{\left[e^{-\lambda T_1} - e^{-\lambda T_2} \right]} \quad \text{III.4}$$

Para o cálculo da seção de choque utilizamos o valor médio do número de reações induzidas e detectadas, dado pela média ponderada dos valores de N_0 obtidos.

III.8 *Calibração da eficiência do sistema de detecção*

Nas medidas de seção de choque é necessário que se conheça com precisão a eficiência do sistema de detecção utilizada. Essa eficiência depende fundamentalmente da geometria de detecção e da energia do gama detectado.

Para a determinação da eficiência usou-se uma fonte calibrada de ^{241}Am , essa fonte decai por emissão alfa para o ^{237}Np , o mesmo nuclideo para o qual o ^{237}U decai por emissão beta. Coincidentemente a probabilidade de que, em cada um desses decaimentos, o nível de 59.54 KeV seja populado é a mesma. Dessa forma podemos medir diretamente o fator de eficiência de nosso sistema de detecção. Esse fator já engloba o produto da eficiência de nosso detector para gamas de 59.54 KeV pelo ângulo sólido (definido pela geometria de detecção) e ainda pela intensidade absoluta do nível de 59.54 KeV do ^{237}Np .

A fonte calibrada foi adaptada ao sistema de detecção na mesma geometria em que foram colocados os alvos irradiados. Dessa forma podemos determinar a eficiência de nosso sistema pela

expressão:

$$c = \frac{\text{no de } \gamma \text{ detectados}}{\text{no de } \gamma \text{ emitidos pela fonte}}$$

III.5

A fonte de ^{211}Am usada tinha 0.972 μCi na data de sua fabricação (1/11/81 s 12:00h GMT = 8:00h no Brasil), com meia vida de 133 anos.

Os cinco alvos usados nas medidas de desintegração eram apoiados sobre anéis de alumínio para sustentação. Entretanto, constatou-se pequenas diferenças entre as espessuras desses anéis e, como essas diferenças acarretam uma pequena variação na geometria de detecção e portanto na sua eficiência, essa foi determinada para cada um dos cinco alvos utilizados. Os resultados obtidos para elas variaram de $(0.5779 \pm 0.0032)\%$ a $(0.5943 \pm 0.0018)\%$.

III.9 Obtenção das seções de choque de eletrodesintegração e eletro+fotodesintegração

Conhecendo-se agora o número de reações induzidas, N_o , a carga equivalente irradiada, Q_c , a eficiência, ϵ , e a densidade superficial de massa dos alvos irradiados μ (no de núcleos de ^{238}U por cm^2), pode-se determinar a seção de choque $\sigma_{c,n}$ através da expressão:

$$\sigma_{c,n} = \frac{K N_o c}{Q_c \epsilon \mu}, \text{ sendo } c \text{ a carga do elétron}$$

III.6

Onde N_o/ϵ fornece o número de reações induzidas, Q/c_e o número de elétrons incidentes e μ o número de núcleos de ^{238}U por cm^2 presentes no alvo.

Já para as reações de eletro+fotodesintegração é necessário corrigir a leitura da carga equivalente do monitor de emissão secundária (SEM), Q'_e , introduzindo a sua eficiência em relação ao

copo de Faraday, K . Sendo $Q_e = Q_e' / K$ teremos, para as irradiações de eletro+fotodesintegração, a seção de choque dada por:

$$\sigma_{b+e,n} = \frac{K n_0 e}{Q_e' \epsilon \mu} \quad \text{III.7}$$

III.10 *Técnicas e arranjo experimental utilizado na obtenção das seções de choque de eletrofissão e eletro+fotofissão.*

O arranjo experimental utilizado nas irradiações de fissão pode ser visto na figura III.1.

No interior da câmara de reações existe um sistema de posicionamento do alvo e do "screen" a 45° em relação à direção do feixe, consistindo de um carrinho acionado por um parafuso de rosca sem fim, que corre sobre um trilho fixo ao fundo da câmara.

O sistema de detecção dos fragmentos de fissão é constituído de um suporte de alumínio com janelas retangulares de área conhecida, nas quais são colocadas lâminas do plástico Makrofol-E. Foram usadas seis lâminas por irradiação, cobrindo uma faixa angular compreendida entre 13.4° e 88.9° com relação ao feixe incidente.

Essas lâminas, após a irradiação, são reveladas em uma solução de KOH (15%), H_2O (10%) e álcool etílico (45%), sob temperatura constante de $70^\circ C$ durante 50 minutos. Esse tratamento torna os traços provenientes da fissão do ^{238}U visíveis em um microscópio óptico de projeção. A contagem dos traços é feita então por microscopistas especialmente treinadas. Todas as lâminas foram lidas por duas microscopistas distintas e a precisão de leitura do número de traços dos fragmentos de fissão por essas microscopistas, avaliada através de leituras sucessivas, é cerca de 1%.

A rotina e os cuidados tomados para dar início às irradiações são semelhantes às descritas para a desintegração. As irradiações duraram o tempo necessário para acumular uma carga irradiada previamente estimada. Essa foi estimada para cada irradiação, de

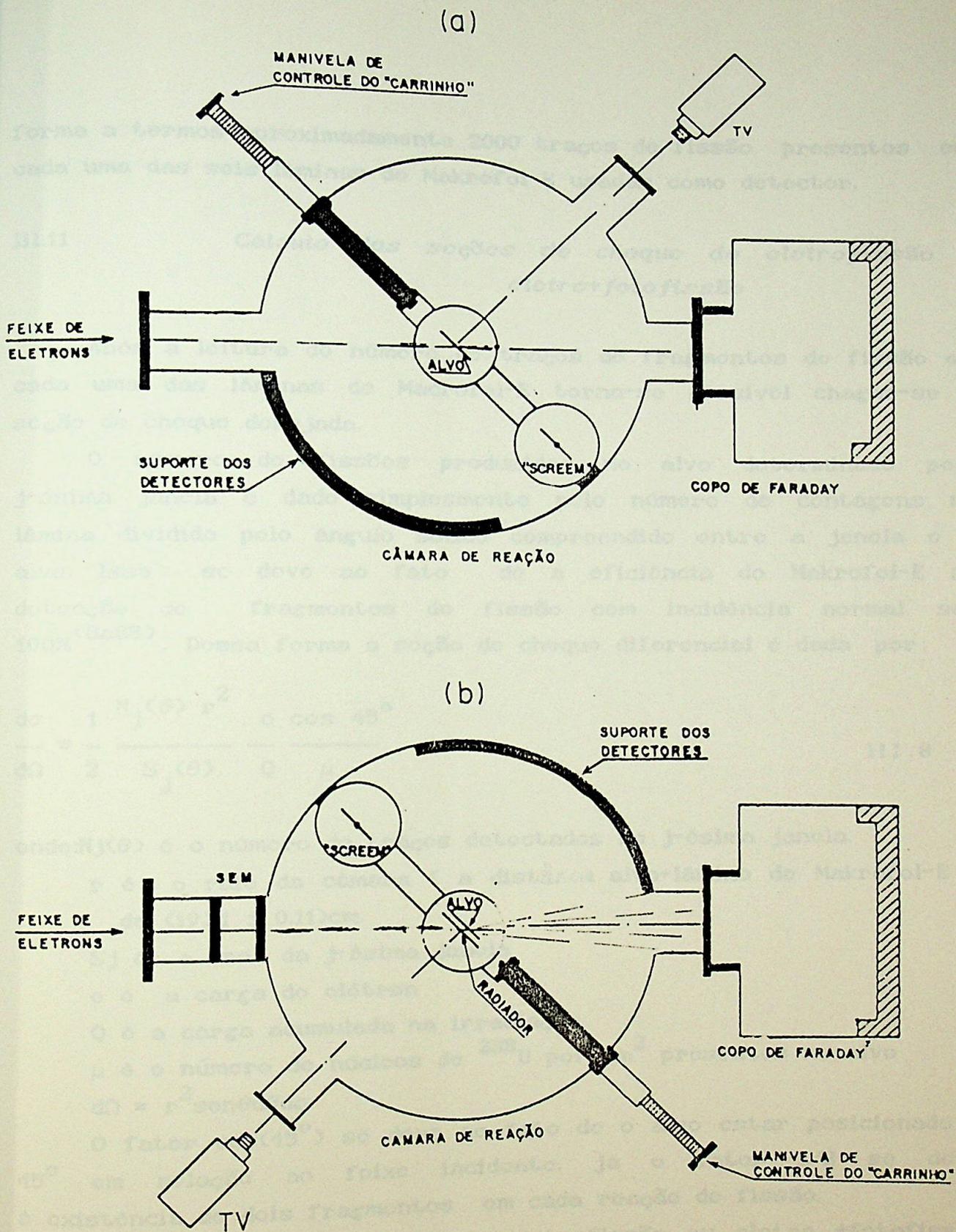


FIGURA III.1

Esquema da câmara de reações usada nas irradiações de (a) eletrofissão e (b) eletro+fotofissão

forma a termos aproximadamente 2000 traços de fissão presentes em cada uma das seis lâminas de Makrofol-E usadas como detector.

III.11 Cálculo das seções de choque de eletrofissão e eletro+fotofissão

Após a leitura do número de traços de fragmentos de fissão em cada uma das lâminas de Macrofol-E torna-se possível chegar-se à seção de choque desejada.

O número de fissões produzidas no alvo determinado pela j -ésima janela é dado simplesmente pelo número de contagens na lâmina dividido pelo ângulo sólido compreendido entre a janela e o alvo. Isso se deve ao fato de a eficiência do Makrofol-E na detecção de fragmentos de fissão com incidência normal ser 100%^(Ba88). Dessa forma a seção de choque diferencial é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2} \frac{N_j(\theta) r^2}{S_j(\theta)} \frac{c \cos 15^\circ}{Q \mu} \quad \text{III.8}$$

onde: $N_j(\theta)$ é o número de traços detectados na j -ésima janela.

r é o raio da câmara (a distância alvo-lâmina de Makrofol-E é de (19.51 ± 0.11) cm.

S_j é a área da j -ésima janela

c é a carga do elétron

Q é a carga acumulada na irradiação

μ é o número de núcleos de ^{238}U por cm^2 presentes no alvo

$$d\Omega = r^2 \sin\theta d\theta d\phi$$

O fator $\cos(15^\circ)$ se deve ao fato de o alvo estar posicionado a 15° em relação ao feixe incidente. Já o fator $1/2$ se deve à existência de dois fragmentos em cada reação de fissão.

A seção de choque total de eletrofissão ou eletro +fotofissão é obtida integrando-se $d\sigma/d\Omega$ em todo espaço. No caso de a

CAPÍTULO IV

APRESENTAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS E SUA COMPARAÇÃO COM OUTRAS MEDIDAS JÁ EXISTENTES

IV.1 Resultados para o canal de desintegração

Procedendo da maneira descrita anteriormente obtivemos para as seções de choque de eletrodesintegração e de eletro+fotodesintegração os resultados numéricos mostrados nas tabelas IV.1 e IV.2 do apêndice A.

Conforme mencionamos utilizamos a seção de choque de eletrodesintegração medida nesse mesmo laboratório em 1976 por Martins e colaboradores^(Ma76, Ma77), do limiar até 28 MeV, para completar a região de baixa energia da nossa seção de choque. Dessa forma foi necessário normalizar essa seção de choque aos nossos dados de eletrodesintegração.

Cabe nesse momento esclarecer que na época em que foram feitas as medidas de Martins não existia uma curva única de calibração de energia do feixe de elétrons em função do campo magnético do eletroímã analisador do feixe. Cada grupo de pesquisa do acelerador usava uma curva de calibração^(He80) diferente e só posteriormente ao trabalho de Gouffon^(Go79) foi possível corrigir essa situação.

Martins usou em seu trabalho a seguinte curva de calibração:

$$E_0 = 0.01706 B - 0.00682$$

onde E_0 é a energia do elétron incidente (em MeV) e B o campo magnético do eletroímã analisador do feixe (em Gauss).

Assim, antes de efetuarmos essa normalização entre as escalas absolutas dos dois conjuntos de dados foi necessário corrigir a escala de energia dos pontos de Martins, compatibilizando-a com a equação III.2.

Após essa correção calculamos a razão entre os dados de seção de choque medidos nesse trabalho e os medidos por Martins no intervalo compreendido entre 12.5 e 25 MeV. Os pontos utilizados foram os de 12.5 , 15.0 , 17.5 , 20.0 , 22.5 e 25.0 MeV, sendo o fator de normalização encontrado 0.966 ± 0.057 . Esse fator mostrou-se constante com a energia, como pode ser constatado na

tabela IV.3. É interessante notar que a diferença de escala entre esses dois conjuntos de dados foi menor que 4%.

tabela IV.3

| E (Mev) | $\sigma_{e,n}$ (mb) esse trabalho | $\sigma_{e,n}$ (mb) Martins | razão $\frac{\text{esse trabalho}}{\text{Martins}}$ |
|---------|---|--------------------------------|--|
| 12.5 | 0.828(71) | 0.882(25) | 0.939 |
| 15.0 | 1.275(32) | 1.220(36) | 1.043 |
| 17.5 | 1.47(13) | 1.515(34) | 0.970 |
| 20.0 | 1.768(29) | 1.768(45) | 1.00 |
| 22.5 | 1.915(59) | 1.978(45) | 0.968 |
| 25.0 | 1.876(29) | 2.145(77) | 0.875 |

Razão média: 0.966 ± 0.057

No gráfico IV.1 podemos ver os pontos de eletrodesintegração e eletro+fotodesintegração medidos nesse trabalho, juntamente com os pontos de Martins, corrigidos em sua escala de energia e normalizados aos nossos dados. Mostramos também nesse gráfico as medidas de eletrodesintegração de Shotter et al. realizadas em 1979^(Sh79). Podemos ver que essas medidas estão também em bom acordo com as nossas.

IV.2 *Resultados obtidos para o canal de fissão*

Calculamos também a seção de choque de eletrofissão e eletro+fotofissão. Como em todas as nossas medidas de seção de choque nenhuma anisotropia na distribuição angular dos fragmentos de fissão foi detectada, utilizamos para o cálculo dessas seções de choque a fórmula integrada em ângulo mostrada no capítulo anterior (equação III.9). Esses resultados estão apresentados nas tabelas IV.4 e IV.5 do apêndice A.

Procedendo analogamente ao caso da desintegração usamos os dados medidos nesse laboratório em 1977 por Arruda Neto e colaboradores^(Ar77,Ar78) a fim de completar a nossa região de baixa energia, também normalizados aos nossos dados de eletrofissão. Para

SEÇÃO DE CHOQUE (mb)

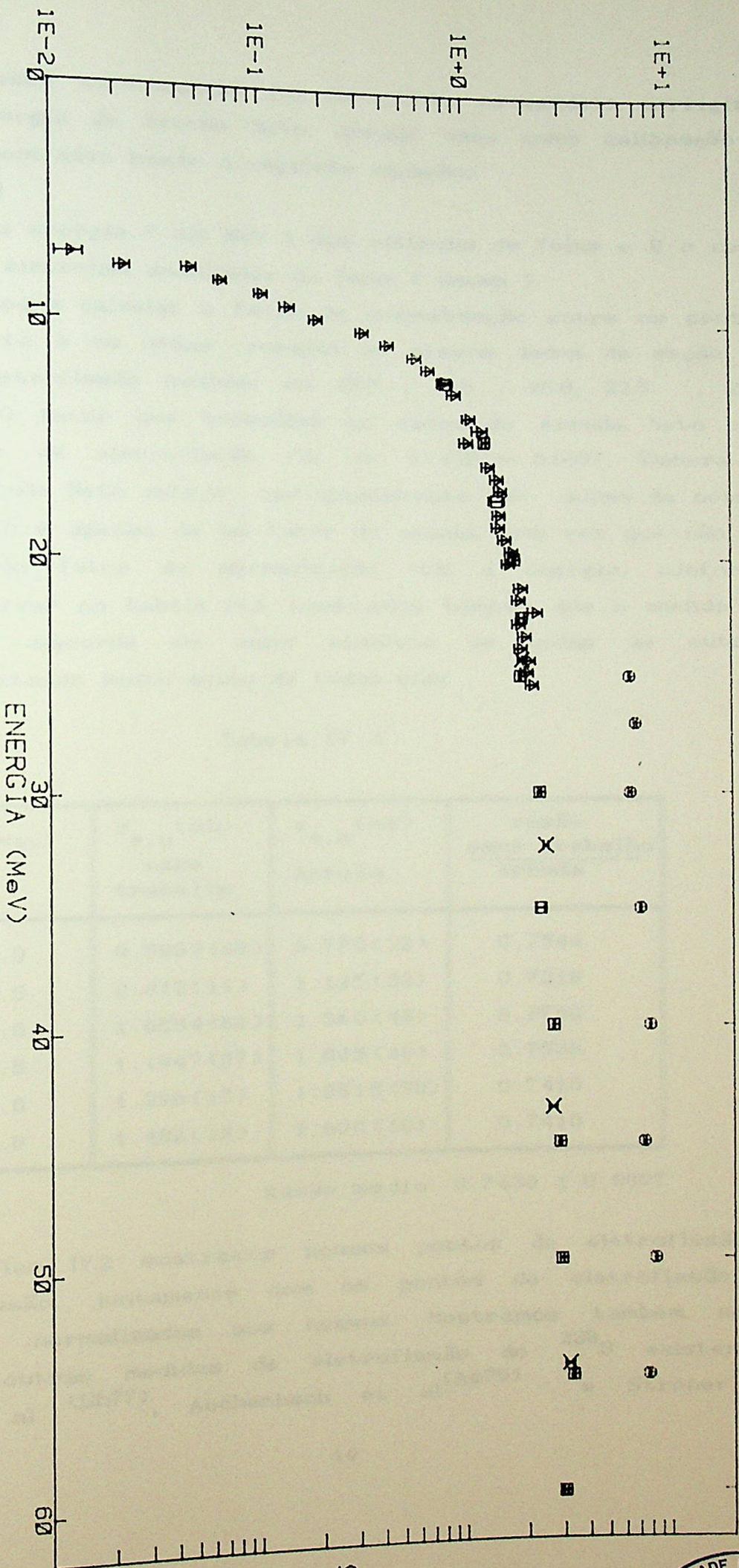


FIGURA IV.1

Seção de choque de eletrofotodesintegração (círculos): esse trabalho

Seção de choque de eletrodesintegração:

quadrados: esse trabalho; triângulos: Marlins et al (Ma78)

(normalizado); cruces: Shottler et al (Sh79a)



realizarmos essa normalização foi novamente necessário corrigir a escala de energia de Arruda Neto. Arruda usou como calibração de energia do acelerador linear a seguinte equação:

$$E_0 = 0.01679 B$$

onde E_0 era a energia (em MeV) dos elétrons do feixe e B o campo magnético do eletroímã analisador do feixe (Gauss).

Usamos para calcular o fator de normalização entre os pontos de Arruda Neto e os desse trabalho os nossos dados de seção de choque de eletrofissão medidos em 15.0 , 17.5 , 20.0, 22.5 , 25.0 e 27.0 MeV. O fator que normaliza os dados de Arruda Neto aos nossos dados de eletrofissão foi de 0.7430 ± 0.0097 . Embora a medida de Arruda Neto esteja aproximadamente 30% acima da nossa, essa diferença é apenas de um fator de escala, uma vez que não há dependência do fator de normalização com a energia, conforme podemos observar na tabela IV.6. Lembramos também que a medida de Arruda Neto discorda em valor absoluto de todas as outras existentes, estando muito acima de todas elas.

Tabela IV.6

| E (Mev) | $\sigma_{e,n}$ (mb) esse trabalho | $\sigma_{e,n}$ (mb) Arruda | razão esse trabalho Arruda |
|---------|---|-------------------------------|----------------------------------|
| 15.0 | 0.5809(68) | 0.770(22) | 0.7544 |
| 17.5 | 0.812(11) | 1.125(32) | 0.7218 |
| 20.0 | 1.0554(63) | 1.360(45) | 0.7760 |
| 22.5 | 1.1947(37) | 1.585(48) | 0.7538 |
| 25.0 | 1.290(15) | 1.8515(50) | 0.7410 |
| 27.0 | 1.482(18) | 2.000(60) | 0.7410 |

Razão média: 0.7430 ± 0.0097

No gráfico IV.2 mostramos nossos pontos de eletrofissão e eletro+fotofissão, juntamente com os pontos de eletrofissão de Arruda Neto, normalizados aos nossos. Mostramos também nesse gráfico as outras medidas de eletrofissão do ^{238}U existentes: Shotter et al (Sh77), Aschenbach et al (As79) e Ströher et

SEÇÃO DE CHOQUE (mb)

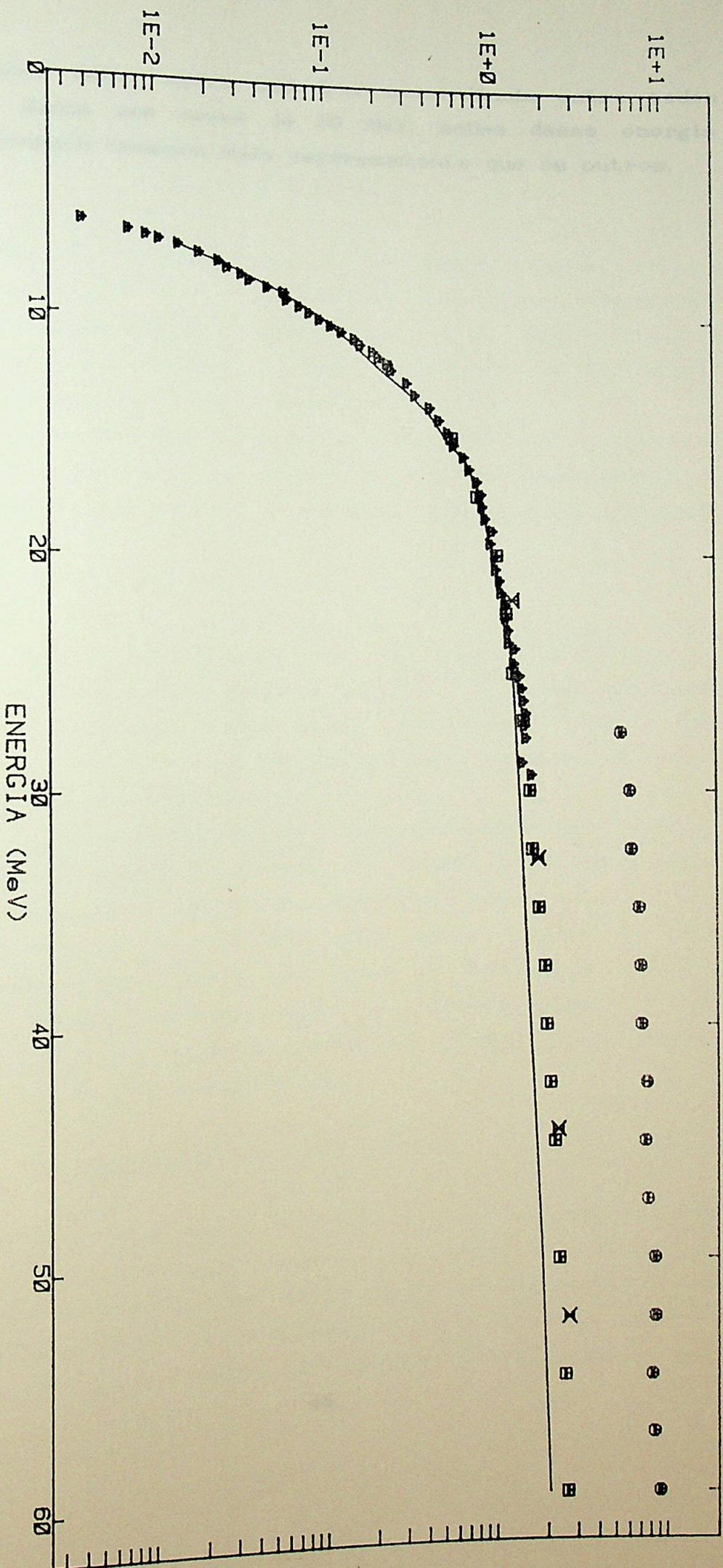


FIGURA IV.2

Seção de choque de eletrofotofissão (círculos): esse trabalho

Seção de choque de eletrofissão:

quadrados: esse trabalho; triângulos: Arruda et al (Ar78) (normalizado)

cruzes: Shotter et al (Sh77); Linha contínua: Aschenbahr (As79) (até 60 MeV

e Ströher et al (St81) (até ≈ 30 MeV).

al (St81). Podemos notar agora uma boa concordância entre todos os conjuntos de dados até cerca de 30 MeV, acima dessa energia os dados de Aschenbach crescem mais vagarosamente que os outros.

CAPÍTULO V

DESCRIÇÃO DAS TÉCNICAS EMPREGADAS NA ANÁLISE DOS DADOS EXPERIMENTAIS

Nesse capítulo apresentamos os princípios básicos da análise dos nossos dados de seção de choque de eletrodesintegração e eletrofissão. Basicamente a análise consiste em descrever essas seções de choque em termos de suas componentes multipolares por intermédio do formalismo dos fótons virtuais.

Conforme colocamos anteriormente, duas diferentes maneiras de efetuar essa decomposição multipolar foram empregadas nesse trabalho, ambas baseadas no princípio dos fótons virtuais; a saber:

- Método do "FITUDO";
- Método do "VIRLIB".

Tais nomes se justificam uma vez que FITUDO e VIRLIB denominam os programas computacionais ^(Le79,Go75) que processam a separação multipolar das nossas seções de choque. Cada um desses métodos possui vantagens e limitações, no entanto apresentaram resultados compatíveis entre si.

A diferença básica entre esses dois processos de análise é o caráter auto-suficiente do método do VIRLIB, pois esse pode ser empregado conhecendo-se apenas as seções de choque de eletro-reação e eletro+foto-reação. Já o FITUDO, além dessas seções de choque, requer o conhecimento prévio da seção de choque de foto-reação, medida com fótons monocromáticos e provenientes de outros laboratórios, uma vez que tais medidas não podem ser feitas com o acelerador linear de elétrons do IFUSP.

V.1 Derivação das equações básicas

O método empregado para se obter as contribuições multipolares envolvidas na eletroexcitação nuclear, para cada um dos canais de decaimento consiste em analisar simultaneamente as seções de choque de eletro-reação, $\sigma_{e,x}$, e foto-reação, $\sigma_{\gamma,x}$, pois, como vimos, essas seções de choque estão relacionadas através do formalismo

dos fótons virtuais.

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(\omega) N^{\lambda L}(E_0, \omega, Z, A) \frac{d\omega}{\omega} \quad V.1$$

onde λ descreve o caráter elétrico (E) ou magnético (M) da transição e L a sua multipolaridade, ω define a energia do fóton trocado, $N^{\lambda L}(E_0, \omega, Z, A)$ é o espectro de fótons virtuais para a transição λL e $\sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(\omega)$ é a componente λL da seção de choque de foto-reação.

A seção de choque total de fotoreação pode ser expressa em termos das suas componentes multipolares como:

$$\sigma_{\gamma,x}(\omega) = \sum_{\lambda L} \sigma_{\gamma,x}^{\lambda L}(\omega) \quad V.2$$

Considerando por hora somente as transições E1, E2 e M1 que conforme visto anteriormente são as mais relevantes, as equações V.1 e V.2 podem ser reescritas como:

$$\sigma_{e,x}(E_0) = \int_{\text{limiar}}^{E_0} \left[\begin{array}{c} \text{E1} \quad \text{E1} \quad \text{E2} \quad \text{E2} \\ \sigma_{\gamma,x}(\omega) N(E_0, \omega) + \sigma_{\gamma,x}(\omega) N(E_0, \omega) + \\ \text{M1} \quad \text{M1} \\ \sigma_{\gamma,x}(\omega) N(E_0, \omega) \end{array} \right] \frac{d\omega}{\omega} \quad V.3$$

$$\sigma_{\gamma,x}(\omega) = \sigma_{\gamma,x}^{\text{E1}}(\omega) + \sigma_{\gamma,x}^{\text{E2(T=0)}}(\omega) + \sigma_{\gamma,x}^{\text{E2(T=1)}}(\omega) + \sigma_{\gamma,x}^{\text{M1}}(\omega) \quad V.4$$

onde, $\sigma_{\gamma,x}^{\text{E2(T=0)}}$ e $\sigma_{\gamma,x}^{\text{E2(T=1)}}$ representam respectivamente as componentes de quadrupolo elétrico isoescalar e isovetorial da seção de choque de fotoabsorção.

Como na literatura encontramos dados das seções de choque de foto-reação, $\sigma_{\gamma,x}(\omega)$, que não distinguem as várias multipolaridades, torna-se interessante escrevermos a componente

E1 como:

$$\sigma_{\gamma,x}^{\text{E1}}(\omega) = \sigma_{\gamma,x}(\omega) - \sigma_{\gamma,x}^{\text{E2}}(\omega) - \sigma_{\gamma,x}^{\text{M1}}(\omega) \quad V.5$$

dessa forma temos, substituindo V.5 em V.3:

$$\begin{aligned} \sigma_{e,x}(E_0) = & \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}(\omega) N^{E1} \frac{d\omega}{\omega} + \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{E2(T=0)}(\omega) (N^{E2} - N^{E1}) \frac{d\omega}{\omega} + \\ & + \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{E2(T=1)}(\omega) (N^{E2} - N^{E1}) \frac{d\omega}{\omega} + \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{M1}(\omega) (N^{M1} - N^{E1}) \frac{d\omega}{\omega} \end{aligned} \quad \text{V.6}$$

Posteriormente, na análise do canal de fissão, faremos considerações quanto à existência de uma componente de Octupolo Elétrico E3, bem como sobre a componente de Monopolo Elétrico E0.

V.2 O método VIRLIB

Esse método consiste no ajuste das curvas de seção de choque de $\sigma_{e,x}$ e $\sigma_{b+e,x}$ através de uma regressão linear múltipla segundo o método dos mínimos quadrados.

A decomposição multipolar é obtida representando as componentes multipolares $\sigma_{\gamma,x}^{E1}$ e $\sigma_{\gamma,x}^{E2}$ sob a forma de histogramas.

Esses histogramas têm as alturas de seus canais determinadas pelos parâmetros a_i^{E1} e a_i^{E2} da regressão linear múltipla (equação V.8). Convém salientar que a cada execução do programa as larguras dos canais são pré-fixadas para cada multipolaridade. A escolha é feita de forma que os histogramas possam reproduzir ao máximo as estruturas das suas respectivas seções de choque.

Lembrando que nesse caso a seção de choque de foto-reação é dada por:

$$\sigma_{\gamma,x}(\omega) = \sigma_{\gamma,x}^{E1}(\omega) + \sigma_{\gamma,x}^{E2}(\omega) \quad \text{V.7}$$

teremos:

$$\begin{aligned}
\sigma_{e,x}(E_0) &= \int_{\text{limiar}}^{E_0} \left[\sigma_{\gamma,x}^{E1}(\omega) N^{E1} + \sigma_{\gamma,x}^{E2}(\omega) N^{E2} \right] \frac{d\omega}{\omega} = \\
&= a_1^{E1} \int_{\text{limiar}}^{E_1} N^{E1}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} + a_2^{E1} \int_{E_1}^{E_2} N^{E1}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} + \dots \\
&\dots + a_n^{E1} \int_{E_{n-1}}^{E_n} N^{E1}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} + a_1^{E2} \int_{\text{limiar}}^{E_1'} N^{E2}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} + \dots \\
&\dots + a_{n'}^{E2} \int_{E_{(n-1)'}}^{E_n'} N^{E2}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega}
\end{aligned} \tag{V.8}$$

Para o ajuste da seção de choque induzida por bremsstrahlung, $\sigma_{b+e,x}(\omega)$, a expressão é análoga, trocando-se apenas os espectros de fótons virtuais pelos de bremsstrahlung, $N^b(E_e, \omega, Z_r)$.

Os vários espectros de bremsstrahlung foram testados por Martins e colaboradores^(Ma84). Os espectros de Schiff^(Sc51, Co59), de Davies, Bethe e Maximon (DBM)^(Co59, Ma73) e Seltzer^(Se85) foram comparados e concluiu-se que o uso dos espectros de Seltzer é mais apropriado. Esses, portanto, foram os utilizados em nossas análises.

O método VIRLIB, embora forneça apenas uma forma aproximada das seções de choque $\sigma_{\gamma,x}^{E1}$ e $\sigma_{\gamma,x}^{E2}$, é sensível quanto ao valor de suas áreas. O VIRLIB apresenta também uma vantagem sobre o outro método empregado, o FITUDO. Como veremos adiante, o FITUDO necessita da forma da seção de choque total de foto-reação, medida em outros laboratórios. Já o VIRLIB é totalmente independente, bastando para o seu uso o conhecimento das seções de choque de eletro-reação e eletro+foto-reação.

V.3 O método FITUDO

Observando a equação V.6 notamos que esse método exige o

conhecimento prévio da seção de choque total de foto-reação. Essa é obtida geralmente com feixes de fótons monocromáticos provenientes da aniquilação de pósitrons em voo. Como no Laboratório do Acelerador Linear não dispomos de tais facilidades, somos forçados a usar medidas feitas em outros laboratórios. Muitas delas foram feitas compreendendo diferentes faixas de energia e usando técnicas de medidas e de separação dos vários canais de decaimento distintas. Entre elas podemos destacar o extenso trabalho realizado pelos laboratórios de Saclay^(Ve73) e Livermore^(Be75,Be76a,Ca80).

Precisamos então considerar possíveis diferenças de escala nos valores absolutos das medidas de seção de choque realizadas em laboratórios diferentes. Torna-se necessário normalizar a seção de choque total de foto-reação, $\sigma_{\gamma,x}$, medida com fótons monocromáticos, aos nossos dados de eletro-reação.

A partir dos dados experimentais de $\sigma_{e,x}$ e $\sigma_{b+e,x}$, podemos obter a seção de choque de bremsstrahlung através da seguinte expressão:

$$\sigma_{b,x}(E_0 - \frac{\Delta E_0}{2}) = \sigma_{b+e,x}(E_0) - \sigma_{e,x}(E_0 - \Delta E_0) \quad \text{V.9}$$

onde: E_0 = energia dos elétrons incidentes

ΔE_0 = perda média de energia dos elétrons ao atravessarem o radiador de tântalo^(Pa72).

Nessa expressão supõe-se que o fóton seja emitido na metade do radiador, isto é, que o elétron produza o bremsstrahlung depois de sofrer uma perda de energia de $\Delta E_0/2$.

Por outro lado, sabemos que a seção de choque de bremsstrahlung é descrita pela seguinte equação:

$$\sigma_{b,x}(\omega) = N_r \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}(\omega) N^b(E_0, \omega, Z_r) \frac{d\omega}{\omega} \quad \text{V.10}$$

onde ω = energia dos fótons absorvidos

$\sigma_{\gamma,x}$ = seção de choque de foto-reação medida com fótons monocromáticos

$N^b(E_0, \omega, Z_r)$ = espectro de fótons gerados por bremsstrahlung de

um elétron de energia E_0 incidindo em um radiador de número atômico Z_r e N_r átomos por cm^2 .

Assim, para igualarmos o primeiro termo da equação V.9 com o segundo da V.10 surge a necessidade de um fator multiplicativo K_1 , responsável por qualquer diferença de escala entre as medidas dos dois laboratórios. Obtemos então:

$$\sigma_{b,x}(E_0 - \Delta E_0/2) = K_1 \int_{\text{limiar}}^{E_0 - \Delta E_0/2} N_r \sigma_{\gamma,x}(\omega) N^b(E_0 - \Delta E_0/2, \omega, Z_r) \frac{d\omega}{\omega} \quad \text{V.11}$$

e,

$$K_1 = \left\langle \frac{\sigma_{b,x}(E_0 - \Delta E_0/2)}{\int_{\text{limiar}}^{E_0 - \Delta E_0/2} N_r \sigma_{\gamma,x}(\omega) N^b(E_0 - \Delta E_0/2, \omega, Z_r) \frac{d\omega}{\omega}} \right\rangle \quad \text{V.12}$$

Ou seja, K_1 é o valor médio da razão experimental/calculado para a seção de choque de reação provocada por fótons de bremsstrahlung, nas diversas energias dos elétrons incidentes.

Podemos reescrever a equação V.6 da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \sigma_{e,x}(E_0) = & K_1 \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{E1}(\omega) N^{E1}(E_0, \omega) \frac{d\omega}{\omega} + K_2 \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{E2(T=0)}(\omega) [N^{E2}(E_0, \omega) - N^{E1}(E_0, \omega)] \frac{d\omega}{\omega} + \\ & + K_3 \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{E2(T=1)}(\omega) [N^{E2}(E_0, \omega) - N^{E1}(E_0, \omega)] \frac{d\omega}{\omega} + K_4 \int_{\text{limiar}}^{E_0} \sigma_{\gamma,x}^{M1}(\omega) [N^{E2}(E_0, \omega) - N^{E1}(E_0, \omega)] \frac{d\omega}{\omega} \quad \text{V.13} \end{aligned}$$

onde as constantes $K_i (i \geq 1)$ são determinadas pelo ajuste dessa função aos nossos dados experimentais de eletro-reação, $\sigma_{e,x}$, por um processo de regressão linear múltipla. A constante K_1 é fixa e tem seu valor determinado através da equação V.12.

Como condição de contorno temos também as formas atribuídas para as seções de choque $\sigma_{\gamma,x}^{E2(T=0)}$, $\sigma_{\gamma,x}^{E2(T=1)}$ e $\sigma_{\gamma,x}^{M1}$. Geralmente as

ressonâncias de Quadrupolo Elétrico isoescalar e isovetorial são representadas por lorentzianas, cujas larguras são dadas pela sistemática discutida no capítulo II. As magnitudes dessas seções de choque são escolhidas de forma a exaurirem 100% de suas regras de soma ponderadas em energia.

Para testar a possibilidade de uma componente M1, usamos uma seção de choque constante de 1 mb, com 1 MeV de largura e colocada imediatamente acima dos limiares (γ, n) e (γ, f) .

Dessa forma, observando a equação V.13, notamos que os valores obtidos do ajuste para as constantes K_2 e K_3 fornecem diretamente a fração da regra de soma ponderada em energia para as RGE2 isoescalar e isovetorial. Já K_4 fornece a intensidade da seção de choque M1 ajustada.

V.4 *Barras de erro associadas às constantes K_i ($i \geq 1$)*

Faz-se necessário salientar que os erros atribuídos aos parâmetros ajustados, tanto no VIRLIB como no FITUDO, são provenientes da análise estatística do ajuste obtido para os pontos experimentais. Como várias hipóteses sobre as formas das seções de choque estão embutidas nessas análises, é necessário olharmos com cautela os erros atribuídos por esses programas às percentagens da regra de soma esgotadas pelas várias multipolaridades ajustadas, pois esses erros estão na maioria dos casos subestimados.

CAPÍTULO VI DETERMINAÇÃO DAS COMPOSIÇÕES MULTIPOLARES

Nesse capítulo apresentaremos a análise de nossos dados experimentais e a decomposição multipolar obtida para os canais de desintegração por emissão de um nêutron e de fissão.

Iniciaremos descrevendo os resultados obtidos para o canal in pelos métodos VIRLIB e FITUDO e posteriormente abordaremos o canal de fissão. Por ser o canal de fissão mais amplamente estudado e, portanto, com um número maior de medidas de seções de choque de fotofissão, tanto por fótons monocromáticos como por medidas em coincidência tipo (e,e'f) apresentaremos uma análise mais abrangente e detalhada, levando em conta a possibilidade de um maior número de multipolaridades estarem presentes no decaimento do ^{238}U .

VI.1 Canal de desintegração

VI.1.a Análise via VIRLIB

A análise dos dados de desintegração com o programa VIRLIB revelou um problema relacionado às incertezas atribuídas aos nossos pontos experimentais. Embora obtivéssemos um ajuste de nossas seções de choque visualmente bom, esse ajuste era totalmente inaceitável do ponto de vista estatístico, isto é, a sua probabilidade de chi quadrado era compatível com zero.

Tal resultado levou-nos a desconfiar de uma subestimação dos erros nas seções de choque medidas pois, mesmo esses erros tendo sido obtidos através de uma cuidadosa propagação dos erros estatísticos envolvidos nas medidas, ela é incapaz de considerar erros devido a parâmetros não mensuráveis, tais como a instabilidade do feixe de elétrons durante a irradiação, devida a pequenas variações de sua forma e posição.

Avaliando as implicações estatísticas desse tipo de erro concluímos que uma incerteza nesses parâmetros contribui com um erro percentual aditivo ao erro estatístico calculado, pois esse

tipo de erro afeta igualmente todos os pontos, independentemente de uma flutuação estatística maior ou menor de cada um. Dessa forma ele deve ser avaliado como uma fração da seção de choque experimental a ser adicionada quadraticamente ao erro estatístico de cada ponto.

Essa fração da seção de choque deve ser, em princípio, uma para os pontos de eletrodesintegração e outra para os de eletro+fotodesintegração, uma vez que as irradiações de eletro+fotodesintegração utilizam o S.E.M. para determinar a carga total irradiada e esse se comporta como uma fonte de erros que dificilmente podem ser totalmente considerados (o S.E.M. é um monitor muito instável quando comparado com o Faraday Cup).

Na determinação desses percentuais aditivos aos erros das seções de choque, optamos por um critério puramente estatístico, baseado no princípio da máxima probabilidade. Esse critério pressupõe que a curva experimental da seção de choque é a verdadeira e que o ajuste encontrado é o melhor possível. Dessa forma o erro estatístico associado aos pontos deve levar a um ajuste com probabilidade de χ^2 de 50% .

Como trabalhamos com tres diferentes curvas de seção de choque (a eletrodesintegração medida por Martins e colaboradores ^(Ma77) e as nossas medidas de eletrodesintegração e eletro+fotodesintegração), procuramos encontrar qual a percentagem aditiva associada aos nossos pontos que, separadamente para cada uma das curvas, leva a sua contribuição de χ^2 para uma probabilidade de 50%. Nenhum erro foi adicionado aos pontos de Martins, pois esses dados já estão publicados e tiveram um tratamento estatístico de erros bastante diferente do adotado em nossas medidas.

Segundo o procedimento descrito acima, encontramos um erro adicional de 4% para os nossos pontos de eletrodesintegração e de 5.5% para os de eletro+fotodesintegração.

Utilizando o programa VIRLIB, descrito no capítulo V, procedemos a uma vasta seqüência de ajustes. Esses ajustes convergiram para uma decomposição multipolar que exaure $(41 \pm 5)\%$ da regra de soma ponderada em energia (RSPE) E1 e $(86 \pm 22)\%$ da

RSPE E2 isoescalar, com uma probabilidade de obtenção do ajuste de 83%. Esses resultados foram obtidos considerando E1 diferente de zero do limiar da reação até 18 MeV e E2 como um único canal compreendido entre 8 e 11 MeV. O resultado desse ajuste pode ser visto nas curvas contínuas do gráfico VI.1. No gráfico VI.2 estão mostrados os histogramas encontrados para E1 e E2, juntamente com a seção de choque medida com fótons monocromáticos.

Uma grande variação nos canais dos histogramas de E1 e E2 foi feita, de forma a podermos verificar a existência ou não de uma componente multipolar de Quadrupolo Elétrico isovetorial. Verificamos entretanto, que nosso ajuste só comporta E1 positivo até 24 MeV, não sendo compatível com a existência de uma componente isovetorial de E2.

VI.1.b *Análise via FITUDO*

O primeiro passo dado para a utilização desse método foi definir a seção de choque de fotodesintegração, $\sigma_{\gamma,n}$, a ser utilizada. Usamos os dados medidos em Livermore ^(Ca80) nos intervalos de 6.1 a 6.4 MeV e 7.9 a 18.7 MeV, associados aos dados de Dickey e Axel ^(Di75) entre 6.5 e 7.8 MeV. Entre 18.8 e 25 MeV a seção de choque de fotodesintegração foi extrapolada por uma reta, como pode ser visto no gráfico VI.3. Essa extrapolação foi feita devido à inexistência de dados acima de 18.7 MeV e sua fixação em zero para a energia de 25 MeV foi baseada nos resultados provenientes da análise através do programa VIRLIB.

Convém lembrar que o laboratório de Saclay também mediu as seções de choque de fotodesintegração e de fotofissão ^(Ve73) do ²³⁸U. Porém, Wolyneć e colaboradores ^(Wo84) interpretaram as diferenças das formas das seções de choque $\sigma_{\gamma,n}$ e $\sigma_{\gamma,2n}$ do ¹⁵⁹Tb ^(Be76a), obtidas por Saclay e Livermore, como um problema na metodologia de determinação da multiplicidade de emissão de nêutrons usada por Saclay. Como essa multiplicidade é usada na separação dos vários canais de decaimento da fotoabsorção, isto é, no caso do ²³⁸U, para separar as seções de choque de fotodesintegração por emissão de 1 nêutron, 2 nêutrons e fissão,

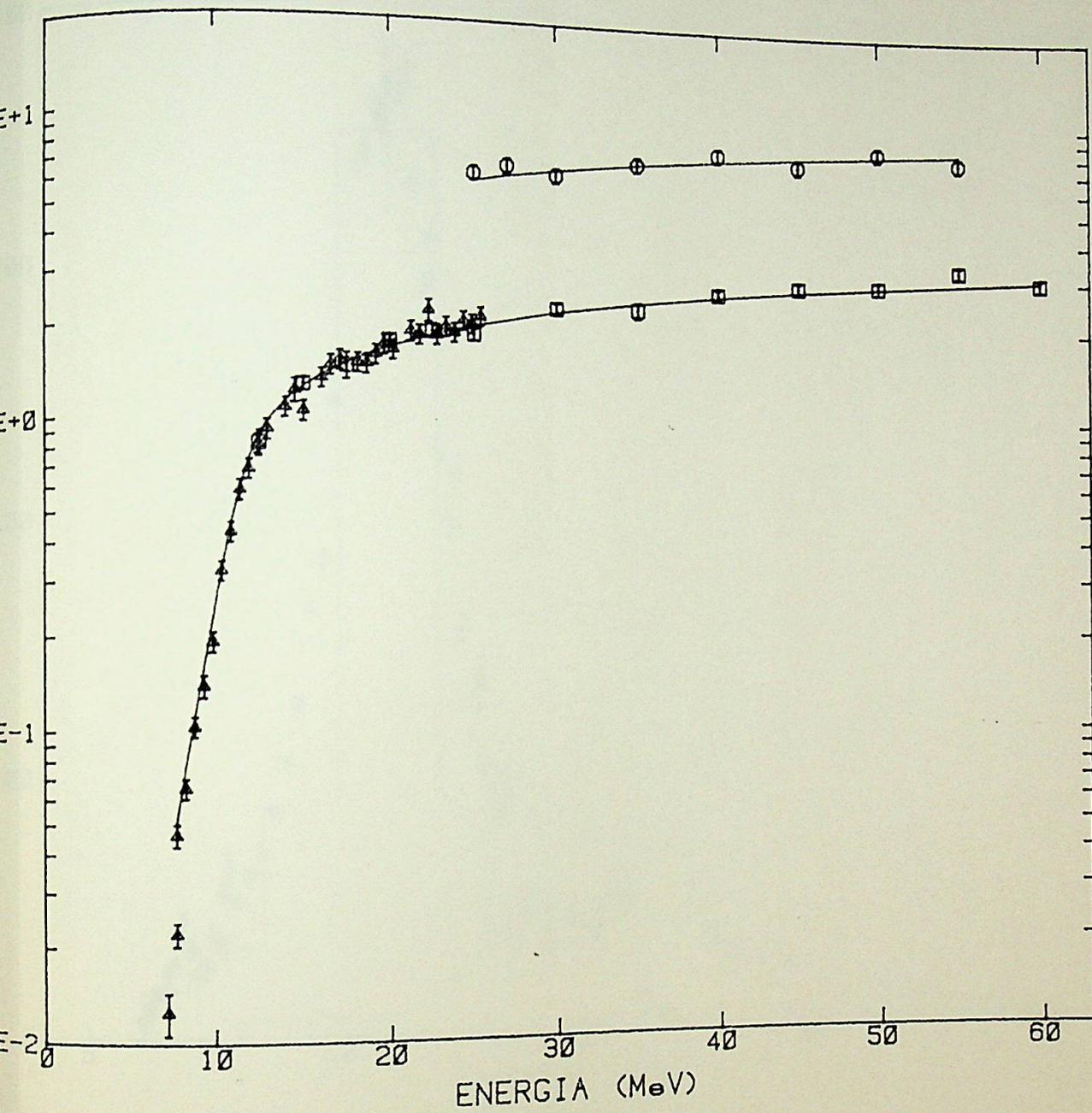


FIGURA VI.1

Ajuste dos dados de eletrodesintegração (triângulos e quadrados) e de eletro+fotodesintegração (círculos) obtidos através do método VIRLIB.

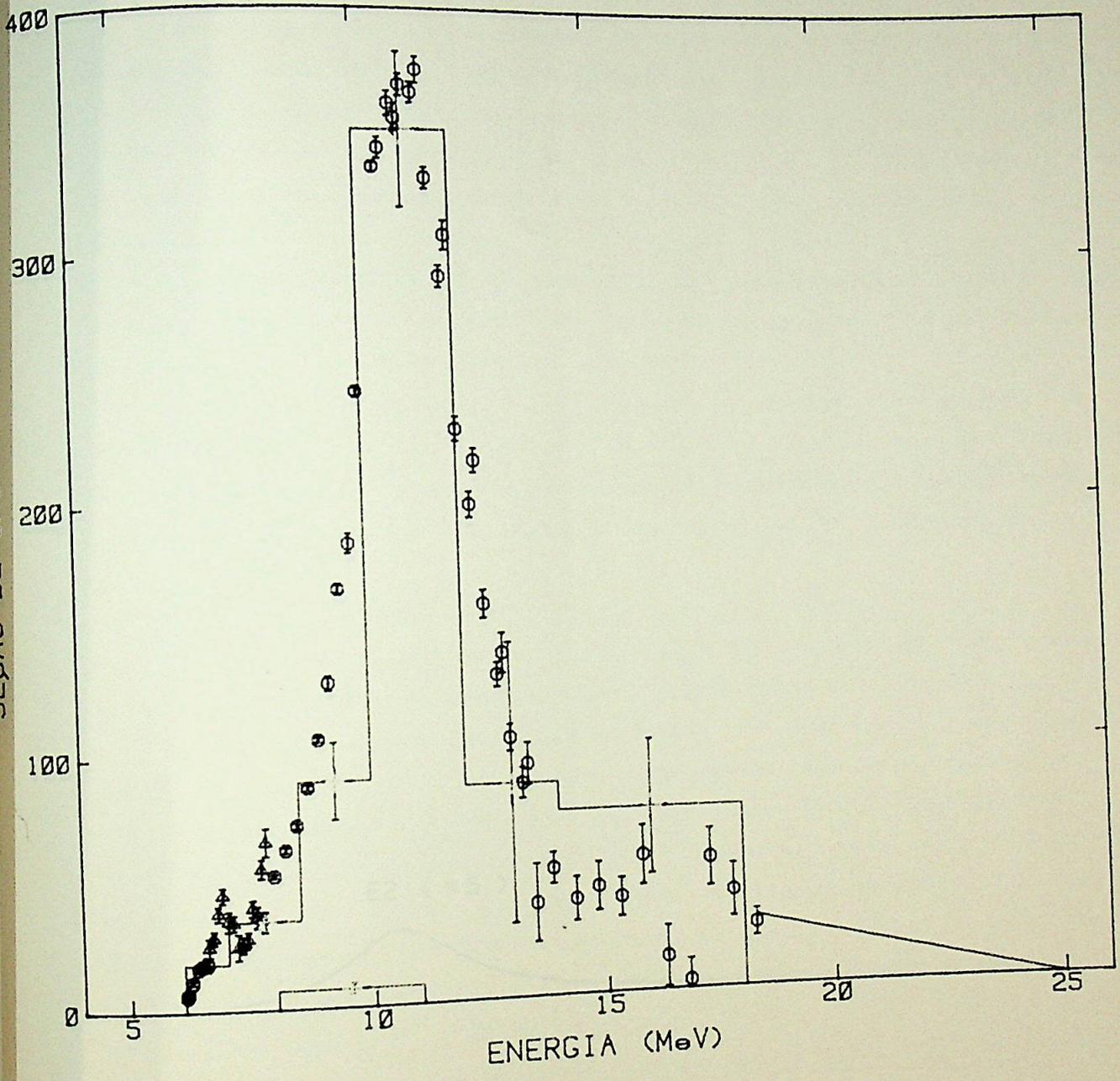


FIGURA VI.2

Histogramas: decomposição multipolar da seção de choque de fotodesintegração obtida através do método VIRLIB.
 Círculos: $\sigma_{\gamma,n}$ obtida por Livermore (Ca80)
 Triângulos: $\sigma_{\gamma,n}$ obtida por Dickey e Axel (Di75)

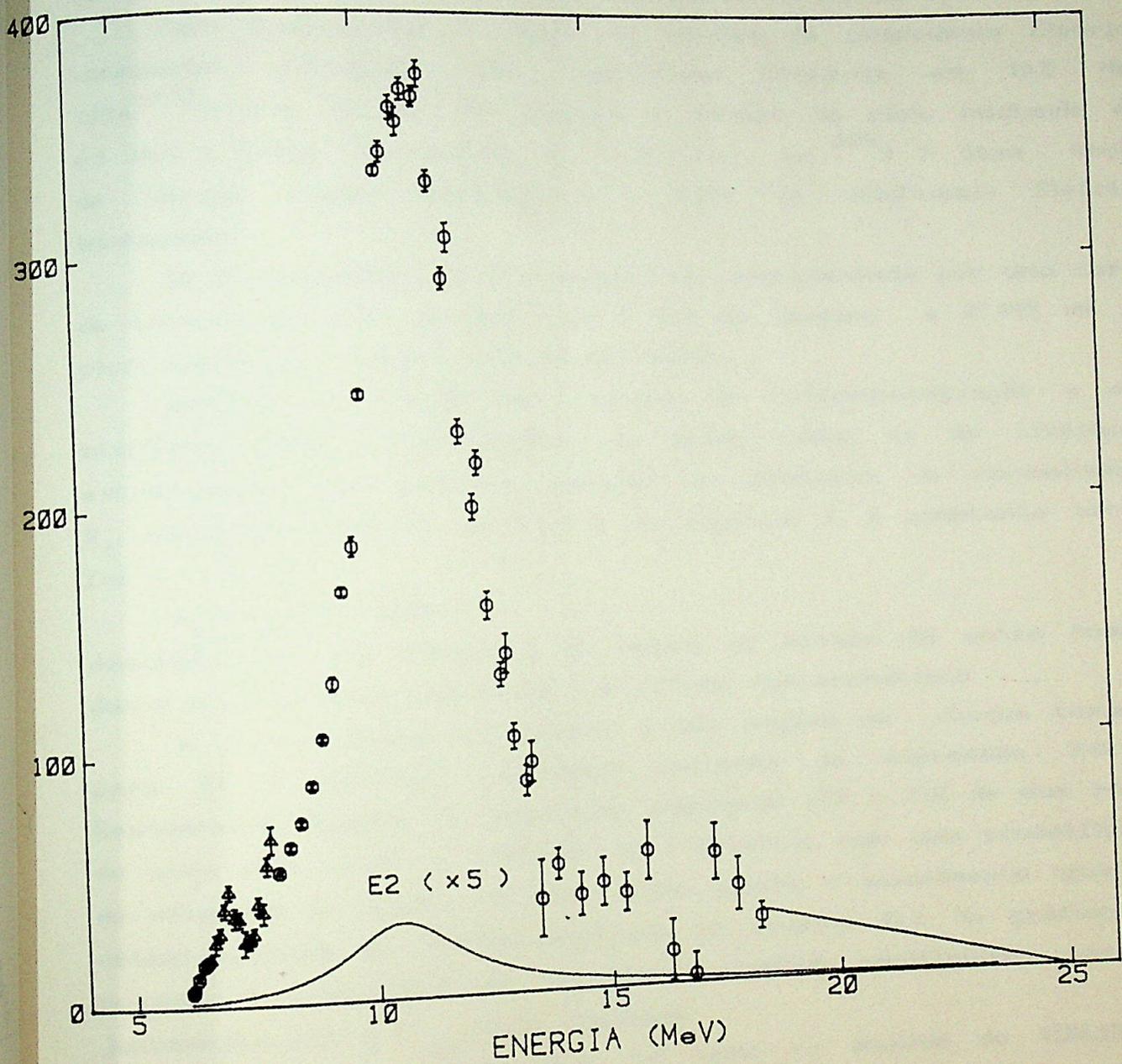


FIGURA VI.3

Separação multipolar da seção de choque de fotodesintegração obtida através do método FITUDO.

Círculos: $\sigma_{\gamma,n}$ obtida por Livermore (Ca80)

Triângulos: $\sigma_{\gamma,n}$ obtida por Dickey e Axel (Di75)

Lorentziana: componente E2 isoescalar (multiplicada por 5)

optamos por não utilizar os dados de Saclay em nossas análises .

Para representar a seção de choque de Quadrupolo Elétrico isoescalar utilizamos uma lorentziana centrada em 10.5 MeV ($65A^{-1/3}$), com 3.0 MeV de largura e 8.246mb no pico, iniciando em 6.1 MeV (limiar de emissão de 1 nêutron no ^{238}U). Essa seção de choque exaure exatamente 1 RSPE de Quadrupolo Elétrico isoescalar.

Já a componente E2 isovetorial foi representada por uma curva de Lorentz de pico 21 MeV, com 5 MeV de largura e 27.915 mb no pico, esgotando também 100% de sua RSPE.

Definida a seção de choque de fotodesintegração a ser utilizada, isto é, os pontos de Dickey mais os de Livermore extrapolados, foi possível calcular a constante de normalização K_1 , conforme descrito no item 3 do capítulo V. A constante obtida foi:

$$K_1 = 0.961 \pm 0.083$$

demonstrando uma diferença de escala de apenas 4% entre nossos dados e as medidas realizadas com fótons monocromáticos.

A partir desses resultados e das seções de choque tomadas para E1 e E2(T=0), obtivemos através da expressão V.13 a Ressonância Gigante E2 isoescalar exaurindo $(75 \pm 9)\%$ de sua regra de soma pelo canal de emissão de 1 nêutron, com uma probabilidade de obtenção do ajuste de 22%. Esse ajuste é visualmente igual ao obtido através do VIRLIB, mostrado no gráfico VI.1. No gráfico V.3 notamos a componente E2 isoescalar ajustada (multiplicada por 5), juntamente com a $\sigma_{\gamma,n}$ total utilizada.

Constatamos também que, tal como na análise do VIRLIB, o FITUDO não é capaz de efetuar uma boa discriminação entre as componentes isoescalar e isovetorial de E2. Estimamos entretanto, um limite superior de 20% da RSPE para a componente isovetorial. Esse limite foi tomado baseando-se no fato de a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ ser bastante baixa na região da E2 isovetorial. É conveniente salientar que a nossa extrapolação da $\sigma_{\gamma,n}$ por uma reta até 25 MeV deve ser vista como o seu limite superior, pois o limiar $(\gamma,2n)$ está localizado em 11.3 MeV e, devido à competição entre os dois canais de decaimento, a seção de choque $\sigma_{\gamma,n}$ deve cair rapidamente

a zero.

Admitindo-se assim a componente E2 isovetorial exaurindo 20% de sua RSPE, a componente E2 isoescalar passa para (68 + 9)% da RSPE de E2 isoescalar, com um ajuste igualmente bom (27.5% de probabilidade de χ^2).

A inclusão de uma componente M1 nessa análise gera intensidades de M1 compatíveis com zero. Sua inclusão apenas aumenta as incertezas na determinação da componente E2 isoescalar, sem que nenhuma melhora no ajuste seja verificada.

VI.2 Canal de fissão

Tal como fizemos no canal 1n, iniciaremos analisando os dados de fissão através ^{do} método VIRLIB.

VI.2.a Análise da fissão pelo VIRLIB

O ajuste encontrado para as seções de choque de eletrofissão e eletro+fotofissão também indicou uma subestimação dos nossos erros estatísticos. Procedendo conforme descrito no item VI.1.a determinamos que 2% das duas seções de choque, adicionados quadraticamente aos erros estatísticos das seções de choque, fazem com que o resíduo desses dois conjuntos de dados contribuam para uma probabilidade de χ^2 de 50%.

Após a correção dos erros foi possível estabelecer quais os histogramas que melhor representam as componentes E1 e E2 isoescalar da seção de choque de fotofissão. O histograma obtido está mostrado no gráfico VI.4. Esse ajuste fornece E1 esgotando (68 ± 8)% e E2 isoescalar (82 ± 8)% das suas respectivas RSPE. O ajuste das seções de choque $\sigma_{e,f}$ e $\sigma_{b+e,f}$, com 10% de $P(\chi^2)$, pode ser visto no gráfico VI.5.

A possibilidade de uma componente E2 isovetorial foi considerada, entretanto o método VIRLIB não foi capaz de distinguir os modos isoescalar e isovetorial da componente quadrupolar.

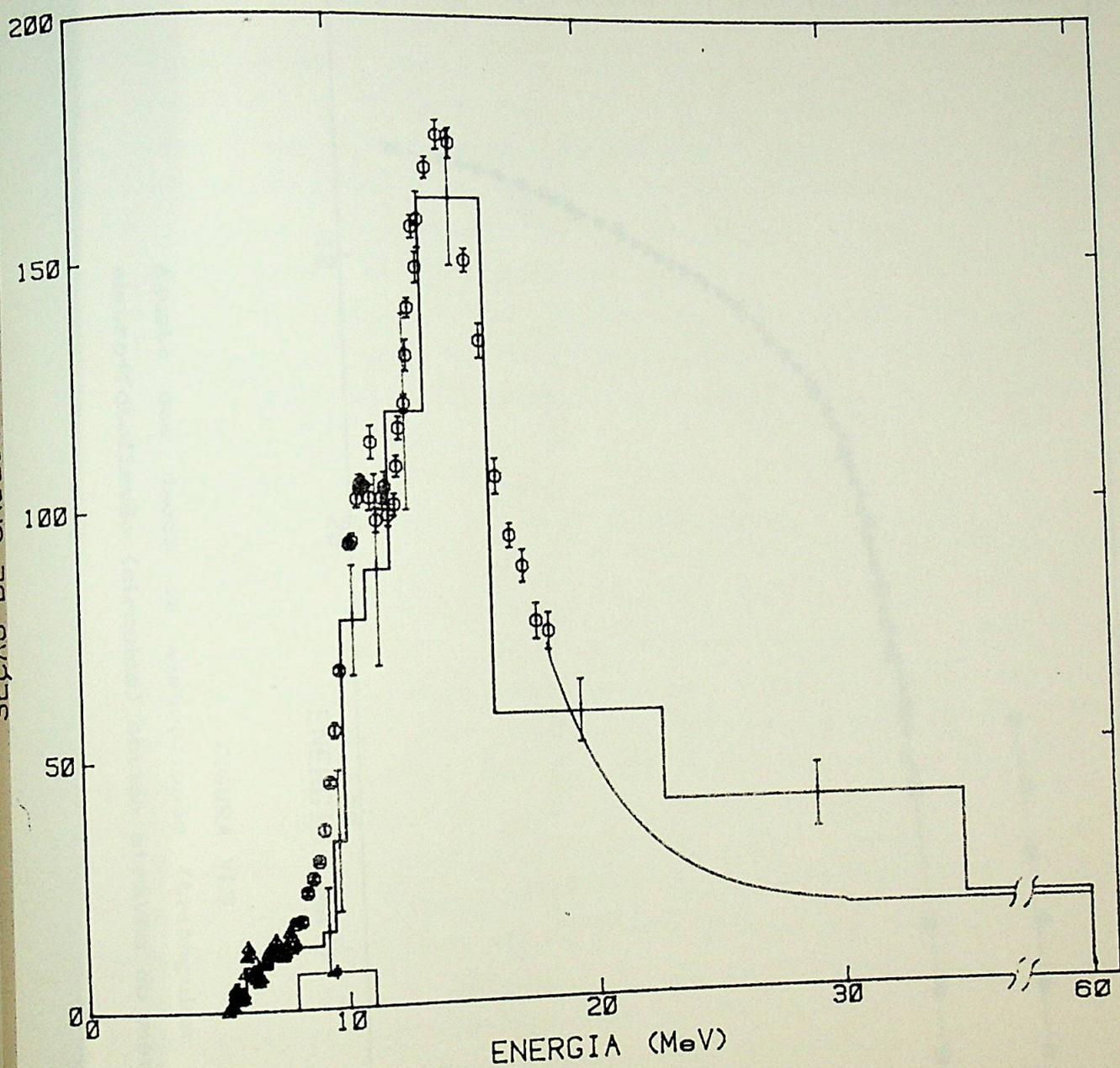


FIGURA VI.4

Histogramas: decomposição multipolar da seção de choque de fotofissão obtida através do método VIRLIB.

Círculos: $\sigma_{\gamma,f}$ obtida por Livermore (Ca80)

Triângulos: $\sigma_{\gamma,f}$ obtida por Dickey e Axel (Di75)

Linha contínua: extrapolação da $\sigma_{\gamma,f}$ (Hi84a normalizado e Hi84b)

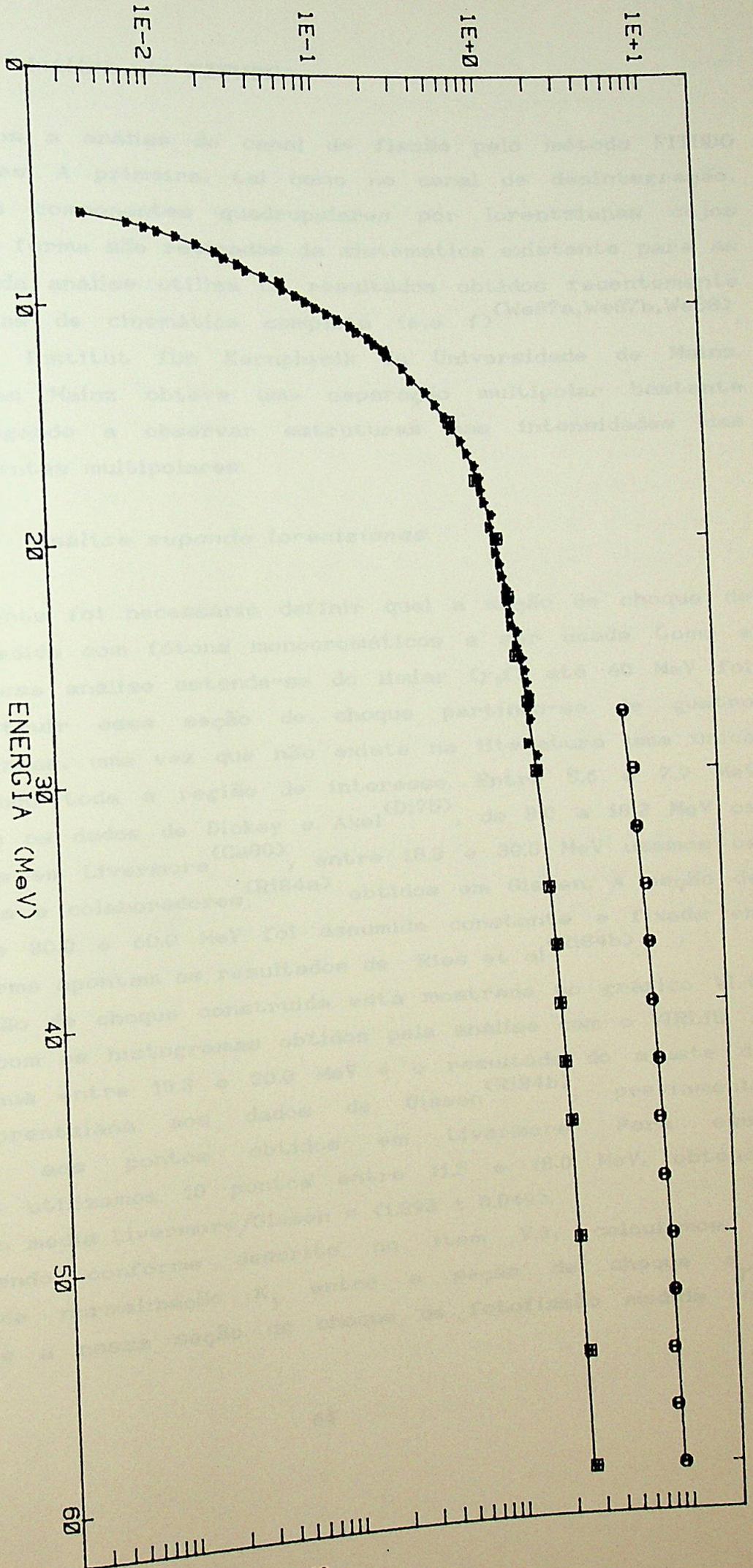


FIGURA VI.5

Ajuste dos dados de eletrofissão (triângulos e quadrados) e de eletro+fotofissão (círculos) obtido através do método VIRLIB.

Dividiremos a análise do canal de fissão pelo método FITUDO em duas partes. A primeira, tal como no canal de desintegração, representa as componentes quadrupolares por lorentzianas cujos parâmetros de forma são retirados da sistemática existente para as RG's. A segunda análise utiliza os resultados obtidos recentemente em experiências de cinemática completa (e, e f) ^(We87a, We87b, We88), realizados no Institut für Kernphysik da Universidade de Mainz. Nessas medidas Mainz obteve uma separação multipolar bastante completa, chegando a observar estruturas nas intensidades das várias componentes multipolares.

Inicialmente foi necessário definir qual a seção de choque de fotofissão medida com fótons monocromáticos a ser usada. Como a região de nossa análise estende-se do limiar (γ, f) até 60 MeV foi preciso construir essa seção de choque partindo-se de quatro medidas distintas, uma vez que não existe na literatura uma única medida cobrindo toda a região de interesse. Entre 5.6 e 7.9 MeV foram usados os dados de Dickey e Axel ^(D175), de 8.0 a 18.2 MeV os dados obtidos em Livermore ^(Ca80), entre 18.3 e 30.0 MeV usamos os dados de Ries e colaboradores ^(Ri84a) obtidos em Gissen. A seção de choque entre 30.0 e 60.0 MeV foi assumida constante e fixada em 17 mb, conforme apontam os resultados de Ries et al ^(Ri84b).

A seção de choque construída está mostrada no gráfico VI.4, juntamente com os histogramas obtidos pela análise com o VIRLIB. A curva contínua entre 18.3 e 30.0 MeV é o resultado do ajuste de uma reta+lorentziana aos dados de Gissen ^(Ri84b), previamente normalizados aos pontos obtidos em Livermore. Para essa normalização utilizamos 10 pontos entre 11.5 e 18.0 MeV, obtendo para a razão média $\text{Livermore/Gissen} = (1.393 \pm 0.049)$.

Procedendo conforme descrito no item V.3, calculamos a constante de normalização K_1 entre a seção de choque $\sigma_{\gamma, f}$ construída e a nossa seção de choque de fotofissão medida com

fótons de bremsstrahlung. Encontramos $k_1 = (0.996 \pm 0.016)$. Esse resultado, próximo de um, mostra uma compatibilidade muito boa entre a seção de choque construída e nossos dados experimentais.

Para representar as componentes E2 utilizamos duas lorentzianas, uma centrada em 10.5 MeV com 3 MeV de largura e outra com pico em 21.0 MeV e largura de 5.0 MeV, representando as componentes E2 isoescalar e isovetorial, respectivamente. A intensidade dessas seções de choque foi escolhida de forma que ambas esgotam 100% de suas RSPE.

Por intermédio da regressão linear múltipla do programa FITUDO procedemos à separação multipolar obtendo a componente E2 isoescalar esgotando $(56.1 \pm 2.1)\%$ da RSPE. Tanto E2 isovetorial como M1 foram compatíveis com zero. No gráfico VI.6 temos a seção de choque ajustada para a componente isoescalar de E2, juntamente com a $\sigma_{\gamma,f}$ total utilizada. O ajuste da seção de choque de eletrofissão, embora estatisticamente ruim ($\chi^2_{red.} = 3.4$, $P(\chi^2) = 0.0\%$), ainda é visualmente aceitável, como podemos notar no gráfico VI.7.

VI.2.d

*Análise utilizando resultados de experimentos tipo
(e,e'f)*

O desenvolvimento de aceleradores de elétrons de onda contínua (tipo CW) e, em especial, do MAMI-A (o microtron da Universidade de Mainz) (We88), possibilitou a realização de medidas de espalhamento de elétrons com cinemática completa, isto é, experiências tipo (e,e'x). Essas experiências, de caráter exclusivo, permitem estudar a composição multipolar presente no decaimento das RG's em um grau de detalhe muito superior ao obtido em experiências inclusivas, tipo (e,x).

Medindo o espalhamento inelástico de elétrons em coincidência com os fragmentos de fissão (e,e'f) no ^{238}U , Weber separou as várias multipolaridades envolvidas nesta reação. As funções

intensidades, $\frac{dB}{d\omega}$, encontradas estão mostradas na figura VI.8. Segundo Weber (We87b) esta decomposição multipolar foi obtida aplicando-se o método de Kihm e colaboradores (Ki86). Esse método

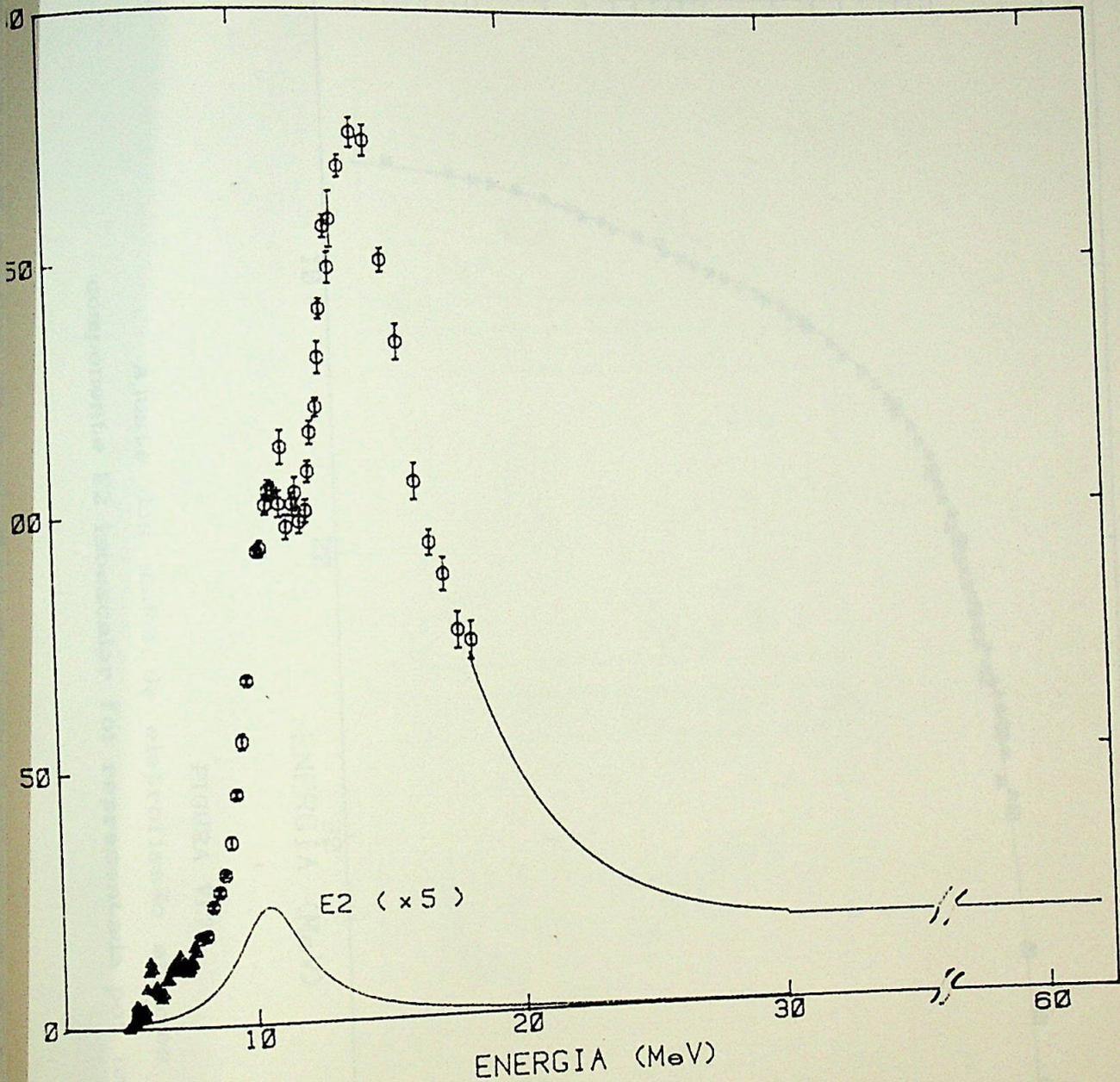


FIGURA VI.6

Separação multipolar da seção de choque fotofissão obtida através do método FITUDO.

Círculos: $\sigma_{\gamma,f}$ obtida em livermore (Ca80).

Triângulos: $\sigma_{\gamma,f}$ obtida por Dickey e Axel (Di75).

Lorentziana: componente E2 isoescalar. (multiplicada por 5)

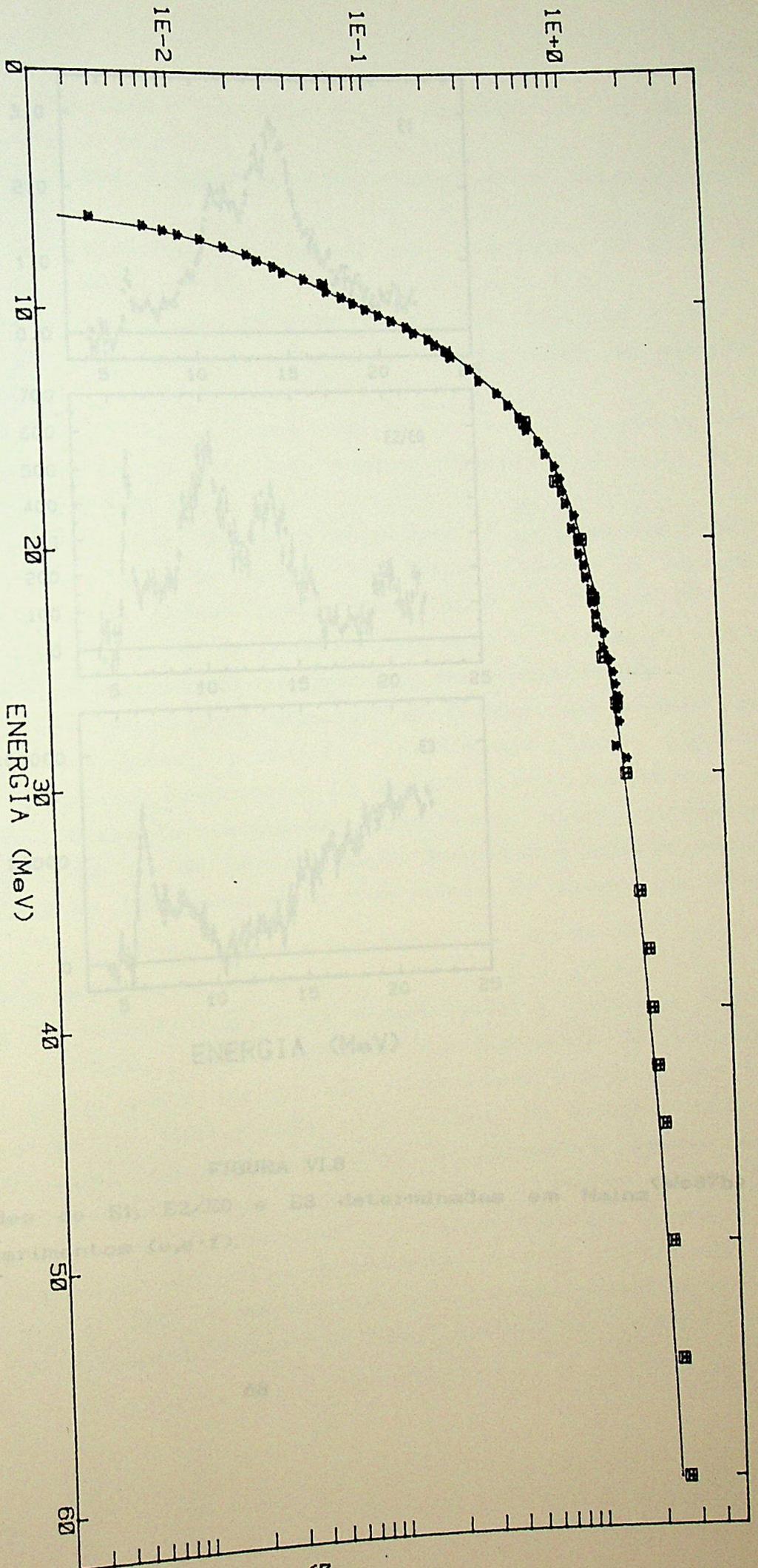


FIGURA VI.7

Ajuste dos dados de eletrofissão através do método FITUDO. A componente E2 isoescalar foi representada por uma lorentziana.

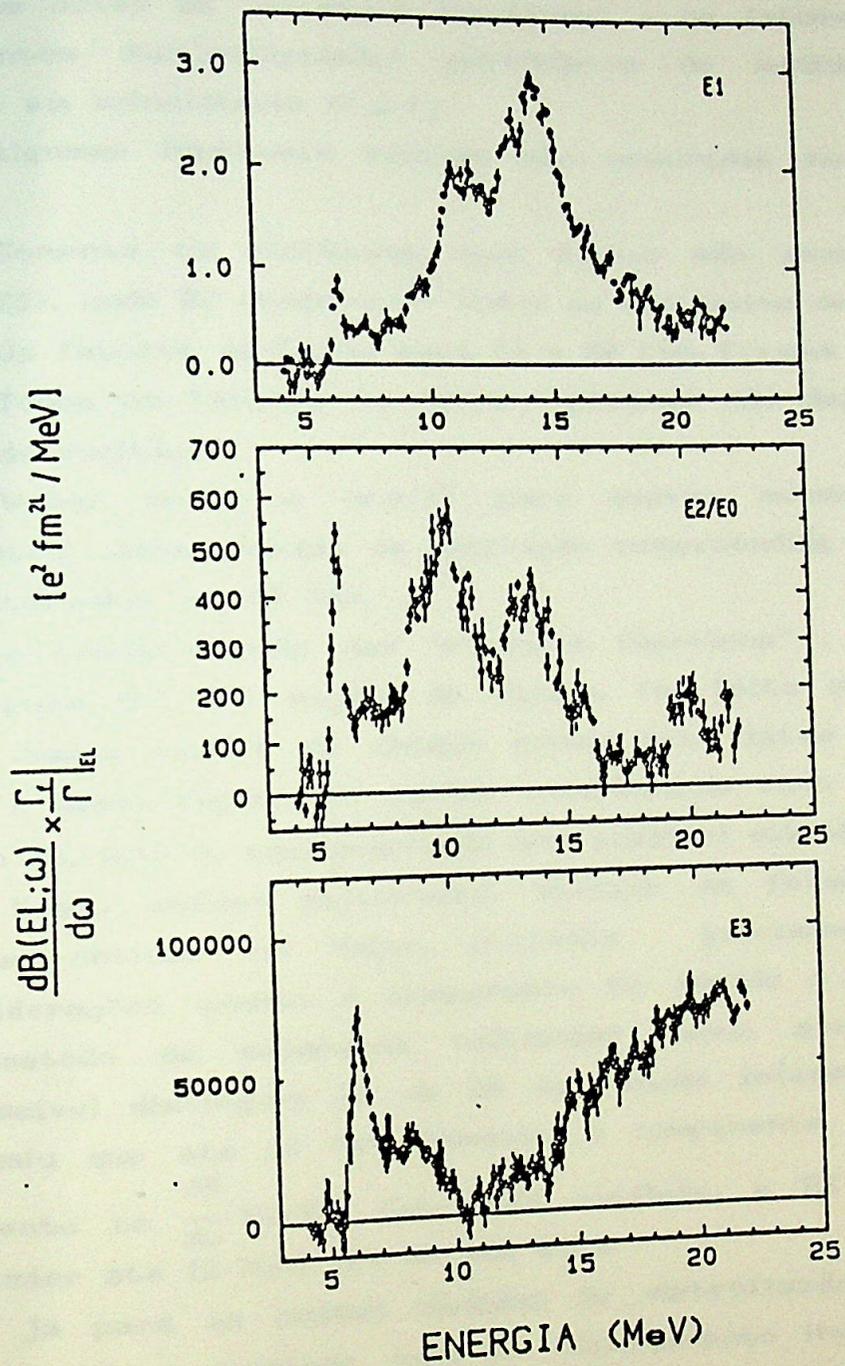


FIGURA VI.8
 Intensidades de E1, E2/E0 e E3 determinadas em Mainz ^(We87b)
 através de experimentos (e,e'f).

permite obter as "strength functions" e os fatores de forma para diferentes multipolaridades partindo-se de medidas de seção de choque em coincidência (e,e'f).

Algumas hipóteses básicas são assumidas nessa separação, a saber:

- 1) Somente os multipolos mais baixos são excitados (E0, E1, E2 e E3), onde E3 compreende todos os multipolos de $L \geq 3$.
- 2) Os fatores de forma para E2 e E0 têm formas idênticas.
- 3) Todos os fatores de forma nucleares não dependem da energia de excitação.

Weber mediu a (e,e'f) para quatro momentos transferidos distintos, numa energia de excitação compreendida entre 4 e 22 MeV, em intervalos de 100 KeV.

A transformação das "strength functions", $\frac{dB}{d\omega}$, apresentadas na figura VI.8, em seções de choque, foi feita conforme a equação VI.26. Essas seções de choque podem ser vistas na figura VI.9. O item b dessa figura foi obtido considerando todo o "strength" como sendo E2, isto é, negligenciando uma possível existência de E0.

Nessa análise procuramos utilizar as formas das seções de choque obtidas em Mainz, portanto precisamos fazer algumas considerações quanto à componente E0. Devido à hipótese número 2 do método de separação multipolar usado por Weber, torna-se impossível distinguir E2 de E0 na função intensidade obtida. Mainz assumiu que até 12 MeV somente a componente E2 isoescalar está presente no $\frac{dB}{d\omega}$ E2/E0. Sob essa condição, a E2 isoescalar esgota, do limiar até 12 MeV, 19% de sua RSPE.

Já para as nossas medidas de eletrofissão é razoável supor que E0 não é excitado, pois no espalhamento inelástico de elétrons os processos em pequenos ângulos são dominantes. Uma vez que em medidas inclusivas de eletrofissão o processo de espalhamento é integrado em todos os ângulos, esses experimentos podem ser encarados basicamente como compostos por reações onde a transferência de momento é pequena e para os quais a componente longitudinal da onda é pouco importante quando comparada à transversal. Esse fato desfavorece a nossa observação da componente de Monopolo Elétrico na seção de choque de

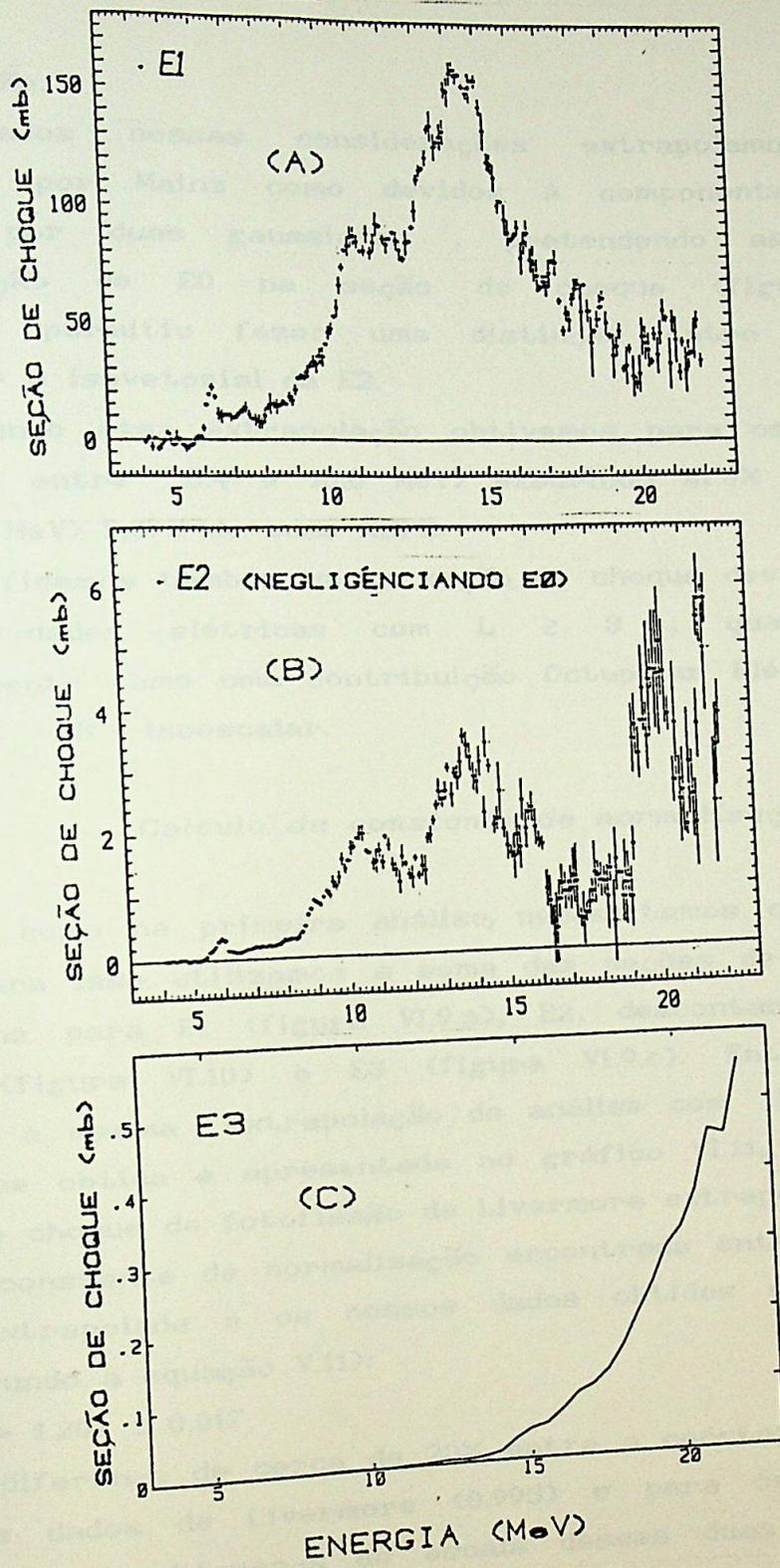


FIGURA VI.9

As intensidades da figura VI.8 transformadas em seção de choque.

eletrofissão.

Baseados nessas considerações extrapolamos os picos assumidos por Mainz como devidos à componente de Quadrupolo Elétrico por duas gaussianas, pretendendo assim subtrair a contribuição de E0 na seção de choque (figura VI.10). Essa subtração permitiu fazer uma distinção entre as componentes isoescalar e isovetorial da E2.

Segundo essa extrapolação obtivemos para os dados de Mainz $E2(T=0)$ (entre 5.4 e 15.0 MeV) exaurindo 21.6% e $E2(T=1)$ (entre 15.0 e 22 MeV) 5.87% de suas RSPE.

Verificamos também que a seção de choque devida à presença de multipolaridades elétricas com $L \geq 3$, quando interpretada integralmente como uma contribuição Octupolar Elétrica, esgota 87% da RSPE E3 isoescalar.

VI.2.d.1

Cálculo da constante de normalização

Tal como na primeira análise, necessitamos construir uma $\sigma_{\gamma,f}$ total. Para isso utilizamos a soma das seções de choque obtidas por Mainz para E1 (figura VI.9.a), E2, descontando a contribuição de E0 (figura VI.10) e E3 (figura VI.9.c). Entre 22 e 60 MeV usamos a mesma extrapolação da análise com Livermore. A seção de choque obtida é apresentada no gráfico VI.11, juntamente com a seção de choque de fotofissão de Livermore extrapolada.

A constante de normalização encontrada entre a fotofissão de Mainz extrapolada e os nossos dados obtidos com bremsstrahlung foi (segundo a equação V.11):

$$K_1 = 1.201 \pm 0.017$$

A diferença de cerca de 20% entre a constante de normalização para os dados de Livermore (0.995) e para os de Mainz (1.201), corresponde à diferença de escala dessas duas medidas, conforme podemos observar no gráfico VI.11.

VI.2.d.2

Resultados para a análise com Mainz

Devido ao aumento do número de multipolaridades envolvidas no

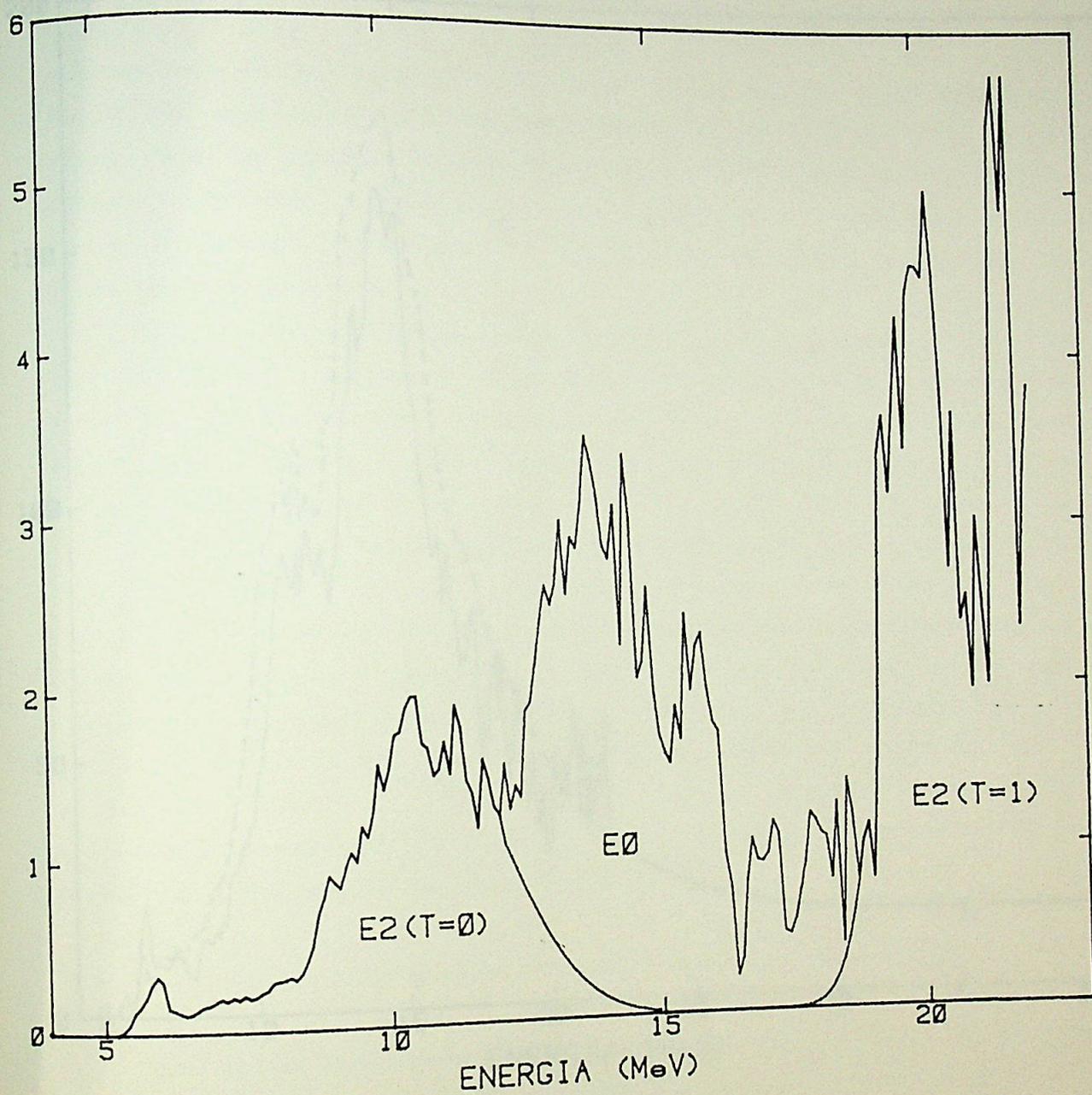


FIGURA VI.10
 Componente $E2/E0$ separada nas componentes E2 isoescalar e isovetorial e na componente $E0$.

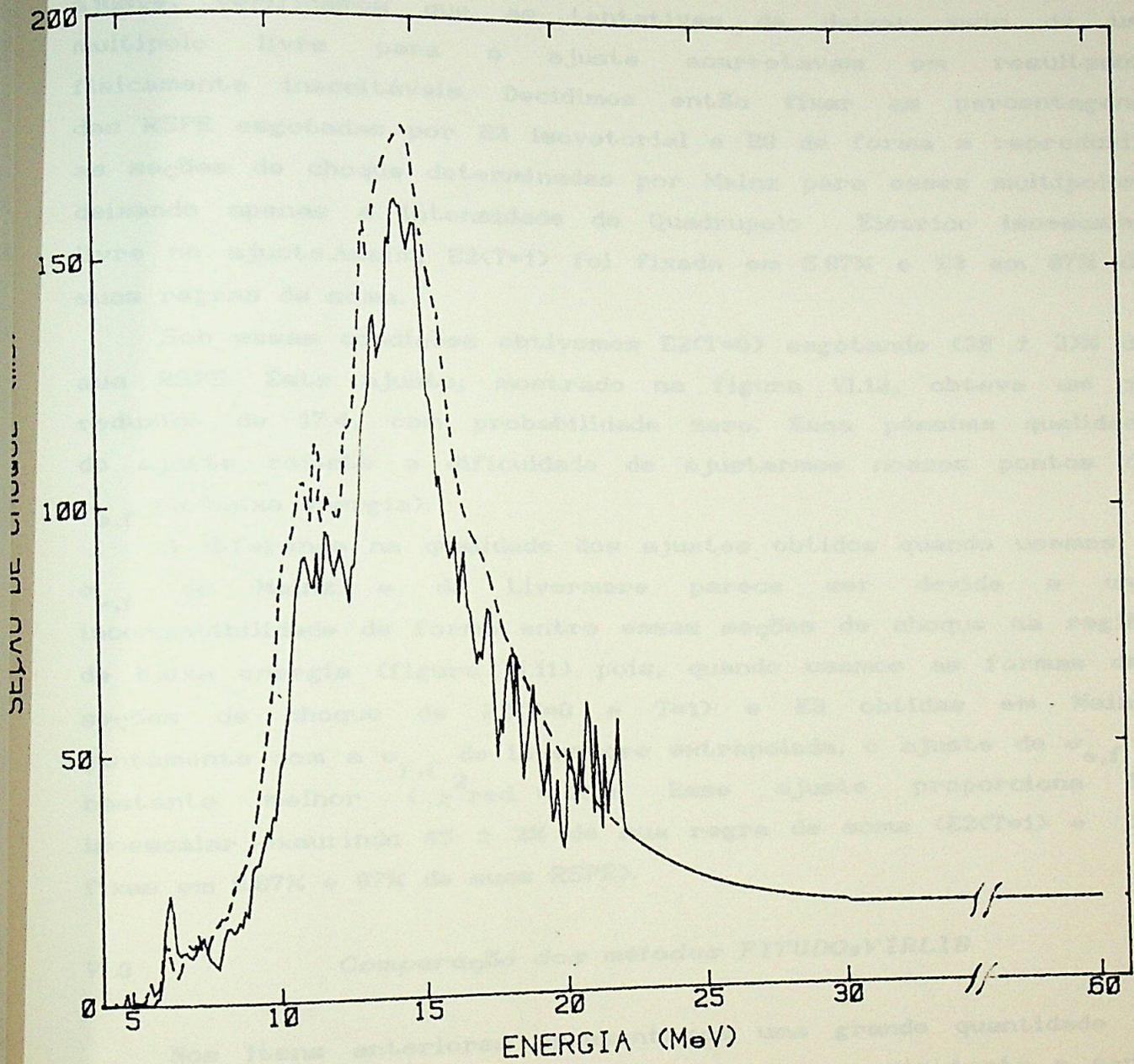


FIGURA VI.11

Seções de choque de fotofissão de Mainz (linha contínua) e de Livermore (linha tracejada). Ambas estão extrapoladas segundo os dados das ref. Ri84a e Ri84b.

ajuste, verificamos que as tentativas de deixar mais de um multipolo livre para o ajuste acarretavam em resultados fisicamente inaceitáveis. Decidimos então fixar as percentagens das RSPE esgotadas por E2 isovetorial e E3 de forma a reproduzir as seções de choque determinadas por Mainz para esses multipolos, deixando apenas a intensidade de Quadrupolo Elétrico isoescalar livre no ajuste. Assim, E2(T=1) foi fixada em 5.87% e E3 em 87% de suas regras de soma.

Sob essas condições obtivemos E2(T=0) esgotando $(28 \pm 2)\%$ de sua RSPE. Este ajuste, mostrado na figura VI.12, obteve um χ^2 reduzido de 17.4, com probabilidade zero. Essa péssima qualidade do ajuste reflete a dificuldade de ajustarmos nossos pontos de $\sigma_{e,f}$ na baixa energia).

A diferença na qualidade dos ajustes obtidos quando usamos a $\sigma_{\gamma,f}$ de Mainz e de Livermore parece ser devida a uma incompatibilidade de forma entre essas seções de choque na região de baixa energia (figura VI.11) pois, quando usamos as formas das seções de choque de E2(T=0 e T=1) e E3 obtidas em Mainz, juntamente com a $\sigma_{\gamma,f}$ de Livermore extrapolada, o ajuste da $\sigma_{e,f}$ é bastante melhor ($\chi^2_{red.} = 2.3$). Esse ajuste proporciona E2 isoescalar exaurindo $45 \pm 2\%$ de sua regra de soma (E2(T=1) e E3 fixas em 5.87% e 87% de suas RSPE).

VI.3

Comparação dos métodos FITUDO e VIRLIB

Nos itens anteriores apresentamos uma grande quantidade de resultados para a magnitude da RGE2 isoescalar, pois tanto o canal de desintegração como o de fissão foram analisados por dois procedimentos diferentes. Esse fato dificulta uma apreciação rápida da consistência do trabalho, uma vez que alguns resultados aparentemente antagônicos são apresentados. Essa situação está especialmente presente na análise do canal de fissão, onde diferentes considerações sobre a forma das componentes multipolares da seção de choque de fotofissão foram feitas.

Dessa forma, é bastante útil uma avaliação em conjunto de todos os resultados obtidos, para tanto, é conveniente uma

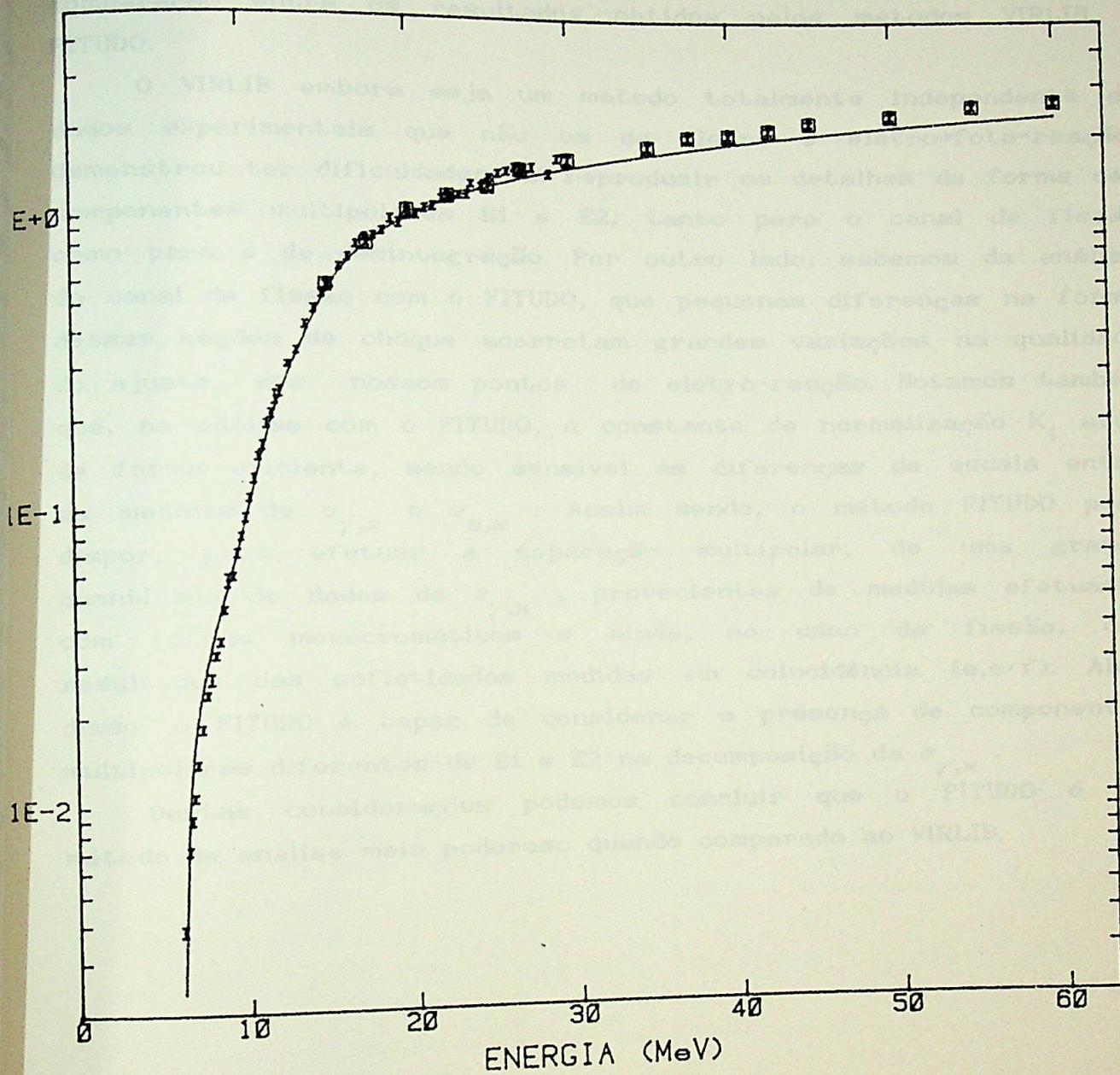


FIGURA VI.12

Ajuste dos dados de eletrofissão através do método FITUDO e usando as formas determinadas por Mainz para as componentes E1, E2 (descontada a componente E0) e E3.

comparação entre os resultados obtidos pelos métodos VIRLIB e FITUDO.

O VIRLIB embora seja um método totalmente independente de dados experimentais que não os de eletro e eletro+foto-reação, demonstrou ter dificuldades em reproduzir os detalhes de forma das componentes multipolares E1 e E2, tanto para o canal de fissão como para o de desintegração. Por outro lado, sabemos da análise do canal de fissão com o FITUDO, que pequenas diferenças na forma dessas seções de choque acarretam grandes variações na qualidade do ajuste dos nossos pontos de eletro-reação. Notamos também que, na análise com o FITUDO, a constante de normalização K_1 atua de forma eficiente, sendo sensível às diferenças de escala entre as medidas de $\sigma_{\gamma,x}$ e $\sigma_{e,x}$. Assim sendo, o método FITUDO pode dispor, para efetuar a separação multipolar, de uma grande quantidade de dados de $\sigma_{\gamma,x}$, provenientes de medidas efetuadas com fótons monocromáticos e ainda, no caso da fissão, dos resultados das sofisticadas medidas em coincidência (e,e'f). Além disso, o FITUDO é capaz de considerar a presença de componentes multipolares diferentes de E1 e E2 na decomposição da $\sigma_{\gamma,x}$.

Destas considerações podemos concluir que o FITUDO é um método de análise mais poderoso quando comparado ao VIRLIB.

CAPITULO VII

CONCLUSÃO

Nessa conclusão vamos nos restringir a comentar os resultados provenientes das decomposições multipolares obtidas através do método FITUDO pois, segundo a argumentação do item VI.3 dessa dissertação, este método demonstrou ser o mais adequado para a análise dos nossos dados.

A tabela VII.1 mostra o conjunto de resultados obtidos para os canais de fissão e de desintegração através do programa FITUDO.

TABELA VII.1

| | | % da RSPE | | | χ^2 red. | P(χ^2) % |
|----------------------------|---|-----------|---------|---------|------------------|--------------------|
| | | E2(T=0) | E2(T=1) | E3(T=0) | | |
| D E S I N T | E2,T=0 } Lorentzia- E2,T=1 } nas | 75 ± 9 | 0.0 (f) | ----- | 1.16 | 22 |
| | $\sigma_{\gamma,n}$ = Livermore extrapolada | 68 ± 9 | 20 (f) | | 1.12 | 27.5 |
| F I S S Ã O | E2,T=0 } Lorentzia- E2,T=1 } nas | 56 ± 2 | 0.0 (f) | ----- | 3.4 | 0.0 |
| | $\sigma_{\gamma,f}$ = Livermore extrapolada | | | | | |
| S S Ã O | E1 } formas reti- E2 } radas dos E3 } dados de Mainz | 28 ± 2 | 5.8 (f) | 87 (f) | 17.4 | 0.0 |
| | $\sigma_{\gamma,f}$ = Livermore extrapolada | 45 ± 2 | 5.8 (f) | 87 (f) | 2.3 | 0.0 |
| | E2 } formas reti- E3 } radas dos da- dos de Mainz | | | | | |

(f) = % da RSPE fixa durante o ajuste

Verificamos que a RGE2 isoescalar esgota cerca de 70% de sua regra de soma no canal de desintegração.

Para o canal de fissão notamos que quando utilizamos a $\sigma_{\gamma,f}$ obtida com fótons monocromáticos em Livermore, temos a E2(T=0) esgotando 45% de sua RSPE (quando a $\sigma_{\gamma,f}$ é usada conjuntamente com

as formas das seções de choque de E2 e E3 obtidas em Mainz) ou 56% (quando as RGE2 isoescalar e isovetorial são representadas por lorentzianas). Já quando utilizamos todos os dados de Mainz (de E1 E2 e E3) para efetuar a decomposição multipolar, encontramos a E2 isoescalar esgotando 28% de sua regra de soma e um ajuste dos dados de eletrofissão bastante pior ($\chi^2_{\text{red.}} = 17.4$). Essa piora na qualidade do ajuste pode ser atribuída às diferenças de forma na baixa energia das $\sigma_{\gamma,f}$ de Livermore e de Mainz (basicamente constituída por sua componente E1).

Entretanto, convém salientar que o nosso valor obtido para a percentagem esgotada da RS pela E2 isoescalar (28%) é plenamente compatível com o resultado de Mainz para essa multipolaridade. Mainz obteve a E2(T=0) exaurindo até 12 MeV, 19% de sua RS. Porém, esse resultado está sujeito à diferença entre as escalas de Mainz e dos nossos dados de eletrofissão e, portanto, deve ser multiplicado pela constante de normalização $K_1 = 1.201$, passando de 19 para 22.8%. Já o nosso resultado (28%) foi inferido integrando-se a componente E2(T=0) até 15.0 MeV. Quando integramos a E2 somente até 12 MeV esse resultado passa de 28 para 25.4% da regra de soma E2 isoescalar e, portanto, plenamente de acordo com o resultado determinado por Mainz.

Outro aspecto importante desse trabalho é a determinação experimental da seção de choque de eletrofissão do ^{238}U . Nossa seção de choque está bem compatível com a maior parte dos resultados existentes e discorda dos valores obtidos por Arruda Neto, 30% mais elevados que os nossos.

Assim, podemos dizer que a E2 isoescalar esgota de 30 a 55% de sua regra de soma no canal de fissão, esgotando cerca de 70% no canal de emissão de um nêutron. Encontramos assim a E2(T=0) exaurindo em ambos os canais entre 100 e 125% de sua RSPE. Esse resultado está dentro da sistemática existente para o decaimento da RGE2 em núcleos actínídeos, onde o canal de emissão de nêutrons predomina.

APÊNDICE A
Tabelas de seção de choque

Nas tabelas abaixo os pontos marcados com * foram medidos nesse trabalho, enquanto que os sem nenhuma marca são os obtidos por Martins^(Ma76) para a eletrodesintegração ou por Arruda Neto^(Ar77) para a eletrofissão. Tanto os dados de Martins como os de Arruda Neto estão normalizados às seções de choque de eletrodesintegração e de eletrofissão medidas nesse trabalho e tiveram suas escalas de energia corrigidas.

Nas medidas de seção de choque feitas nesse trabalho são apresentados dois erros diferentes. O primeiro representa o erro estatístico acrescido de um fator aditivo, conforme foi relatado no capítulo VI dessa dissertação. Já o segundo é apenas o erro estatístico, sem nenhuma correção.

TABELA IV.1 Seção de choque de eletrodesintegração

| ENERGIA (MeV) | SEÇÃO DE CHOQUE (mb) | ERRO | ERRO SEM CORREÇÃO |
|------------------|-------------------------|----------|----------------------|
| 7.78 | 4.651E-2 | 3.88E-3 | |
| 8.30 | 6.589E-2 | 4.85E-3 | |
| 8.82 | 0.1037 | 7.75E-3 | |
| 9.33 | 0.1395 | 1.16E-2 | |
| 9.85 | 0.1928 | 1.45E-2 | |
| 10.37 | 0.3256 | 2.33E-2 | |
| 10.88 | 0.4312 | 3.10E-2 | |
| 11.41 | 0.5862 | 4.46E-2 | |
| 11.92 | 0.6841 | 4.85E-2 | |
| 12.44 | 0.8207 | 5.91E-2 | |
| * 12.50 | 0.8280 | 7.800E-2 | 7.10E-2 |
| 12.95 | 0.9147 | 6.78E-2 | |
| 13.99 | 1.076 | 7.75E-2 | |
| 14.51 | 1.221 | 0.107 | |
| * 15.00 | 1.275 | 6.00E-2 | 3.10E-2 |
| 15.02 | 1.047 | 7.75E-2 | |
| 16.06 | 1.337 | 9.69E-2 | |
| 16.58 | 1.473 | 0.107 | |
| 17.09 | 1.531 | 0.107 | |
| * 17.50 | 1.470 | 0.143 | 0.130 |
| 18.13 | 1.502 | 0.107 | |
| 18.65 | 1.492 | 0.107 | |
| 19.16 | 1.599 | 0.116 | |
| 19.68 | 1.599 | 0.126 | |
| * 20.00 | 1.725 | 7.80E-2 | 2.90E-2 |
| | 1.768 | | |

TABELA VI.1 - continuação

| ENERGIA (MeV) | SEÇÃO DE CHOQUE (mb) | ERRO | ERRO SEM CORREÇÃO |
|------------------|-------------------------|---------|----------------------|
| 20.20 | 1.657 | | |
| 21.23 | 1.909 | 0.116 | |
| 21.75 | 1.860 | 0.145 | |
| 22.27 | 2.238 | 0.136 | |
| * 22.50 | 1.915 | 0.184 | |
| 22.79 | 1.860 | 9.70E-2 | 5.90E-2 |
| 23.31 | 1.986 | 0.136 | |
| 23.82 | 1.899 | 0.145 | |
| 24.34 | 2.083 | 0.136 | |
| 24.86 | 2.035 | 0.145 | |
| * 25.00 | 1.876 | 8.00E-2 | 2.90E-2 |
| 25.38 | 2.151 | 0.155 | |
| * 30.00 | 2.312 | 0.102 | 4.30E-2 |
| * 35.00 | 2.330 | 0.144 | 0.110 |
| * 40.00 | 2.667 | 0.109 | 2.40E-2 |
| * 45.00 | 2.850 | 0.122 | 4.40E-2 |
| * 50.00 | 2.888 | 0.134 | 6.70E-2 |
| * 55.00 | 3.283 | 0.142 | 5.30E-2 |
| * 60.00 | 2.993 | 0.138 | 6.90E-2 |

TABELA VI.2 Seção de choque de eletro+fotodesintegração

| ENERGIA (MeV) | SEÇÃO DE CHOQUE (mb) | ERRO | ERRO SEM CORREÇÃO |
|------------------|-------------------------|------|----------------------|
| * 25.00 | 6.373 | 0.36 | 0.079 |
| * 27.00 | 6.79 | 0.39 | 0.12 |
| * 30.00 | 6.37 | 0.37 | 0.12 |
| * 35.00 | 7.110 | 0.40 | 0.085 |
| * 40.00 | 7.858 | 0.44 | 0.082 |
| * 45.00 | 7.33 | 0.42 | 0.12 |
| * 50.00 | 8.26 | 0.47 | 0.12 |
| * 55.00 | 7.67 | 0.43 | 0.10 |

TABELA IV.4 Seção de choque de eletrofissão

| ENERGIA (MeV) | SEÇÃO DE CHOQUE (mb) | ERRO | ERRO SEM CORREÇÃO |
|------------------|-------------------------|--------|----------------------|
| 6.09 | 3.82E-3 | 1.6E-4 | |
| 6.47 | 7.10E-3 | 2.2E-4 | |
| 6.67 | 8.99E-3 | 3.0E-4 | |
| 6.82 | 1.070E-2 | 3.0E-4 | |
| 7.02 | 1.382E-2 | 3.7E-4 | |

TABELA IV.4 continuação

| ENERGIA (MeV) | SEÇÃO DE CHOQUE (mb) | ERRO | ERRO SEM CORREÇÃO |
|------------------|-------------------------|--------|----------------------|
| 7.34 | 1.828E-2 | 5.9E-4 | |
| 7.66 | 2.378E-2 | 6.7E-4 | |
| 7.93 | 2.69E-2 | 1.2E-3 | |
| 8.19 | 3.240E-2 | 8.9E-4 | |
| 8.45 | 3.61E-2 | 1.0E-3 | |
| 8.72 | 4.62E-2 | 1.2E-3 | |
| 8.93 | 5.81E-2 | 2.9E-3 | |
| 9.24 | 5.99E-2 | 1.6E-3 | |
| 9.50 | 7.16E-2 | 2.2E-3 | |
| 9.77 | 8.17E-2 | 2.2E-3 | |
| 10.03 | 9.44E-2 | 3.0E-3 | |
| 10.29 | 0.1100 | 3.0E-3 | |
| 10.56 | 0.1278 | 4.5E-3 | |
| 10.82 | 0.1516 | 4.5E-3 | |
| 11.08 | 0.1649 | 5.9E-3 | |
| 11.34 | 0.1947 | 5.9E-3 | |
| 11.61 | 0.2110 | 7.4E-3 | |
| 11.87 | 0.2410 | 1.3E-2 | |
| 12.13 | 0.2510 | 1.0E-2 | |
| 12.66 | 0.3110 | 7.4E-3 | |
| 13.19 | 0.3462 | 8.9E-3 | |
| 13.71 | 0.4250 | 1.3E-2 | |
| 14.24 | 0.4820 | 1.5E-2 | |
| 14.76 | 0.5450 | 1.6E-2 | |
| * 15.00 | 0.5809 | 1.6E-2 | 6.8E-3 |
| 15.29 | 0.5890 | 1.8E-2 | |
| 15.81 | 0.6730 | 1.9E-2 | |
| 16.34 | 0.7250 | 2.0E-2 | |
| 16.87 | 0.8040 | 2.2E-2 | |
| 17.39 | 0.8510 | 2.3E-2 | |
| * 17.50 | 0.8120 | 2.2E-2 | 1.1E-2 |
| 17.92 | 0.8630 | 2.5E-2 | |
| 18.45 | 0.8980 | 2.6E-2 | |
| 18.97 | 0.9880 | 3.2E-2 | |
| 19.50 | 0.9580 | 3.3E-2 | |
| * 20.00 | 1.055 | 2.7E-2 | 6.3E-3 |
| 20.02 | 1.022 | 3.3E-2 | |
| 20.58 | 1.028 | 3.4E-2 | |
| 21.08 | 1.081 | 3.3E-2 | |
| 21.60 | 1.102 | 3.5E-2 | |
| 22.13 | 1.167 | 3.5E-2 | |
| * 22.50 | 1.195 | 3.0E-2 | 3.7E-3 |
| 22.66 | 1.174 | 3.6E-2 | |
| 23.18 | 1.209 | 3.3E-2 | |
| 23.71 | 1.213 | 3.7E-2 | |
| 23.96 | 1.326 | 3.5E-2 | |
| 24.59 | 1.298 | 3.1E-2 | |

TABELA IV.4 continuação

| ENERGIA (MeV) | SEÇÃO DE CHOQUE (mb) | ERRO | ERRO SEM CORREÇÃO |
|------------------|-------------------------|--------|----------------------|
| * 25.00 | 1.290 | 3.6E-2 | 1.5E-2 |
| 25.12 | 1.405 | 2.1E-2 | |
| 25.65 | 1.444 | 3.9E-2 | |
| 26.17 | 1.473 | 4.1E-2 | |
| 26.70 | 1.518 | 4.5E-2 | |
| * 27.00 | 1.482 | 4.1E-2 | 1.8E-2 |
| 27.23 | 1.496 | 4.5E-2 | |
| 27.75 | 1.521 | 4.6E-2 | |
| 28.80 | 1.443 | 4.3E-2 | |
| 29.33 | 1.636 | 4.9E-2 | |
| * 30.00 | 1.612 | 4.8E-2 | 2.5E-2 |
| * 32.50 | 1.654 | 5.3E-2 | 3.3E-2 |
| * 35.00 | 1.799 | 5.2E-2 | 2.5E-2 |
| * 37.50 | 1.950 | 5.3E-2 | 2.1E-2 |
| * 40.00 | 1.985 | 5.3E-2 | 1.9E-2 |
| * 42.50 | 2.067 | 5.4E-2 | 1.4E-2 |
| * 45.00 | 2.190 | 5.7E-2 | 1.8E-2 |
| * 50.00 | 2.317 | 6.0E-2 | 1.7E-2 |
| * 55.00 | 2.508 | 6.6E-2 | 2.0E-2 |
| * 60.00 | 2.595 | 6.7E-2 | 1.8E-2 |

TABELA IV.5 Seção de choque de eletro+fotofissão

| ENERGIA (MeV) | SEÇÃO DE CHOQUE (mb) | ERRO | ERRO SEM CORREÇÃO |
|------------------|-------------------------|------|----------------------|
| * 27.50 | 5.55 | 0.18 | 0.12 |
| * 30.00 | 6.23 | 0.18 | 0.10 |
| * 32.50 | 6.33 | 0.19 | 0.11 |
| * 35.00 | 6.97 | 0.20 | 0.10 |
| * 37.50 | 7.09 | 0.23 | 0.14 |
| * 40.00 | 7.15 | 0.22 | 0.12 |
| * 42.50 | 7.60 | 0.32 | 0.26 |
| * 45.00 | 7.46 | 0.21 | 0.10 |
| * 47.50 | 7.673 | 0.21 | 0.072 |
| * 50.00 | 8.42 | 0.28 | 0.18 |
| * 52.50 | 8.46 | 0.28 | 0.19 |
| * 55.00 | 8.11 | 0.25 | 0.14 |
| * 57.50 | 8.32 | 0.23 | 0.11 |
| * 60.00 | 9.01 | 0.29 | 0.18 |

REFERÊNCIAS

- Ar77 - J.D.T.Arruda-Neto, "Ressonâncias Gigantes de Quadrupolo Elétrico na Fotofissão do ^{236}U e ^{238}U ", Tese de Doutorado, IFUSP (1977).
- Ar78 - J.D.T. Arruda-Neto, S.B.Herdade, B.S.Bhandari e I.C.Nascimento, Phys. Rev. C18 (1978) 863.
- Ar80 - J.D.T.Arruda-Neto e B.L.Berman, Nucl. Phys. A349 (1980) 483.
- Ar81 - J.D.T.Arruda-Neto, "Estudo do Decaimento por Fissão da Ressonância Gigante de Quadrupolo Elétrico no ^{238}U , Através do Espalhamento Inelástico de Elétrons em Coincidência", Tese de Livre-Docência, IFUSP (1981).
- Ar82 - J.D.T.Arruda-Neto, S.B.Herdade e I.C.Nascimento, Nucl. Phys. A389 (1982) 378.
- As79 - Aschenbach, R.Haag e H.Krieger, Z. Physik A292 (1979) 285.
- Au75 - N.Auerbach e A.Yeverechyahu, Ann. Phys. 95 (1975) 35.
- Ba47 - G.C.Baldwin e G.S.Klasiber, Phys. Rev. 71 (1947) 3.
- Ba62 - W.C.Barber, Ann. Rev. Nucl. Sci. 12 (1962) 1.
- Ba88 - Solange de Barros (UFRJ), comunicação particular 1988.
- Be75 - B.L.Berman e S.C.Fultz, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 713.
- Be76a - B.L.Berman, "Atlas of Photoneutron Cross Sections Obtained With Monoenergetic Photons", Lawrence Livermore Laboratory, UCRL-78482 (1976).
- Be76b - F.E.Bertrand, Ann. Rev. Nucl. Sci. 26 (1976) 457.
- Be81a - F.E.Bertrand, Nucl.Phys. A354 (1981) 129c.
- Be81b - F.E.Bertrand et al, Phys. Lett. 99B (1981) 213.
- Bo75 - A.Bohr e B.R.Mottelson; "Nuclear Structure", Vol II, Benjamin, New York (1975).
- Br82 - S.Brandenburg et al, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1687.
- Ca80 - J.T.Caldwell, E.J.Dowdy, B.L.Berman, R.A.Alvarez e P.Mayer, Phys Rev. C21 (1980) 1215.
- Ca81 - L.S.Cardman, Nucl. Phys. A354 (1981) 173c.

- Co73 - J.S.O'Connell, Proceedings of the International Conference of Photoneuclear Reactions and Applications", Pacific Grove, California, 1973, ed. by B.L.Berman, Conf. 730301, Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, California, Vol I (1973) 71.
- Co86 - J.M.Cohenca, programa CARGA, implementado no computador PDP-11/45 do L.A.L. em 1986.
- Di75 - A.Dickey e P.Axel, Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 501.
- Do82 - D.H.Dowell et al, Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 113.
- Ei70 - J.M.Eisenberg e W.Greiner, "Excitation Mechanisms of the Nucleus", Vol II, North-Holland, Amsterdam (1970).
- Fa75 - L.W.Fagg, Rev. Mod. Phys. 47 (1975) 683.
- Ga71 - W.W.Gargaro e D.S.Onley, Phys. Rev. C4 (1971) 1032.
- Go48 - M.Goldhaber e E. Teller, Phys. Rev.74 (1948) 1046.
- Go75 - P.Gouffon, programa FITUDO, implementado no computador PDP-11/45 do L.A.L. em 1975.
- Go77 - E.Gordon e R.Pitthan, Nucl. Instr. Meth. 145 (1977) 569.
- Go79 - P.Gouffon; "Construção de um Sistema de Medidas para Reações (e,e'n) pela detecção de nêutrons"; Dissertação de Mestrado, IFUSP (1979).
- Go83 - P.Gouffon, programa IDEFIX, implementado no computador PDP-11/45 do L.A.L. em 1983.
- Gr84 - K.A.Griffioen et al, Phys Rev. Lett. 53 (1984) 2382.
- Ha41 - R.O.Haxby, W.E.Shoupp, W.E.Spethens e W.H.Wells, Phys. Rev. 59 (1941) 57.
- Ha65 - E.Hayward, in "Nuclear Structure and Eletromagnetic Interactions", ed. by N.MacDonald, Plenum Press, New York (1965).
- Ha77 - M.N.Harakeh et al, Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 676.
- Ha80 - E.Hayward, Proceedings of Giant Multipole Ressonances Topical Conference, Oak Ridge, ed. by F.E.Bertrand, Vol I (1980) 275.
- Ha84 - M.N.Harakeh, Journal de Physique, Colloque C4, supplément au no 3, tome 45, mars (1984)pag C4-155.

- Ha85 - M.N.Harakeh, "Excitation and Decay of Isoscalar and Isovector (charge-exchange) Giant Resonances", Lecture Notes XVII Summer School by means of Nuclear Reactions, Mikolajki, Poland, 2-4 september (1985).
- He80 - S.B.Herdade, "Decaimento das Ressonâncias Gigantes E2 Isoescalares no ^{234}U , ^{236}U e ^{238}U , pelo Canal de Fissão"; Tese de Livre Docência, IFUSP (1980).
- Ki86 - Th.Kihm et al, Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2789.
- Kn76 - U.Kneissl, G.Kuhl, K.H.Leiister e A.Weller, Nucl. Phys. A256 (1976) 11.
- Ko59 - H.W.Koch e J.W.Motz, Rev. Mod. Phys. 31 (1959) 920.
- Le78 - G.M.Lederer and V.S. Shirley, "Table of Isotopes, 7th edition", J. Wiley and Sons Inc. (1978).
- Le79 - R.Leicht, programa VIRLIB, modificado e implantado no computador VAX/VMS do IFUSP por P.Gouffon e M.N.Martins em 1985.
- Le85 - R.De Leo et al, Nucl. Phys. A441 (1985) 591.
- Ma73 - J.L.Mathews e R.O.Owens, Nucl. Inst. Meth. 111 (1973) 157.
- Ma76 - M.N.Martins, "A Multipolaridade das Transições Nucleares na Eletrodesintegração do ^{238}U .", Dissertação de Mestrado, IFUSP (1976).
- Ma77 - M.N.Martins, E.Wolyneec e G.Moscati, Phys. Rev. C16 (1977) 613.
- Ma84 - M.N.Martins et al, Phys. Rev. C30 (1984) 1955.
- Pa64 - W.Parker, H.Bildstein e N.Getoff, Nucl. Inst. Meth. 26 (1964) 55.
- Pa72 - L.Pages et al, "Energy Loss Range and Bremsstrahlung Yield for 10KeV to 100MeV Electrons in Various Elements and Chemical Compounds"; Atomic Data 4, 1-127 (1972).
- Pa87 - S.L.Paschoal, "Um Estudo da Composição Multipolar da Seção de Choque de Eletrofissão do ^{237}Np ", Dissertação de Mestrado, IFUSP (1987)
- Pi79 - R.Pitthan, Proceedings Giant Multipole Resonance Conference, Oak Ridge, 1979, Nuclear Science Topical Research Conference Series, ed. By F.E.Bertrand (Harwood Academic Publisher) Vol I (1980) 161.

- Pi80 - R.Pitthan et al, Phys.rev. C21 (1980) 28.
- P180 - J.Van der Plicht et al, Nucl. Phys. A346 (1980) 349.
- Ri84a - H.Ries et al, Phys. Rev. G29 (1984) 2346.
- Ri84b - H.Ries et al, Phys, Lett. 139B (1984) 254.
- Sc51 - L.I.Schiff, Phys. Rev. 83 (1951) 252.
- Se85 - S.M.Seltzer e M.J.Berger, Nucl. Inst. Meth. B12 (1985) 95.
- Sh77 - A.C.Shotter, D.Branford, J.C.McGeorge e J.M.Reid, Nucl. Phys. A290 (1977) 55.
- Sh79a - A.C.Shotter et al, Nucl. Phys. A330 (1979) 325.
- Sh79b - A.C.Shotter et al, Phys.Rev. Lett. 43 (1979) 569.
- Sp79 - J.Speth, Proceedings Giant Multipole Resonances Topical Conference, Oak Ridge, 1979, Nuclear Science Research Conference series, ed. by F.E.Bertrand (Harwood Academic Publisher) Vol I (1980) 33
- Sp81 - J.Speth e A.Van der Woude, Rep. Prog. Phys. 44 (1981) 46.
- St50 - H.Steinwedel, J.H.D.Jensen, Z. Naturforsch A5 (1950) 413.
- St81 - H.Ströher et al, Phys.Rev. Lett. 47 (1981) 318.
- Ta56 - L.J.Tassie, Australi J. Phys. 2 (1956) 407.
- Ta75 - J.Takahashi, "Sistema de Microondas de Injeção e de Análise e Condicionamento do Feixe de Elétrons do Acelerador Linear de Elétrons do IFUSP"; Dissertação de mestrado, IFUSP (1975).
- Ub71 - H.Uberall, "Electron Scattering from complex Nuclei", Academic Press, New York, Vol II (1971).
- Va77 - C.W.Soto Vargas et al, Nucl.Phys. A288 (1977) 45.
- Ve73 - A.Veyssiere et al, Nucl. Phys. A199 (1973) 45.
- Wa81 - G.J.Wagner, "particle Decay of Giant Resonances", Seminar given at Nuclear Physics Workshop, Trieste 5-30 october (1981).
- We34 - C.F.Weizsäcker, Z. Phys. 88 (1934) 56.
- We87a - Th.Weber, "(e,e'f) Koinzidenzexperimente zur Untersuchung des Spaltzerfalls von Multipol Riesenresonanzen in ²³⁸U", Doctoral Thesis, Justus Liebig-Universität, Gissen (1987).
- We87b - Th.Weber et al, Phys. Rev. Lett. 59 (1987) 2028.