

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
SECRETARIA DA INDÚSTRIA, COMÉRCIO, CIÊNCIA E TECNOLOGIA
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

ESTUDO DE REAÇÕES FOTONUCLEARES JUNTO AO LIMAR PARA O
Np-237, COM RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE
NÊUTRONS TÉRMICOS

Luiz Paulo Geraldo

Tese apresentada ao Instituto de Pesquisas
Energéticas e Nucleares como parte dos
requisitos para obtenção do Grau de
"Doutor na Área de Concentração em
Tecnologia Nuclear Básica"

Orientador: Dr. Laércio Antonio Vinhas

SÃO PAULO

1982

AGRADECIMENTOS

Às diversas pessoas que direta ou indiretamente contribuíram para a realização desta tese.

Em especial a:

Dr. Laercio Antonio Vinhas, orientador e amigo, pelas suas sugestões e críticas construtivas tanto durante o transcorrer deste trabalho como na redação do mesmo.

Dra. Marília T. F. C. Khouri pelas importantes discussões e auxílio quando da montagem do arranjo experimental e da aquisição dos dados.

Dr. Roberto Fulfaro, gerente do COURP, pelo incentivo e apoio durante todos esses anos de trabalho.

Meu sincero reconhecimento à Dra. Olga Y. Mafra Guidicini a quem devo todo o início de minha carreira científica e a idéia na qual originou o presente trabalho.

À bolsista de pós-graduação Marcia Aparecida Picchi Alves pela participação ativa na obtenção dos dados experimentais.

Ao bolsista Marcos Antonio Ruggieri Franco pelo excelente trabalho na confecção dos desenhos.

Ao pessoal do reator pela paciência e presteza nas inúmeras trocas de alvos.

À Agência Internacional de Energia Atômica pelo fornecimento da amostra de Np-237.

À Comissão Nacional de Energia Nuclear (CNEN) e ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) por terem possibilitado a realização deste experimento.

À minha esposa, Marcia Paro Ceraldo, pela compreensão, auxílio e incentivo nas horas de convívio familiar, meu reconhecimento.

Aos meus filhos:

Andréia

e

Alex

R E S U M O

ESTUDO DE REAÇÕES FOTONUCLEARES JUNTO AO LIMIAR PARA O Np-237, COM RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE NÊUTRONS TÈRMICOS.

Luiz Paulo Geraldo

O estudo da fotodesintegração do Np-237 foi realizado utilizando fótons monocromáticos produzidos pela captura de nêutrons tÈrmicos no reator IEA-RI. As secções de choque de fotofissão e de fotonêutrons bem como a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão foram medidas junto ao limiar, no intervalo de energia de 5-11 MeV.

Algumas evidências de estruturas foram observadas, nas secções de choque de fotofissão, em 8,0 MeV e junto ao limiar de fotonêutron (6,62 MeV). As secções de choque de fotonêutrons foram obtidas, a partir da secção de choque de emissão total de nêutrons, empregando a seguinte relação para a dependência do número médio de nêutrons prontos ($\bar{\nu}_p$), emitidos na fotofissão, com a energia: $\bar{\nu}_p(E_\gamma) = 0,4027 + 0,2505 E_\gamma$.

A fissionabilidade relativa do Np-237 ($\sigma_{\gamma,f}^{\text{Np-237}}/\sigma_{\gamma,f}^{\text{U-238}}$), calculada empregando os dados da literatura para $\sigma_{\gamma,f}$ do U-238, mostrou-se independente da energia de excitação e igual a $2,52 \pm 0,31$. Analisando os dados com o auxílio do modelo da gota líquida, determinaram-se a altura (E_f) e a curvatura ($\hbar\omega$) da barreira de fissão simples: $E_f = (5,9 \pm 0,2 \text{ MeV})$ e $\hbar\omega = (0,8 \pm 0,4 \text{ MeV})$.

A competição entre emissão de fotonêutrons e fissão (Γ_n/Γ_f), manteve-se constante no intervalo de energia de 6,73 a 10,83 MeV e igual a $(1,28 \pm 0,15)$. Este resultado, analisado em termos de modelos teóricos, fornece as seguintes temperaturas nucleares para o Np-237: $T=0,84 \pm 0,06 \text{ MeV}$ (modelo de Fujimoto-Yamaguchi) e $T=0,60 \pm 0,04 \text{ MeV}$ (modelo da temperatura nuclear constante).

No estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão, realizado com fótons de 8,61 MeV, observou-se uma isotropia angular. Esse resultado está de acordo com as previsões do modelo de canais de fissão. Entretanto, em 6,61 MeV, foi possível observar uma anisotropia angular em torno de 8%. O ajuste polinomial por mínimos quadrados da forma $a + b \sin^2 \theta$, efetuado a este último resultado, permitiu determinar a relação b/a entre os coeficientes da distribuição angular. Uma anisotropia de $b/a=0,064 \pm 0,017$ foi observada na fotoabsorção de dipolo elétrico pelo Np-237, nessa energia de excitação.

A B S T R A C T

STUDY OF Np-237 PHOTONUCLEAR REACTIONS NEAR THRESHOLD, INDUCED BY GAMMA-RAYS FROM THERMAL NEUTRON CAPTURE.

Luiz Paulo Geraldo

The photodisintegration of Np-237 has been studied using monoenergetic photons obtained from thermal neutron capture reactions at the IEA-R1 reactor. The photofission and photoneutron cross sections and the angular distribution of photofission fragments were determined at energies near threshold, in the range 5-11 MeV.

Some evidences for structures were observed at 8.0 MeV and near the threshold for photoneutrons (6.62 MeV) in the photofission cross section curve. The photoneutron cross sections were determined from the total neutron-emission cross section using the following relation for the energy dependence of the average number of prompt neutrons emitted per photofission: $\bar{\nu}_p(E_\gamma) = 0.4027 + 0.2505 E_\gamma$.

The relative fissionability of Np-237 ($\sigma_{\gamma,f}^{\text{Np-237}}/\sigma_{\gamma,f}^{\text{U238}}$), calculated using literature data for uranium-238 $\sigma_{\gamma,f}$, showed a behaviour independent of the excitation energy and the obtained value was 2.52 ± 0.31 . Analyzing the data according to the liquid drop model, the height (E_f) and curvature ($\hbar\omega$) of the simple fission barrier were determined:

$$E_f = (5.9 \pm 0.2 \text{ MeV}) \text{ e } \hbar\omega = (0.8 \pm 0.4 \text{ MeV}).$$

For the competition between photoneutron emission and fission (Γ_n/Γ_f) a constant value was found (1.28 ± 0.15) in the energy range 6.73-10.83 MeV. From this result the following nuclear temperatures for Np-237 were determined on bases of some models: $T=0.84 \pm 0.06$ MeV (Fujimoto - Yamaguchi model) and $T=0.60 \pm 0.04$ MeV (constant nuclear temperature model).

An isotropic angular distribution of photofission fragments was obtained when 8.61 MeV monochromatic photons were used. This result is in agreement with the fission channel model. Therefore, an anisotropy of about 8% was observed at 6.61 MeV excitation energy. Fitting, by mean square method, a polynomial equation ($a + b \sin^2 \theta$) to the experimental results, the relation b/a between the coefficients of the angular distribution was determined. An anisotropy of $b/a=0.064 \pm 0.017$ was observed in the Np-237 electric dipole photoabsorption at this excitation energy.

ÍNDICE

I - INTRODUÇÃO	1
II - TEORIA.....	8
1-Introdução.....	8
2-Fissão Nuclear.....	8
2.1-Generalidades.....	8
2.2-Modelo da Gota Líquida.....	9
2.3-Modelo da Barreira Dupla de Fissão.....	17
3-Competição Entre Emissão de Nêutrons e Fissão.....	24
3.1-Generalidades.....	24
3.2-Dependência da Competição Γ_n/Γ_f Com a Energia de Excitação.....	29
3.3-Expressões Teóricas Para a Razão Γ_n/Γ_f	30
3.3.1- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo do Gás de Fermi.....	31
3.3.2- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo da Gota Líquida.....	32
3.3.3- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo de Fujimoto-Yamaguchi.....	33
3.3.4- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo da Temperatura Nuclear Constante.....	33
3.4-Correlação da Competição Γ_n/Γ_f Com Parâmetros Nucleares.....	34
4-Distribuição Angular dos Fragmentos de Fissão.....	36
4.1-Generalidades.....	36
4.2-Estimativa Teórica da Distribuição Angular Para Um Núcleo de A Impar, Com Spin 5/2.....	38
III - ARRANJO EXPERIMENTAL	43
1-Introdução.....	43
2-Fonte de Radiação Gama.....	43
2.1-Alvos Produtores de Raios Gama.....	44
2.2-Sistema de Colimação.....	48
3-Detecção dos Fragmentos de Fissão.....	50
4-Detecção dos Nêutrons.....	53
5-Sistema Para Detecção da Radiação Gama.....	58
6-Sistema Para Estudo da Distribuição Angular.....	59
7-Métodos Experimentais.....	61
7.1-Amostra de Neptunio.....	61
7.2-Calibração do Detector de Fissão.....	64
7.3-Calibração do Detector de Nêutrons.....	64

7.4-Alinhamento do Arranjo Experimental.....	67
7.5-Estudo da Radiação de Fundo.....	67
IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS.....	71
1-Introdução.....	71
2-Intensidade da Radiação Gama.....	71
3-Secções de Choque Para Fotofissão.....	76
4-Secções de Choque Para Fotonêutrons.....	80
5-Medidas da Distribuição Angular.....	85
V - DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS.....	87
1-Introdução.....	87
2-Secções de Choque Experimentais de Fotofissão e Fotonêutrons.....	87
3-Fissionabilidade Relativa do Np-237.....	94
4-Estudo da Barreira de Fissão do Np-237.....	98
5-Competição Entre Emissão de Nêutrons e Fissão.....	101
5.1-Resultados Experimentais da Razão Γ_n/Γ_f Para o Np-237.....	101
5.2-Estudo Teórico da Competição Γ_n/Γ_f	104
5.3-Correlação de Γ_n/Γ_f Com Parâmetros Nucleares.....	107
6-Distribuição Angular dos Fragmentos de Fissão.....	112
VI - CONCLUSÕES.....	116
APÊNDICE A - CÂLCULO DA TRANSMISSÃO ATRAVÉS DE UMA BARREIRA DUPLA RETAN- GULAR PARA O NÚCLEO Np-237.....	120
APÊNDICE B - CÁLCULOS DE $P(J, \pm M)$ E $W_{\pm M, \pm K}^J$ PARA A FOTOABSORÇÃO DE DIPOLO POR UM NÚCLEO COM SPIN $5/2$	131
1-Introdução.....	131
2-Adição de Dois Momentos Angulares.....	131
3-Cálculo da Função Distribuição Angular $W_{\pm M, \pm K}^J(\theta)$	132
APÊNDICE C - ESTUDO DA PROPAGAÇÃO DE ERROS.....	136
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	139

CAPÍTULO I - INTRODUÇÃO

A fissão nuclear de elementos pesados por absorção de radiação eletromagnética foi prevista por Bohr e Wheeler em 1939¹⁸. A confirmação experimental deste efeito deu-se em 1941 quando Haxby e colaboradores⁴⁶, utilizando fons monocromáticos de 6,1 MeV produzidos na reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, conseguiram detectar os fragmentos de fissão oriundos das reações $(\gamma;f)$ nos núcleos U-238 e Th-232. Estes autores chegaram inclusive, a estimar as secções de choque do referido processo como sendo 3,5 e 1,7 milibarns (mb), respectivamente, para os dois núcleos, em ótimo acordo com as previsões de Bohr e Wheeler. Após este importante acontecimento e com o desenvolvimento e aperfeiçoamento de novas fontes de radiação gama, começaram a surgir diversos trabalhos e estudos sobre processos fotonucleares para vários núcleos pesados. Entretanto, a generalização do interesse no fenômeno da fissão nuclear, particularmente na região de energia limiar, aconteceu somente em 1967 com o desenvolvimento do modelo da barreira dupla de fissão por Strutinsky^{107,108}. Isto é constatado pelo fato que a maioria dos trabalhos publicados neste campo ocorreram a partir daquela data, constituindo-se hoje numa das mais volumosas partes da bibliografia em Física Nuclear.

Reações fotonucleares junto ao limiar (5-11 MeV) representam um meio excelente para o estudo da física de fissão em energias baixas, especialmente, por causa do número restrito de momentos angulares disponíveis no canal de entrada produzidos, principalmente, pela fotoabsorção de dipolo (E1) e quadrupolo (E2) elétricos e, ainda, pelos poucos modos de decaimento do núcleo composto: (γ,γ) , (γ,f) e (γ,n) .

Medidas das secções de choque para a reação (γ,f) , juntamente com a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão, permitem determinar as contribuições relativas dos vários estados ou canais de fissão para diferentes energias de excitação. Fotofissão é particularmente útil no estudo da forma da barreira de fissão, em energias abaixo do limiar de emissão de nêutron, região esta que não pode ser estudada por meio da fissão induzida por esta partícula. Este estudo, complementado com as medidas das secções de choque para reações (γ,n) , permite a obtenção de informações sobre a taxa de abertura dos canais de fissão, simplesmente comparando as probabilidades relativas para fotofissão e emissão de fotonêutrons, em função da energia de excitação. De uma maneira geral, dados sobre fotofissão, foto -

nêutrons e distribuição angular dos fragmentos de fissão, obtidos junto ao limiar, são importantes na determinação e interpretação de parâmetros fundamentados em modelos nucleares e, portanto, representam um aspecto de real importância para a Física Básica.

A dificuldade experimental principal no estudo de processos fotonucleares está nas baixas secções de choque envolvidas, da ordem de milibarns, e na obtenção de feixes gama monocromáticos com energias e intensidades altas.

Entre as fontes gama utilizadas em experimentos fotonucleares destacam-se: radiação de captura de nêutrons e de partículas carregadas, radiação de aniquilação de pósitrons em vôo e, ainda, radiação produzida por efeito de "bremsstrahlung" em betatrons, sincrotrons e aceleradores lineares. Na tabela I.1⁷³ são relacionadas as principais fontes de radiação gama, juntamente com suas características mais relevantes ou seja, energias, resoluções das linhas e intensidades. As intensidades dos feixes gama obtidas com as diferentes fontes depende, é claro, da potência das máquinas ou do reator e neste caso, também, das características do alvo conversor(n, γ). Contudo, pode-se observar na tabela I.1 a ordem de grandeza dos fluxos obtidos com as diferentes fontes. Ainda quanto a tabela I.1, pode-se verificar que as resoluções dos diversos tipos de fontes gama variam desde alguns eV até, aproximadamente, 500 KeV. Em vista destas grandes diferenças de resoluções, é importante enfatizar que comparações entre resultados experimentais obtidos pelas diferentes técnicas, deve ser feita com algumas reservas, representando apenas uma contribuição do ponto de vista qualitativo.

A maioria dos estudos fotonucleares realizados até o presente momento, utilizaram o espectro de "bremsstrahlung" produzido pelo impacto de um feixe de eletrons acelerados contra um alvo. Nestas fontes, apesar da energia da radiação gama poder ser variada continuamente, o espectro para cada energia também é contínuo e estende-se até a energia cinética do eletron incidente. A falta de um conhecimento preciso do espectro "bremsstrahlung", torna a análise dos dados experimentais trabalhosa e complexa. Além disto, a má resolução das linhas gama, mesmo no caso do monocromador de "bremsstrahlung" (100 KeV), não é suficiente para resolver possíveis estruturas nas secções de choque junto ao limiar.

A viabilidade do uso de reatores como uma fonte alternativa de radiação gama intensa e discreta, foi apontada por Jarczyk em 1961⁶². Posteriormente, esta técnica foi implantada em diversos laboratórios onde um

TABELA I.1

Comparação entre as várias fontes de radiação gama

Fonte	E_{γ} (MeV)	ΔE (KeV)	ϕ ($\gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)
$^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)$ corrente 1 mA	7,12	130	10^5
$^7\text{Li}(p, \alpha\gamma)$ corrente 1 mA	17,60	12,2	10^4
Betatron (31 MeV) "bremsstrahlung"	contínua 19(en.máxima)	500	10^6
Aniquilação de pósitrons em vôo	contínua 19(en.máxima)	500	10^6
Monocromador de "bremsstrahlung"	contínua 19(en.máxima)	100	10^5
Captura de nêutrons reatores com fluxo $\sim 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$	discreta 11(en.máxima)	Alguns eV	$10^4 - 10^7$

reator de pesquisa era disponível. Desde então, inúmeras aplicações e estudos foram desenvolvidos com este tipo de fonte gama; um levantamento completo destes trabalhos pode ser encontrado na referência (89). Neste tipo de fonte gama, a largura das linhas são extremamente estreitas (alguns eV) e portanto, capazes de excitar individualmente níveis nucleares compostos. Contudo, a escolha de energia é restrita, não se podendo medir as secções de choque variando continuamente a energia dos raios gama.

Desta forma, pode-se classificar as diversas fontes gama existentes, quanto à resolução conseguida, em três categorias: fontes com resoluções finas, intermediárias e grossas. A escolha de uma ou outra vai depender entre outros fatores, do tipo de fenômeno que se pretende observar em um processo fotonuclear. Neste trabalho, utilizou-se uma fonte gama com resolução fina face ao tipo de medidas que se pretendia realizar e à disponibilidade de um reator no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN).

Resultados experimentais sobre as secções de choque de fotofissão e fotonêutrons para núcleos de A par, ao contrario daqueles com A impar,

são muitos e englobam praticamente todos os tipos de fontes gama. A justificativa pelo maior interesse no estudo de núcleos com A par pode ser dada pelos seguintes fatores: i) facilidade de obtenção das amostras e ii) relativamente, pela maior simplicidade de interpretação e análise dos resultados experimentais. Mesmo com esta quantidade grande de informações, certos fatos observados experimentalmente para estes núcleos, tais como: estrutura na secção de choque (γ, f) junto ao limiar de emissão de fotonêutrons, a ressonância gigante em torno de 14 MeV e a variação da competição Γ_n/Γ_f com a energia de excitação no intervalo de 6-9 MeV, ainda não tiveram uma explicação clara e definitiva mostrando que os dados experimentais ainda não foram suficientes para esclarecer estes fatos.

No caso dos núcleos de A ímpar, a grande ressonância em torno de 14 MeV nas secções de choque de fotofissão e fotonêutrons, em semelhança com o caso dos núcleos de A par, é uma das características importantes dos processos fotonucleares para estes núclídeos. Entretanto, a estrutura na secção de choque (γ, f) junto ao limiar de nêutron, bem como a variação da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação, são fenômenos que ainda não foram observados de maneira conclusiva para estes núcleos. Desta maneira, medidas destas secções de choque para um núcleo de A ímpar, junto ao limiar, pode trazer alguns esclarecimentos sobre estes pontos, principalmente quando realizadas com linhas gama de ótima resolução como no caso do presente trabalho.

Pelo levantamento bibliográfico efetuado, verifica-se que as secções de choque para as reações (γ, f) e (γ, n) , e a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o núcleo Np-237 ainda não foram estudados utilizando um arranjo com fonte gama de captura. Os poucos dados existentes sobre estes parâmetros foram conseguidos com fontes gama do tipo "bremsstrahlung". Os resultados indicam discrepâncias acentuadas entre os valores apresentados e uma escassez de informações experimentais, em diversas energias, para as secções de choque (γ, n) e (γ, f) . Quanto à distribuição angular dos fragmentos de fotofissão, nenhuma anisotropia angular foi observada até então para o núcleo de Np-237. Desta forma, é importante que novos resultados experimentais sejam obtidos, inclusive com as mesmas técnicas e nas mesmas energias, a fim de aprimorar o estudo do fenômeno da fissão nuclear junto ao limiar, para esse núclídeo. Além disto, em se trabalhando com fontes gama de captura novas contribuições podem ser adicionadas tais como: estruturas finas nestas secções de choque e informações experimentais em energias ainda não exploradas.

As medidas destes parâmetros para o núcleo Np-237 foram motivadas, também, por um pedido da Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) que mostra interesse, principalmente, nas secções de choque para as reações (γ, n) e (γ, f) . Este interesse advém, como mencionado, da escassez de dados experimentais na literatura e pelo crescente desenvolvimento dos reatores a plutônio, onde o conhecimento preciso destas secções de choque é de alguma relevância. Isto porque o Np-237, um núcleo sempre presente nestes tipos de reatores, pode contribuir para o aumento populacional de nêutrons em consequência dos processos fotonucleares citados. Por outro lado, em aplicações biomédicas do Pu-238 (marca passos, corações artificiais)¹ é importante a obtenção deste isótopo com a mínima contaminação de Pu-236, já que as radiações gama produzidas na cadeia radioativa deste contaminante, são inconvenientes aos pacientes. Uma das fontes de formação de Pu-236, quando da produção de Pu-238 a partir do Np-237, é a reação (γ, n) neste último núcleo. Desta forma, no projeto de reatores com a finalidade de produzir Pu-238, as secções de choque para a reação $^{237}\text{Np}(\gamma, n)$ devem ser conhecidas com uma certa exatidão, a fim de que se obtenha o Pu-238 com a pureza desejada. Estas considerações mostram a importância destas medidas no campo da Física Aplicada.

No que se refere à distribuição angular dos fragmentos de fotofissão, os núcleos par-par também foram os mais intensivamente estudados. Os resultados destes estudos indicam uma dependência da distribuição angular com a energia de excitação, fato que concorda plenamente com as hipóteses de A. Bohr¹⁷ no modelo dos canais de fissão. Os núcleos com A par, por apresentarem um spin no estado fundamental $I_0 = 0^+$, na fotoabsorção de dipolo elétrico, formam apenas dois estados compostos: $(1, +1)$, $(1, -1)$. Isto justifica as grandes anisotropias¹²¹ nas distribuições angulares observadas para estes núcleos em baixas energias de excitação, (5-6 MeV).

Para os núcleos com A ímpar, como no caso das secções de choque, poucos dados experimentais existem, na literatura, sobre a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão. Isto é, principalmente, uma consequência da distribuição angular isotrópica esperada para estes núcleos, em conformidade com as previsões do modelo de canais de fissão.

As características que distinguem um processo de fissão em um núcleo de A ímpar são:

- i) a existência de um spin $I_0 \neq 0$ orientado ao acaso;
- ii) disponibilidade de uma quantidade grande de momentos angulares J tal que $(|I-j| \leq J \leq I+j)$ e suas projeções, no eixo de simetria nuclear, $K \leq J$.

(I é o momento angular introduzido no núcleo com spin j;)

iii) a densidade maior de canais de fissão próximo ao limiar. O efeito destes fatores faz com que a anisotropia angular seja muito reduzida, de forma que uma distribuição angular isotrópica é esperada para os núcleos ímpares. Os resultados experimentais^{9,64,121}, dentro dos erros envolvidos, confirmaram estas previsões. Entretanto, tanto Griffin⁴² como o próprio Bohr¹⁷ apontaram que a melhor oportunidade de se detectar uma anisotropia angular em alvos com massa ímpar seria para o Pu-239. Isto porque este núcleo, por possuir o spin mais baixo possível $I_0 = 1/2$, na fotoabsorção de dipolo formam-se apenas três estados compostos degenerados $(J, \pm M) = (3/2, \pm 3/2)$, $(3/2, \pm 1/2)$ e $(1/2, \pm 1/2)$. Estes autores afirmaram ainda que a probabilidade de anisotropia angular seria tanto maior quanto menor fosse a energia de excitação. Isto realmente foi confirmado, recentemente, por Rabotnov⁹⁶ e Soldatov¹⁰⁶, utilizando ftons com energias no intervalo de 5-6 MeV, obtidos em aceleradores por "bremsstrahlung". Anisotropias angulares de até 20% foram observadas, neste intervalo de energia, para o núcleo Pu-239.

Para núcleos ímpares com spin $I_0 \neq 1/2$, o único indício de anisotropia encontrado até o presente momento, foi para o U-235 ($I_0 = 7/2$) em medidas realizadas por Ivanov⁵⁹, no intervalo de energia de 6-15 MeV. Contudo, estas anisotropias não foram confirmadas, posteriormente, por Zhuchko¹²⁵ utilizando a mesma fonte gama e o mesmo intervalo de energia de excitação. A explicação dada por Zhuchko¹²⁵ é que, as anisotropias observadas anteriormente para o U-235, podem ser uma consequência da grande porcentagem de impureza (10% de U-238) presente na amostra empregada por Ivanov⁵⁹.

Teoricamente, podem ocorrer anisotropias angulares mensuráveis para um núcleo de A ímpar, se um estado particular com um determinado K for responsável pela maior fração da fissão e a probabilidade deste evento, como foi comentado, será tanto maior quanto menor for a energia do fton. Assim, medidas da distribuição angular para o Np-237 na região de energia abaixo do limiar de nêutron, com precisões, se possíveis, superiores às aquelas apresentadas na literatura, podem mostrar resultados satisfatórios. Apesar do Np-237 possuir um spin $I_0 = 5/2$ e formar pela fotoabsorção de dipolo nove estados compostos degenerados, existem os seguintes pontos favoráveis nas medidas deste trabalho: o fato de se usar um feixe gama discreto com resolução de alguns eV e de se empregar ftons com energias inferiores às aquelas utilizadas pelos outros autores.

Resumindo, esta tese objetivou, portanto, realizar medidas das sec

ções de choque (γ, n) e (γ, f) junto ao limiar para o Np-237, com radiação gama proveniente da captura de nêutrons térmicos e o estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o mesmo nuclídeo, em energias abaixo do limiar de nêutron.

As considerações teóricas sobre os parâmetros nucleares medidos são discutidas no capítulo II. Os tópicos abordados nesta discussão são: a fissão nuclear, a competição Γ_n/Γ_f e a distribuição angular dos fragmentos de fissão. Os principais modelos nucleares pertinentes a cada caso são tratados de forma sucinta, procurando dar ênfase sempre aos conceitos teóricos relevantes para a interpretação e discussão dos resultados experimentais.

O arranjo experimental utilizado neste trabalho é descrito detalhadamente no capítulo III, juntamente com uma discussão sobre as limitações e vantagens de cada componente do arranjo. Ainda, neste capítulo, são mostrados os métodos experimentais empregados na medida da massa da amostra de Np-237 e na determinação das características e avaliação do desempenho dos diversos detectores utilizados no experimento.

No capítulo IV, são apresentados os resultados experimentais obtidos para os parâmetros nucleares em estudo e são descritos os procedimentos adotados na análise dos dados.

O capítulo V se refere à interpretação, análise e discussão dos resultados com base nas considerações teóricas abordadas no capítulo II, destacando-se a determinação de outros parâmetros nucleares, além das seções de choque.

Finalmente, no capítulo VI, são descritas as conclusões obtidas da análise e discussão dos resultados, ressaltando-se as contribuições deste trabalho. São apresentadas, ainda, as sugestões para futuros trabalhos a serem realizados utilizando o mesmo arranjo experimental.

CAPÍTULO II - TEORIA

II-1-INTRODUÇÃO

Com o intuito de analisar, interpretar e discutir os resultados experimentais obtidos no presente trabalho, neste capítulo são apresentadas as considerações teóricas pertinentes aos fenômenos em estudo.

Como citado no capítulo I, os objetivos desta tese são a determinação das seções de choque (γ, f) e (γ, n) e o estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão, para o núcleo Np-237. Estes parâmetros nucleares, usualmente, são estudados dentro dos seguintes tópicos da teoria geral sobre reações nucleares: mecanismo da fissão nuclear, competição entre emissão de nêutrons e fissão, e distribuição angular dos fragmentos de fissão.

Desta forma, a teoria aqui apresentada se limitou à descrição sucinta dos principais modelos sobre os fenômenos classificados nos tópicos citados acima, incluindo uma análise das consequências de sua adoção na interpretação dos resultados obtidos experimentalmente e uma discussão das concordâncias e discrepâncias entre os vários modelos.

II-2-FISSÃO NUCLEAR

II-2-1-Generalidades

Fissão nuclear é o processo pelo qual um núcleo se divide em dois ou, mais raramente, em três núclídeos mais leves, espontaneamente ou após absorver uma partícula ou radiação gama. É uma reação exotérmica e pode ser acompanhada pela emissão de raios gama, nêutrons e outras partículas. O processo é chamado de fissão binária se apenas dois núcleos ou fragmentos de fissão são produzidos e de fissão ternária se três fragmentos são formados. Ainda, se os dois fragmentos da fissão binária possuírem aproximadamente a mesma massa e carga, a reação denominar-se-á fissão binária simétrica e no caso oposto, fissão binária assimétrica.

A descoberta da fissão se originou dos experimentos de Fermi³⁴ que se caracterizavam pela produção de novas espécies radioativas quando urânio-

nio e tório eram bombardeados com nêutrons. Entretanto, foram Hahn e Strassmann⁴⁴ em 1939 que identificaram a quebra do núcleo de urânio em produtos mais leves. Este fenômeno, foi logo confirmado por Meitner e Frisch⁸⁵ a quem se deve o nome Fissão, por analogia ao processo da divisão das células biológicas. Meitner e Frisch, supondo uma fissão binária e simétrica para os núcleos pesados, concluíram que da repulsão coulombiana entre os fragmentos, resultaria uma liberação de energia em torno de 200 MeV. Esta previsão foi logo confirmada pelos experimentos de Frisch³⁵, utilizando uma câmara de ionização.

A fissão nuclear, desde a sua descoberta em 1939, representa um fenômeno de muito interesse no meio científico. Embora tenha sido possível comprovar, tanto experimentalmente como teoricamente, a liberação de energia em torno de 200 MeV na fissão de um único núcleo de U-238, o entendimento completo do processo ainda pode ser considerado como uma utopia. A razão disto está na grande complexidade envolvida nesta transformação completa de um sistema com muitos constituintes. Os mais sofisticados modelos do fenômeno da fissão ainda fazem drásticas simplificações, com a finalidade de torná-los compreensíveis e acessíveis aos cálculos.

A teoria da fissão ainda é um tópico da Física Nuclear que não foi unificado. Um grande número de estudos sobre os vários aspectos da fissão pode ser encontrado nas referências 33,54,115,119,120. Além destas, as publicações de diversas conferências e simpósios internacionais(55,58,111 e 112) podem dar uma visão geral dos desenvolvimentos recentes efetuados no estudo deste fenômeno.

No estudo da estrutura do núcleo, durante o processo da fissão, desenvolveram-se vários modelos que foram surgindo na medida em que apareciam novos fenômenos, os quais não encontravam explicação nos modelos anteriores. Para facilitar o entendimento dos resultados experimentais obtidos neste trabalho, serão abordados a seguir, de uma forma sucinta, os principais modelos desenvolvidos até o presente momento.

II-2-2-Modelo da Gota Líquida

O primeiro modelo que surgiu para descrever teoricamente o mecanismo da fissão foi o modelo da gota líquida (LDM-Liquid Drop Model), introduzido por Bohr e Wheeler em 1939¹⁸. Este modelo, apesar de sua simplicidade, explica muito bem grande parte dos dados experimentais até então existen-

tes.

O LDM descreve o núcleo como uma gota esférica, com uma distribuição uniforme de carga. A explicação da fissão segundo este modelo, baseia-se na idéia que quando se adiciona energia à gota esta pode atingir um modo de vibração no qual o núcleo (gota) se alonga. Durante a alongação, a área superficial total cresce enquanto o volume permanece aproximadamente constante. Portanto, a energia volumétrica não muda apreciavelmente enquanto a energia superficial aumenta. Ainda, durante a alongação, a distância entre as cargas aumenta, diminuindo assim a energia coulombiana do sistema. Quando a deformação é pequena, o aumento na energia superficial é maior que a diminuição na energia coulombiana. Conseqüentemente, há um aumento na energia potencial total do sistema. Contudo, existe um limite para este aumento visto que, com o crescimento da alongação a gota pode tomar a forma de um "haltere", separando-se em duas metades e nesta condição, a ligação entre as duas partes não aumenta sensivelmente a área superficial. Por outro lado, como estas duas partes do "haltere" se movem separadamente, a energia coulombiana continua a diminuir, diminuindo, portanto, a energia potencial do sistema. Com uma alongação adicional, a ligação eventualmente se rompe, produzindo dois fragmentos. Em uma forma mais realista, a distância entre as duas partes se torna maior que o alcance das forças nucleares. A repulsão coulombiana eletrostática continua atuando sobre os dois fragmentos, de forma que a energia cinética final pode atingir valores tão altos como 100-200 MeV, dependendo da distribuição de cargas entre os fragmentos.

É interessante descrever o fenômeno de uma maneira mais quantitativa. O LDM segue, em princípio, a mesma fundamentação da equação de massa semi - empírica de Weizsacker:

$$B = - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} + a_{si} \frac{|N-Z|^2}{4A} \quad \text{onde} \quad (1)$$

A = número de nêutrons (N) mais número de protons (Z),

$a_v A$ = energia volumétrica, proporcional à A (que por sua vez é proporcional ao volume nuclear já que $R \propto A^{1/3}$)

$a_s A^{2/3}$ = energia superficial, proporcional à $A^{2/3}$ (ou à área superficial nuclear)

$a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$ = energia coulombiana, proporcional ao quadrado de Z.

$a_{si} \frac{|N-Z|^2}{4A}$ = energia de simetria, inversamente proporcional à A (ou volume nuclear).

De acordo com o LDM, o primeiro termo da equação(1) é dominante e expressa o fato de que a energia de ligação (B) é proporcional ao número de núcleons. Na discussão sobre deformação nuclear, considera-se a conservação de volume como uma consequência das propriedades de conservação da densidade nuclear. Desta maneira, tanto o primeiro como o quarto termo da equação(1) independem da distorção e não aparecem no LDM. O segundo termo leva em conta a redução na energia de ligação associada com os núcleons sobre a superfície nuclear. Este termo é menor para uma esfera; a qualquer distorção desta esfera, associa-se um aumento da energia potencial. Com as distorções, a energia coulombiana, representada pelo terceiro termo, tende a diminuir por causa do aumento na separação média entre as cargas.

Portanto, o LDM em sua forma mais simples, descreve as variações da energia potencial, associadas com as distorções de forma, em termos dos efeitos de superfície e coulombianos.

Basicamente, o esforço que tem sido despendido no entendimento do processo da fissão, resume-se no estudo detalhado da energia potencial do núcleo em função de alguns parâmetros que descrevem a forma nuclear. Nesta versão, considera-se como ponto de partida que a fissão se processa de forma a sempre minimizar a energia potencial.

Considere-se inicialmente, as mudanças da energia potencial associadas com pequenas distorções, axialmente simétricas, de uma esfera. Nestas condições, o raio nuclear pode ser escrito como uma expansão de Legendre de primeira ordem:

$$R(\theta) = R_0 \{ 1 + \alpha_2 P_2(\cos\theta) \} \quad \text{onde} \quad (2)$$

θ = ângulo do vetor raio em relação à uma certa direção.

α_2 = descreve a quantidade de distorção quadrupolar, e

R_0 = raio da esfera não distorcida.

Supondo, agora, estas distorções como sendo do tipo esferoidal, as energias coulombiana e superficial são dadas respectivamente por:

$$E_c = E_c^0 (1 - \alpha_2^2/5) \quad (3) \quad \text{e} \quad E_s = E_s^0 (1 + 2\alpha_2^2/5) \quad (4)$$

onde E_c^0 e E_s^0 referem-se às energias coulombiana e superficial para uma esfera não distorcida.

A fim de que a gota seja estável contra pequenas distorções, a di-

minuição da energia coulombiana, $\Delta E_c = -E_c^0 \alpha_2^2 / 5$, deve ser menor que o aumento da energia superficial, $\Delta E_s = 2E_s^0 \alpha_2^2 / 5$. A gota torna-se instável quando $|\Delta E_c| / \Delta E_s = 1$, ou quando $E_c^0 / 2E_s^0 = 1$.

De acordo com Bohr e Wheeler¹⁸, define-se $x = E_c^0 / 2E_s^0$ como o parâmetro de fissionabilidade, de forma que quando:

$x < 1$, o núcleo é estável

$x = 1$, têm-se a deformação crítica ou o "ponto de sela"

$x > 1$, o núcleo é instável

A energia coulombiana para um núcleo esférico, segundo a eletrostática, é dada por:

$$E_c^0 = \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_0} \quad (5)$$

A energia superficial da gota esférica é definida como o produto da área desta esfera pela tensão superficial, ou seja:

$$E_s^0 = 4\pi R_0^2 \tau \quad (6)$$

Para o caso onde se tem a deformação crítica ($E_c^0 = 2E_s^0$) obtém-se, combinando as equações (5) e (6),:

$$(Z^2/A)_{\text{crítico}} = (40\pi \tau_0^3 \tau) / 3e^2 \quad (7)$$

Burnet²¹ em 1964, determinou $(Z^2/A)_{\text{crítico}}$ como sendo $48,4 \pm 0,5$. Desta forma, o parâmetro de fissionabilidade, x , fica agora representado por:

$$x = (Z^2) / (48,4A) \quad (8)$$

Deste cálculo simples do LDM, considerando apenas pequenas distorções axialmente simétricas, pode-se concluir: se (Z^2/A) for menor que 48,4, o núcleo não atinge a deformação crítica ou o "ponto de sela" sem antes absorver energia e portanto, é estável contra a fissão espontânea. Se um núcleo possuir (Z^2/A) igual a 48,4 então, pode ocorrer a deformação crítica e conseqüentemente a fissão espontânea. Para (Z^2/A) maior que 48,4, implicando em valores de Z superiores à aproximadamente 120, o LDM não prevê barreira de fissão. Nestas condições, espera-se que estes núcleos se fissionem em um tempo comparável ao período de vibração nuclear.

A fim de que se tenha uma descrição mais realista das distorções, tão grandes como as encontradas no topo da barreira de fissão ou no "ponto de sela", deve-se incluir na equação(2) polinômios de ordem superior. É conveniente portanto, descrever a forma da gota por meio de uma expansão em polinômios de Legendre da forma:

$$R(\theta) = R_0 \left\{ 1 + \sum_{n=2}^{\infty} \alpha_n P_n(\cos \theta) \right\} \text{ onde os parâmetros } \alpha_0 = \alpha_1 = 0 \text{ são} \quad (9)$$

devidos às condições de volume constante e de repouso do centro de massa.

Os coeficientes α_2 e α_4 representam uma boa forma de parametrização da deformação nuclear segundo Bohr e Wheeler¹⁸. A energia de deformação do núcleo, calculada por estes autores considerando termos até quarta ordem em α_2 , é expressa por:

$$\Delta E = 4\pi r_0^2 A^{2/3} \left\{ 2\alpha_2^2/5 + 116\alpha_2^3/105 + 101\alpha_2^4/35 + 2\alpha_2^2\alpha_4/35 + \alpha_4^4 \right\} - 3(Ze)^2/5r_0 A^{1/3} \left\{ \alpha_2^2/5 + 64\alpha_2^3/105 + 58\alpha_2^4/35 + 8\alpha_2^2\alpha_4/35 + 5\alpha_4^2/27 \right\} \quad (10)$$

A energia de deformação, dada pela equação(10), pode ser colocada em um gráfico de superfícies equipotenciais em função de α_2 e α_4 . Um tal gráfico associado à uma distorção arbitraria é mostrado na figura II.1¹⁸. Nesta figura, observa-se um poço na origem correspondente à energia potencial mínima de deformação e um máximo nas superfícies equipotenciais, referente ao "ponto de sela". Os parâmetros de deformação associados à este "ponto de sela", definem a forma crítica da gota, e a energia potencial necessária para esta deformação é denominada energia crítica ou limiar para a fissão (E_f).

A figura II.2 representa a linha tracejada da figura II.1 e corresponde portanto, a variação da energia potencial em função da deformação $\beta(\alpha_2, \alpha_4)$. Esta curva, usualmente conhecida como barreira de fissão, constitui-se numa das características mais importantes do fenômeno da fissão. A altura desta barreira (E_f) bem como o "ponto de sela" estão assinalados na mesma figura.

Para que o núcleo se fissione, é necessário que a barreira de fissão seja ultrapassada. Como esta barreira é normalmente de alguns MeV, a fissão espontânea é muito rara, exceto nos casos dos elementos muito pesados.

O método de acelerar ou induzir o processo da fissão é adicionar energia ao sistema. Isto pode ser feito de várias maneiras tais como: rea-

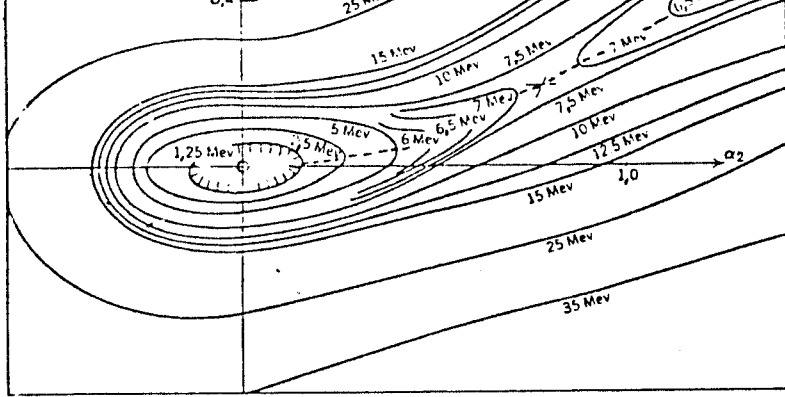


Fig.II.1 - Superfícies Equipotenciais de Deformação, em função de $\beta(\alpha_2, \alpha_4)$

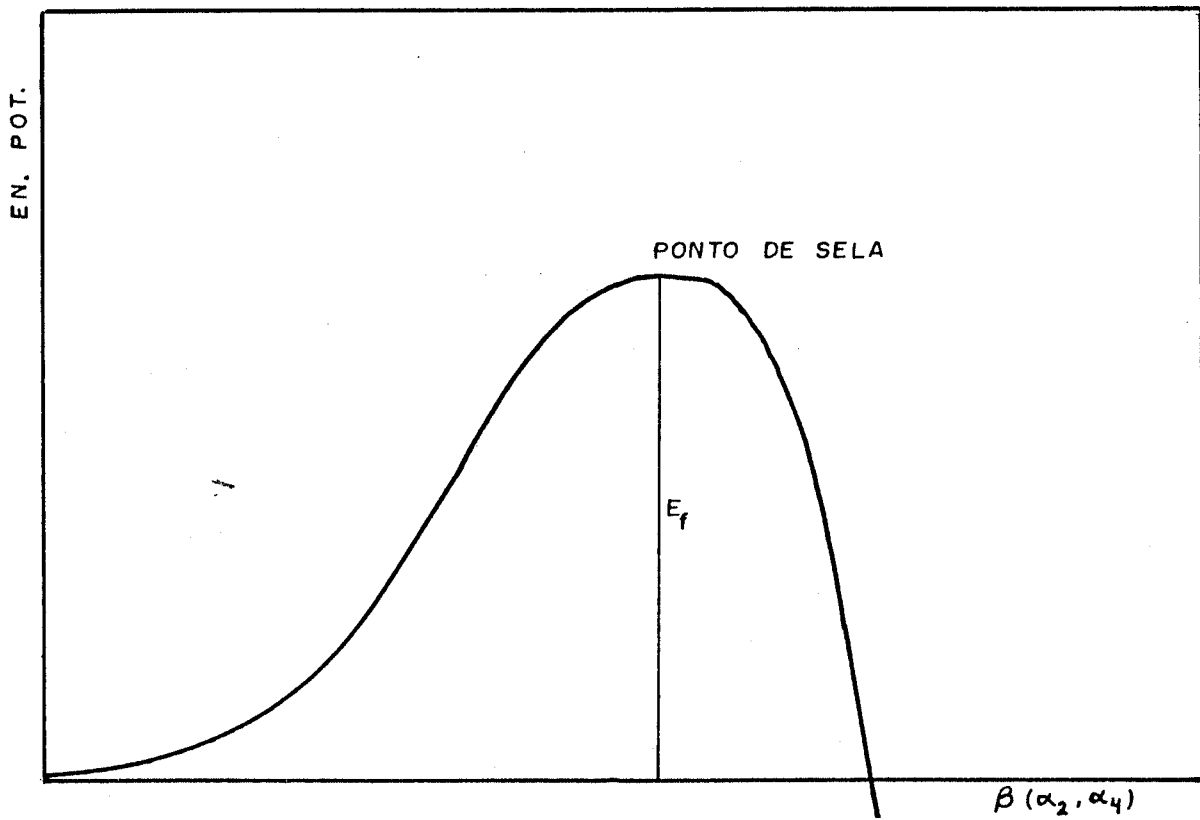


Fig.II.2 - Energia Potencial de Deformação Segundo o Modelo da Gota Líquida

ções com nêutrons, raios gama etc. Em qualquer situação, a fissão pode ser simbolizada por uma partícula no fundo do poço de potencial que, ao receber um impulso, executa um movimento complicado em torno da posição de equilíbrio (figura II.1). Eventualmente, a partícula pode passar pelo "ponto de sela" ocorrendo então a fissão. Entretanto, mesmo na ausência de excitação externa, quânticamente a partícula pode atravessar (efeito tunel) a barreira e conseqüentemente ocasionar a fissão espontânea. Obviamente, a probabilidade para fissão neste caso é muito menor que aquela para a fissão induzida.

Além da altura E_f , outra propriedade da barreira de interesse no estudo da fissão, é a sua curvatura no "ponto de sela". A curvatura é importante para o conhecimento das propriedades de transmissão e reflexão da barreira que por sua vez, determinam a taxa pela qual esta é vencida em função da energia de excitação. A curvatura da barreira é definida em termos de unidades de energia como $\hbar\omega$ (MeV). O módulo de $\hbar\omega$ determina então, a facilidade com que um núcleo, possuindo uma energia menor que E_f , penetre a barreira e um núcleo, com energia maior que E_f , seja refletido pela mesma. Valores pequenos de $\hbar\omega$ correspondem à barreiras relativamente largas, com penetrabilidades pequenas enquanto, os valores grandes, representam barreiras estreitas com penetrabilidades grandes. Análises de resultados experimentais sobre secções de choque de fissão podem fornecer informações sobre a curvatura da barreira.

Outra propriedade importante da barreira é a sua transmissão ou penetrabilidade. Em 1953, Hill e Wheeler⁴⁸ calcularam a transmissão para uma barreira de fissão, da forma prevista pelo LDM, em função da energia de excitação. Considerando a barreira como sendo descrita por uma parábola simples invertida, de altura E_f e curvatura $\hbar\omega$, Hill e Wheeler chegaram a seguinte expressão:

$$T_f(E) = \{ 1 + \exp(2\pi(E_f - E)/\hbar\omega) \}^{-1} \quad (11)$$

Na figura II.3 é mostrado o comportamento da transmissão de barreira, dada pela equação (11), em função da energia de excitação. Como pode-se ver, a função $T_f(E)$ cresce rápida e suavemente com a energia, não apresentando qualquer sinal de possíveis ressonâncias. Observa-se ainda que quando $E = E_f$ a probabilidade para atravessar a barreira é 0,5 e para uma energia de excitação, aproximadamente 0,5 MeV acima de E_f , esta probabilidade atinge o seu valor máximo, um.

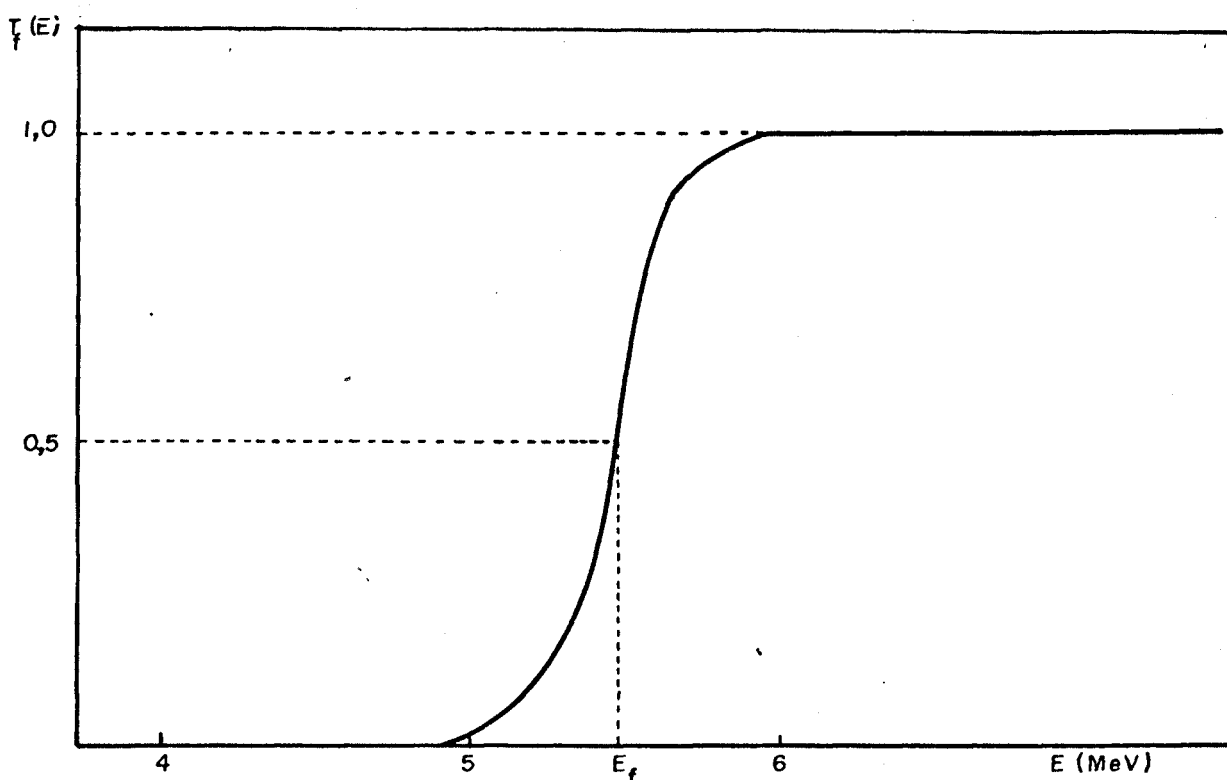


Fig.II.3 - Transmissão de Barreira de Fissão de Acordo com o Modelo da Gotta Líquida.

Apesar do LDM explicar relativamente bem um grande número de fenômenos nucleares, começaram a surgir resultados experimentais que não se ajustavam ao modelo. Em 1962, um grupo soviético⁹⁵, fazendo experimentos com íons pesados, descobriu um isômero do Am-242 que decaía preferencialmente por fissão espontânea, com uma meia vida da ordem de milissegundos. Este resultado estava em completo desacordo com a meia vida usual para a fissão espontânea do núcleo Am-242 que é cerca de 10^{12} anos. Esta foi uma descoberta surpreendente e várias especulações teóricas surgiram com o objetivo de explicar o grande aumento na probabilidade de fissão. A fissão espontânea, segundo o LDM, é essencialmente uma consequência do "efeito tunel" quântico através de uma barreira potencial simples e desta forma, a meia vida muito curta observada (~ 14 ms), não pôde ser explicada por este modelo. O grupo soviético sugeriu que a espécie encontrada devia ser um estado isomérico, não precisando assim penetrar toda a barreira de fissão.

Em 1968, Migneco e Theobald⁸⁷ fazendo medidas, com alta resolução, para as secções de choque de fissão induzida por nêutrons, conseguiram novos resultados experimentais inexplicáveis pelo LDM. Estes pesquisadores,

trabalhando em energias de excitação abaixo da barreira de fissão, observaram grupos bem definidos de estruturas nestas secções de choque para o Pu-240. Novamente, de acordo com o LDM, nesta região de energia, a fissão só ocorre quânticamente, por efeito tunel. Em termos da barreira simples de fissão isto significa que as secções de choque para o referido processo seriam consideravelmente pequenas e ainda, teriam um comportamento suave e crescente com a energia. Portanto, em pleno desacordo com os resultados experimentais observados.

Entre outros, os fatos experimentais discutidos acima indicavam claramente que algo essencial estava faltando na teoria da gota líquida para o fenômeno da fissão. Reconheceu-se logo que o LDM era suficiente apenas para fornecer um comportamento médio e suave para a energia potencial nuclear. Entretanto, reconhecia-se também que, a inclusão dos efeitos de partícula simples, nesta energia potencial de deformação deveria, pelo menos, ajudar a entender as discrepâncias observadas.

II-2-3-Modelo da Barreira Dupla de Fissão

O modelo de partícula simples ou modelo de camadas que supõe o núcleo como sendo esférico, conseguiu explicar com razoável sucesso um grande número de propriedades da estrutura nuclear. Entretanto, sabe-se que os núcleos cujas distribuições de níveis estão afastadas das camadas fechadas, exibem um espectro rotacional e são permanentemente deformados. Estendendo-se o modelo de partícula simples para o caso de potenciais não esféricos, em princípio, seria possível determinar algumas propriedades dos núcleos deformados. Esta foi a idéia básica que deu origem ao hoje conhecido como modelo de Nilsson⁹², de grande utilidade na elaboração de um outro modelo, o de Strutinsky^{107,108} ou da barreira dupla de fissão.

No modelo de Nilsson, considera-se os núcleons como sendo partículas independentes, movendo-se num potencial nuclear deformado com simetria axial. O potencial escolhido foi um oscilador harmônico deformado que incluía termos proporcionais ao acoplamento spin-órbita ($\vec{l} \cdot \vec{s}$) e ao quadrado do momento angular orbital (l^2). O termo $\vec{l} \cdot \vec{s}$ leva em conta o acoplamento forte dos núcleons enquanto o l^2 corrige a tendência do potencial oscilador harmônico subestimar a energia de ligação das partículas com grandes valores de l . Os coeficientes dos termos $\vec{l} \cdot \vec{s}$ e l^2 são escolhidos de forma a reproduzir a ordem experimental dos níveis para os núcleos esféricos e

deformados em seus respectivos estados fundamentais.

Com esta descrição, as previsões quanto ao valor do momento de quadrupolo em núcleos deformados são muito boas. Contudo, a característica mais importante do modelo de Nilsson é a previsão de camadas em deformações pequenas, característica esta que tende a desaparecer com o aumento da deformação nuclear.

Em 1969, Nilsson e colaboradores⁹¹ calcularam a energia de deformação de acordo com a descrição efetuada anteriormente. O resultado dos cálculos, apesar de mostrar um crescimento contínuo desta energia com a deformação nuclear, indica valores surpreendentemente altos para as energias em grandes deformações.

Pelo fato do modelo de partícula simples prever energias de deformações razoáveis (~7 MeV)⁹¹ em grandes deformações, tornou-se importante então, encontrar uma forma para incorporar nos cálculos de barreiras de fissão os efeitos de camadas. Strutinsky^{107,108} propôs um método onde a densidade de camadas dos núcleons e outros efeitos quânticos foram considerados como um pequeno desvio da distribuição uniforme do LDM. Este desvio é então tratado como uma correção na energia potencial do LDM, cujos termos dominantes são os efeitos coulombianos e os de superfície. A dependência da força de emparelhamento com a deformação também pôde ser tratada como uma correção em uma forma análoga.

A energia potencial total fica agora representada pela soma da energia do LDM (E_{1dm}) com as correções de camadas (δU) e de emparelhamento (δP):

$$E = E_{1dm} + \sum_{p,n} (\delta U + \delta P) \quad \text{onde } E_{1dm} \text{ é dada pela equação(10).} \quad (12)$$

Os símbolos p e n na somatória indicam que as correções para nêutrons e protons são calculadas separadamente.

A correção de camadas (δU), conforme os cálculos de Strutinsky, oscila tanto com o número de partículas como com a deformação. Isto por causa da variação da densidade de níveis com a deformação nuclear. As oscilações em δU exprimem as mudanças periódicas das densidades de níveis de camadas na energia de Fermi ($\lambda = \hbar \omega_0$). Desde que protons e nêutrons preenchem as camadas independentemente então, a correção de camadas total se constitui da soma das correções calculadas individualmente para estas partículas.

A correção de emparelhamento (δP) surge das interações de curto alcance entre pares de núcleons correlacionados. De acordo com os cálculos¹⁰⁸,

observa-se que δP apresenta também um comportamento oscilatório com a deformação, contudo defasado em relação à δU . A razão disto é que a energia de emparelhamento também é determinada pela densidade de estados próximos à superfície de Fermi. No caso de δP entretanto, a energia total diminui quando há uma densidade alta de níveis uma vez que quanto maior a densidade de níveis, maior é o número de níveis nas quais pares de núcleons podem interagir entre si.

Desta maneira, ao se adicionar as correções δU e δP , a fim de produzir os efeitos totais de partícula simples, ter-se-á um cancelamento destas correções voltando, portanto, à situação inicial do LDM. Contudo, δU é maior que δP e desta forma, o comportamento geral dos efeitos de partícula simples fica determinado, basicamente, por δU .

Considerando o potencial nuclear previsto pelo LDM (figura II.2) e os efeitos de partícula simples dados por δU , poder-se-ia então de acordo com a equação (12), somá-los, pelo menos qualitativamente, a fim de se ter uma idéia da energia potencial total do núcleo (figura II.4).

Conforme ilustra a figura II.4, com a soma das contribuições para a energia potencial nuclear, obtém-se uma barreira de fissão dupla. Este comportamento foi realmente confirmado pelos cálculos de Strutinsky para diversos actinídeos e outros núcleos pesados. Portanto, segundo este modelo, o núcleo para se fissionar deve passar por dois máximos ou dois "pontos de sela". O primeiro mínimo da curva resultante para a energia potencial ocorre, aproximadamente, na deformação correspondente ao estado fundamental nuclear. O segundo mínimo aparece em uma deformação maior, próxima àquela do "ponto de sela", e é causado pela segunda inversão de δU .

Uma das consequências mais importantes desta barreira dupla de fissão é a explicação, pelo menos qualitativamente, dos resultados experimentais contraditórios citados anteriormente. Segundo Strutinsky¹⁰⁷, a fissão isomérica pode ser entendida apenas com considerações sobre o estado fundamental do segundo poço, conhecido como estado isomérico. O aumento na probabilidade de fissão é atribuído a dois fatos: primeiro, pela diferença de energia entre os estados fundamentais dos dois poços de potenciais e segundo, que o isômero para se fissionar precisa atravessar apenas a barreira mais externa.

Quanto aos grupos de estruturas observadas nas secções de choque (n,f) do Pu-240, uma explicação foi sugerida por Lynn⁷¹ como sendo causadas pela mistura de níveis entre os dois poços de potenciais.

A estrutura encontrada por Dickey³⁰ em 5,6 MeV, na secção de cho-

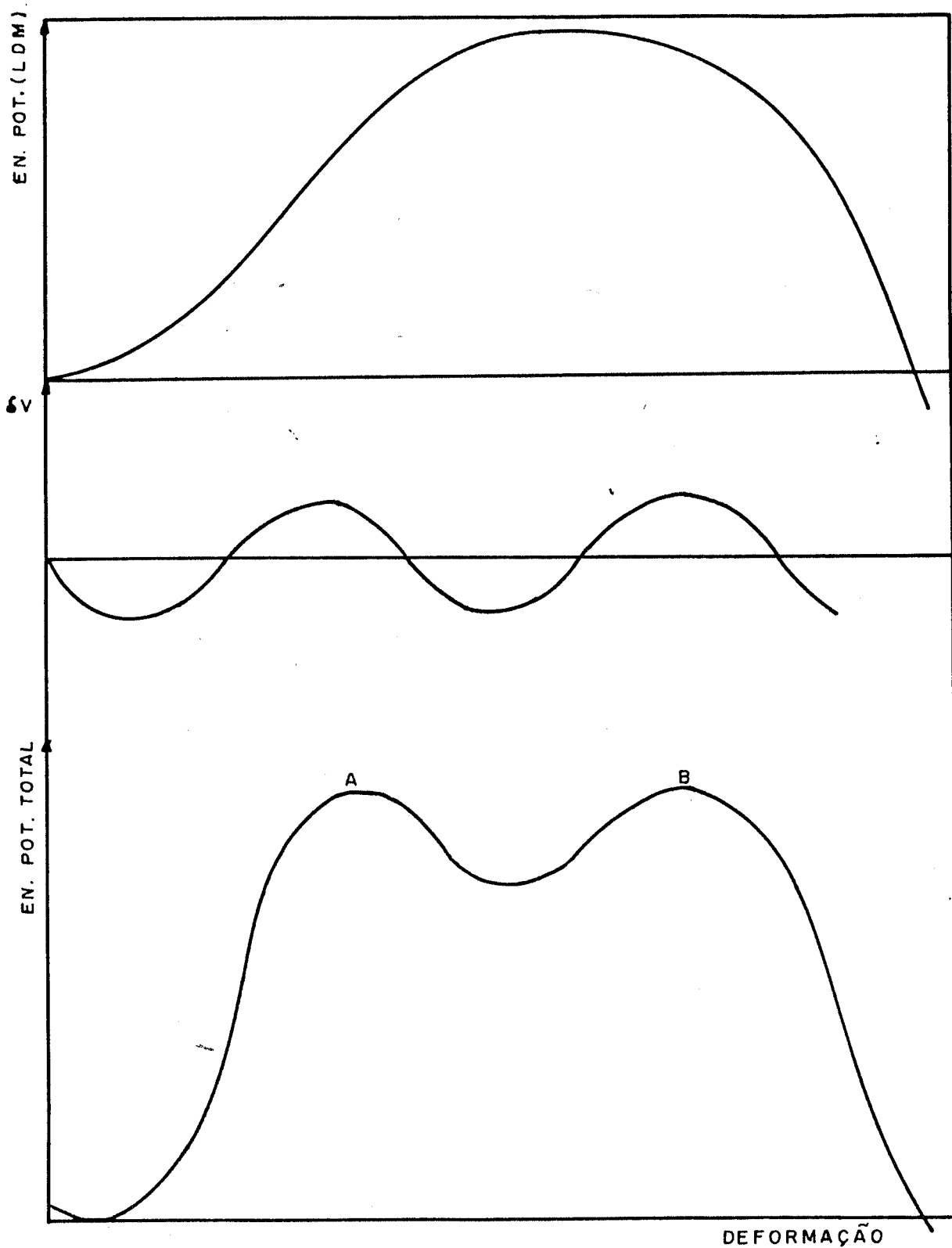


Fig.II.4 - Soma qualitativa da energia potencial do modelo da gota líquida com a correção de camadas (δU) de Strutinsky, produzindo a barreira dupla de potencial final em função da deformação.

que (γ, f) para o U-238 foi plenamente reproduzida pelos cálculos de Bhandari¹³, utilizando o modelo da barreira dupla de fissão. Esta ressonância de fissão foi associada a um estado vibracional no segundo poço.

Vários autores^{6,13,26,93}, recentemente, têm empregado o modelo de Strutinsky nos cálculos das barreiras de fissão para núcleos pesados e superpesados. Os resultados destes cálculos, aliados àqueles obtidos por Back^{7,8} pela análise de dados experimentais, levam ao seguinte consenso para os núcleos na região dos actínídeos: as alturas dos dois picos são aproximadamente iguais, se os núcleos possuem números atômicos (Z) em torno de 92. Quando Z aumenta a barreira externa diminui em relação à interna e, se Z diminuir, o inverso ocorre. Portanto, o Th-232 deve possuir uma barreira externa maior que a interna, o U-238 barreiras com alturas aproximadamente iguais enquanto o Pu-240, deve apresentar uma barreira externa menor que a interna.

A figura II.5 mostra esquematicamente a barreira de fissão esperada para um núcleo do tipo do Np-237, juntamente com os parâmetros usualmente adotados em sua descrição. Para comparação é mostrado também, em linha tracejada, a barreira de fissão simples prevista pelo LDM.

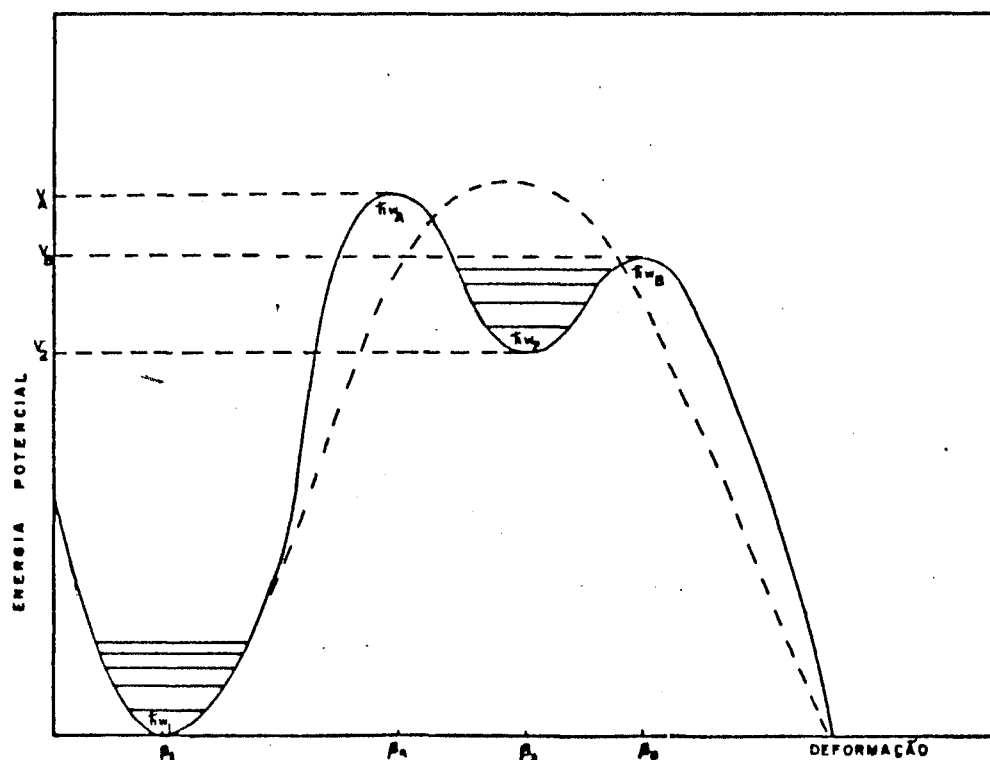


Fig.II.5 - Barreira de fissão esperada para um núcleo do tipo do Np-237. A linha tracejada representa a barreira de fissão prevista pelo modelo da gota líquida.

No caso dos núcleos pesados, as alturas das barreiras (V_A e V_B) são tipicamente da ordem de 5-6 MeV, a profundidade do segundo poço (V_2) fica ao redor de 2-4 MeV enquanto, as curvaturas das barreiras ($\hbar\omega$) variam em torno de 0,5-1 MeV.

No esquema da figura II.5 também foram assinalados os níveis pertencentes ao estado fundamental do núcleo, bem como aqueles existentes no segundo poço de potencial. Estes últimos correspondem aos estados ligados e são interpretados como oscilações na coordenada de deformação β ; estas oscilações são conhecidas como vibrações β ao longo da direção da fissão. Os mais baixos destes estados ligados por sua vez foram interpretados, conforme discutiu-se anteriormente, como estados isoméricos e responsáveis pela fissão isomérica espontânea de núcleos como o Am-242.

O problema principal para descrever a consequência desta barreira dupla no processo da fissão se baseia no cálculo quantitativo da probabilidade do núcleo penetrar esta forma de barreira (transmissão). Este parâmetro, como será visto na próxima seção, está intimamente ligado com a seção de choque para o referido processo.

A formulação de Hill-Wheeler (equação(11)) para a penetração de uma barreira simples, na forma de uma parábola invertida, não é adequada para este caso. Um cálculo detalhado da transmissão utilizando uma barreira dupla retangular unidimensional foi desenvolvido no Apêndice A. Embora esta idealização de potencial esteja longe de apresentar as características inerentes a um potencial variando contínua e suavemente, dois fatos neste tipo de cálculo merecem destaque: primeiro, a equação de Schrodinger para estes potenciais retangulares pode ser resolvida exatamente em uma forma simples e clássica. Segundo, este estudo, de uma forma geral, é suficiente para destacar as características essenciais da transmissão através de uma barreira dupla, conforme pode-se ver na figura A.3 do Apêndice A.

Para cálculos mais elaborados da probabilidade de fissão (transmissão), utilizando a versão da barreira dupla, existem vários métodos alternativos na literatura^{6,13,26,93}. Estes cálculos, de uma maneira geral, chegam sempre ao resultado esquematizado na figura II.6. A linha tracejada nesta figura representa a penetrabilidade de barreira esperada pelo LDM.

De acordo com a figura II.6, picos acentuados podem ser observados na penetrabilidade da barreira dupla de fissão em certas energias de excitação sublimiares. Este fenômeno é uma consequência da existência de estados ligados no segundo poço de potencial como foi discutido na figura II.5. As ressonâncias provenientes dos estados mais baixos são muito estreitas (~10 eV). Conforme vai-se aproximando do topo deste poço de potencial, a

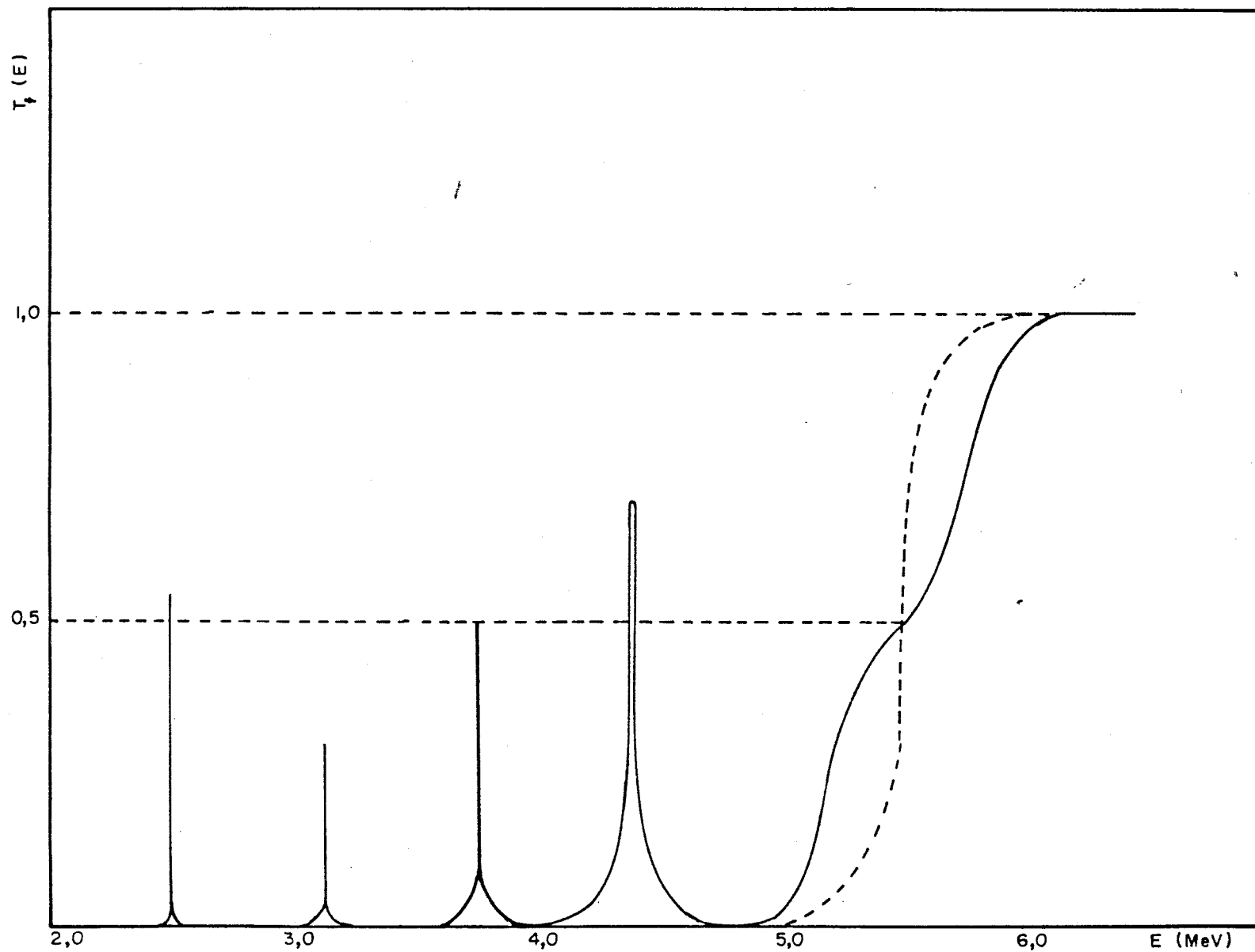


Fig.II.6 - Transmissão da barreira de fissão conforme previsões do modelo de Strutinsky ou da barreira dupla de fissão. A linha tracejada representa a transmissão prevista pelo modelo da gota líquida.

largura dos picos se torna cada vez maior chegando a atingir valores da ordem de 10 KeV. Para energias de excitação próximas da altura da barreira, a transmissão passa a ser uma função contínua e crescente até atingir o seu valor máximo. Como pode-se ver, a concordância entre as características, desta figura e as da figura A.3 do apêndice A, parece ser bastante razoável.

Ainda, quanto à figura II.6, observa-se que as previsões do LDM além de não indicar qualquer transmissão ressonante, mostram um crescimento muito mais rápido da penetrabilidade com a energia de excitação. Isto também está em desacordo com os resultados experimentais obtidos junto ao limiar de fissão,

Como foi visto, segundo o LDM (equação (11)) a energia de excitação ($E_{1/2}$) na qual a transmissão é igual a 0,5, corresponde à altura da barreira de fissão simples. Cramer²⁶, calculando a penetrabilidade através de uma barreira dupla, representada por três parábolas suavemente acopladas, observou que essa energia $E_{1/2}$ é ligeiramente superior que o maior dos dois picos de potenciais. Disto conclui-se que os cálculos do LDM sobre alturas de barreiras de fissão são suficientes para fornecer, pelo menos aproximadamente, a altura do pico maior.

II-3-COMPETIÇÃO ENTRE EMISSÃO DE NÊUTRONS E FISSÃO

II-3-1-Generalidades

Um grande passo para o entendimento das reações nucleares foi dado por N.Bohr em 1936, com a formulação do modelo do núcleo composto. Segundo este modelo, uma reação nuclear não se inicia antes que as duas partículas reagentes, a e X, estejam dentro do alcance das forças nucleares. Ainda, este processo só termina quando os produtos da reação estiverem separados por uma distância maior que o alcance destas forças nucleares. Durante o tempo de interação, forma-se um sistema composto cujas propriedades determinam o comportamento do sistema durante o transcorrer da reação nuclear.

De acordo com o modelo de N.Bohr, a reação nuclear é dividida em duas etapas: a) a formação do sistema composto C e b) a desintegração de C nos produtos da reação. Estas etapas podem ser tratadas como processos independentes no sentido em que o modo de desintegração de C depende somente da sua energia, momento angular e paridade, mas não da forma específica co

mo foi formado. Estas hipóteses se basearam na idéia do núcleo como sendo constituído por um sistema de partículas que interagem fortemente por meio de forças de curto alcance. Quando a partícula incidente, a, estiver dentro do alcance destas forças, sua energia é rapidamente distribuída entre todos os constituintes do núcleo, antes que qualquer desintegração possa ocorrer. Nestas condições, a, perde sua identidade e o estado do sistema composto então, passa a independe do caminho pelo qual foi formado. Um estudo detalhado das condições de validades e limitações destas hipóteses de N.Bohr pode ser visto na referência (16).

Seguindo as hipóteses de N.Bohr, escreve-se a secção de choque para a reação nuclear $X(a,b)Y$ na seguinte forma:

$$\sigma(a,b) = \sigma_c(a)P_c(b) \quad \text{onde} \quad (13)$$

$\sigma_c(a)$ é a secção de choque para a formação de C e

$P_c(b)$ é a probabilidade de C decair emitindo uma partícula b.

A largura total do estado C, com uma energia de excitação E_c , é definida como:

$$\Gamma(E_c) = \hbar\lambda(E_c) = \hbar/\tau(E_c) \quad \text{onde} \quad (14)$$

$\lambda(E_c)$ é a constante de desintegração de C e

$\tau(E_c)$ é a vida média de C.

O parâmetro $\Gamma(E_c)$ por ser dado em unidades de energia, é normalmente denominado largura de nível. Como C pode decair por vários canais, então $\Gamma(E_c)$ é expresso por uma somatória de larguras de níveis parciais referindo-se à cada canal específico:

$$\Gamma(E_c) = \sum_i \Gamma_i(E_c) \quad (15)$$

Com isto, a probabilidade $P_c(b)$ passa a ser representada, em termos de largura de níveis, pela relação:

$$P_c(b) = \Gamma_b/\Gamma \quad (16)$$

e a equação(13), em sua forma mais geral, é dada por:

$$\sigma_i(E_c) = \sigma_c(E_c) \Gamma_i(E_c) / \Gamma(E_c) \quad (17)$$

Quando o núcleo composto formado fôr de um elemento pesado ($Z \gg 90$), existem muitos canais de saída, tais como: fissão, emissão de radiação gama, emissão de partículas n, p etc. A probabilidade de ocorrência para cada um destes processos é determinada pelos valores relativos de suas respectivas larguras: Γ_f , Γ_γ , Γ_n , Γ_p etc.

Se um núcleo pesado é excitado por radiação eletromagnética, com energia superior ao limiar de fissão e de emissão de partículas, os canais de saída predominantes são fissão e emissão de nêutrons. Isto porque, nesta região de energia, a probabilidade de emissão gama é desprezível frente à fotofissão; por outro lado, a emissão de partículas carregadas predominante no caso de núcleos leves ($A \leq 40$), é enibida pela barreira coulombiana. Desta maneira, no intervalo de energia 5-11 MeV, os modos mais importantes de decaimento do núcleo composto são fotofissão e emissão de um nêutron. Para energias superiores à 11 MeV, a situação se torna mais complexa devido à ocorrência também das reações $(\gamma, 2n)$, (γ, nf) etc. Em energias inferiores à 5 MeV, nas quais não há emissão de nêutrons, o espalhamento gama fica mais significativo, competindo acentuadamente com a fotofissão.

A fotofissão e os principais modelos desenvolvidos para a descrição deste fenômeno foram abordados na secção anterior.

A emissão de fotonêutron é classificada como um dos tipos de efeito fotonuclear. Este efeito é descrito da seguinte forma: quando um núcleo absorve um foton com energia superior que aquela necessária para a separação de um dos constituintes deste núcleo, podem ocorrer os processos denominados de fotoemissão: (γ, p) , (γ, n) ou (γ, α) . No caso dos núcleos leves ou intermediários, é normal utilizar o modelo do núcleo composto para explicar este fenômeno. Entretanto, no caso dos núcleos pesados, os níveis de energia do núcleo composto são relativamente pouco espaçados e se a energia de excitação fôr suficientemente alta, níveis superpostos serão excitados. Nestas condições, o número de níveis excitados é muito grande para que possam ser analisados isoladamente, exigindo, deste modo, métodos estatísticos para estudar o fenômeno. Contudo, é de se salientar que o número de partículas, mesmo nos núcleos mais pesados, é muito inferior que aquele necessário para a utilização de conceitos estatísticos. Desta forma, a teoria estatística pode descrever o processo de uma maneira apenas aproximada,

Seguindo o modelo estatístico, Blatt e Weisskopf¹⁶ calcularam a

distribuição em energia das partículas emitidas pelo efeito fotonuclear, e com o auxílio da termodinâmica, propuzeram a chamada teoria da evaporação. De acordo com os cálculos de Blatt e Weisskopf, a intensidade relativa dos fotonêutrons emitidos com energia ϵ_n , é dada por:

$$I(\epsilon_n) \sim \epsilon_n \exp\{-\epsilon_n/T\} \quad (18)$$

sendo T determinado pela seguinte relação:

$$1/T(E-S_n) = \left\{ \frac{d(\log \rho(\epsilon)/d\epsilon) \right\}_{\epsilon=E-S_n} \quad \text{onde} \quad (19)$$

$\rho(\epsilon)$ = densidade de níveis do núcleo residual,

E = energia de excitação,

S_n = energia de separação do nêutron.

O parâmetro T tem dimensão de energia e é interpretado como uma temperatura nuclear com o seguinte argumento: supondo que $\log \rho(\epsilon)$ seja, a menos da constante de Boltzmann k, a entropia do núcleo residual na região de energia $d\epsilon$, então a equação(19) passa a ser a conhecida relação da termodinâmica entre entropia e temperatura. A omissão da constante de Boltzmann k no $\log \rho(\epsilon)$, faz com que $T(E-S_n)$ seja k vezes a temperatura convencional e portanto, tenha dimensão de energia.

O conceito de temperatura aplicado às reações nucleares pode ser entendido da seguinte forma: a partícula incidente, a, é absorvida pelo alvo formando um núcleo composto altamente excitado. Considere a energia de excitação como sendo energia calorífica, proveniente do impacto de "a" sobre o alvo. O aquecimento do núcleo composto provoca a evaporação de nêutrons ou outras partículas e a distribuição em energia dos nêutrons emitidos, de acordo com a equação(18), é do tipo maxwelliana.

Portanto na equação(18), o parâmetro T corresponde à temperatura do núcleo residual relativa à energia residual máxima de excitação ($E-S_n$), ou seja, T é a temperatura do núcleo após a emissão do nêutron.

O processo da fissão é um fenômeno coletivo que requer uma quantidade de energia, na forma de energia potencial de deformação, suficiente para ocasionar a divisão de um núcleo. A evaporação de um nêutron do núcleo composto é, por outro lado, um processo onde uma única partícula está envolvida. Portanto, este fenômeno para que possa ocorrer, precisa de uma quantidade de energia ao menos igual à energia de ligação do nêutron, con-

centrada em uma partícula da superfície. Desta forma, o estudo da competição entre emissão de nêutron e fissão para um núcleo pesado pode fornecer informações interessantes sobre a consistência dos dois modelos.

Como foi visto, a fotoabsorção por um núcleo pesado como o Np-237, leva aos seguintes modos de decaimento: fissão, emissão de nêutrons e emissão de radiação gama, com possibilidades de competição entre eles. Sendo assim, a secção de choque total ($\sigma_c(\gamma)$) pode ser escrita na forma:

$$\sigma_c(\gamma) = \sigma_{\gamma,\gamma} + (\sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,2n} + \dots) + (\sigma_{\gamma,f} + \sigma_{\gamma,nf} + \sigma_{\gamma,2nf} + \dots) \quad (20)$$

As secções de choque para fotofissão ($\sigma_{\gamma,F}$) e fotonêutrons ($\sigma_{\gamma,N}$) são escritas segundo Hyde⁵³, como:

$$\sigma_{\gamma,F} = \sigma_{\gamma,f} + \sigma_{\gamma,nf} + \sigma_{\gamma,2nf} + \dots \quad e \quad (21)$$

$$\sigma_{\gamma,N} = \sigma_{\gamma,n} + 2\sigma_{\gamma,2n} + \dots + \bar{u}\sigma_{\gamma,f} + (1 + \bar{u})\sigma_{\gamma,nf} + (2 + \bar{u})\sigma_{\gamma,2nf} + \dots \quad (22)$$

Para fons com energias junto ao limiar (5-11 MeV) as três equações anteriores ficam resumidas a:

$$\sigma_c(\gamma) = \sigma_{\gamma,n} + \sigma_{\gamma,f} \quad (23)$$

$$\sigma_{\gamma,F} = \sigma_{\gamma,f} \quad e \quad (24)$$

$$\sigma_{\gamma,N} = \sigma_{\gamma,n} + \bar{u}\sigma_{\gamma,f} \quad (25)$$

Isto porque, neste intervalo de energia, ocorrem somente a fissão simples e a emissão de apenas um nêutron, enquanto o espalhamento gama ($\sigma_{\gamma,\gamma}$) pode ser considerado como sendo desprezível.

Pelas equações (23) e (17) obtém-se:

$$\sigma_{\gamma,f} = \sigma_c(\gamma)\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n) \quad e \quad portanto \quad (26)$$

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \sigma_{\gamma,n}/\sigma_{\gamma,f} \quad (27)$$

ou seja, a competição entre a emissão de nêutron e a fissão nada mais é que a razão entre as respectivas secções de choque experimentais.

II-3-2-Dependência da Competição Γ_n/Γ_f com a Energia de Excitação

Segundo os cálculos de Blatt e Weisskopf¹⁶, baseados no modelo estatístico, para o decaimento por emissão de apenas um nêutron, a largura de nível (Γ_n) é dada por:

$$\Gamma_n = (D/2\pi) T_n \quad \text{onde} \quad (28)$$

T_n = coeficiente de transmissão de barreira para o nêutron e
 D = espaçamento de níveis com determinado spin e paridade do núcleo composto.

Quando mais que um estado final pode ser alcançado, torna-se necessário utilizar na equação(28), ao invés de apenas um T_n , a somatória sobre os diversos coeficientes de transmissão que levam aos vários estados finais, ou seja:

$$\Gamma_n = (D/2\pi) \Sigma T_n \quad (29)$$

A expressão(29) só é válida em energias baixas onde ocorrem apenas emissão de ondas s($l=0$). Para energias mais elevadas, existe a contribuição de outras ondas parciais de forma que a somatória sobre os níveis finais deve ser estendida a fim de incluir os diversos momentos angulares possíveis ou seja $\sum_l (2l+1)T_l$. Esta somatória em "l", em altas energias de excitação, pode ser substituída por uma integral $\int (2l+1)T_l dl$. Supondo que T_l vale um para o momento angular máximo (l_m) que o nêutron emitido pode ter e zero para $l > l_m$ então:

$$\int_0^{l_m} (2l+1)T_l dl \approx l_m^2 = (Rp/\hbar)^2 = (2mR^2 \epsilon)/\hbar^2$$

No cálculo anterior, supôs-se a emissão de um nêutron, com energia ϵ e massa m, de uma superfície nuclear com raio $R=r_0 A^{1/3}$, em uma direção tangente à esta superfície. A somatória sobre os estados finais pode ser substituída¹¹⁵ por uma integral sobre os níveis de energia do núcleo residual, $\rho(E-B_n-\epsilon)$. Fazendo as devidas substituições e levando em conta a degenerescência de spin intrínseca do nêutron (g), a equação(29) fica:

$$\Gamma_n = (D/2\pi) \left(\frac{2mR^2 g}{\hbar^2}\right) \int_0^{E-B_n} \epsilon \rho(E-B_n-\epsilon) d\epsilon \quad (30)$$

onde, B_n = energia limiar do nêutron e E = energia de excitação.

A largura de nível para fissão (Γ_f), de acordo com os cálculos estatísticos de Bohr e Wheeler¹⁸, é dada por:

$$\Gamma_f = (D/2\pi) \Sigma T_f \quad (31)$$

Como antes, pode-se substituir a somatória sobre os coeficientes de transmissão de barreira (T_f), por uma integral sobre os níveis de energia no "ponto de sela". Assim, a equação(31) se transforma em:

$$\Gamma_f = (D/2\pi) \int_0^{E-E_f} \rho(E-E_f-K) dK \quad \text{onde} \quad (32)$$

E_f = energia limiar da fissão e

K = energia cinética na coordenada de fissão.

Relacionando as equações (30) e (32), obtém-se para a competição Γ_n/Γ_f , a seguinte expressão:

$$\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right) = \frac{2m r_0 g A^{1/3} \int_0^{E-B_n} \epsilon \rho(E-B_n-\epsilon) d\epsilon}{\hbar^2 \int_0^{E-E_f} \rho(E-E_f-K) dK} \quad (33)$$

Conhecendo a forma funcional da densidade de níveis, em princípio, é possível integrar a equação(33) a fim de se obter uma expressão teórica para a competição Γ_n/Γ_f .

II-3-3-Expressões teóricas para a razão Γ_n/Γ_f

Nos cálculos das funções densidades de níveis, adotaram-se certos modelos nucleares e, desta forma, associou-se à cada uma destas funções o modelo que lhe deu origem.

Os principais modelos de densidade de níveis são:

- a) do Gás de Fermi,
- b) da Gota Líquida,
- c) de Fujimoto-Yamaguchi e
- d) da Temperatura Nuclear Constante.

Nesta discussão, serão apenas apresentadas as funções densidade de

níveis segundo cada modelo e os resultados dos cálculos para a competição Γ_n/Γ_f . O cálculo detalhado desta razão Γ_n/Γ_f , para cada função densidade de níveis, pode ser encontrado na referência (74).

II-3-3-1- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo do Gás de Fermi

A densidade de níveis calculada com o auxílio do modelo do gás de Fermi é dada por¹¹⁵: *W. van den Broek e H. W. J. G. ...*

$$\rho(E) = C \exp\{2(aE)^{1/2}\} \quad \text{onde} \quad (34)$$

C = é uma constante,

a = parâmetro densidade de níveis e

E = energia de excitação.

Substituindo esta densidade de níveis na expressão(33), obtém-se após algumas aproximações¹¹⁵:

$$\Gamma_n/\Gamma_f \approx \frac{4 A^{2/3} a_f (E-B_n)}{K_0 a_n [2a_f (E-E_f)]^{1/2} - 1} \exp\{2a_n^{1/2} (E-B_n)^{1/2} - 2a_f^{1/2} (E-E_f)^{1/2}\} \text{onde} \quad (35)$$

$K_0 = \hbar^2 / (2m r_0^2) \approx 10 \text{ MeV}$; a_f e a_n correspondem aos parâmetros densidade de de níveis para o "ponto de sela" da fissão e para o núcleo residual após a emissão do nêutron.

Ao fazer-se uso da equação(35), recomenda-se¹¹⁴ o emprego dos limiares efetivos para E_f e B_n . Estes limiares diferem dos reais por causa da dependência da densidade de níveis com o carácter par-ímpar do núcleo a ser estudado. Devido à energia de emparelhamento e outros efeitos quânticos, os núcleos par-par apresentam uma "lacuna" (gap) entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado. Esta "lacuna" diminui acentuadamente para os núcleos ímpar-par e praticamente desaparece no caso dos ímpar-ímpar. Neste último caso, supõe-se que a densidade de níveis aumenta mais ou menos uniformemente a partir do estado fundamental do núcleo. Tomando um núcleo de A ímpar como uma superfície de referência¹¹⁴, espera-se, então que o núcleo par-par tenha uma energia de excitação efetiva menor que a real por uma quantidade Δ enquanto o núcleo ímpar-ímpar, aumen-

tada pela mesma quantidade Δ . Supondo que este Δ para o "ponto de sela" seja diferente daquele para a deformação apropriada para a emissão de nêutrons então, a diferença entre os limiares efetivos fica:

$$E'_f - B'_n = E_f - B_n + \Delta_f \text{ (núcleo fissionando par-par ou impar-par)}$$

$$E'_f - B'_n = E_f - B_n - \Delta_n \text{ (núcleo fissionando par-impar ou impar-impar)}$$

$\approx N$

Por exemplo, no caso do núcleo em estudo o Np-237 que é impar-par, após a emissão de um fotonêutrons passa a ser um núcleo impar-impar, não necessitando assim de correção em B_n ou seja, $B'_n = B_n$. Entretanto, para a fissão ele continua impar-par e, comparando com o núcleo residual impar-impar, o limiar de fissão precisa ser corrigido tal que $E'_f = E_f + \Delta_f$. Para o núcleo Np-238 que é impar-impar, o inverso ocorreria.

A necessidade destas correções foi comprovada experimentalmente por Glass⁴¹ e colaboradores em 1955. Estes autores, com os resultados obtidos para as massas nucleares de diversos núcleos pesados, construíram superfícies de energia em um gráfico da forma $ZxAxE$. Com este estudo, observaram que as superfícies de energia para os núcleos impar-impar estavam, em média, 1,44 MeV acima das superfícies correspondentes aos núcleos par-par.

A correção mais usualmente empregada para estes limiares é $\Delta_f = \Delta_n = 0,7 \text{ MeV}$ ^{15,115} embora alguns autores já tenham usado $0,4 \text{ MeV}$ ¹¹⁴, $1,0 \text{ MeV}$ referência (74) e inclusive correções diferentes para os dois casos¹¹⁴.

Levando em conta estas correções, daqui para frente, mesmo no caso da equação(35), será utilizada a diferença $(E'_f - B'_n)$ no lugar de $(E_f - B_n)$.

Os cálculos teóricos efetuados por Mafera⁷⁴ e Vandenbosch¹¹⁵, com o auxílio da equação(35), indicam uma variação acentuada da razão Γ_n/Γ_f com a energia de excitação, no intervalo de 4-11 MeV. Contudo, para energias superiores à ~15 MeV, a variação se torna mais suave e tende à um valor assintótico.

II-3-3-2- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo da Gota Líquida

A densidade de níveis deduzida a partir do modelo da gota líquida é expressa por⁷⁴:

$$\rho(E) = C \exp\{7/4(a^{3/7})(E^{4/7})\} \quad (36)$$

onde os símbolos possuem o mesmo significado daqueles na equação(34).

Com esta função para a densidade de níveis, as integrais na expressão geral(33) só podem ser resolvidas numericamente⁷⁴. Entretanto, os cálculos desenvolvidos por Mafra⁷⁴ mostram que a competição Γ_n/Γ_f segue, aproximadamente, o mesmo comportamento daquele obtido com o modelo do gás de Fermi.

II-3-3-3- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo de Fujimoto-Yamaguchi

A expressão teórica da razão Γ_n/Γ_f fornecida pelo modelo de Fujimoto-Yamaguchi, se constitui numa versão simplificada daquela deduzida a partir do modelo do gás de Fermi.

Fujimoto e Yamaguchi³⁶, empregando a densidade de níveis do modelo do gás de Fermi e supondo a temperatura nuclear (T) sendo dada por:

$T \approx 3,17(E/A)^{1/2}$, chegaram, após algumas aproximações, na seguinte expressão para a competição Γ_n/Γ_f :

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \frac{A^{2/3} T}{10} \exp\{(E'_f - B'_n)/T\} \quad (37)$$

Como pode-se ver, a equação(37) aliada à definição adotada para a temperatura nuclear, indicam que a relação Γ_n/Γ_f , como nos casos anteriores, apresenta uma dependência com a energia de excitação. Esta dependência contudo, é muito suave e pode-se dizer que, no intervalo de 5-11 MeV, Γ_n/Γ_f é praticamente constante.

II-3-3-4- Γ_n/Γ_f Segundo o Modelo da temperatura Nuclear Constante

Este modelo foi introduzido por Huizenga e Vandebosch em 1962³³, supondo a temperatura nuclear (T) como sendo constante e considerando a densidade de níveis expressa por:

$$\rho(E) = C \exp(E/T) \quad (38)$$

Substituindo a equação(38) na (33) obtém-se, de acordo com Mafra⁷⁴,

a seguinte expressão para a razão Γ_n/Γ_f :

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \frac{2TA^{2/3}}{10} \frac{\{-1 - \frac{(E-B'_n)}{T} + \exp(\frac{(E-B'_n)}{T})\}}{\{-1 + \exp(\frac{(E-E'_f)}{T})\}} \quad (39)$$

Para energias de excitação superiores à ~9 MeV, a equação(39) pode ser simplificada para:

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \frac{2TA^{2/3}}{10} \exp\{\frac{(E'_f - B'_n)}{T}\} \quad (40)$$

Esta expressão é praticamente a mesma expressão(37) de Fujimoto-Yamaguchi, a menos do fator 2 e mostra uma independência com a energia de excitação para a competição Γ_n/Γ_f .

Como foi visto, a expressão geral(33) para a relação Γ_n/Γ_f foi deduzida a partir de hipóteses estatísticas do núcleo composto. Desta maneira, uma das grandes limitações das expressões teóricas para a razão Γ_n/Γ_f , obtidas pelos modelos descritos anteriormente, é obviamente a de serem aplicáveis apenas em energias onde os conceitos estatísticos são adequados. Isto só acontece em energias de excitação superiores à aproximadamente 3 MeV, aos limiares das reações (ψ, f) e (γ, n).

Estudos da competição Γ_n/Γ_f em energias próximas aos limiares dos respectivos processos, pode contribuir portanto, para esclarecer o tipo de comportamento seguido por esta razão com a energia de excitação, nesta região.

II-3-4- Correlação da Competição Γ_n/Γ_f com Parâmetros Nucleares

Com o aprimoramento e diversificação das técnicas empregadas, houve um crescimento acentuado tanto no número de informações experimentais sobre a razão Γ_n/Γ_f para um certo nuclídeo como na quantidade de núcleos pesados estudados. Com isto, começou-se a desenvolver uma série^{50,114,115} de estudos sobre a sistemática do comportamento de Γ_n/Γ_f em função de certos parâmetros nucleares, intimamente relacionados com esta razão, tais como: A , Z^2/A , $Z^{4/3}/A$ e $(E'_f - B'_n)$.

Vandenbosch e Huizenga em 1958¹¹⁴, observaram que quando os valo-

res experimentais de Γ_n/Γ_f para diversos núcleos pesados são analisados graficamente em função do número de massa A, algumas características importantes são salientadas. Os pontos neste gráfico podem ser agrupados, em termos do número atômico (Z) do núcleo composto, formando linhas retas aproximadamente paralelas e crescentes com A. Para uma linha em particular (ou um certo Z), Γ_n/Γ_f cresce acentuadamente com A. A dependência desta razão com Z é grande quando $90 < Z < 93$ diminuindo sensivelmente para números atômicos superiores a 93.

As observações anteriores, aliadas ao fato que Γ_n/Γ_f é uma medida da taxa de abertura dos canais de fissão, levaram Vandenbosch e Huizenga a correlacionar a relação Γ_n/Γ_f com o parâmetro de fissionabilidade da gota líquida Z^2/A . Num gráfico $\Gamma_n/\Gamma_f \times Z^2/A$, os dados experimentais são razoavelmente ajustados por uma reta decrescente, em bom acordo com as previsões do LDM. Entretanto, para Z^2/A maior que 37 ocorre uma dispersão acentuada dos pontos, motivando os autores a concluir que os núcleos com Z maiores que 94 não são tão fissionáveis como o LDM preve.

A correlação de Γ_n/Γ_f com o parâmetro $Z^{4/3}/A$ melhora ligeiramente o resultado anterior, particularmente na região dos núcleos pesados com Z maior que 94. Embora o parâmetro $Z^{4/3}/A$ não esteja associado a qualquer modelo teórico, este melhor correlacionamento com Γ_n/Γ_f , pode ser atribuído ao aumento da dependência com A de $Z^{4/3}/A$, em relação a Z^2/A . Principalmente, se os limiares para as reações de fissão e emissão de nêutrons forem realmente importantes para a competição Γ_n/Γ_f .

As expressões teóricas para Γ_n/Γ_f , discutidas na secção precedente, além dos comentários do parágrafo anterior, enfatizam a existência de uma forte dependência de Γ_n/Γ_f com a diferença entre os limiares para os dois processos. Estes fatos levaram Vandenbosch e Huizenga¹¹⁴ a acreditarem que, talvez, o parâmetro mais fundamental para correlacionar os dados experimentais para Γ_n/Γ_f , seja a diferença entre os limiares efetivos destes dois modos de decaimento. Estes valores efetivos, como foi visto na secção anterior, diferem dos reais por causa da dependência da densidade de níveis com o carácter par-ímpar do núcleo em estudo. No gráfico $\Gamma_n/\Gamma_f \times (E_f' - B_n')$ apesar dos pontos apresentarem uma dispersão maior que nos casos anteriores, o melhor ajuste continuou sendo uma reta crescente. A dispersão relativamente maior dos resultados foi justificada pelos autores da seguinte forma: Para um determinado valor de $(E_f' - B_n')$ é possível fazer corresponder diferentes valores de $A^{2/3}$. É de se esperar, portanto que em um gráfico deste tipo os pontos não sejam rigorosamente ajustados por uma única reta.

II-4-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO

II-4-1-Generalidades

Na década de 50, dois outros fatos experimentais importantes foram observados que não se enquadravam dentro das previsões do LDM:

- i) as anisotropias angulares acentuadas encontradas nos experimentos sobre distribuição angular dos fragmentos de fissão; e
- ii) as variações bruscas notadas experimentalmente nas secções de choque de fissão em certas energias de excitação.

Com o intuito de solucionar estas discrepâncias, A.Bohr¹⁷ introduziu em 1955, o modelo de canais de fissão. Este modelo consiste basicamente em um refinamento da teoria de Bohr-Wheeler¹⁸ sobre o mecanismo da fissão nuclear. As idéias introduzidas por A.Bohr podem ser resumidas na seguinte forma: para energias de excitação próximas do limiar de fissão, o núcleo na configuração de "ponto de sela", é termodinamicamente "frio". Isto porque a maior parte da energia recebida é gasta na forma de energia potencial de deformação. Assim, espera-se que os estados quânticos disponíveis ao núcleo, neste estado de transição, estejam muito separados. Portanto, estes estados, denominados por A.Bohr como canais de fissão, podem ser comparados aos níveis do núcleo normal, próximo ao seu estado fundamental. Nestas condições, cada canal de fissão possui, portanto momento angular e paridade bem definidos, resultando numa anisotropia na distribuição angular dos fragmentos de fissão. A.Bohr chegou mesmo a estimar a anisotropia ($W(0^\circ)/W(90^\circ)$) na distribuição angular dos fragmentos de fissão com nêutrons para o núcleo U-238. As variações bruscas nas secções de choque de fissão também encontraram uma explicação neste modelo, como sendo associadas à abertura de novos canais de fissão.

De acordo com Wheeler¹¹⁹, o esquema de acoplamento de momento angular para um núcleo deformado é mostrado na figura II.7. Neste esquema, o vetor J representa o momento angular total do núcleo; a projeção M é a componente de J sobre o eixo fixo no espaço que usualmente é definido como sendo a direção do feixe; R representa o momento angular rotacional coletivo; K é a projeção de J sobre o eixo de simetria nuclear; este parâmetro é que caracteriza os canais de fissão de A.Bohr.

Considerando que os fragmentos se separam ao longo do eixo de simetria nuclear do núcleo que se fissiona, então os parâmetros K , J e M definem a distribuição angular dos fragmentos (Wheeler¹¹⁹). Desta maneira, o

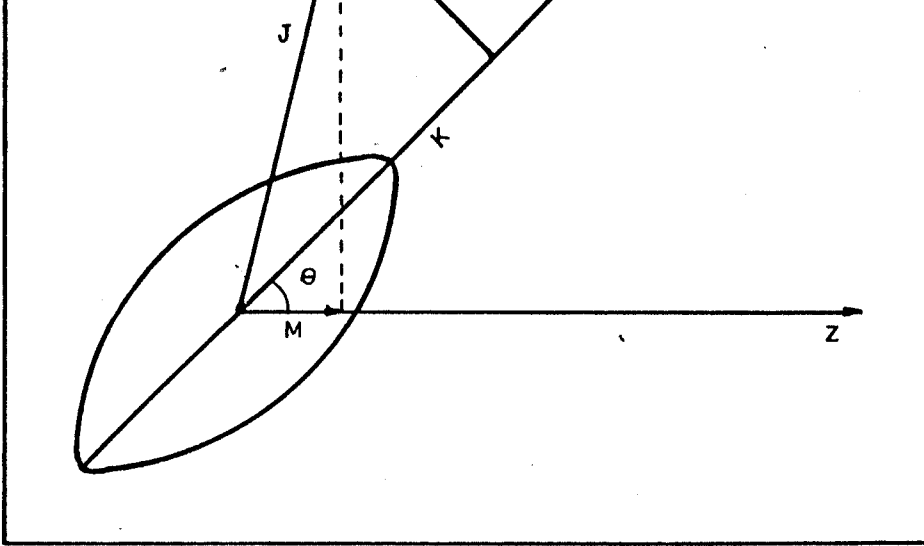


Fig.II.7 - Esquema de acoplamento de momento angular para um núcleo deformado.

estudo de medidas experimentais sobre distribuições angulares, pode dar informações sobre as características dos níveis na configuração de "ponto de sela".

Ainda, segundo Wheeler¹¹⁹, a distribuição angular dos fragmentos de fissão é dada pela probabilidade de distribuição do eixo de simetria nuclear com relação à direção do feixe incidente e é expressa por:

$$W_{M,K}^J(\theta) = \left\{ \left(\frac{2J+1}{2} \right) |d_{M,K}^J(\theta)|^2 \right\} \quad \text{onde} \quad (41)$$

$d_{M,K}^J(\theta)$ são as funções de onda rotacionais cuja definição, segundo Lamphere(68), pode ser vista no Apêndice B.

A normalização da função definida na equação(41) é tal que:

$$\int_0^\pi W_{M,K}^J(\theta) \sin(\theta) d\theta = 1 \quad (42)$$

Cálculos⁵¹ efetuados com o auxílio da equação(41) indicam que a

distribuição angular total dos fragmentos de fotofissão, provenientes da absorção gama de dipolo, pode ser descrita por:

$$W(\theta) = a + b \text{sen}^2(\theta) \quad \text{onde} \quad (43)$$

os coeficientes a e b são obtidos no ajuste desta curva aos pontos experimentais.

Portanto, a anisotropia angular, definida como $W(90^\circ)/W(0^\circ)$, pode ser expressa por:

$$W(90^\circ)/W(0^\circ) = b/a + 1 \quad (44)$$

O número de fissões observado experimentalmente, $N(\theta)$, por unidade de ângulo sólido, é proporcional à distribuição angular ou seja:

$$N(\theta) = C W(\theta) = Ca + Cb \text{sen}^2(\theta) \quad \text{onde} \quad (45)$$

o valor da constante C é determinado pela condição de normalização imposta na equação(42):

$$\int_0^\pi N(\theta) \text{sen}(\theta) d\theta = C \int_0^\pi W(\theta) \text{sen}(\theta) d\theta = C \int_0^\pi (a + b \text{sen}^2(\theta)) \text{sen}(\theta) d\theta = 1$$

portanto,

$$K(2a + 4b/3) = 1 \quad (46)$$

II-4-2-Estimativa Teórica da Distribuição Angular Para um Núcleo de A impar, com spin 5/2.

As funções $W_{M,K}^J(\theta)$, definidas na equação(41), representam a distribuição angular para uma certa combinação entre os parâmetros J, M e K. Ao somar-se estas funções a fim de obter a distribuição angular total, como aquela dada pela equação(43), é preciso levar em conta as probabilidades intrínsecas de cada evento ou seja:

- i) probabilidade relativa para formação de um estado composto $(J, \pm M)$, dada em termos dos coeficientes de Clebsch-Gordan (Apêndice B);
- ii) probabilidade relativa de fissão para um estado composto com um determinado J, obtida de acordo com a equação(17):

iii) probabilidade de fissão para um estado composto com um certo K, a qual só pode ser determinada pela análise dos resultados experimentais. Desta forma, é sempre interessante representar a distribuição angular somente em termos do parâmetro K.

Portanto, na fotoabsorção de dipolo com energia abaixo do limiar de nêutrons, por um núcleo de paridade positiva, a distribuição angular é expressa por:

$$W_K(\theta) = \frac{\sum_{J,M} P(J, \pm M) \left\{ \frac{h(K) \Gamma_f(J, -, K, E)}{\Gamma_\gamma(J, -, E) + h(K) \Gamma_f(J, -, K, E)} \right\} W_{\pm M, \pm K}^J}{\sum_{J,M} P(J, \pm M) \frac{h(K) \Gamma_f(J, -, K, E)}{\Gamma_\gamma(J, -, E) + h(K) \Gamma_f(J, -, K, E)}} \quad \text{onde,} \quad (47)$$

$P(J, \pm M)$ - é a probabilidade de formação de um estado composto $(J, \pm M)$;
 $h(K)$ - vale um para $K=0$ e dois para $K \neq 0$, devido à dupla degenerescência deste parâmetro quanto aos valores positivos e negativos;
 Γ_f e Γ_γ - são respectivamente as larguras de fissão e do decaimento gama.

Na situação onde a emissão gama é considerada como sendo desprezível frente à fotofissão, a equação(47) pode ser aproximada por:

$$W_K(\theta) = \sum_{J,M} P(J, \pm M) W_{\pm M, \pm K}^J \quad (48)$$

No caso da fotoabsorção de dipolo elétrico por alvos com spin 5/2 tais como: U-233, Np-237, Am-241, Am-243, os estados compostos formados são: $(J, \pm M) = (3/2, \pm 1/2), (3/2, \pm 3/2), (5/2, \pm 1/2), (5/2, \pm 3/2), (5/2, \pm 5/2), (7/2, \pm 1/2), (7/2, \pm 3/2), (7/2, \pm 5/2), (7/2, \pm 7/2)$. Os valores possíveis de J sobre o eixo de simetria nuclear são: $K = \pm 1/2, \pm 3/2, \pm 5/2, \pm 7/2$ ($K \leq J$).

As probabilidades relativas de formação de cada um dos estados com postos citados anteriormente, para um núcleo com spin 5/2, são dadas no Apêndice B. Também encontram-se neste Apêndice, as distribuições angulares correspondentes, $W_{\pm M, \pm K}^J(\theta)$, para os estados de transição com $K = 1/2, 3/2, 5/2$, e $7/2$, calculadas de acordo com a equação(41).

As distribuições angulares resultantes, em conformidade com a equação(48) são:

$$W_{K=1/2}(\theta) = 0,485 + 0,021 \text{ sen}^2(\theta), \quad b/a = 0,044 \quad (49)$$

$$W_{K=3/2}(\theta) = 0,483 + 0,026 \text{ sen}^2(\theta), \quad b/a = 0,054 \quad (50)$$

$$W_{K=5/2}(\theta) = 0,309 + 0,119 \text{ sen}^2(\theta), \quad b/a = 0,385 \quad (51)$$

$$W_{K=7/2}(\theta) = 0,333 + 0,166 \text{ sen}^2(\theta), \quad b/a = -0,500 \quad (52)$$

Do resultado dos cálculos (equações 49-52), na aproximação da equação (48), conclui-se que na fotofissão de um alvo com spin 5/2, por absorção de dipolo elétrico, pode-se prever anisotropias dos fragmentos de fissão em torno de:

- i) 4% para um estado de transição com $K=1/2$,
- ii) 5% para um estado de transição com $K=3/2$,
- iii) 38% para um estado de transição com $K=5/2$ e
- iv) 50% para um estado de transição com $K=7/2$, na direção oposta das anteriores.

Portanto para estes núcleos, teoricamente, anisotropias mensuráveis podem ocorrer caso um estado particular K seja responsável pela maior fração da fissão. Nestas condições, a fotofissão em energias baixas se torna um método sensível para determinar os números quânticos dos mais baixos estados de transição de núcleos como: U-233, Np-237, Am-241 e Am-243.

Se existir um número igual de estados com $K = 1/2, 3/2, 5/2$ e $7/2$, conforme preve a teoria estatística, ou se estes estados apresentarem probabilidades iguais de fissão, então na aproximação das equações (49)-(52), espera-se uma distribuição angular isotrópica para os fragmentos de fissão.

Ainda que os resultados teóricos previstos para as anisotropias não se alterem, ao comparar entre si as equações (49)-(52), deve-se multiplicar as duas últimas equações por seus respectivos pesos de $9/7$ e $9/4$. Isto porque, conforme mostra as tabelas A.1, A.2, A.3 do Apêndice B, a condição $K \leq J$ impõe que nove estados compostos decaem com $K=1/2$ e $K=3/2$, sete estados com $K=5/2$ e apenas quatro estados com $K=7/2$.

A fim de se fazer um estudo comparativo, calculou-se, utilizando o mesmo procedimento e as mesmas aproximações anteriores, as distribuições angulares previstas para um núcleo com spin 1/2, como é o caso do Pu-239. Na fotoabsorção de dipolo por um alvo deste tipo, formam-se apenas os seguintes estados compostos: $(3/2, ^+3/2)$, $(3/2, ^+1/2)$ e $(1/2, ^+1/2)$. As distribuições angulares resultantes, para os estados de transição com um deter-

minado $K \ll J$ são, de acordo com o Apêndice B:

$$W_{K=1/2}(\theta) = 0,33 + 0,25 \text{ sen}^2(\theta), \quad b/a = 0,75 \quad (53)$$

$$W_{K=3/2}(\theta) = 0,50 - 0,25 \text{ sen}^2(\theta), \quad b/a = -0,50 \quad (54)$$

Como pode-se ver, na aproximação das equações (53)-(54), as anisotropias previstas para um núcleo com spin 1/2 são muito maiores que as correspondentes no caso de alvos com spin 5/2. Para os estados mais baixos ($K=1/2$) que normalmente são os principais responsáveis pela fissão nesta região de energia, a diferença chega a ser da ordem de vinte vezes superior para os núcleos com spin 1/2. Este resultado está em pleno acordo com o modelo de canais de fissão introduzido por A.Bohr.

Ainda quanto as equações(53)-(54) verifica-se também que, se houver um mesmo número de estados com $K=1/2$ e $K=3/2$ ou se estes estados possuírem a mesma probabilidade de fissão, então uma distribuição angular isotrópica é prevista para os fragmentos de fissão.

A fim de reproduzir as anisotropias angulares observadas por Soldatov¹⁰⁶, para o Pu-239, é necessário portanto que as probabilidades de fissão para os estados com $K=1/2$ e $K=3/2$ sejam diferentes. Considerando que a probabilidade de fissão para os estados com $K=1/2$ e $K=3/2$ sejam respectivamente x e y , tal que $x + y = 1$, então de acordo com as equações(53)-(54) tem-se:

$$0,33x + 0,50y = a$$

$$0,25x - 0,25y = b \quad \text{ou seja, a distribuição angular total } W(\theta) \text{ seria dada}$$

por:

$$W(\theta) = (0,33x + 0,50y) + (0,25x - 0,25y) \text{ sen}^2(\theta)$$

e a anisotropia angular (b/a) ficaria:

$$b/a = \frac{0,25x - 0,25y}{0,33x + 0,50y}$$

Em conformidade com a equação anterior, a tabela II.1 mostra as probabilidades de fissão x e y necessárias para reproduzirem as anisotropias angulares encontradas por Soldatov¹⁰⁶, entre 5-6 MeV, para o Pu-239.

TABELA II.1Anisotropias Angulares do Pu-239, Provenientes da Fotoabsorção de Dipolo

<u>Energia</u> <u>(MeV)</u>	<u>b/a - experimental(106)</u>	<u>x</u>	<u>y</u>	<u>b/a - teórico</u>
5,15	0,103 \pm 0,028	0,60	0,40	0,125
5,38	-0,192 \pm 0,010	0,32	0,68	-0,202
5,52	-0,161 \pm 0,012	0,36	0,64	-0,159
5,70	-0,016 \pm 0,025	0,48	0,52	-0,024

Como pode-se ver na tabela II.1, no caso de núcleos compostos com dois estados de transição foi possível reproduzir a dependência de b/a com a energia de excitação, até 5,7 MeV.

CAPÍTULO III - ARRANJO EXPERIMENTAL

III-1-INTRODUÇÃO

Este capítulo é dedicado à descrição e discussão das principais características do arranjo experimental e dos métodos experimentais empregados na obtenção das informações pertinentes ao seu desempenho. Contudo, antes de prosseguir, é conveniente dar uma descrição sucinta dos experimentos realizados, a fim de especificar as etapas a serem seguidas nas páginas subsequentes.

Um feixe de radiação gama monocromático, com resolução de alguns eletrôn-volts (eV), é produzido pela captura de nêutrons térmicos em determinados alvos. Este feixe, após ser colimado e filtrado em um canal radial do reator IEA - R1, é extraído para o local do experimento. Esta radiação gama incide sobre a amostra em estudo provocando as seguintes reações nucleares: (γ, f) , (γ, n) e (γ, γ') cujos parâmetros tais como secções de choque e distribuição angular dos fragmentos de fissão, desejam-se determinar. No intervalo de energia considerado (5-11 MeV), as duas primeiras reações são as mais importantes e constituem-se na meta do presente trabalho.

Os fragmentos de fotofissão foram detectados pela técnica do registro de traços em Makrofol, permitindo assim o estudo da reação (γ, f) . Os nêutrons de fissão e os fotonêutrons foram detectados por um detector do tipo "long counter". As informações sobre a reação (γ, n) foram obtidas utilizando-se uma expressão encontrada na literatura para a variação do número médio de nêutrons emitidos por fotofissão em função da energia da radiação gama.

Utilizou-se um detector do tipo NaI(Tl) para a determinação e análise do fluxo gama incidente na amostra.

Finalizando, fê-se o estudo da distribuição angular dos fragmentos emitidos na fotofissão, em vários ângulos relativos à direção do feixe gama incidente utilizando, neste caso também, na detecção a técnica do registro de traços em Makrofol.

III-2-FONTE DE RADIAÇÃO GAMA

A radiação gama é produzida por meio de reações de captura de nêu-

trons térmicos em alvos criteriosamente escolhidos. De maneira a aumentar o fluxo de radiação gama, estes alvos são colocados o mais próximo possível do núcleo do reator, onde o fluxo de nêutrons térmicos é maior.

Com este tipo de fonte de radiação gama, dois tipos de arranjos podem ser construídos em um reator de pesquisa, dependendo da escolha de um canal de irradiação radial ou tangencial⁶².

No caso da utilização do canal radial, os alvos são instalados junto ao núcleo do reator e a troca destes alvos é feita pela superfície da piscina do reator. Desta maneira, evita-se perturbar os sistemas de colimação e detecção. Pelo carácter radial do arranjo, a intensidade da radiação de fundo, causada por raios gama e nêutrons de fissão, é relativamente alta. Contudo, neste caso têm-se o mais alto fluxo de nêutrons possível incidindo sobre o alvo.

No emprego do canal tangencial, o alvo é colocado dentro deste, paralelamente ao núcleo do reator e sua troca pode ser efetuada pelo lado oposto ao do sistema de colimação e de detecção, evitando-se perturbar qualquer um dos sistemas. Contudo, o perigo existente das altas doses de radiação durante estas trocas se constitui em uma desvantagem para este tipo de arranjo. Devido ao carácter tangencial do canal, o fluxo de nêutrons térmicos incidindo sobre o alvo é muito menor que no caso anterior. Porém, tem-se neste caso uma diminuição sensível na intensidade da radiação de fundo.

Desta maneira, a escolha de um ou outro dos arranjos discutidos para o estudo de processos fotonucleares vai depender entre outros fatores de um compromisso entre as intensidades desejadas do fluxo gama e da radiação de fundo. Ambos os arranjos já foram montados no Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN)^{14,67,73}.

Para este trabalho escolheu-se um arranjo do tipo radial, devido à necessidade de se conseguir o mais alto fluxo gama possível em consequência da pequena quantidade de amostra de Np-237 disponível (36,6 mg). Este arranjo, mostrado na figura III.1, está instalado em um canal radial (BH14) do reator IEA - R1. Este reator de pesquisa é do tipo piscina, refrigerado e moderado a água leve, operando à 2 MW durante oito horas por dia.

III-2-1-Alvos Produtores de Raios Gama

O alvo produtor da radiação gama é posicionado frontalmente ao ca-

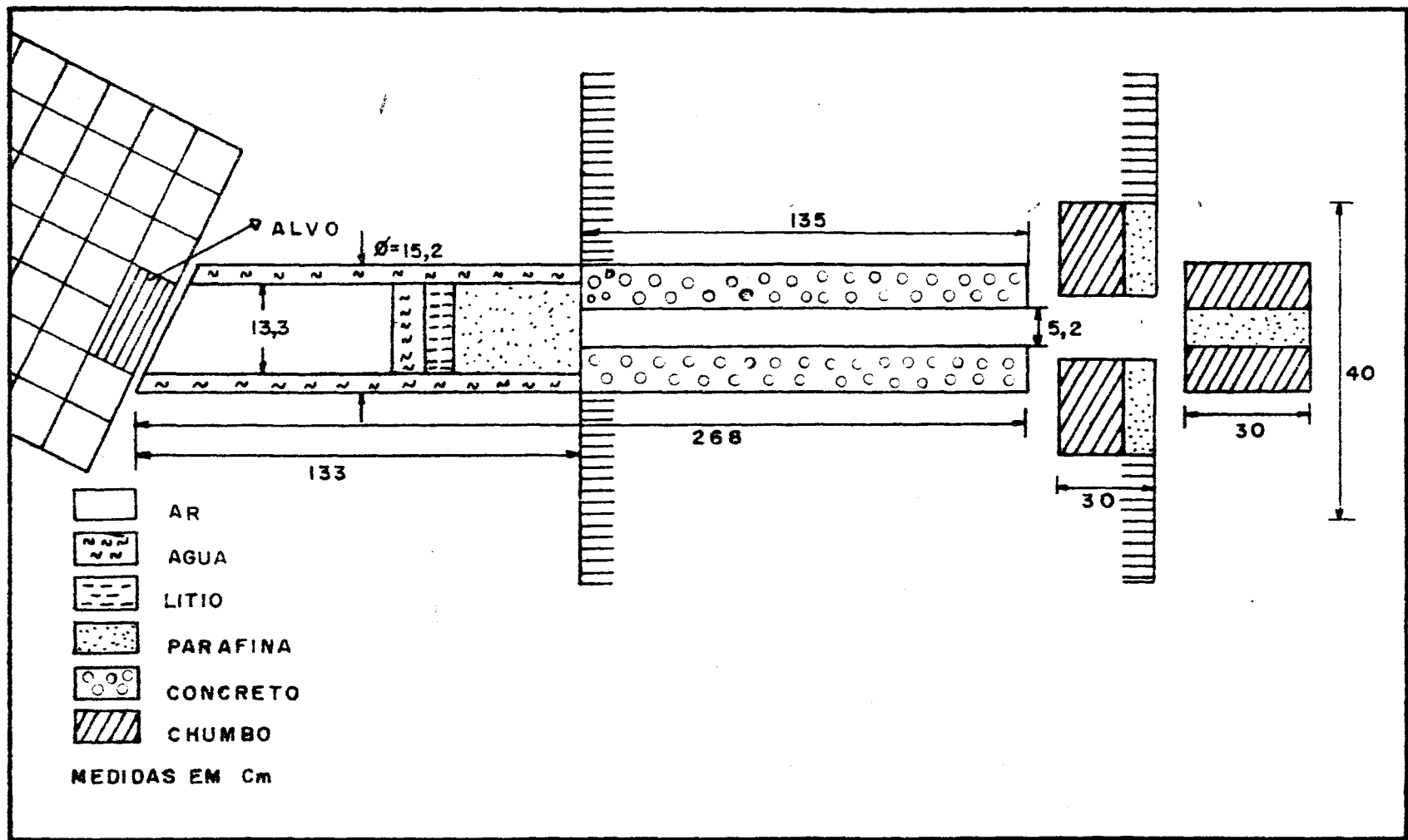


Fig. III.1 - Corte longitudinal do arranjo experimental para colimação da radiação gama.

nal de irradiação, junto ao núcleo do reator. Neste local, o fluxo de nêutrons térmicos determinado pela técnica da ativação de folhas de ouro é $\phi_n = (5,1 \pm 0,5) \times 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}^{14}$. A colocação ou extração destes alvos é feita visual e manualmente pela superfície da piscina do reator, com o auxílio de um cabo de aço inox e uma guia de alumínio. Esta guia, cujas dimensões correspondem à de um elemento combustível (ou refletor) duplo, além de facilitar o posicionamento do alvo, evita o contacto direto deste com os elementos combustíveis.

No processo de reações por captura de nêutrons, um núcleo de massa A absorve um nêutron produzindo um isótopo vizinho $(A + 1)$ excitado. A desexcitação deste núcleo em geral é feita por uma particular cascata de raios gama prontos correspondentes às diversas transições, até atingir o seu estado fundamental. Nestes tipos de reações observa-se normalmente a emissão de uma linha gama principal de maior intensidade e diversas outras linhas secundárias com intensidades menores.

Os critérios adotados na escolha dos possíveis materiais a serem empregados como alvos foram: devem apresentar uma linha gama principal com intensidade maior que as demais secundárias; a separação entre a linha principal e as mais próximas linhas secundárias deve ser no mínimo de algumas centenas de KeV; devem possuir ainda uma secção de choque de espalhamento de nêutrons (σ_g) baixa. Satisfazendo estes critérios é possível obter fons monocromáticos com energias discretas variando no intervalo de 3,54 MeV à 10,83 MeV. A tabela III.1 mostra os materiais mais comumente empregados como alvos com suas respectivas características⁴³.

Como mostra a tabela III.1, as energias discretas obtidas com este tipo de fonte gama são em número limitado, não sendo possível a utilização de fons com energias variando continuamente. Contudo, é de se salientar que a resolução destas linhas gama é de alguns eV e isto constitui uma das principais vantagens destas fontes. Este pequeno alargamento das linhas (ΔE_γ) é causado pelo efeito Doppler devido aos movimentos térmicos dos átomos do alvo e é expresso pela seguinte equação¹⁰²:

$$\Delta E_\gamma \approx E_\gamma \left(\frac{2kT}{Mc^2} \right)^{1/2} \quad \text{onde} \quad (1)$$

k é a constante de Boltzman,

T é a temperatura em graus Kelvin,

M é a massa do proton,

A é o número de massa do elemento alvo e

c é a velocidade da luz.

TABELA III.1

Características dos Principais Alvos Produtores de Radiação Gama.

<u>ALVOS</u>	<u>ENERGIAS (MeV)</u>	<u>$\sigma_a I$ (barns)</u>	<u>$\sigma_a I / \sigma_s$</u>
Silício	3,54 4,93	$9,6 \times 10^{-3}$ 12	$6,9 \times 10^{-3}$ 8,4
Magnésio	3,92	3,2	2,7
Carbono	4,95	0,26	0,43
Enxofre	5,43	31	19
Disprósio	5,58	5580	55,8
Ítrio	6,07	59	15
Cálcio	6,42	17,5	8
Titanio	6,73	238	100
Berílio	6,83	0,75	1,9
Manganes	7,23	158	68,5
Chumbo	7,38	15,8	19
Ferro	7,64	76	29
Aluminio	7,72	4,8	3,7
Zinco	7,88	10,6	2,9
Cobre	7,91	73,8	10,2
Níquel	9,00	11,9	43
Cromo	OK 9,72	11,5	6,7
Nitrogenio	OK 10,83	0,88	1,3

I = número de ftons correspondentes à 100 nêutrons capturados

A intensidade da radiação gama emitida (I_γ) por um alvo, quando submetido à irradiação com nêutrons, pode ser estimada de acordo com a expressão:

$$I_\gamma = \phi_n \frac{\sigma_a I}{100} N_o \text{ (M/A)} \quad \text{onde} \quad (2)$$

- ϕ_n - fluxo de nêutrons incidindo sobre o alvo,
- σ_a - secção de choque de absorção de nêutrons,
- I - número de fotons correspondentes à 100 nêutrons capturados,
- N_o - número de Avogadro,
- M - massa do alvo e
- A - massa atômica do alvo.

De acordo com a equação(2), a intensidade da radiação gama para um determinado alvo é diretamente proporcional a sua massa. Assim, desde que disponível, usou-se para cada alvo a maior quantidade de massa possível, dentro dos limites impostos tanto pela área transversal do canal como pelas dimensões do local de posicionamento dos alvos.

A temperatura interna do alvo é profundamente alterada, em longos tempos de irradiação, por causa das interações provocadas pelas radiações gama e nêutrons existentes no reator. Para contornar este problema, tomou-se o cuidado quando do projeto destes alvos, de se ter uma boa refrigeração pela própria água de refrigeração do reator. Ainda, como estes alvos ficam em contacto direto com a água, foi necessário um revestimento a fim de evitar possíveis contaminações.

Os materiais que constituem os alvos podem estar na forma metálica ou na forma de pó. No caso dos materiais metálicos, os alvos foram construídos em forma de placas, espaçadas por 1 mm, formando um bloco de 12,5x13,7x6,5 cm³. O espaçamento objetiva permitir uma boa refrigeração interna pela água do circuito primário (Figura III.2). Como precaução quanto a contaminação, as placas foram revestidas com uma camada muito fina de alumínio (~0,1 mm). Quando os materiais se encontravam na forma de pó, estes passaram inicialmente por um processo de compactação, efetuado pelo Centro de Metalurgia Nuclear do IPEN; em seguida foram encapsulados em dois tubos de alumínio com dimensões: 55 mm de diâmetro por 150 mm de altura por 1 mm de espessura (Figura III.3).

III-2-2-Sistema de Colimação

Na figura III.1 pode ser visto o corte longitudinal do sistema de colimação utilizado na extração do feixe gama.

A parte do colimador interna ao canal, com 168 cm de comprimento, foi construída baseando-se nos resultados experimentais de Young¹²³. Este

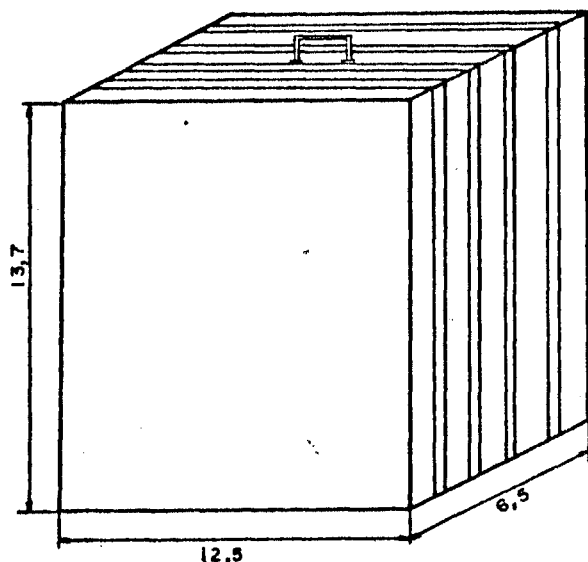


Fig. III.2 - Formato dos alvos constituídos por materiais metálicos.

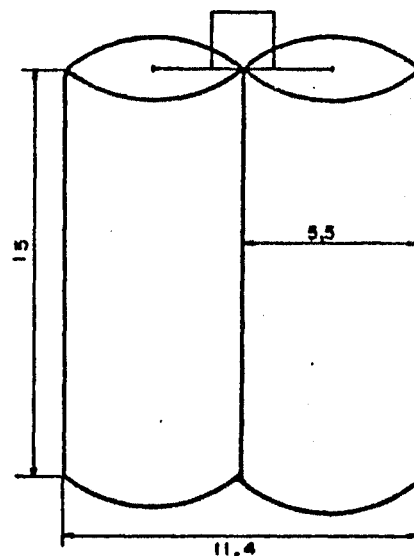


Fig. III.3 - Formato dos alvos constituídos por materiais na forma de pó, após compactação.

autor, após vários estudos com diversos filtros e colimadores, observou que o arranjo mostrado na figura III.1 é a melhor combinação encontrada entre pré-requisitos conflitantes de intensidades altas de raios gama e baixas contaminações de nêutrons.

O primeiro segmento do sistema, mais próximo do núcleo, está na parte do canal imersa na piscina do reator. É formado por quatro seções, arranjadas dentro de um tubo de alumínio com 133 cm de comprimento por 13,3 cm de diâmetro. Nestas seções estão alojados os filtros especiais constituídos por 75,5 cm de ar, 9 cm de água, 8 cm de fluoreto de lítio e 40,5 cm de parafina. A função deste segmento basicamente é reduzir tanto os fluxos de nêutrons térmicos e rápidos como a intensidade dos raios gama de baixa energia, provenientes do núcleo do reator.

O segundo segmento, situado dentro da parede do reator, é constituído por um colimador de concreto de barita, com 135 cm de comprimento por 5,2 cm de diâmetro interno, revestido por um tubo de alumínio. Este colimador determina tanto a divergência angular como o diâmetro do feixe.

Na parte externa do canal, mas ainda dentro da parede do reator, instalou-se uma blindagem de chumbo e parafina, com 30 cm de comprimento por 40 cm de diâmetro externo. Ela tem como objetivo evitar a coroa de radiação

que se forma entre o canal e o colimador, sem perturbar o feixe colimado.

Fora do reator colocou-se um colimador, também de chumbo, de 30 cm de comprimento e diâmetro interno igual ao do feixe, preenchido com parafina borada. Este dispositivo se tornou necessário em consequência das exigências do próprio experimento, determinadas em estudos preliminares. Suas finalidades fundamentais são: diminuir a abertura do feixe gama na posição de irradiação da amostra em estudo e minimizar a contaminação de nêutrons que conseguiram passar pelos filtros iniciais.

III-3-DETECÇÃO DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO

Na literatura, constata-se que várias técnicas já foram empregadas na detecção dos fragmentos de fissão tais como: emulsões⁸⁰, câmaras de fissão⁷⁴, separação química⁷⁰, detectores barreira de superfície¹²², cintiladores⁴⁹ etc. Recentemente, com a descoberta e desenvolvimento dos detectores de traços nucleares, conhecidos como SSTD (Solid State Track Detectors), passou-se a dar uma grande preferência a estes detectores principalmente pelas qualidades apresentadas, a saber:

- facilidades de manuseio,
- não necessitar de equipamentos eletrônicos,
- alta eficiência (90-100 %),
- registro permanente do processo na forma de traço,
- e ainda, para aqueles normalmente empregados no estudo da fissão - sensibilidade somente aos fragmentos de fissão, podendo assim serem utilizados na presença de outras partículas ionizantes como α, β, p, n etc.

Dentre estes detectores, os mais utilizados foram a mica, o vidro e certos plásticos sintéticos como o Lexan, Makrofol etc. Os plásticos sintéticos possuem duas vantagens adicionais que são: a inexistência de traços fósseis (ou de fundo) e a possibilidade de se usar um sistema de contagem automática dos traços de fissão.

Neste trabalho, deu-se preferência ao plástico sintético Makrofol KG (8 μ m) e ao sistema de contagem automática de traços, por ser uma técnica já desenvolvida no IPEN para diversas aplicações^{37-39,77,78,110}.

O procedimento experimental consiste basicamente em:

- 1) irradiar as folhas de Makrofol em contacto direto com a amostra em estudo. Os fragmentos de fissão altamente ionizantes, produzidos na reação (γ, f), ficam registrados no detector na forma de traços com comprimentos

da ordem de 50 \AA^{104} .

2) após a irradiação as folhas de Makrofol são reveladas quimicamente em uma solução de KOH (35%), a uma temperatura de 60°C , durante vinte minutos, condições estas determinadas experimentalmente⁹⁸. Este procedimento faz com que os traços de fissão sejam ampliados até terem dimensões da ordem do comprimento de onda da luz visível ($\sim 4000 \text{ \AA}$)⁶¹ e, portanto, observáveis em qualquer microscópio óptico comum. Nestas condições a eficiência total da técnica seria de $95,2\%$ ⁶⁶. Na figura III.4 pode ser observada a forma, distribuição e tamanho dos traços dos fragmentos de fissão, no Makrofol, após a revelação química nas condições especificadas acima.

3) em seguida, os traços ampliados foram contados em uma câmara de descarga automática²⁷, desenvolvida no IPEN⁹⁸. Esta câmara se constitui em um projeto simples que requer somente um circuito RC formador de pulso, uma fonte de alta tensão e um contador. A folha de Makrofol é colocada como dielétrico entre duas placas condutoras de mylar aluminizado nas quais é aplicada uma alta voltagem. A área a ser contada é delimitada por uma máscara, também de plástico, porém muito mais espessa ($30 \mu\text{m}$). Quando a tensão é aplicada, uma faísca passa através de um dos buracos (traços) do dielétrico e evapora uma área maior que a deste buraco no mylar de tal forma que uma segunda faísca não passa pelo mesmo traço. Inicialmente, aplica-se uma tensão de 1300 V para romper completamente o dielétrico através dos traços originais. Esta operação é repetida três vezes, trocando sempre as placas condutoras.

A contagem dos traços na área delimitada é feita no contador em uma tensão de 550 V . Em um tempo aproximadamente de 30 segundos, tem-se na folha de mylar uma réplica de cada traço do Makrofol e desta forma, sucessivas réplicas, como a da figura III.5, podem ser obtidas de uma mesma área do detector. As condições de operação da câmara também foram determinadas experimentalmente⁹⁸. Com este procedimento, a eficiência total da técnica cai para aproximadamente 38% ⁹⁸.

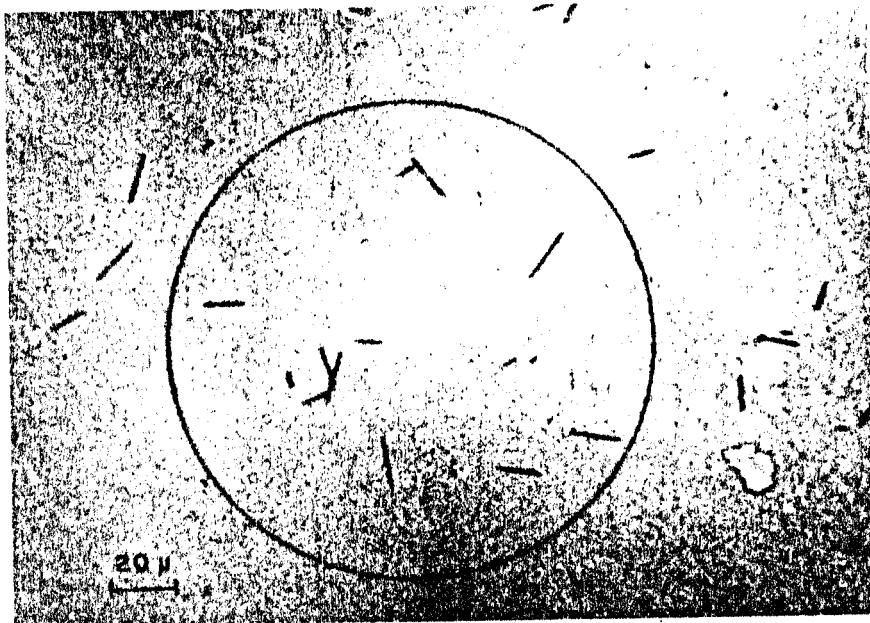


Fig.III.4 - Traços de fragmentos de fissão no Makrofol, após a revelação química.

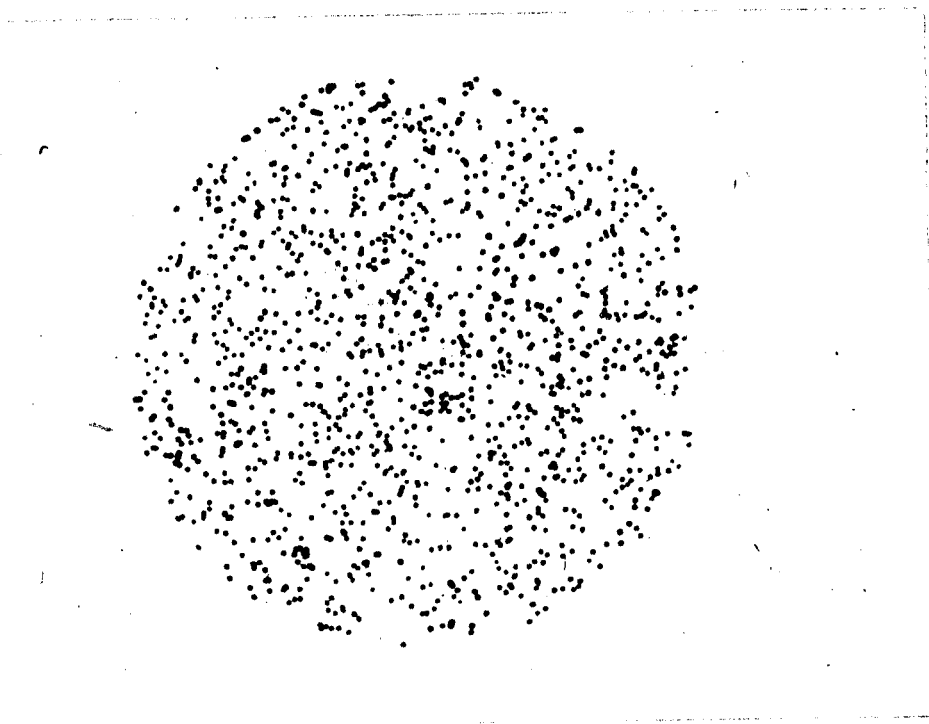


Fig.III.5 - Réplica de uma área do Makrofol na folha de Mylar aluminizada, após a contagem eletrônica.

III-4-DETECÇÃO DOS NÊUTRONS

Como no caso da fissão, vários detectores de nêutrons já foram empregados no estudo da reação (γ, n) . Entre estes detectores destacam-se: cintilador líquido¹¹⁶, método de ativação⁷⁶ e os "long counter"²⁸.

Para este trabalho, escolheu-se um detector de nêutrons do tipo "long counter" por apresentar uma eficiência alta para nêutrons rápidos e uma resposta praticamente independente da energia do nêutron. A origem do nome "long counter" deve-se à Hanson e Mckibben⁴⁵, após verificarem que a resposta do detector era praticamente constante em um longo intervalo de energia.

Os nêutrons emitidos nos processos fotonucleares junto ao limiar, são provenientes tanto das reações (γ, f) como das (γ, n) . Na fissão nuclear os nêutrons são produzidos com uma distribuição de energia variando entre 75 KeV e 15 MeV, com maior porcentagem de nêutrons possuindo energias entre 1 e 2 MeV. No caso da emissão de fotonêutrons a situação é semelhante e pode ser resumida da seguinte forma: quando um núcleo qualquer A_ZX recebe uma energia de excitação E acima do limiar para a reação (γ, n) , pode ocorrer a emissão de um nêutron. A energia cinética máxima deste nêutron será então $E - S_n$, onde S_n é a energia de separação do nêutron no núcleo A_ZX . Contudo, a emissão do nêutron pode deixar o núcleo residual ${}^{A-1}_ZX$ em um estado excitado qualquer (E_e) e neste caso, a energia cinética adquirida pelo nêutron é menor, sendo dada por $E_n = E - S_n - E_e$. Portanto, têm-se nêutrons emitidos com várias energias cuja distribuição esperada pela teoria estatística é do tipo maxwelliana¹⁶. Esta distribuição de nêutrons é dada, de maneira aproximada, por:

$$I_n(\epsilon) \sim \epsilon_n \exp(-\epsilon_n/T) \quad \text{onde} \quad (3)$$

ϵ_n - é a energia do nêutron emitido e

T - é a temperatura nuclear do núcleo residual.

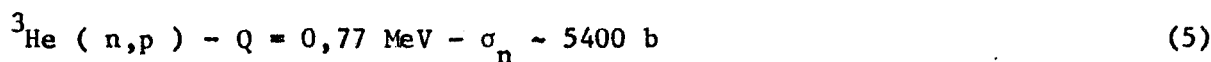
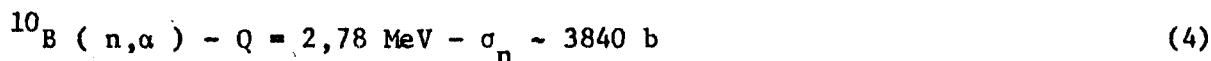
De acordo com a expressão anterior, $I_n(\epsilon)$ é máxima quando a energia do nêutron emitido for igual à temperatura nuclear do núcleo residual ou seja quando $\epsilon_n = T$. Considerando que para os núcleos pesados as temperaturas obtidas pelos cálculos de evaporação de nêutrons, estão em torno de 1,35 MeV¹¹⁴ então, espera-se que a maior fração de nêutrons emitidos possuem energias em torno desta.

Assim pode-se concluir que os nêutrons a serem detectados são rápidos e apresentam várias energias, justificando a necessidade da escolha de um detector do tipo "long counter" para este estudo.

O "long counter" consiste, basicamente, em uma distribuição criteriosa de um certo número de detectores proporcionais sensíveis a nêutrons (^3He , BF_3) em um meio moderador (parafina, polietileno, óleo etc.). Os nêutrons rápidos emitidos por uma fonte, no seu interior, são moderados e a seguir detectados por um dos detectores. A eficiência e resposta do sistema dependem do projeto e do tipo de detector proporcional empregado.

A escolha do moderador específico a ser usado é arbitrária, pois a utilização de um ou outro, causa uma alteração insignificante no desempenho final do sistema. Já a escolha do tipo de detector a ser utilizado é uma questão que vai depender das considerações sobre eficiência para detecção de nêutrons, sensibilidade a raios gama e também do custo.

As reações nucleares que caracterizam os dois tipos de detectores proporcionais disponíveis no mercado são:



Os detectores ^3He , em virtude da maior seção de choque e de poderem ser operados em pressões mais elevadas, são mais eficientes que os BF_3 e, portanto, nos casos onde se exige uma eficiência máxima, os detectores ^3He são claramente preferíveis.

Como o valor Q da reação $^3\text{He}(n,p)$ é muito menor que o da reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)$, quando se utiliza os contadores proporcionais ^3He , fica mais difícil discriminar os pulsos provenientes dos nêutrons daqueles decorrentes dos raios gama que atingem estes detectores. Desta maneira, os BF_3 seriam a melhor opção em aplicações onde existem altos campos de raios gama. Um estudo experimental do desempenho dos dois tipos de sistemas é dado por East³².

O esquema do "long counter" utilizado neste trabalho é semelhante ao proposto por Caldwell²² e pode ser visto na figura III.6. É constituído por 60 detectores ^3He obtidos comercialmente da firma Harshaw com as seguintes especificações:

-comprimento = 60 cm; diâmetro = 2,5 cm; pressões internas = 3,4 e 6 atmosferas.

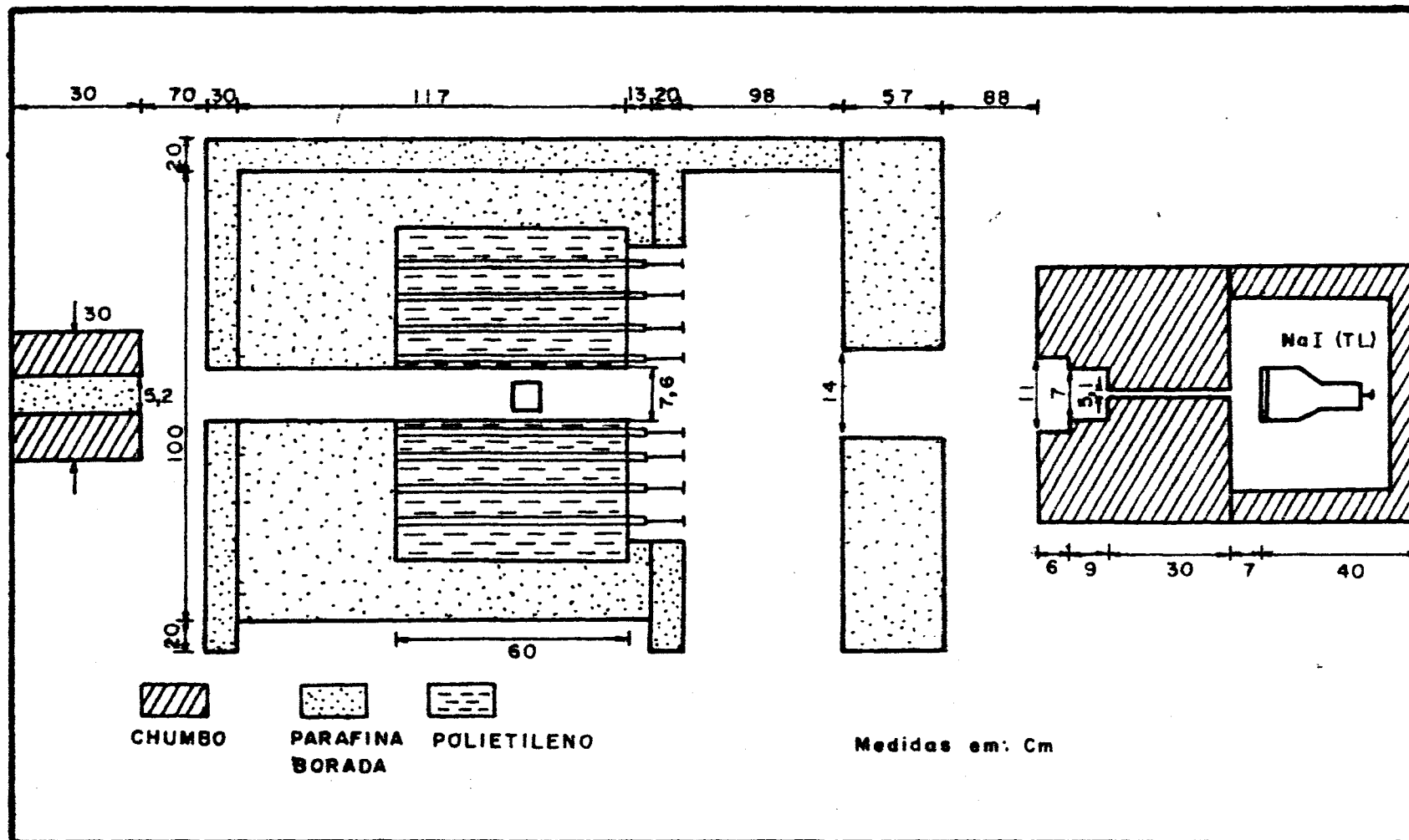


Fig.III.6 - Esquema do "long counter" juntamente com o sistema detector da radiação gama.

O sistema foi montado dentro de uma caixa de ferro, de 1,30mx1,0mx1,0m, revestida por cádmio. Pelo centro desta caixa passa um tubo de cobre de 2 mm de espessura por 76 mm de diâmetro cuja finalidade é permitir a passagem do feixe e o posicionamento da amostra em estudo. Toda a caixa foi preenchida com parafina borada, com excessão de um espaço cúbico reservado para a instalação do "long counter". Este artifício objetiva evitar que os nêutrons do ambiente cheguem até os detectores.

Como moderador usou-se um bloco de polietileno puro de 60x60x60 cm onde foram efetuados 60 furos de 2,6 cm de diâmetro por 60 cm de comprimento. Distribuíram-se estes furos em 4 anéis concêntricos de raios 6,4 cm, 10,8 cm, 14,6 cm e 17,8 cm, em torno de uma perfuração central, cujo diâmetro se ajusta perfeitamente ao do tubo central da caixa de blindagem. Os 60 detectores ³He foram então alojados nos furos da seguinte forma: 12 detectores de 6 atmosferas no primeiro anel ou anel mais interno, 12 detectores de 4 atmosferas no segundo anel, 12 detectores de 4 atmosferas no terceiro anel e 24 detectores de 3 atmosferas no quarto anel ou anel mais externo.

A parte eletrônica associada ao "long counter" pode ser vista no esquema da figura III.7.

Os detectores em cada anel foram ligados em paralelo formando uma única saída de tal forma que para os 4 anéis têm-se 4 saídas de pulsos independentes. À cada uma destas saídas está associada a eletrônica convencional, ou seja, um pré-amplificador, um amplificador, um discriminador, e uma fonte de alta tensão.

Os pulsos produzidos em cada anel são enviados à um misturador que faz a conversão dos 4 canais em um único, mantendo a informação sobre os números de pulsos. A este canal está acoplado um contador (scaler) que registra o número de pulsos produzidos.

As tensões de operação determinadas para os anéis um, dois, três e quatro foram respectivamente: 1580 V, 1380 V, 1380 V e 1220 V.

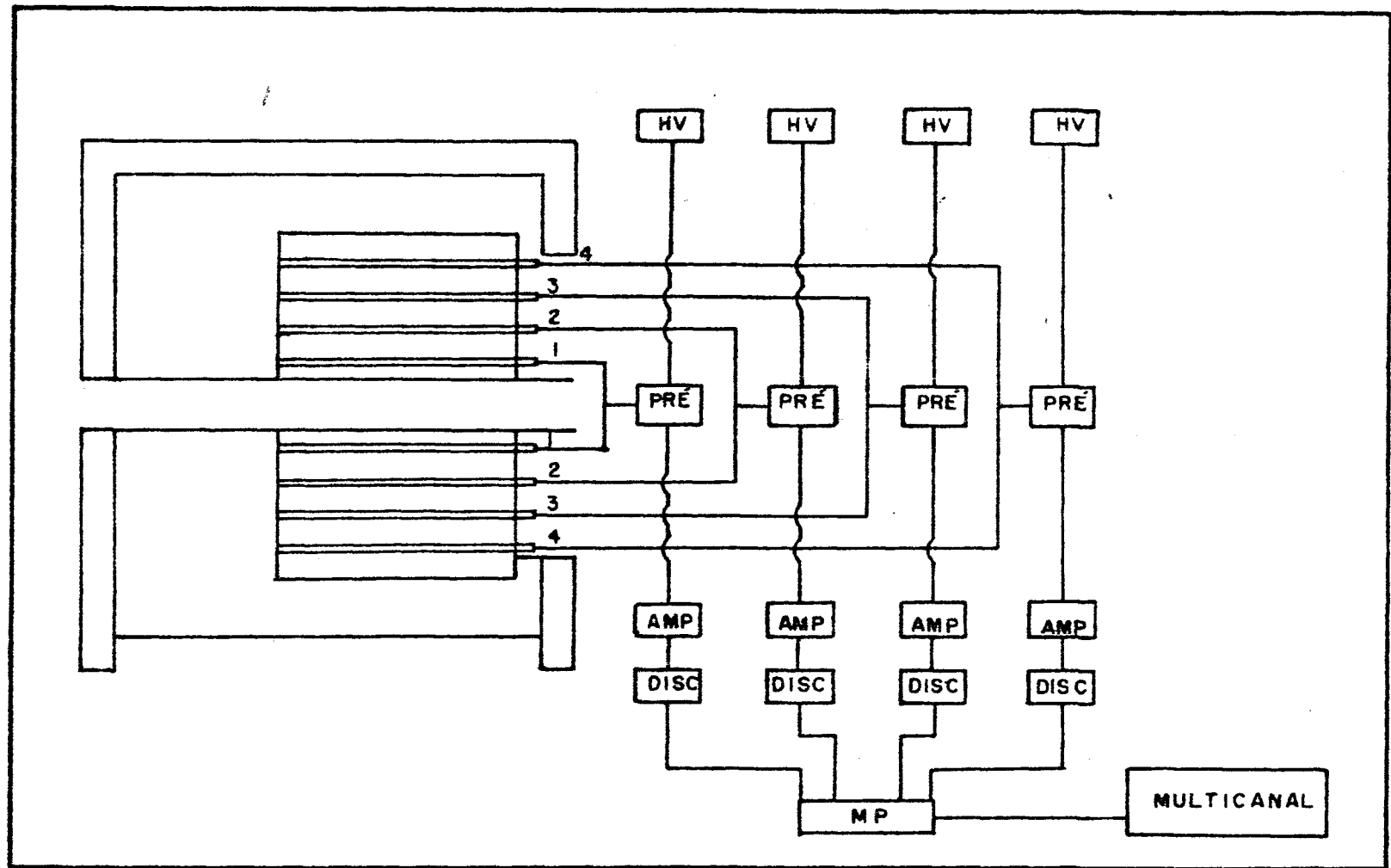


Fig.III.7 - Esquema da parte eletrônica associada ao "long counter".

III-5-SISTEMA PARA DETECÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA

Na maioria dos estudos com reações fotonucleares, inclusive neste trabalho, a intensidade do fluxo gama recebida pela amostra precisa ser conhecida com exatidão. Para isto utilizou-se um cristal de NaI (Tl) de 3"x3" acoplado à uma fotomultiplicadora e um analisador multicanal de 1024 canais. Este sistema é usualmente empregado com este tipo de fonte gama por se tratar de um equipamento simples e por permitir a determinação da intensidade com um erro da ordem de 5 a 10 % de uma maneira fácil e rápida⁶³.

O arranjo montado para este fim pode ser visto na figura III.6.

O cristal juntamente com a fotomultiplicadora foram instalados dentro de uma blindagem de chumbo, cuja finalidade é evitar que tanto a radiação do ambiente como a radiação gama espalhada pelo colimador cheguem ao cristal. Este colimador possui um comprimento de 30 cm e um diâmetro de 5,1 mm; sua função é fazer com que o feixe atinja somente a parte central do cristal. Com isto, a resolução de detector é melhorada pois a possibilidade de escape da radiação gama diminui.

O espectro típico armazenado no multicanal e obtido com este tipo de sistema detector pode ser visto na figura III.8

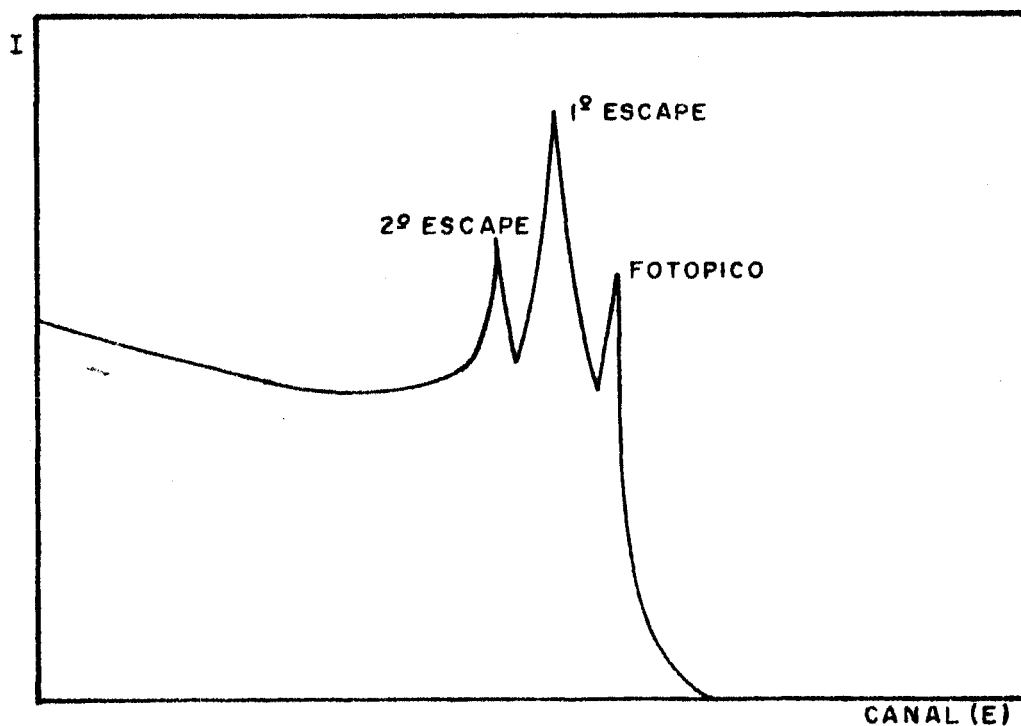


Fig.III.8 - Espectro gama típico obtido com um detector NaI(Tl), armazenado no multicanal.

III-6--SISTEMA PARA ESTUDO DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

A construção do arranjo para o estudo da distribuição angular foi condicionada à geometria, dimensão e quantidade de amostra de Np-237 disponível. Esta amostra, descrita detalhadamente na próxima secção, é constituída por 6 discos com diâmetro de 40 mm, contendo 36,6 mg de Np-237 depositado.

O arranjo utilizado, mostrado na figura III.9, é constituído por 3 câmaras de alumínio independentes, ligadas entre si somente em termos de vácuo. Cada câmara contém dois discos da amostra, centralizados por uma haste de latão que se comunica externamente através de um retentor dinâmico. Durante toda a irradiação os discos nas 3 câmaras ficam girando a uma rotação de 60 rpm, impulsionados por um sistema giratório mecânico externo. Este sistema se constitui de um motor de 3600 rpm, do tipo convencional em pregado em toca-discos, acoplado às câmaras por uma engrenagem redutora e um conjunto de polias interligadas por duas correias de borracha. Com este artifício, os problemas de correções provenientes da geometria plana da amostra são contornados.

Dentro de cada câmara há um tubo cilíndrico também de alumínio, onde a meia altura fez-se um certo número de furos, figura III.10. O número de furos e o espaçamento entre dois consecutivos são definidos pelo ângulo sólido na qual se quer medir a distribuição angular. Externamente à este tubo são colocados os detectores de fragmentos de fissão, delimitados pela área de cada furo. No presente estudo, analogamente ao caso da fotofissão, utilizou-se o detector de traços Makrofol.

As dimensões escolhidas para o arranjo foram obtidas por um compromisso entre intensidade dos fragmentos na posição do detector, menor ângulo sólido resolvido e diâmetro dos furos. A melhor combinação encontrada foi para um diâmetro do tubo de 30 cm, um ângulo sólido de $22,5^{\circ}$ e um diâmetro para os furos de 2 cm.

As câmaras foram alinhadas com o feixe numa posição situada entre o "long counter" e a saída do canal e em seguida, submetidas à uma pressão suficientemente baixa para que os fragmentos atinjam os detectores.

A justificativa para o uso de 3 câmaras, ao invés de uma como é o usual, baseia-se fundamentalmente no fato de se tentar conseguir o menor erro possível nestas medidas. Isto se explica considerando que qualquer anisotropia angular observada em uma câmara teria que se repetir nas outras duas e assim conseguiriam-se três resultados independentes e simultâ-

neos; ainda, a utilização de toda a amostra disponível contribuiria, consequentemente, para se melhorar a estatística das medidas.

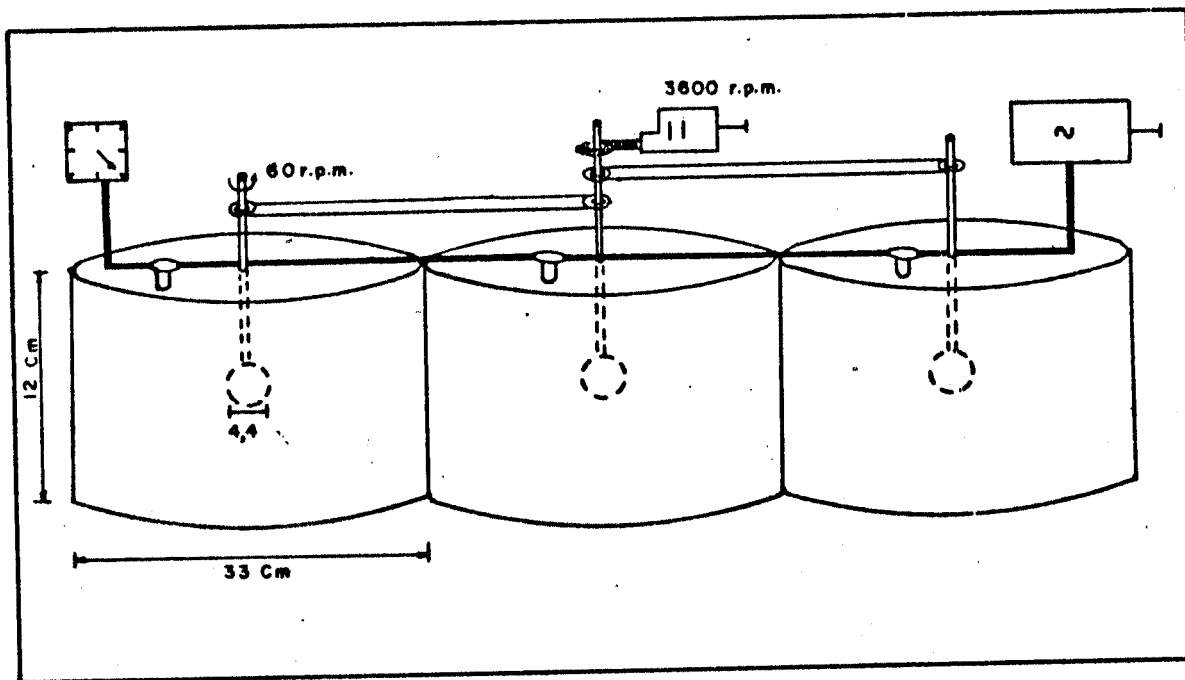


Fig.III.9 - Arranjo para o estudo da distribuição angular dos fragmentos de fissão.

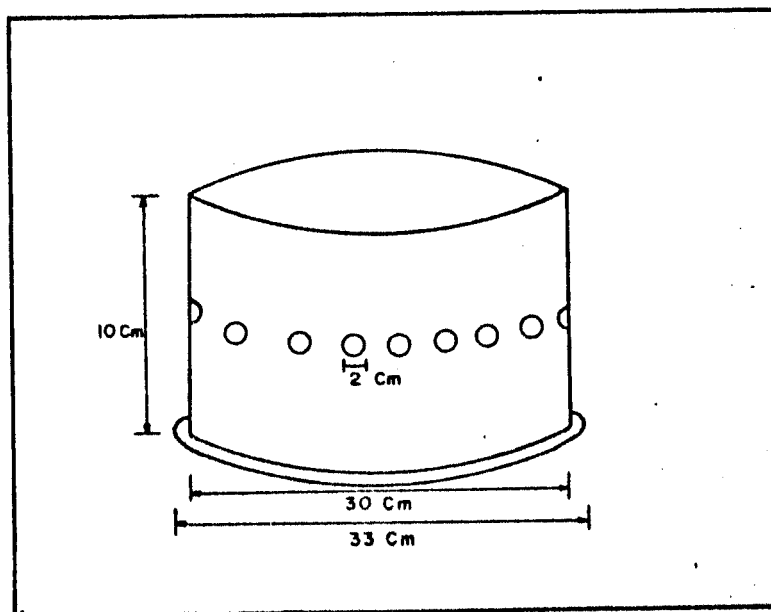


Fig.III.10 - Parte interna de cada uma das câmaras da figura anterior. Este tubo perfurado à meia altura define o ângulo sólido para o estudo da distribuição angular.

III-7-MÉTODOS EXPERIMENTAIS

III-7-1-Amostra de Neptunio

A amostra de Np-237, utilizada no presente trabalho, foi fornecida pela Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) e apresenta a seguinte especificação:

- Forma: NpO₂
- Certificado: número 8457/e/77
- Massa: 60 mg distribuída em 6 discos de titânio de 0,35 mm de espessura
- Concentração Radioativa: 0,8 mg/cm²
- Dimensão da Fonte: $\phi=44$ mm
- Dimensão da Parte Ativa: $\phi=40$ mm
- Tipo de Deposição: deposição múltipla
- Data da Produção: novembro/77
- Local da Produção: Polónia.

Neste tipo de estudo, o conhecimento preciso da massa de amostra em pregada é muito importante, pois o erro cometido na determinação desta massa afetará diretamente os resultados obtidos para as secções de choque. Devido a este fato e considerando a falta de informações sobre a precisão na especificação da AIEA, procurou-se determinar exatamente a massa de amostra disponível.

O Np-237 é um isótopo instável que decaí, com meia-vida de 2×10^6 anos, emitindo partículas α com energias variando entre 4,64 MeV à 4,87 MeV. Esta característica importante do Np-237 permitiu a determinação precisa da massa da amostra por meio da técnica de espectrometria α . Para isto, utilizou-se um arranjo em operação no Laboratório de Metrologia Nuclear do IPEN para análises de rotina. Este arranjo é constituído por um detector barreira de superfície de silício, instalado no interior de uma câmara de vácuo onde se posiciona a amostra em análise, distanciada 101,2 mm deste detector. O equipamento eletrônico associado é o convencionalmente usado neste tipo de medida, constituído de pré-amplificador, amplificador, discriminador e um analisador multicanal de 1024 canais.

Determinou-se a eficiência total (ϵ) do sistema empregando várias fontes calibradas de Am-241 e o resultado, corrigido para a geometria, foi

$$\epsilon = (1,162 \pm 0,011) \times 10^{-3}.$$

Para cada disco da amostra, obteve-se o espectro alfa emitido, cujo comportamento geral é mostrado na figura III.11. Nesta figura pode-se observar um pico em torno de 5,4 MeV, com intensidade muito menor que o principal em 4,7 MeV, correspondendo à 5,2% da contagem total do espectro. Este pico não é proveniente do Np-237 e portanto, deve ser atribuído à alguma impureza na amostra. Esta impureza, provavelmente, é Pu-238, pois este núcleo está sempre presente quando da produção do Np-237^{1,86,105} e, ainda, emite partículas alfa com energias variando no intervalo de 5,36 MeV à 5,50 MeV.

De qualquer forma, os núcleos emissores alfa, com energias em torno de 5,4 MeV, apresentam meias vidas muito menores que o Np-237. Conseqüentemente, a quantidade de impureza correspondente à 5,2% da atividade alfa total do Np-237, seria muito menor que 1%. Neste tipo de experimento, tal contaminação é desprezível considerando que os parâmetros em estudo, para os núcleos pesados, são da mesma ordem de grandeza.

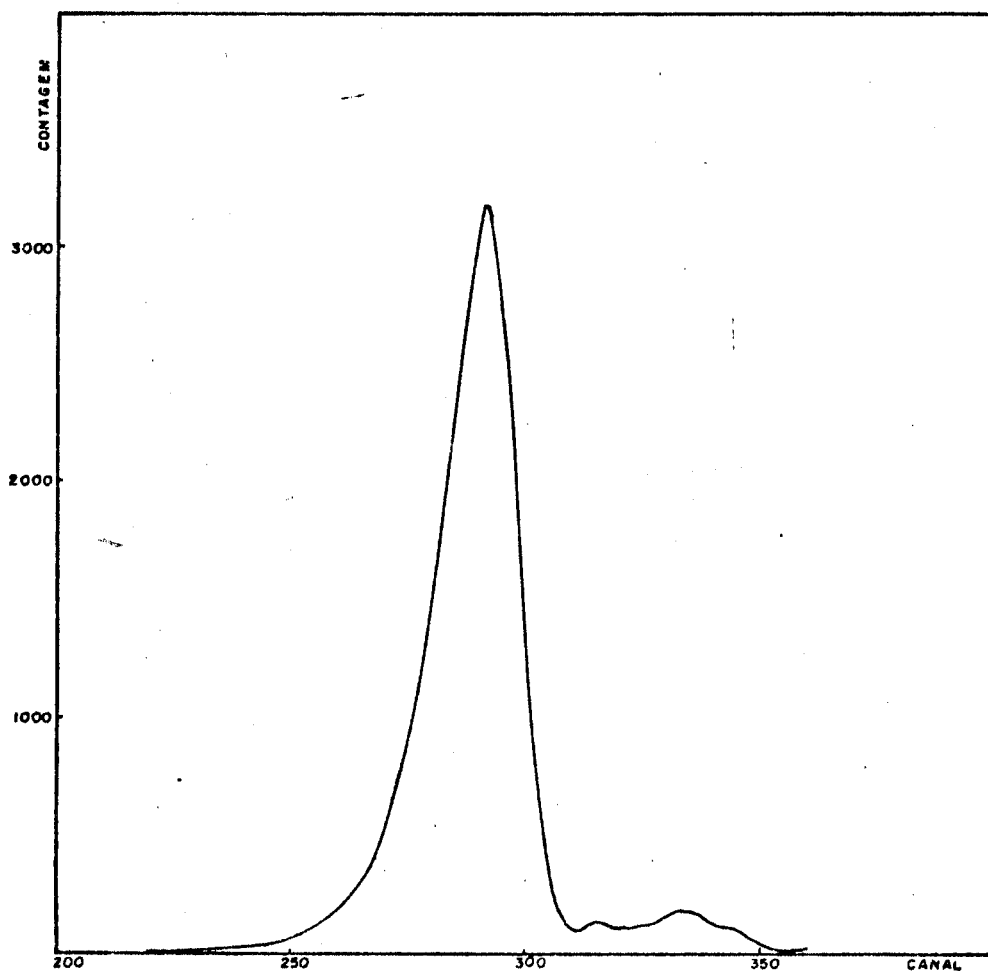


Fig. III.11 - Espectro alfa emitido pela amostra de neptúnio.

A fim de verificar a homogeneidade da amostra, fêz-se um estudo do seu perfil utilizando uma máscara plástica com 10 mm de diâmetro e espessura de 100 μ m. Deslocando a amostra e mantendo a máscara fixa na posição central do detector verificou-se que as contagens obtidas na periferia chegavam a ser inferiores em até 35% daquelas encontradas na área central da amostra, mostrando uma nítida não homogeneidade desta. Observou-se ainda que a densidade de NpO_2 especificada pela AIEA ($0,8 \text{ mg/cm}^2$) só era conseguida no centro do depósito.

Para a determinação da massa de neptunio contido em cada disco, todo o depósito foi exposto ao detector e os resultados podem ser vistos na tabela III.2

TABELA III.2

Resultados das Medidas da Massa de Neptunio

<u>Disco</u>	<u>Massa de Np-237 (mg)</u>	<u>Massa de NpO_2 (mg)</u>
1	6,167	6,999
2	6,692	7,603
3	5,554	6,306
4	6,346	7,207
5	5,286	5,999
6	6,593	7,484
Total:	(36,64 \pm 1,02)	(41,60 \pm 1,16)

O erro total estimado na obtenção das massas, apresentadas na tabela III.2, foram:

- erro estatístico nas medidas - 0,5%
- erro na determinação da eficiência - 1,0%
- erro na reprodutibilidade do posicionamento da fonte - 1,0%
- erro devido a subtração das contagens referentes à impureza - 0,3%

III-7-2-Calibração do Detector de Fissão

Como foi dito na secção precedente, o método empregado na detecção dos fragmentos de fotofissão foi a técnica do registro de traços em Makrofol. Como se trata de uma medida de secção de choque absoluta, o conhecimento preciso da eficiência total do método é muito importante para a realização do experimento.

Determinou-se a eficiência total da técnica utilizando uma fonte de Cf-252, a qual em dezembro/1979 apresentava uma atividade de 601,3 fissões/seg., conforme calibração efetuada na época pelo Laboratório de Metrologia Nuclear do IPEN. Esta fonte foi montada sobre um disco niquelado, tendo uma área ativa da ordem de 5 cm^2 . A extremidade desta base niquelada é aproximadamente 0,1 mm mais elevada que a parte central ativa, permitindo que as irradiações das folhas de Makrofol sejam feitas sem o risco de contaminação que provavelmente seria ocasionada pelo contacto direto com a fonte. Desta forma, a geometria empregada fica muito similar àquela do experimento.

Quarenta folhas de Makrofol foram cortadas na forma de discos e fixadas em anéis de polietileno a fim de facilitar tanto as irradiações como o processo de revelação química. Em seguida, estas folhas foram irradiadas durante 24 segundos com a fonte de Cf-252 e divididas em quatro conjuntos de 10 folhas. Cada um destes conjuntos foi revelado separadamente de forma que os efeitos experimentais decorrentes da revelação química, tais como: variação da temperatura e de densidade da solução, também fossem levados em conta.

Finalmente, os traços de fissão dos quatro conjuntos de detectores revelados, foram contados em uma câmara de descarga automática. A eficiência total da técnica assim obtida foi de $(0,371 \pm 0,011)$, em ótima concordância com os 37% apresentado por Renner⁹⁸.

III-7-3-Calibração do Detector de Nêutrons

A geometria do arranjo para a detecção de nêutrons utilizada neste trabalho pode ser vista na figura III.6

Como o sistema foi montado em um ambiente (Reator) onde o último fim é a produção em larga escala de nêutrons, o problema da contagem de fundo é crítico neste tipo de experimento. A situação é menos animadora

601,3 - e

6.2

1.13595910.8
e
77

ainda levando em conta as baixas taxas de reações (γ, n) e (γ, f) envolvidas em processos fotonucleares. Deste modo, o primeiro ponto a considerar, quando da montagem do "long counter", é a forma de evitar-se da maneira mais eficiente possível que os nêutrons provenientes tanto do canal como do ambiente cheguem ao detector. Como mostra a figura III.6, empenhou-se um grande esforço na solução deste problema e uma discussão detalhada a respeito é feita no final deste capítulo.

A medida da eficiência do "long counter" foi feita utilizando a mesma fonte de Cf-252 empregada na calibração dos detectores de traços. Determinou-se o fluxo de nêutrons emitidos por esta fonte utilizando o número médio de nêutrons emitidos na fissão espontânea do Cf-252 indicado na literatura como sendo $\bar{\nu} = (3,745 \pm 0,010)^{19}$.

A fim de verificar a resposta do detector em função do posicionamento da fonte no seu interior, estudou-se primeiramente o comportamento da eficiência deste sistema quanto à posição longitudinal. Para isto, efetuaram-se várias medidas alterando a posição da fonte ao longo do tubo central e portanto na direção do feixe. O resultado deste estudo, figura III.12, indica que dentro de 15 cm da posição central do "long counter" a eficiência é praticamente a mesma e igual a $(0,4331 \pm 0,0014)$. Em seguida, verificou-se o comportamento da eficiência do sistema quanto à posição vertical. Neste caso, as medidas foram feitas variando a posição da fonte verticalmente ao feixe e dentro do tubo central. Os resultados não indicaram alteração nas contagens dentro dos erros estatísticos envolvidos ($-0,3\%$). Estes resultados estão em ótima concordância com Lees⁶⁹, empregando 56 detectores BF₃ e como moderador um óleo especial.

Como foi dito anteriormente tanto os nêutrons de fissão como os fotonêutrons são rápidos e possuem energias variando em um intervalo razoavelmente grande. Este é também o caso dos nêutrons emitidos na fissão espontânea do Cf-252 que apresentam uma energia média em torno de 2,1 MeV. Esta energia está próxima daquelas estimadas, na secção III.4, para a maioria dos nêutrons emitidos tanto na fissão (1-2 MeV) como na reação gama-nêutron ($\sim 1,35$ MeV).

Não se fez um estudo mais detalhado do comportamento da eficiência do "long counter" em função da energia do nêutron primeiro devido à dificuldade de simulação do próprio fenômeno experimental e segundo pelos resultados obtidos por Lees⁶⁹. Segundo este autor, a eficiência do sistema não varia mais do que 7% quando se utiliza fontes de nêutrons com energias médias entre 0,5 à 4,2 MeV. Este resultado confirma a característica importan

te destes sistemas, ou seja da resposta praticamente independente da energia do nêutron.

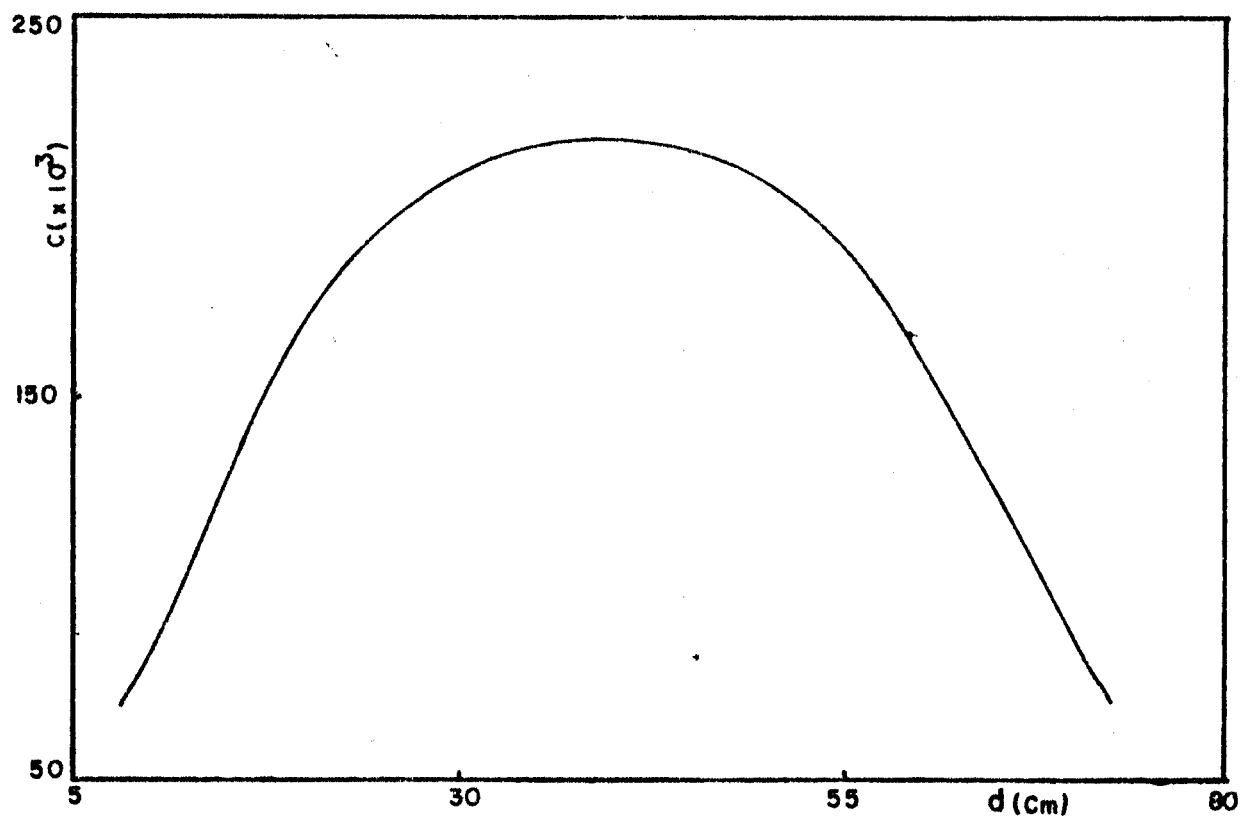


Fig.III.12 - Variação da eficiência do "long counter" com a posição longitudinal da fonte de nêutrons.

III-7-4-Alinhamento do Arranjo Experimental

O alinhamento preciso dos sistemas componentes do arranjo experimental é um fator muito importante, requerendo sempre uma atenção especial do pesquisador. O grau de precisão do alinhamento depende, fundamentalmente, das características do experimento e chega a ser crítico em situações como no sistema detector da radiação gama em virtude do pequeno diâmetro (5,1 mm) exigido para o colimador da fotomultiplicadora.

Inicialmente, confirmou-se o alinhamento do sistema de colimação gama, alojado no canal radial, com o alvo conversor (n, γ) fazendo exposições de filmes na saída do canal. Em seguida, numa posição a mais afastada possível do canal, alinhou-se um teodolito com esse colimador gama.

Uma vez ajustada a posição do teodolito, foi fácil conseguir o alinhamento dos sistemas de detecção de nêutron e da radiação gama. Este alinhamento foi confirmado fazendo novamente exposições de filmes fotográficos em várias posições ao longo da trajetória do feixe gama.

No caso da instalação das câmaras para estudo da distribuição angular, o procedimento adotado foi semelhante só que agora auxiliado por um laser. Primeiramente, alinhou-se o laser com o colimador da fotomultiplicadora e com o colimador dos raios gama. Em seguida, posicionaram-se as três câmaras, entre o "long counter" e a saída do canal, com os furos correspondentes aos ângulos 0° e 180° , coincidindo com a direção do feixe gama. Conseguiu-se o alinhamento das câmaras quando o feixe de luz emitido pelo laser passou simultaneamente pelo centro dos seis furos.

III-7-5-Estudo da Radiação de Fundo

A radiação de fundo neste experimento, constitui-se basicamente de nêutrons e radiação gama.

Os nêutrons presentes no local das medidas são provenientes de 3 fontes principais: do núcleo do reator e que foram espalhados pelo alvo; do ambiente devido à existência de outros arranjos experimentais; e fotonêutrons produzidos em materiais circunvizinhos.

A influência dos nêutrons provenientes do núcleo do reator, presentes no feixe gama colimado, foi minimizado pelo uso de materiais moderadores e absorvedores especiais empregados como filtros no sistema de colimação, conforme mostra a figura III.1. A contribuição desta fonte foi deter-

minada pela técnica de ativação em folhas de ouro pelo Laboratório de Metrologia Nuclear do IPEN. O fluxo de Nêutrons obtido na saída do colimador foi de $200 \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$.

A contribuição dos nêutrons do ambiente foi reduzida envolvendo o "long counter" com uma blindagem de parafina borada revestida por cadmio, como pode ser visto na figura III.6.

Quanto aos fotonêutrons produzidos nos materiais utilizados na construção do arranjo, (verificou-se) que a maior contribuição provinha do colimador de chumbo da fotomultiplicadora. Dos isótopos deste elemento o Pb-208 (53%) é o principal responsável por esta contaminação, primeiro pelo baixo limiar apresentado (7,4 MeV)¹⁰¹ para a reação (γ, n) e segundo, pelas secções de choque relativamente altas observadas para esta reação, onde dentro do intervalo de energia empregado neste trabalho, chegam a atingir valores da ordem de 200 mb^{113} . A fim de minimizar este efeito afastou-se, o máximo possível o sistema detector gama em relação ao "long counter" e ainda, entre os dois colocou-se uma blindagem de parafina borada com 56 cm de espessura, sem interromper o feixe (figura III.6). Com estes artifícios, a contagem de fundo do "long counter" caiu em mais de 50%, mostrando a importância do controle desta fonte de nêutrons.

Na fotofissão, a contribuição dos nêutrons de fundo é praticamente desprezível, primeiro devido à baixa intensidade destes nêutrons e segundo pela mesma ordem de grandeza das secções de choque envolvidas nas reações (γ, f) e (n, f). Desta maneira, eliminou-se qualquer tipo de correção para esta contribuição no estudo da fotofissão.

No caso do estudo da reação (γ, n), devido ao seu baixo rendimento, a participação dos nêutrons de fundo é elevada, chegando para alguns alvos a ser maior que 50% das contagens totais. Neste caso a contribuição teve que ser descontada e isto foi feito da seguinte maneira: irradiou-se a amostra durante um intervalo de tempo relativamente curto (~5 minutos) obtendo uma contagem total de nêutrons. Em seguida irradiou-se, durante o mesmo intervalo de tempo, o porta amostra contendo uma quantidade de titânio correspondente à mesma densidade superficial da base onde está depositado o Np-237, a fim de simular o espalhamento de nêutrons provocado por ambos quando da irradiação da amostra. O resultado desta medida foi subtraído da primeira, eliminando-se assim a contribuição de fundo. Fez-se isto várias vezes, sucessivamente para cada alvo obtendo-se no final, uma média para as diversas contagens líquidas.

A radiação gama de fundo provém de três fontes principais: das linhas secundárias emitidas pelo próprio alvo; do núcleo do reator; e radiação gama formada na captura de nêutrons pelo material estrutural do reator (alumínio, ferro etc) e pelo alumínio do canal de irradiação.

Os efeitos das linhas secundárias, correspondentes à desexcitação de outros níveis excitados do alvo, só podem ser minimizados escolhendo alvos com características convenientes. Estas linhas, com os critérios adotados neste trabalho, apresentam, na maioria dos alvos utilizados, uma intensidade inferior a 10% da linha principal. A contribuição delas é totalmente eliminada quando suas energias forem inferiores aos limiares das reações estudadas e em caso contrário, esta contribuição só pode ser levada em conta nos cálculos efetuados após o término de todas as medidas.

As radiações gama produzidas tanto pela fissão do urânio como pela atividade residual do núcleo do reator apresentam energias inferiores a 3 MeV. Desta forma elas são mais atenuadas tanto pelos filtros de nêutrons, existentes no colimador, como pelo alvo empregado e são totalmente discriminadas pelos limiares das reações em estudo (5-6 MeV).

Quanto a terceira fonte de radiação gama de fundo, é muito importante conhecer o grau de participação tanto do alumínio estrutural como do alumínio do canal uma vez que o alvo quando posicionado no núcleo do reator, pode atenuar a radiação do primeiro, sem interferir na do segundo. Para isto, mediu-se vários espectros gama do alumínio de fundo sem alvo e em seguida, colocando-se um atenuador de bismuto na posição do alvo, obteve-se vários outros espectros. Verificou-se que as intensidades dos últimos espectros, dentro de 5%, eram iguais às intensidades dos primeiros, corrigidas pela atenuação dos 3,5 cm de bismuto. Isto mostra que, dentro dos erros experimentais, o alumínio estrutural do reator é o único responsável por esta radiação de fundo.

A linha gama principal proveniente da captura de nêutrons no alumínio possui uma energia de 7,72 MeV e portanto acima dos limiares para as reações (γ, n) e (γ, f) . Desta forma tornou-se necessário o desconto das contribuições provocadas por esta linha nos resultados obtidos para cada alvo, tanto nas determinações dos fluxos gama como nas medidas referentes às reações (γ, n) e (γ, f) . A descrição detalhada dos critérios adotados para estes descontos será vista no capítulo seguinte para cada situação.

A intensidade desta linha gama de fundo não é a mesma de alvo para alvo devido às diferentes atenuações provocadas por estes, quando na posição de irradiação. Estas atenuações foram verificadas experimentalmente da

seguinte forma: colocou-se na posição de irradiação um alvo, denominado branco, com a mesma geometria dos demais, consistindo apenas de um invólucro de alumínio preenchido com ar. Fez-se isto a fim de eliminar a quantidade de água equivalente que não participa quando da irradiação do alvo fonte. Nestas condições, obteve-se um espectro gama do alumínio de fundo correspondendo à máxima participação desta radiação. Em seguida, instalou-se um certo alvo na saída do colimador e tirou-se um segundo espectro. A diferença obtida entre os dois espectros fornece o grau de atenuação do alvo utilizado. Isto foi feito sucessivamente para vários alvos e os resultados são apresentados na tabela III.3,

TABELA III.3

Atenuação da Linha Gama do Alumínio Estrutural Pelos Diveros Alvos

<u>Alvo</u>	<u>Atenuação</u>
Enxofre	22,6%
Disprosio(+ Bi)	79,3%
Titanio	42,6%
Manganês	32,6%
Chumbo	91,0%
Ferro	72,0%
Zinco	62,0%
Cobre	73,0%
Níquel	84,0%
Cromo	38,0%
Nitrogenio	11,5%

CAPÍTULO IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS

IV-1-INTRODUÇÃO

Neste capítulo, os resultados experimentais obtidos no presente trabalho para o Np-237 são apresentados e analisados.

Juntamente com os valores experimentais, são discutidos os procedimentos adotados para o desconto da radiação de fundo, os métodos de análise dos dados e paralelamente, os erros envolvidos nas medidas.

A ordem de apresentação corresponde àquela utilizada no experimento, não indicando o grau de importância nem a prioridade entre os parâmetros de terminados, pois tratam-se de medidas independentes.

A interpretação e discussão destes dados será feita no capítulo seguinte.

IV-2-INTENSIDADE DA RADIAÇÃO GAMA

Como discutiu-se no capítulo anterior, o detector utilizado na monitoração da radiação gama é constituído por um cristal NaI(Tl) de 3"x3", montado em uma geometria vista na figura III.6.

Nestas condições, a intensidade da radiação gama emitida por um determinado alvo é dada por:

$$I = \frac{\text{Área do fotopico}}{p(E)G\{1-\exp(-\mu(E)L)\}} \quad \text{onde} \quad (1)$$

$p(E)$ - corresponde à eficiência de fotopico ou fotofração e é dada pela razão entre a área sob o fotopico pela área do espectro todo armazenado no multicanal. Este parâmetro pode ser calculado por métodos de Monte Carlo¹⁰ ou obtido experimentalmente⁶³.

G - é a eficiência geométrica, sendo igual a um no caso de um feixe paralelo.

$\{1-\exp(-\mu(E)L)\}$ - é a eficiência intrínseca do cristal, onde L representa seu comprimento e $\mu(E)$ seu coeficiente de absorção total.

A área sob o fotopico foi calculada considerando sua forma como sen

do a de uma gaussiana⁴⁷. Nestas condições, tomou-se o logarítmo desta curva obtendo uma reta que pôde ser ajustada por mínimos quadrados ponderados (referência 73).

Quanto ao denominador da expressão(1) que corresponde a eficiência total do detector, utilizaram-se os resultados experimentais de Jarczyk⁶³. Este autor, empregando o mesmo tipo de fonte gama deste trabalho, determinou esta eficiência em várias energias e para vários cristais, incluindo o NaI(Tl) de 3"x3". Com o auxílio de seus resultados, pôde-se determinar a variação da eficiência total do detector em função da energia do foton, com um erro da ordem de 5% à 10%.

Um dos problemas que surge na utilização de reatores de pesquisa, é a flutuação de potência durante sua operação, impossibilitando a comparação de resultados obtidos em tempos diferentes. Para contornar este problema empregou-se um sistema de monitoração constituído por um pequeno detector de nêutron BF₃, juntamente com a eletrônica associada (pré-amplificador, fonte de alta tensão, amplificador, discriminador e contador). Este detector foi posicionado perpendicularmente ao feixe gama, na saída dos colimadores, sendo sua parte útil externa ao feixe revestida por cádmio.

Com o uso do canal radial, a radiação gama de fundo (7,72 MeV) proveniente da captura de nêutrons no alumínio estrutural, interfere profundamente tanto na determinação da intensidade gama como na escolha dos alvos. No espectro obtido para um certo alvo, sempre aparece sobreposto o espectro do alumínio correspondente a esta radiação de fundo. No caso de alvos com energias superiores à 7,72 MeV, os fotopicos associados aparecem isolados, evitando-se deste modo qualquer correção ou desconto no cálculo do fluxo. No caso oposto ou seja, de alvos com energias inferiores à 7,72 MeV, esta contribuição precisou ser subtraída e o procedimento adotado foi o seguinte: primeiramente, durante um certo tempo mediu-se o espectro composto referente ao alvo mais contaminação. Em seguida, trocou-se o alvo por um outro branco (mesmo invólucro porém vazio) colocando uma réplica do primeiro na saída dos colimadores e, durante o mesmo intervalo de tempo, obteve-se um segundo espectro. A diferença entre os dois resultados forneceu o espectro devido apenas àquele alvo. A figura IV.1 mostra como exemplo, o procedimento descrito aplicado ao alvo de chumbo (7,38 MeV).

Alvos com linhas gama principais inferiores à 7,72 MeV e cujos fotopicos não sobressairam no espectro composto, não foram utilizados neste trabalho.

Como mostra a figura III.6, o sistema está posicionado à 558 cm da

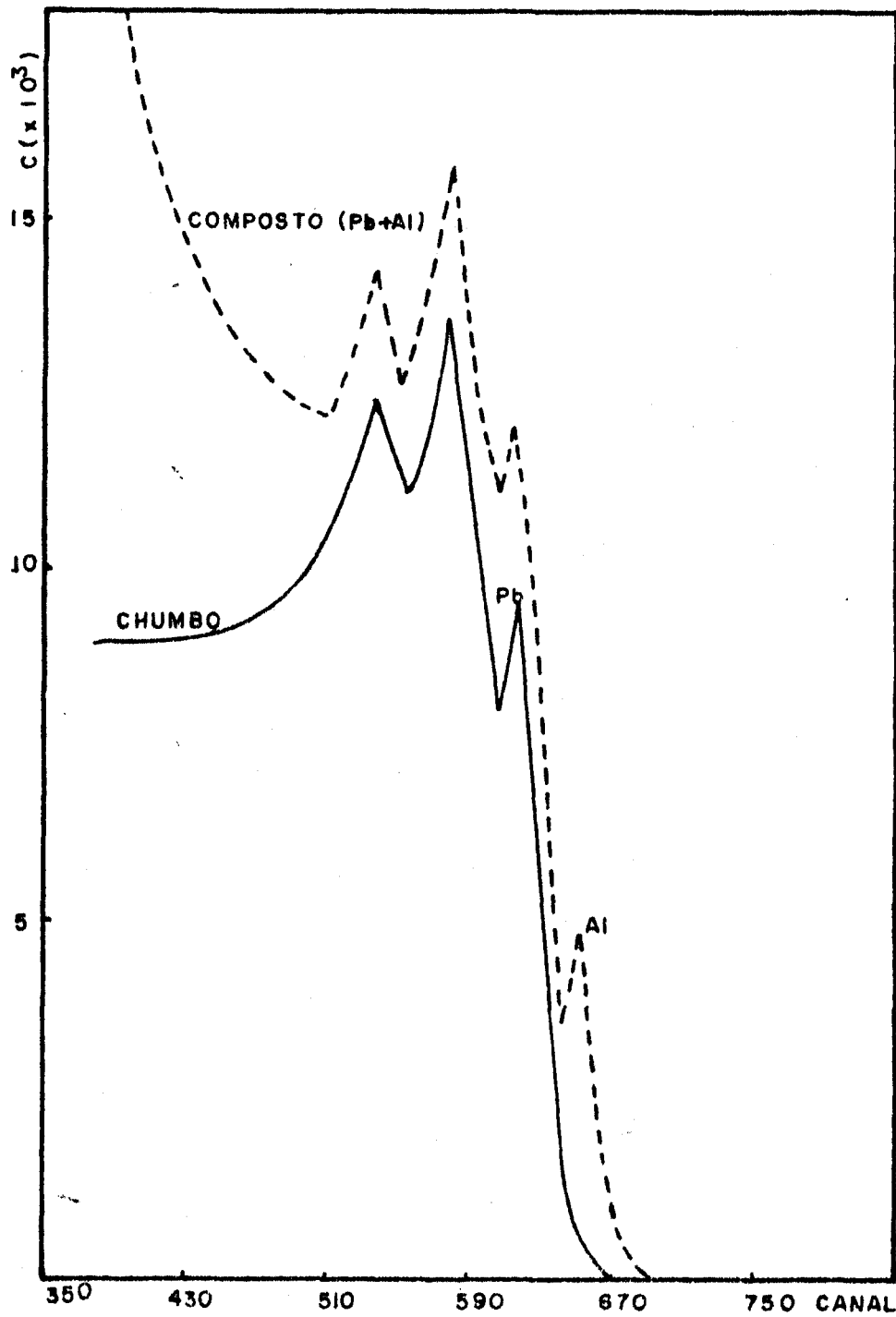


Fig.IV-1 - Espectro gama composto correspondente ao alvo de chumbo mais alumínio estrutural (----). A linha sólida representa o espectro gama devido apenas ao alvo de chumbo, após subtração da radiação de fundo.

saida dos colimadores, distância esta escolhida tanto para diminuir a intensidade do feixe gama sobre o cristal, evitando-se os problemas de saturação no detector, como para minimizar os nêutrons de fundo produzidos via reações (γ, n) no chumbo, conforme discussão no final do capítulo precedente. É nesta posição que os espectros são obtidos e os fluxos gama associados são determinados. Entretanto, está-se interessado no conhecimento destes fluxos na posição de irradiação da amostra em estudo ou seja, a 187 cm da saída dos colimadores. Para isto, procurou-se encontrar uma correspondência entre as duas posições adotando o seguinte procedimento: devido à dificuldade de acesso ao interior do "long counter" com o sistema detector gama, mediu-se diversos espectros em algumas posições ao longo da direção do feixe, posições estas escolhidas em termos de disponibilidade de local e facilidade de acesso. Nas posições mais próximas do canal foram utilizadas atenuadores de chumbo, a fim de evitar a saturação do cristal. Em seguida, tomou-se as razões de fluxos entre posições cujas medidas foram feitas similarmente ou seja, com os mesmos atenuadores de fluxo.

Construiu-se então um gráfico destas razões de fluxos (R) em função das respectivas distâncias (Δx). Foi observado um comportamento linear, conforme ajuste efetuado e apresentado na figura IV.2. Desta forma, conseguiu-se encontrar, por extrapolação, a razão entre as intensidades de fluxos na posição de irradiação da amostra e na posição do detector gama. O resultado indica um valor de $R = 5,20 \pm 0,07$.

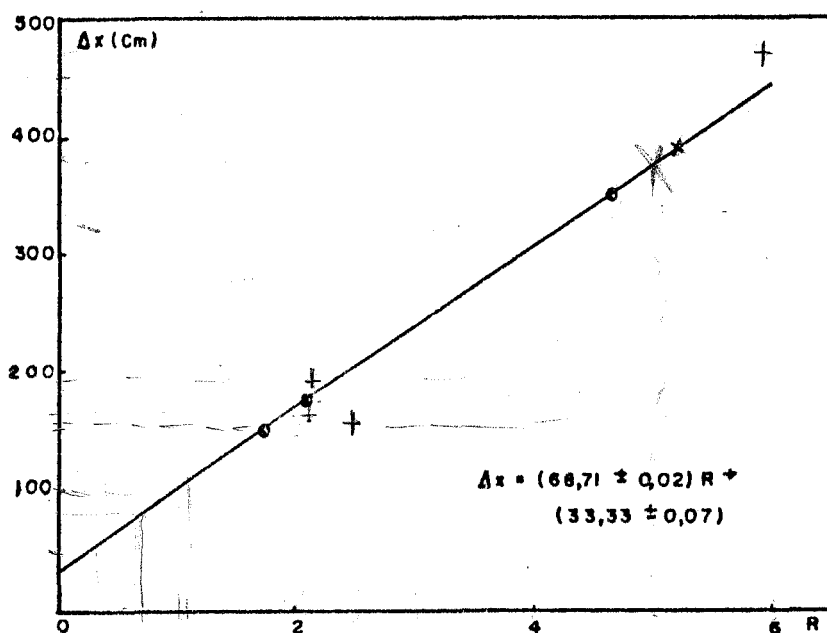


Fig. IV.2 - Variação da razão de intensidades dos fluxos gama, com a diferença entre as posições de medidas, ao longo da direção do feixe.

Como um resultado destes cálculos, a tabela IV.1 mostra os alvos que puderam ser empregados neste trabalho com os respectivos fluxos obtidos na posição da amostra.

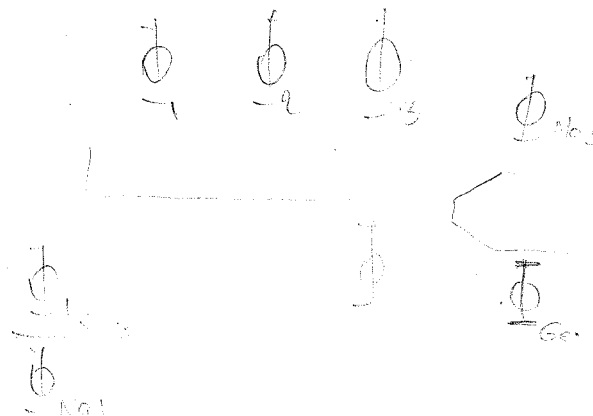
TABELA IV.1

Fluxo da Radiação Gama Incidente na Amostra

<u>Alvo</u>	<u>Energia (MeV)</u>	<u>$\phi(\gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s})$</u>
Enxofre	5,43	$(5,1 \pm 0,5) \times 10^5$
Disprosio	5,58	$(2,4 \pm 0,2) \times 10^5$
Titanio	6,73	$(6,1 \pm 0,6) \times 10^5$
Manganes	7,23	$(5,7 \pm 0,6) \times 10^5$
Chumbo	7,38	$(1,9 \pm 0,2) \times 10^5$
Ferro	7,64	$(6,3 \pm 0,6) \times 10^5$
Aluminio	7,72	$(5,8 \pm 0,6) \times 10^5$
Zinco	7,88	$(2,4 \pm 0,2) \times 10^5$
Cobre	7,91	$(4,6 \pm 0,4) \times 10^5$
Níquel	9,00	$(3,3 \pm 0,3) \times 10^5$
Cromo	9,72	$(2,7 \pm 0,3) \times 10^5$
Nitrogenio	10,83	$(2,8 \pm 0,3) \times 10^4$

Os erros envolvidos nas medidas dos fluxos e que são apresentados na tabela IV.1, são compostos por:

- erro no ajuste da gaussiana: 0,8% à 4,0%
- erro na eficiência do detector: 10%
- erro na razão de fluxos (R): 1,3%



IV-3-SECÇÕES DE CHOQUE PARA FOTOFISSÃO

Como no caso das medidas de fluxo, o número de traços de fissão no detector Makrofol, para cada alvo, teve que ser corrigido para a contaminação gama do alumínio estrutural. O critério adotado neste caso foi o seguinte: com o alvo branco na posição de irradiação e a réplica do alvo em estudo na saída dos colimadores, irradiou-se várias vezes a amostra de Np-237 durante um certo intervalo de tempo, obtendo-se no final uma quantidade média de traços, correspondente ao desconto a ser efetuado na contagem total das fissões, quando da irradiação do Np-237 com aquele alvo, durante o mesmo intervalo de tempo.

Tendo-se anteriormente determinado o fluxo incidente na amostra, o número de átomos nela contidos e a eficiência do detector de fissão, em princípio, a secção de choque para a reação (γ, f) poderia ser determinada, em cada energia, diretamente pela equação:

$$F\left(\frac{\text{fissões}}{\text{segundo}}\right) = C_f / \epsilon_f = \phi N_T \sigma_f \quad \text{tal que} \quad (2)$$

$$\sigma_f = \frac{C_f}{\epsilon_f N_T \phi} \quad \text{onde} \quad (3)$$

ϕ - fluxo gama incidente na amostra ($\gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)

σ_f - secção de choque de fotofissão (cm^2)

N_T - número de átomos contidos na amostra

ϵ_f - eficiência do detector de fissão

C_f - contagem de traços obtida (s^{-1}), corrigida para a contribuição do alumínio estrutural.

Entretanto, um problema que surge no tratamento dos dados obtidos neste tipo de experimento é o efeito das linhas secundárias com energias superiores ao limiar da reação em estudo. Apesar destas linhas apresentarem, na maioria dos alvos utilizados intensidades inferiores à 10% da linha principal, suas contribuições precisam ser levadas em conta. Por esta razão, o que se está medindo na verdade não é a secção de choque em uma energia mas sim, uma composição de secções de choque em várias energias. Felizmente, as intensidades destas linhas secundárias relativas à linha principal, são conhecidas com exatidão em consequência do grande número de experimentos realizados.

Em outras palavras, a equação acima, para cada alvo, é representa-

da na seguinte forma:

$$\sigma_{f1}\phi_1 + \sigma_{f2}\phi_2 + \dots + \sigma_{fp}\phi_p = \frac{C_f}{\epsilon_f N_T} \quad \text{onde} \quad (4)$$

σ_{fi} - secções de choque correspondentes às linhas secundárias,

σ_{fp} - secção de choque correspondente à linha principal,

ϕ_i - fluxos das linhas secundárias e

ϕ_p - fluxo da linha principal obtido experimentalmente.

Dividindo a equação anterior por ϕ_p tem-se:

$$\sigma_{f1}r_1 + \sigma_{f2}r_2 + \dots + \sigma_{fp} = \frac{C_f}{\epsilon_f N_T \phi_p} \quad \text{onde} \quad (5)$$

r_i são as intensidades relativas das linhas secundárias frente a linha principal e que são encontrados na literatura. Normalmente, como é o caso do presente trabalho, estas intensidades relativas precisam ser corrigidas para a atenuação causada pelos filtros utilizados nos colimadores. No presente caso, as espessuras destes absorvedores existentes no arranjo e mostrados na figura III.1 são: 8 cm de LiF, 40,5 cm de parafina, 21,5 cm de água e 31,5 cm de parafina borada.

Para os 12 alvos empregados neste trabalho, o número de linhas secundárias participantes é muito grande. Isto faz com que o sistema de doze equações lineares, construído para estes alvos, tenha um número muito elevado de incógnitas. Contudo, fazendo aproximações de até 60 KeV nas energias, verifica-se que uma grande quantidade destas linhas ficam comum a vários alvos, reduzindo sensivelmente o sistema para 12 equações a 40 incógnitas (energias).

Existem dois métodos aproximados para resolver este sistema de equações lineares:

- O primeiro método seria agrupar as linhas secundárias pertinentes a cada alvo em valores de energias correspondentes às linhas principais dos alvos restantes. Com isto, ter-se-ia um sistema de equações lineares quadrado com solução exata e neste caso, os resultados seriam afetados por erros associados às linhas não consideradas. Para se conseguir estes agrupamentos, seriam necessárias aproximações de até 500 KeV mas mesmo assim, a fonte gamma utilizada neste trabalho, estaria competindo com as fontes do tipo "bremsstrahlung" e aniquilação de pósitrons em vôo, cujas resoluções são

dessa ordem de grandeza⁷².

- O segundo método e que foi empregado neste trabalho, resolve o sistema de 12 equações lineares a 40 incógnitas por meio de um programa de computador chamado SISEQ. O procedimento do programa descrito sucintamente é o seguinte: inicialmente supõe-se que o segundo membro da equação(5) seja realmente o valor medido para cada secção de choque na energia correspondente à linha principal de cada alvo. Em outras palavras, considera-se a contribuição das linhas secundárias como sendo desprezível. Os primeiros valores assim obtidos corresponderiam a um limite superior para $\sigma_p(E)$. Em seguida, por interpolação linear, o programa encontra as secções de choque equivalentes para as linhas secundárias σ_{ffi} . Com estes resultados, interpolam-se os segundos valores para $\sigma_p(E)$ que corresponderiam agora a um limite inferior para estas secções de choque. Novamente por interpolação obtem-se os σ_{2ffi} e pelo mesmo processo são determinados os terceiros valores para $\sigma_p(E)$ que são um pouco menores que os primeiros porém, muito maiores que os segundos. Isto é feito sucessivamente até que a diferença entre o valor calculado ($\sigma_p(E) + \sum \sigma_{ffi} r_i$) e o experimental ($C_f / (\epsilon_f N_T \phi_p)$) seja igual ao desvio previamente imposto ao programa. Este desvio corresponde ao erro do método e tem que ser considerado no final dos cálculos quando da composição dos erros cometidos. Obviamente, o programa considera um comportamento linear para as secções de choque em função da energia entre duas linhas gamma principais mascarando assim, qualquer tipo de estrutura possível entre estas energias. Contudo, não perde este carácter de estrutura, se existente, nas energias das linhas principais bem como não despreza o efeito de qualquer linha secundária.

Os resultados obtidos para as secções de choque de fotofissão do Np-237, calculados da forma descrita anteriormente, podem ser vistos na tabela IV.2.

O erro cometido na obtenção de cada secção de choque corresponde à uma composição dos erros associados aos parâmetros C_f , ϵ_f , N_T e ϕ_p que constituem a expressão do segundo membro de cada equação. Os erros em ϵ_f , N_T e ϕ_p já foram discutidos anteriormente, enquanto o de C_f representa a reprodutibilidade conseguida em seis irradiações do Np-237 de 3,5 horas cada uma. Desta maneira, a expressão $C_f / (N_T \epsilon_f \phi_p)$ também está afetada de um erro que denominar-se-á $\delta\sigma_F$.

Baseado em critérios de propagação de erros (Apêndice C) pode - se escrever:

TABELA IV.2

Secções de Choque de Fotofissão do Np-237

<u>Energia (MeV)</u>	<u>$\sigma_{\gamma,f}$ (mb)</u>
5,43	(5,6 \pm 1,0)
5,58	(8,1 \pm 1,2)
6,73	(32,3 \pm 5,1)
7,23	(10,4 \pm 2,7)
7,38	(22,5 \pm 2,5)
7,64	(19,8 \pm 3,0)
7,72	(27,8 \pm 3,5)
7,88	(36,4 \pm 6,3)
7,91	(43,0 \pm 5,1)
9,00	(41,0 \pm 7,7)
9,72	(62,8 \pm 16,4)
10,83	(205,0 \pm 33,1)

$$\delta^2_{\sigma_{f1}} r_1^2 + \delta^2_{\sigma_{f2}} r_2^2 + \dots + \delta^2_{\sigma_{fp}} = \delta^2_{\sigma_F} \quad \text{onde} \quad (6)$$

$\delta\sigma_{f1}$ - representa o erro correspondente à cada linha secundária e
 $\delta\sigma_{fp}$ - representa o erro correspondente à linha principal.

De uma maneira análoga à descrita no cálculo das secções de choque, obtém-se um sistema de 12 equações a 40 incógnitas, cuja solução pode ser encontrada com o auxílio do programa SISEQ.

Os erros assim calculados para as secções de choque são mostrados também na tabela IV.2. A composição $\delta\sigma_F$ foi obtida considerando os seguintes erros para os parâmetros:

- erro na eficiência do detector (ϵ_f) = 0,25%
- erro no número de átomos de Np-237 (N_T) = 2,8%
- erro no cálculo do fluxo (ϕ_p) = 10,1% à 10,4%
- erro nas contagens de fissão (C_f) = 1,0% à 3,2%

IV-4-SECÇÃO DE CHOQUE PARA FOTONÊUTRONS

Como foi discutido no capítulo anterior, no estudo da reação (γ, n) , ao contrario da fotofissão, a presença dos nêutrons de fundo é crítica e mereceu uma atenção especial. A fim de verificar a contribuição destes nêutrons e fazer o devido desconto, efetuaram-se, para cada alvo, diversas irradiações com a amostra de Np-237, intercalando-se irradiações apenas com o porta amostra mais o suporte de titânio. Nestas condições, obteve-se no final uma contagem média líquida total de nêutrons para aquele alvo.

Em seguida, como nas determinações de fluxo e da secção de choque de fotofissão, descontaram-se das contagens líquidas totais obtidas com o "long counter", aquelas referentes à linha gama de fundo do alumínio estrutural. O critério adotado foi o seguinte: com o alvo branco na posição de irradiação e de acordo com o procedimento descrito no parágrafo anterior, obteve-se uma contagem líquida de nêutrons, correspondendo à máxima contribuição desta radiação. O efeito de atenuação para cada alvo foi levado em conta, utilizando os valores apresentados na tabela III.3. Isto foi feito por causa das baixas contagens de nêutrons obtidas quando as réplicas dos alvos eram posicionadas na saída dos colimadores.

A contagem líquida total assim determinada, refere-se à emissão de nêutrons nos processos fotonucleares em estudo e portanto, a esta contagem associa-se uma secção de choque composta σ_N tal que:

$$\sigma_N = \sigma_{\gamma, n} + \bar{\nu} \sigma_{\gamma, f} \quad \text{onde} \quad (7)$$

$\bar{\nu}$ é o número médio de nêutrons emitidos por fissão.

Desta maneira, para cada alvo tem-se uma equação da forma:

$$N\left(\frac{\text{nêutrons}}{\text{segundo}}\right) = C_n / \epsilon_n = \sigma_N N_T \phi \quad \text{onde} \quad (8)$$

C_n - contagem total de nêutrons (n/s)

ϵ_n - eficiência do sistema detector

N_T - número de átomos de Np-237

ϕ - fluxo incidente na amostra ($\gamma/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)

Levando em conta a influência das linhas secundárias, a equação anterior fica:

$$\sigma_{N1}\phi_1 + \sigma_{N2}\phi_2 + \dots + \sigma_{Np}\phi_p = \frac{C_n}{\epsilon_n N_T} \quad \text{ou, dividindo por } \phi_p, \quad (9)$$

$$\sigma_{N1}r_1 + \sigma_{N2}r_2 + \dots + \sigma_{Np} = \frac{C_n}{\epsilon_n N_T \phi_p} \quad \text{onde} \quad (10)$$

novamente os r_i correspondem às intensidades relativas corrigidas para a atenuação nos filtros existentes nos colimadores.

Para os alvos de enxôfre (5,43 MeV) e disprósio (5,58 MeV), que apresentam uma linha gama principal com energia inferior ao limiar (6,62 MeV) para a reação (γ, n) , as contagens de nêutrons foram desprezíveis e completamente encobertas pelos nêutrons de fundo. A fim de levar em conta os nêutrons produzidos pela fissão nestas energias, consideraram-se estes alvos nos cálculos, associando a cada um uma contagem de nêutrons estimada ($\bar{v}\sigma_{\gamma, f}$) pelas respectivas secções de choque de fissão encontradas na tabela IV.2.

Assim, obteve-se também para este caso um sistema igual ao anterior, constituído por 12 equações a 40 incógnitas, que foi resolvido pelo programa SISEQ.

Na tabela IV.3 são apresentados os resultados dos cálculos para as secções de choque compostas (σ_N) para o núcleo Np-237.

Os erros cometidos nas determinações das secções de choque compostas foram obtidos em uma forma análoga ao caso da fotofissão. Os parâmetros C_n , N_T , ϵ_n e ϕ_p que constituem a expressão do segundo membro de cada equação são afetados de erros, discutidos anteriormente com exceção daquele em C_n que representa a reprodutibilidade conseguida em várias irradiações do Np-237. Desta forma, a expressão $C_n / (\epsilon_n N_T \phi_p)$ também fica afetada por um erro denominado δN tal que:

$$\delta^2 \sigma_{N1} r_1^2 + \delta^2 \sigma_{N2} r_2^2 + \dots + \delta^2 \sigma_{Np} = \delta^2 \sigma_N \quad \text{onde} \quad (11)$$

os símbolos possuem o mesmo significado dos análogos já definidos.

Os erros associados a estas secções de choque compostas (σ_N) e mostrados na tabela IV.3 são provenientes das seguintes fontes:

- erro na eficiência do "long counter" (ϵ_n) = 0,3%
- erro no número de átomos de Np-237 (N_T) = 2,8%
- erro no cálculo dos fluxos (ϕ_p) = 10,1% à 10,4%
- erro nas contagens dos nêutrons (C_n) = 2,5% à 6,4%

TABELA IV.3

Secções de Choque Compostas, $\sigma_N = \sigma_{\gamma, n} + \bar{\nu} \sigma_{\gamma, f}$, do Np-237

<u>Energia (MeV)</u>	<u>σ_N (mb)</u>	
5,43	(3,0 \pm 1,7)	
5,58	(12,9 \pm 2,2)	
6,73	(100,2 \pm 16,6)	16,6%
7,23	(39,5 \pm 10,4)	20,3%
7,38	(78,5 \pm 9,4)	
7,64	(70,4 \pm 11,1)	
7,72	(97,1 \pm 12,2)	
7,88	(133,4 \pm 25,4)	
7,91	(156,5 \pm 20,0)	
9,00	(166,2 \pm 28,9)	
9,72	(261,5 \pm 68,8)	
10,83	(910,6 \pm 212,2)	

De acordo com a equação(7), a secção de choque de fotonêutrons $\sigma_{\gamma n}$ pode ser obtida a partir dos resultados apresentados nas tabelas IV.2 e IV.3, desde que se conheça o número médio de nêutrons emitidos por fissão ($\bar{\nu}$).

Alguns autores^{64,74} consideraram em seus cálculos um valor médio constante de 2,5 para $\bar{\nu}$, baseando-se no argumento que a dependência deste parâmetro com a energia não é muito forte e que no intervalo de 5-11 MeV, os valores oscilam em torno de 2,5. Entretanto, vários experimentos recentes observaram nas medidas efetuadas junto a barreira de fissão possíveis estruturas na dependência de $\bar{\nu}$ com a energia de excitação³¹.

Medidas da multiplicidade de nêutrons emitidos na fotofissão, ao contrario da fissão com nêutrons, são escassas e discrepantes de forma que alguns autores¹¹⁶ chegam a utilizar os resultados de $\bar{\nu}$ obtidos na fissão com nêutrons para conseguir, por meio de cálculos, os equivalentes para o

caso da fotofissão.

Somente recentemente foram obtidos resultados experimentais de $\bar{\nu}_p$ para a fotofissão do Np-237^{22} , utilizando ftons de "bremsstrahlung" com energias variando entre 8 e 13 MeV. A variação do número médio de nêutrons prontos emitidos $\bar{\nu}_p$ com a energia de excitação, determinada por estes autores e empregada neste trabalho, é dada pela seguinte equação.

$$\bar{\nu}_p(E_\gamma) = 0,4027 + 0,2505 E_\gamma \quad (12)$$

De acordo com esta expressão, os valores de $\bar{\nu}_p$ calculados para as energias correspondentes aos alvos utilizados neste trabalho, mostrados na tabela IV.4, chegam a apresentar uma variação de até 77%. Considerando o valor médio 2,345, esta variação cai para 33% mas mesmo assim, é suficiente para ressaltar a grande aproximação feita quando se considera um valor constante para $\bar{\nu}$.

TABELA IV.4

Número Médio de Nêutrons Prontos Emitidos na Fotofissão do Np-237, de Acordo com a Equação de Caldwell e Dowdy²²: $\bar{\nu}_p(E_\gamma) = 0,4027 + 0,2505 E_\gamma$

<u>Energia (MeV)</u>	<u>$\bar{\nu}_p$</u>
5,43	1,763
5,58	1,800
6,73	2,088
7,23	2,214
7,38	2,251
7,64	2,316
7,72	2,336
7,88	2,376
7,91	2,384
9,00	2,657
9,72	2,837
10,83	3,115

Com os valores apresentados nas tabelas IV.2, IV.3 e IV.4 a secção de choque para a reação (γ, n) pôde ser obtida e os resultados são mostrados na tabela IV.5.

TABELA IV.5

Secções de Choque de Fotonêutrons do Np-237

<u>Energia (MeV)</u>	<u>$\sigma_{\gamma, n}$ (mb)</u>	
6,73	$(32,7 \pm 7,2)$	22,0%
7,23	$(16,4 \pm 4,0)$	24,4%
7,38	$(27,8 \pm 6,4)$	
7,64	$(23,9 \pm 4,5)$	
7,72	$(32,1 \pm 6,1)$	
7,88	$(46,9 \pm 10,8)$	
7,91	$(53,9 \pm 10,9)$	
9,00	$(57,3 \pm 9,8)$	
9,72	$(88,1 \pm 16,2)$	
10,83	$(272,2 \pm 171,9)$	

Na determinação das secções de choque de fotonêutrons $\sigma_{\gamma, n}$, o erro final ao quadrado seria dado em princípio, pela soma dos quadrados dos respectivos erros em σ_N e $\sigma_{\gamma, f}$. Contudo, estas variáveis são correlacionadas em termos do fluxo gama e de acordo com o Apêndice C, este critério seria incorreto a menos que se subtraia o duplo produto entre os erros das secções de choque.

A fim de não carregar os erros sistemáticos provenientes dos descontos das linhas secundárias nos cálculos de σ_N e $\sigma_{\gamma, f}$, adotou-se o seguinte procedimento para a obtenção dos erros nos cálculos de $\sigma_{\gamma, n}$: como $\sigma_{\gamma, n} = \sigma_N - \bar{v} \sigma_{\gamma, f}$ então, para cada alvo(i) tem-se:

$$\sigma_{\gamma, n}^i = \frac{C_n^i}{N_T \epsilon_n \phi_p^i} - \bar{v} \frac{C_f^i}{N_T \epsilon_f \phi_p^i} \quad \text{onde} \quad (13)$$

$$\sigma_{\gamma,n}^i = \sigma_{n1}^i r_1 + \sigma_{n2}^i r_2 + \dots + \sigma_{np}^i \quad (14)$$

Fazendo a aproximação que \bar{v}_1 para cada alvo seja constante e igual ao seu valor na energia correspondente à linha principal, pode-se calcular diretamente a expressão do segundo membro da equação(13), obtendo um erro $\delta\sigma_n$ tal que:

$$\delta^2\sigma_{n1} r_1^2 + \delta^2\sigma_{n2} r_2^2 + \dots + \delta^2\sigma_{np} = \delta^2\sigma_n \quad (15)$$

Desta maneira, consegue-se mais uma vez um sistema de 12 equações a 40 incógnitas cuja solução, fornecida pelo programa SISEQ, é apresentada na tabela IV.5.

IV-5-MEDIDAS DA DISTRIBUIÇÃO ANGULAR

O estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o Np-237 foi feito em duas energias. Uma relativamente baixa de 6,61 MeV, onde as possibilidades de ocorrência de anisotropia angular são maiores e outra razoavelmente alta de 8,61 MeV, para uma possível comprovação da isotropia angular observada por Katz⁶⁴ em 8,0 MeV empregando ftons de "bremsstrahlung".

As duas linhas gama utilizadas neste estudo foram obtidas com os alvos de titânio e níquel. Neste caso, os efeitos das linhas secundárias foram levadas em conta tomando a média ponderada entre a linha principal e as linhas secundárias mais importantes, de modo análogo ao procedimento adotado nas referências (24) e (79). Desta maneira, obtiveram-se para os alvos de titânio e níquel linhas gama com energias médias de 6,61 MeV e 8,61 MeV respectivamente.

Os tempos de irradiação empregados, com o reator operando à 2 MW durante 8 horas por dia, foram de 30 dias e 20 dias respectivamente para os alvos de titânio e níquel. Isto corresponde à um fluxo integrado de $\phi_\gamma = 5,3 \times 10^{11}$ ftons/cm² para o primeiro alvo e de $\phi_\gamma = 1,9 \times 10^{11}$ ftons/cm² para o segundo alvo.

Como os fragmentos emitidos estão separados por 180°, devido às

propriedades de conservação de quantidade de movimento, os ângulos por exemplo 45° , 135° , 225° e 315° são totalmente equivalentes neste tipo de estudo e correspondem apenas à emissão de fragmentos formando 45° com a direção do feixe.

Os resultados das contagens dos traços obtidas em cada ângulo, para as duas irradiações, podem ser vistos na tabela IV.6, já descontada a contribuição da linha gama de fundo do alumínio estrutural. Na mesma tabela são apresentadas as respectivas distribuições angulares, definidas como a razão das contagens referentes aos ângulos 90° e 0° , $(W(90^\circ)/W(0^\circ))$.

Os valores mostrados na tabela IV.6 representam a soma das médias obtidas para cada ângulo nas três câmaras. Sendo assim, estimou-se o erro em cada medida pela soma dos quadrados dos desvios padrões destas médias.

O resultado da distribuição angular em 8,61 MeV, manteve-se nas 3 câmaras e está em plena concordância com aquele obtido por Katz⁶⁴ em 8,0 MeV ($1,024 \pm 0,10$), utilizando um arranjo totalmente diferente deste trabalho.

A anisotropia angular observada em 6,61 MeV esteve presente também nas três câmaras e portanto, constituiu-se num resultado bastante confiável.

TABELA IV.6

Resultado das Contagens dos Traços Referentes à Distribuição Angular dos Fragmentos de Fotofissão do Np-237.

<u>Titânio (6,61 MeV)</u>		<u>Níquel (8,61 MeV)</u>	
<u>Ângulo</u>	<u>Contagem</u>	<u>Ângulo</u>	<u>Contagem</u>
0°	3160 ± 52	0°	3066 ± 24
$22,5^\circ$	3216 ± 51	$22,5^\circ$	3030 ± 26
45°	3219 ± 50	45°	3009 ± 25
$67,5^\circ$	3292 ± 61	$67,5^\circ$	3010 ± 20
90°	3410 ± 60	90°	3004 ± 48
$W(90^\circ)/W(0^\circ) = (1,079 \pm 0,026)$		$W(90^\circ)/W(0^\circ) = (0,98 \pm 0,02)$	

CAPÍTULO V - DISCUSSÃO E INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS

V-1-INTRODUÇÃO

Neste capítulo, serão discutidos os parâmetros nucleares obtidos no presente trabalho para o núcleo Np-237 e quando possível, serão comparados com os resultados encontrados, utilizando técnicas diferentes, por outros autores.

Em seguida, será feita uma análise dos resultados com base nos modelos teóricos existentes para cada caso em particular. Um breve desenvolvimento teórico será dado, quando for necessário o uso de certos conceitos teóricos não abordados no capítulo II.

Em consequência do exposto no parágrafo anterior, novos valores para certos parâmetros, tais como: temperatura nuclear, altura, curvatura e transmissão da barreira de fissão para o Np-237, serão determinados a partir dos dados experimentais e comparados com os valores existentes na literatura.

Da análise dos resultados sobre a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o Np-237, será possível estimar o canal ou canais de fissão predominantes neste processo, na energia de excitação estudada.

V-2-SECÇÕES DE CHOQUE EXPERIMENTAIS DE FOTOFISSÃO E FOTONÊUTRONS

Os valores das secções de choque de fotofissão, fotonêutrons e fotoabsorção para o Np-237 são mostrados nas figuras V.1, V.2 e V.3 respectivamente, juntamente com os resultados obtidos por outros autores (23,25,64, 116). De um modo geral, a concordância entre eles é apenas razoável, fato este justificado, conforme discutiu-se no capítulo I, pelas diferenças entre as técnicas empregadas e pelos grandes erros envolvidos nestes tipos de medidas.

Como foi comentado no capítulo I, existem poucas informações experimentais sobre processos fotonucleares para o Np-237 e isto dificulta o estudo comparativo. De imediato, pode-se dizer, observando-se as três figuras que os resultados obtidos neste trabalho parecem concordar melhor com

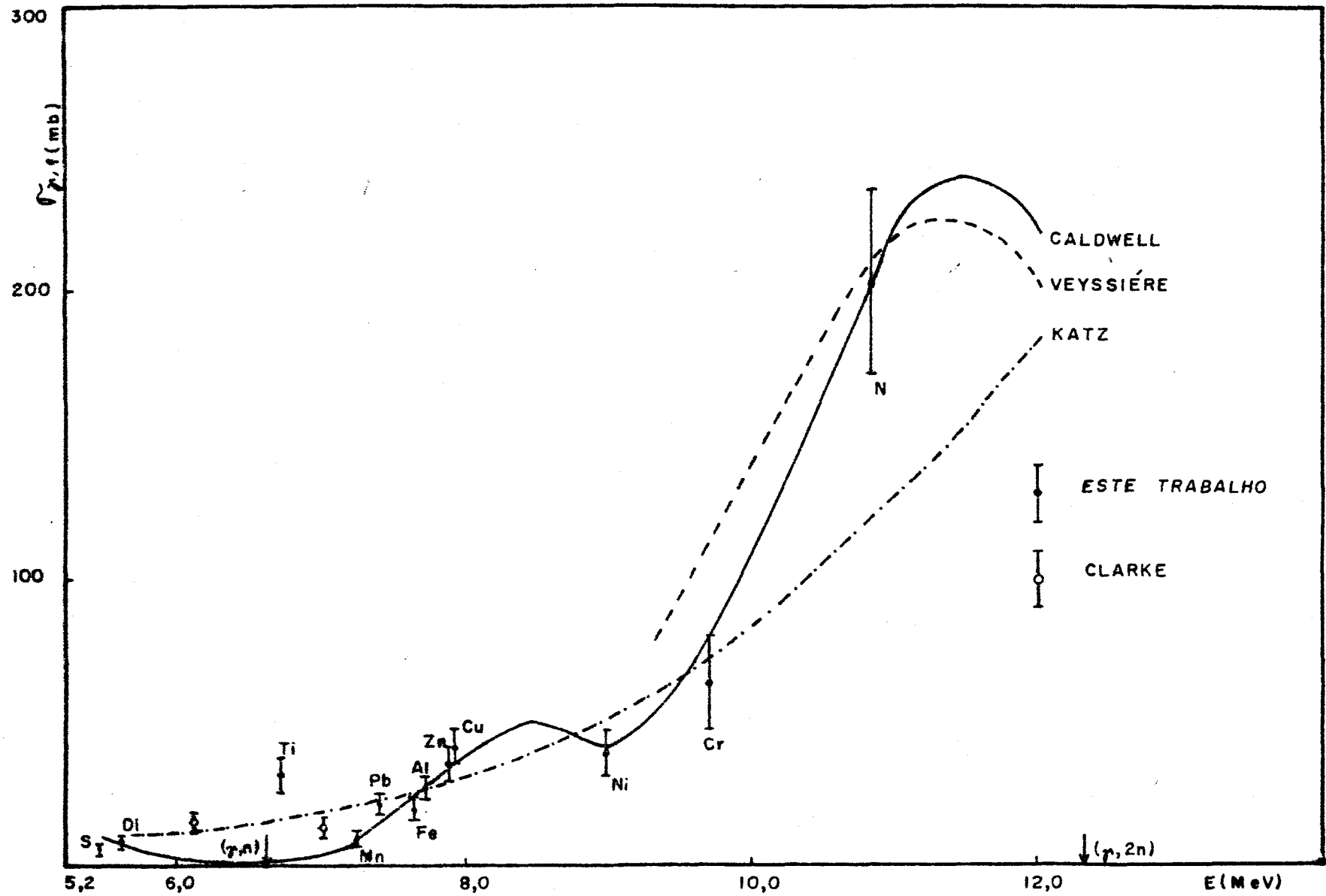


Fig.V.1 - Variação da secção de choque de fotofissão do Np-237, com a energia de excitação.

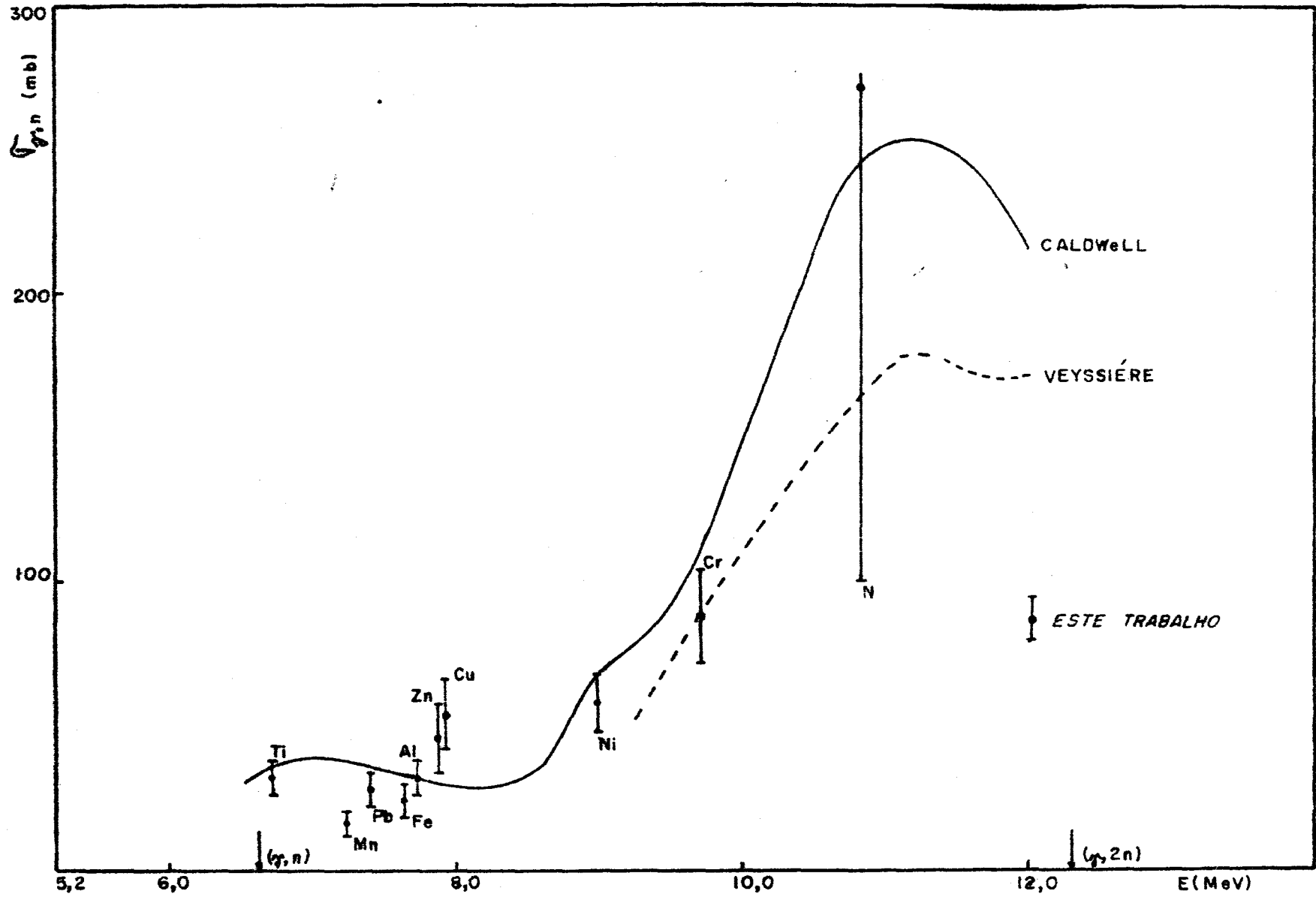


Fig.V.2 - Variação da secção de choque de fotonêutrons do Np-237, com a energia de excitação.

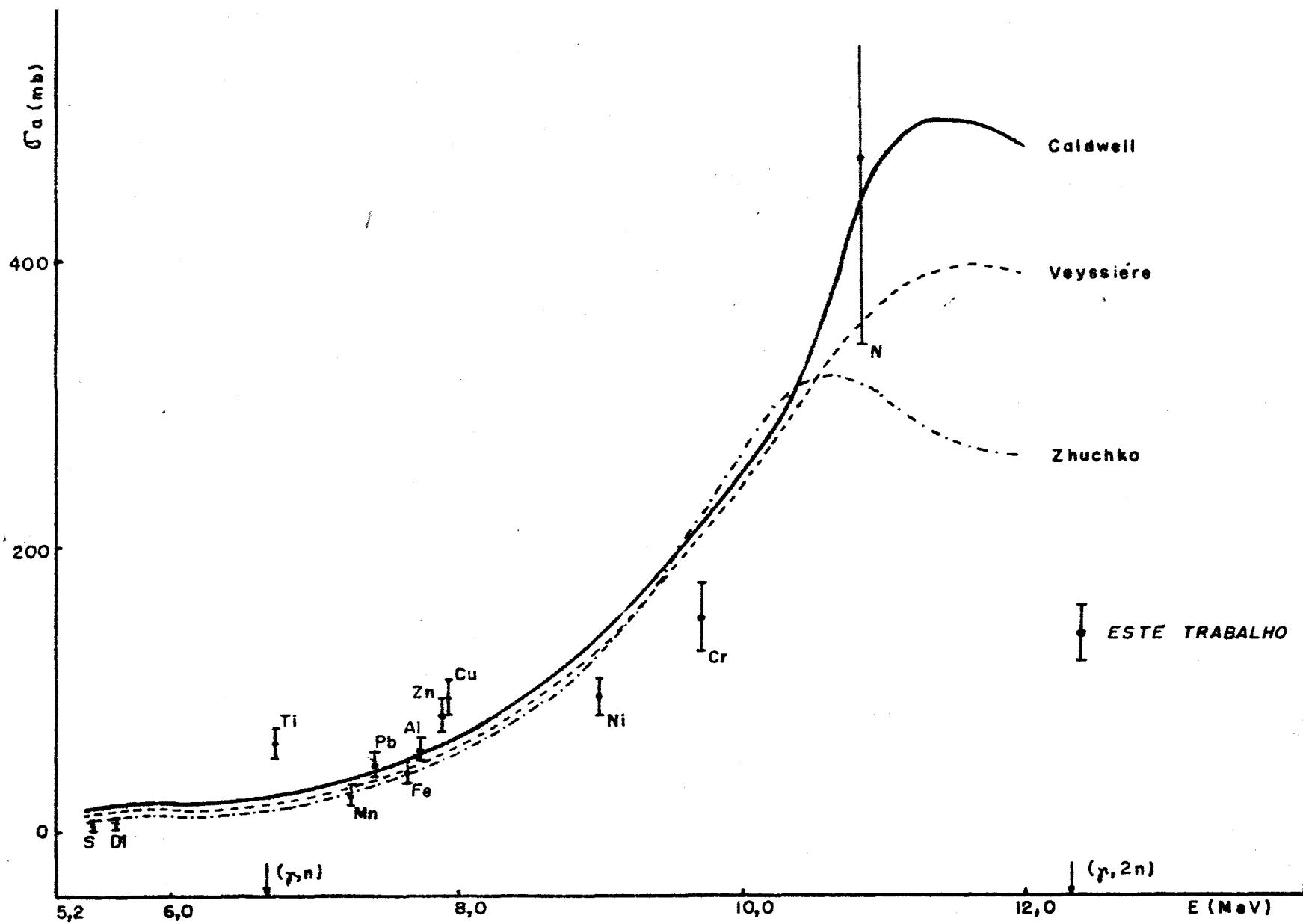


Fig.V.3 - Variação da secção de choque de fotoabsorção ($\sigma_a = \sigma_{\gamma, f} + \sigma_{\gamma, n}$) do Np-237, em função da energia de fóton

os encontrados por Caldwell²³.

O quadro geral é o típico observado em reações fotonucleares para os elementos pesados e pode ser descrito da seguinte forma: a reação (γ, f) ou (γ, n) , só é detectável por volta de 5 a 7 MeV; a partir desta região a secção de choque cresce com a energia até atingir um máximo em torno de 10-14 MeV. A energia (E_{max}) correspondente a este máximo é expressa, muito aproximadamente, pela relação⁴ $E_{max} = (80/A^{1/3})$. Em seguida, diminui suavemente até que em energias superiores à ~20 MeV os valores se tornam pequenos e experimentalmente incertos. Este máximo na secção de choque, usualmente conhecido como "ressonância gigante", é atribuído à um modo de excitação de dipolo elétrico (E1). Entretanto, uma explicação clara da natureza fundamental desta grande ressonância ainda não foi encontrada. Como pode ser visto nas figuras V.1-3, os resultados experimentais para o Np-237 seguem nitidamente este comportamento.

Os valores das secções de choque de fotofissão, mostrados na figura V.1, concordam melhor com os resultados de Caldwell²³. Contudo, pouco pode-se dizer da comparação com as medidas de Veyssiére¹¹⁶, já que este autor se limitou a trabalhar em energias superiores à 9 MeV.

Anda, quanto aos resultados da fotofissão, podem-se observar dois possíveis picos: um junto ao limiar de fotonêutrons (6,62 MeV), não observado anteriormente na literatura e um outro, menos resolvido, em torno de 8 MeV. Este último, mostra uma clara tendência à estrutura observada por Caldwell²³ em 8,5 MeV, mas, infelizmente não pôde ser totalmente resolvido devido à falta de dados entre 8 e 9 MeV.

O pico observado neste trabalho próximo à 6,62 MeV e que se constitui no mais notável resultado deste estudo de fotofissão, é indiretamente endossado pelos resultados conseguidos por Clarke²⁵. Este autor, utilizando ftons produzidos na reação $F(p, \alpha\gamma)O$, verificou que a secção de choque de fotofissão para o Np-237 em 7,0 MeV é menor que aquela encontrada em 6,14 MeV. Isto indica a possibilidade da existência de uma estrutura entre estas duas energias de excitação, apoiando assim o resultado deste trabalho. Este mesmo fenômeno já havia sido observado por Schimith¹⁰⁰ e Winhold¹²¹ para os núcleos de Th-232 e U-238, passando, posteriormente, a constituir-se numa das características das secções de choque de fotofissão dos núcleos citados.

A interpretação deste pico junto ao limiar de fotonêutrons ainda é uma questão com bastante controvérsia, mesmo no caso dos núcleos par-par, onde a grande quantidade de informações experimentais existentes sobre a

fotofissão ainda não foi suficiente para uma análise definitiva. A opinião sobre este problema, basicamente, é dividida entre aqueles que o classifica como uma ressonância de fissão^{65,75} e aqueles que consideram a competição com a emissão de nêutrons suficiente para fornecer uma explicação satisfatória^{31,52}. Esta última linha de pensamento parece ser, atualmente, a mais correta primeiro pela presença constante desta estrutura em vários núcleos pesados estudados e segundo, por ser este pico tanto no U-238 como no Th-232, totalmente reproduzido por cálculos teóricos³¹, sem necessidade do uso de um termo ressonante.

A explicação desta competição no limiar de fotonêutrons, de uma forma sucinta, é a seguinte: a secção de choque de fotofissão é dada, de acordo com a teoria do núcleo composto (capítulo II) por:

$$\sigma_{\gamma, f} = \sigma_a \frac{\Gamma_f}{\Gamma_f + \Gamma_\gamma + \Gamma_n} \quad (1)$$

Desta maneira espera-se que $\sigma_{\gamma, f}$ diminua quando Γ_n aumenta, embora a dependência exata desta secção de choque com a energia de excitação seja uma função tanto da Γ_f como da Γ_n . A largura de fissão (Γ_f) nestas energias está sob a influência dos mais baixos níveis de transição e, em geral, não cresce tão rapidamente como a largura de nêutrons (Γ_n), por causa da maior densidade dos níveis mais baixos no núcleo residual (N-1). Consequentemente, $\sigma_{\gamma, f}$ alcança um máximo local no limiar de nêutrons para em seguida diminuir até que outros canais de fissão fiquem disponíveis.

Nos resultados experimentais de Khan⁶⁵ e Anderl³ para o núcleo de U-235 e de Yester¹²² para o de U-236, pode-se observar também um pico no limiar de fotonêutrons para as secções de choque de fotofissão, embora com intensidade muito inferior daquelas apresentadas pelos núcleos discutidos anteriormente. Em consequência disto e com os resultados obtidos no presente trabalho para o Np-237, parece razoável pensar que este fenômeno seja uma outra característica típica da fotofissão dos elementos pesados além, é claro, da "ressonância gigante".

Nas medidas das secções de choque de fotonêutrons, mostradas na figura V.2, a concordância com os resultados de Caldwell é pior. Entretanto, por se tratarem de medidas indiretas, os erros envolvidos na obtenção destas secções de choque são muito maiores que os correspondentes ao caso da fotofissão. Isto provavelmente explica a maior discrepância entre os autores.

As secções de choque de fotoabsorção, apresentadas na figura V.3,

constituem-se da soma dos dois processos em estudo ou seja, $\sigma_a = \sigma_{\gamma, f} + \sigma_{\gamma, n}$. Como discutiu-se no capítulo II, nesta região de energia de excitação, os modos mais importantes de decaimento do núcleo composto são: fissão, emissão de um nêutron e espalhamento gama. O espalhamento gama normalmente é desprezado e isto pode ser justificado da seguinte forma: para energias de excitação abaixo da barreira de fissão praticamente o único modo de desexcitação é a emissão de raios gama. Contudo, quando se aproxima da altura da barreira, a fissão começa a competir de uma maneira acentuada com o decaimento gama. Isto porque, nesta região, a probabilidade de fissão cresce rapidamente com a energia, enquanto a probabilidade de desexcitação gama varia de uma forma muito menos acentuada. Assim que o limiar de fissão é ultrapassado, a largura de fissão Γ_f começa a ficar muito maior que a largura do decaimento gama Γ_γ de forma que a emissão gama não é mais tão importante⁴⁰.

Alguns autores^{23, 116}, preocuparam-se em estudar o comportamento da secção de choque de fotoabsorção do Np-237, na região da "ressonância gigante" (9-18 MeV). Com o intuito de comparar os resultados, na figura V.3 são mostradas as extrapolações para energias inferiores dos ajustes nas medidas efetuadas por Caldwell²³ e Veyssiére¹¹⁶ naquele intervalo de energia. Nestes casos, a secção de choque de interação total foi representada por $\sigma_a = \sigma_{\gamma, n} + \sigma_{\gamma, 2n} + \sigma_{\gamma, f}$. A função usada pelos autores, no ajuste dos resultados, constitui-se de duas Lorentzianas, e é expressa da seguinte forma:

$$\sigma_a(E) = \sigma_{Lor}(E) = \sigma_1 \frac{(\Gamma_1)^2}{(E^2 - E_1^2)^2 + (\Gamma_1)^2} + \sigma_2 \frac{(\Gamma_2)^2}{(E^2 - E_2^2)^2 + (\Gamma_2)^2} \quad (2) \text{ onde}$$

E - energia de excitação,

Γ_i - é a largura à meia altura

E_i - energia correspondente ao pico

σ_i - é um fator de peso

Ainda na figura V.3 é mostrada a curva obtida por Zhuchko¹²⁴, representando o melhor ajuste conseguido por êle aos dados experimentais de diversos autores e diversos núcleos pesados, no intervalo de energia de 6-10 MeV. Neste intervalo de energia, as secções de choque de fotoabsorção para os núcleos pesados foram consideradas como sendo aproximadamente iguais. A função empregada por Zhuchko no ajuste dos dados experimentais também é do

tipo da expressão(2).

Os parâmetros dados na tabela V.1 e que foram utilizados nas extrapolações representam o melhor ajuste conseguido por Zhuchko¹²⁴, Veyssiére¹¹⁶ e por Berman¹¹ aos resultados de Caldwell²³.

TABELA V.1

Parâmetros Obtidos Pelos Ajustes na "Ressonância Gigante" Para o Np - 237

<u>E₁</u> (MeV)	<u>σ₁</u> (mb)	<u>Γ₁</u> (MeV)	<u>E₂</u> (MeV)	<u>σ₂</u> (mb)	<u>Γ₂</u> (MeV)	<u>Ref.</u>
10,5	250	2,5	14	300	4,5	124
11,06	251	3,16	14,21	380	5,12	116
11,01	250	1,82	14,03	537	6,13	11

Apesar dos resultados deste trabalho, de uma forma geral, se aproximarem razoavelmente bem das três curvas, há uma concordância nitidamente melhor com Zhuchko¹²⁴, pelo menos abaixo de 10 MeV. Entretanto, como já era de se esperar, os dois picos observados não foram identificados ressaltando assim, o inconveniente da utilização literal destas extrapolações.

Para as duas primeiras energias de excitação da figura V.3, próximas ao limiar de fissão, a secção de choque para espalhamento gama, como foi comentado anteriormente, ainda é representativa. Em princípio, isto pode justificar o fato dos valores determinados para estas energias, se encontrarem abaixo das curvas extrapoladas.

V.3-FISSIONABILIDADE RELATIVA DO Np-237

Devido às dificuldades na determinação de secções de choque absolutas, quando do uso de fontes gama de "bremsstrahlung", alguns autores(49, 60,64) têm usado comparações de resultados entre núcleos para expressarem suas medidas. A mais comum destas comparações e que foi definida por Hui-zenga⁴⁹ como fissionabilidade relativa, representa a razão entre as contagens das fissões obtidas para um certo núcleo com aquelas obtidas para o

U-238 na mesma energia de excitação.

Para se fazer um estudo comparativo dos resultados deste trabalho com os diversos autores que empregaram a fissionabilidade relativa na interpretação dos seus dados, foram utilizadas as secções de choque de foto-fissão para o U-238 apresentadas por Mafra⁷⁵ e Manfredini⁸¹. Escolheram-se estes autores por empregarem um tipo de fonte gama igual a deste trabalho. A tabela V.2 mostra a fissionabilidade relativa assim determinada para o Np-237 nas energias de excitação que coincidiram com aquelas estudadas para o U-238.

TABELA V.2

Fissionabilidade Relativa Para o Np-237

Energia (MeV)	σ_f U-238 (mb) **	σ_f Np-237 (mb) *	$\frac{\sigma_f \text{ Np-237}}{\sigma_f \text{ U-238}}$
5,58	3,73 \pm 0,70 ⁺	8,1 \pm 1,2	2,2 \pm 0,5
6,73	10,40 \pm 1,70	32,3 \pm 5,1	3,1 \pm 0,7
7,23	3,70 \pm 2,40	10,4 \pm 2,7	2,8 \pm 1,9
7,38	10,20 \pm 1,10	22,5 \pm 2,5	2,2 \pm 0,3
7,64	10,00 \pm 4,30	19,8 \pm 3,0	2,0 \pm 0,9
7,72	9,20 \pm 2,60	27,8 \pm 3,5	3,0 \pm 0,9
7,88	11,10 \pm 3,40	36,4 \pm 6,3	3,3 \pm 1,1
7,91	14,30 \pm 1,50	43,0 \pm 5,1	3,0 \pm 0,5
9,00	37,00 \pm 11,00	41,0 \pm 7,7	1,1 \pm 0,4

* - este trabalho

** - dados apresentados por Mafra⁷⁵

+ - dado apresentado por Manfredini⁸¹

MÉDIA - 2,5 \pm 0,3

As fissionabilidades relativas da tabela V.2, a menos daquela em 9 MeV, são iguais dentro dos erros experimentais. O baixo valor (1,1) encontrado em 9 MeV é uma consequência do pico observado para o Np-237 pró-

xímo de 8 MeV e que não esteve presente no correspondente caso para o U-238. Isto mostra a inconveniência em se utilizar a fissionabilidade relativa nestes tipos de medidas. Com esta restrição, pode-se dizer que, no intervalo de 5,58 MeV à 9,00 MeV, a fissionabilidade relativa do Np-237 é praticamente constante e que, em média, este núcleo é 2,5 vezes mais físsil que o U-238. Este resultado está em ótima concordância com aqueles encontrados por outros autores utilizando outras técnicas, conforme mostra a tabela V.3. Isto ressalta portanto, a consistência entre as secções de choque conseguidas neste experimento para o Np-237 com aquelas obtidas por Ma fra⁷⁵ e Manfredini⁸¹ para o U-238, utilizando o mesmo tipo de arranjo experimental.

TABELA V.3

Valores da Fissionabilidade Relativa Para o Np-237, Obtidos Por Diversos Autores e Técnicas.

$\frac{\sigma_f \text{ Np-237}}{\sigma_f \text{ U-238}}$	<u>Fonte Gama</u>	<u>Energia (MeV)</u>	<u>Referência</u>
$(2,52 \pm 0,31)$	captura de nêutrons	5,58 - 9,00	este trabalho
$(2,50 \pm ?)$	"bremsstrahlung"	5,00 - 12,00	Ivanov-(60)
$(2,44 \pm 0,07)$	"bremsstrahlung"	12,00 - 20,00	Huizenga-(49)
$(2,16 \pm ?)$	"bremsstrahlung"	5,00 - 20,00	Katz-(64)

Huizenga⁴⁹, medindo a fissionabilidade relativa para diversos núcleos pesados, nas energias de 1, MeV e 20 MeV, chegou a observar a existência de um correlacionamento entre os valores obtidos e o parâmetro de fissionabilidade do modelo da gota líquida Z^2/A . O comportamento desta correlação é mostrado na figura V.4 onde assinalou-se também o resultado obtido nesta tese para o Np-237. Conforme ajuste efetuado aos pontos experimentais pode-se dizer que, em primeira aproximação, a fissionabilidade relativa (FR) cresce linearmente com Z^2/A de acordo com a equação:

$$FR = 1,3 \{ (Z^2/A) - 34,7 \} \quad (3)$$

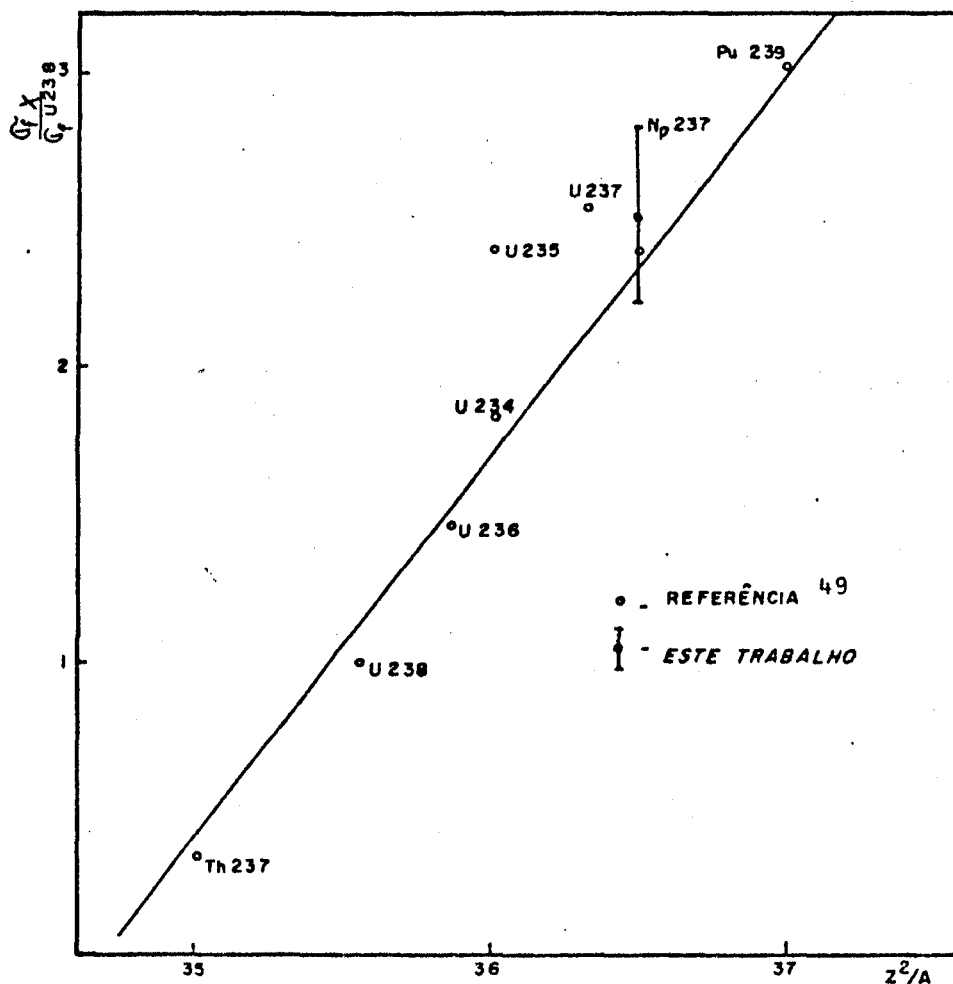


Fig.V.4 - Fissionabilidade relativa para diversos núcleos pesados em função do parâmetro de fissionabilidade do modelo da gota líquida.

No caso do Np-237, a equação(3) fornece um valor de $FR = 2,33$, em boa concordância com o resultado encontrado neste trabalho.

Mais recentemente, Aleksandrov² observou que esta fissionabilidade relativa para o Np-237 não se mantém em energias de excitação superiores à 100 MeV. Segundo seus resultados, ela cai para 1,9 entre 100-240 MeV e chega a atingir um valor de 1,64 entre 400-1200 MeV. Um comportamento semelhante foi observado para os outros núcleos pesados estudados, apresentando uma probabilidade de fissão superior àquela do U-238. Seus dados indicam, portanto, um real crescimento da probabilidade de fissão para este núcleo em relação aos demais, naquelas energias de excitação.

V-4-ESTUDO DA BARREIRA DE FISSÃO DO Np-237

Para energias de excitação abaixo do limiar de nêutrons, a largura de nêutrons é zero e a equação(1) pode ser escrita na forma:

$$\sigma_{\gamma, f}^{(E)} = \sigma_a(E) \frac{\Gamma_f}{\Gamma_\gamma + \Gamma_f} \quad (4)$$

A largura de fissão de um nível nuclear composto, em uma energia de excitação E, está relacionada com a penetrabilidade quântica ou transmissão de barreira $T_f(E)$, de acordo com a expressão¹⁶:

$$\Gamma_f(J, E) = \frac{D(J, E)}{2\pi} T_f(J, E) \quad \text{onde} \quad (5)$$

$D(J, E)$ é o espaçamento de níveis com spin J e energia de excitação E.

Uma expressão semelhante pode também ser escrita para a largura do decaimento gama:

$$\Gamma_\gamma(J, E) = \frac{D(J, E)}{2\pi} T_\gamma(J, E) \quad (6)$$

Relacionando-se as equações (4), (5) e (6) obtém-se:

$$\sigma_{\gamma, f}^{(E)} = \sigma_a(E) \frac{T_f(E)}{T_\gamma(E) + T_f(E)} \quad (7) \quad \text{ou} \quad T_f(E) = T_\gamma(E) \frac{\sigma_{\gamma, f}^{(E)}}{\sigma_a(E) - \sigma_{\gamma, f}^{(E)}} \quad (8)$$

Por meio da equação(8) determinou-se a transmissão $T_f(E)$, tomando-se os valores de $\sigma_f(E)$ medidos experimentalmente e os valores de $\sigma_a(E)$ obtidos da extrapolação dos resultados de Veyssiére¹¹⁶. A transmissão gama $T_\gamma(E)$ foi obtida do estudo efetuado por Vandenbosch¹¹⁵.

Segundo Vandenbosch¹¹⁵, a dependência com a energia de excitação de $T_\gamma(1/2, E)$ para um núcleo pesado de A ímpar, pode ser obtida por meio dos resultados conseguidos pela captura ressonante de nêutrons em vários núcleos de A par. Os valores assim determinados de $T_\gamma(1/2, E)$ para um núcleo de A ímpar e spin 1/2, podem ser vistos na figura V.5.

Efetuada-se o ajuste de uma reta por mínimos quadrados, pode-se

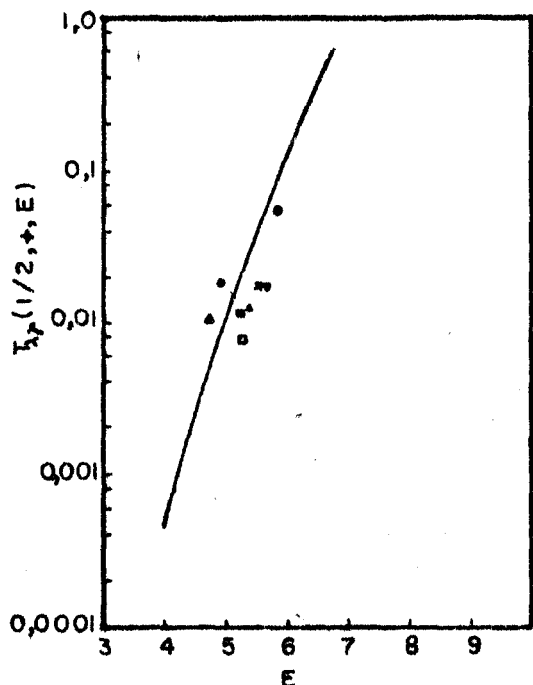


Fig. V.5

Transmissão gama para um núcleo de A ímpar com spin 1/2 em função da energia de excitação (referência 115).

representar o gráfico da figura V.5 por uma expressão analítica da forma:

$$T_{\gamma}(1/2, E) = 0,1 \exp\left\{\frac{(E - 6,02)}{0,41}\right\} \quad (9)$$

O Np-237 pela absorção de dipolo elétrico forma estados compostos com spin $J = 3/2, 5/2$ e $7/2$ de tal forma que a expressão (9) não se aplicaria a este caso. Entretanto, a transmissão gama para outros spin pode ser obtida utilizando a seguinte relação derivada da equação (6):

$$T_{\gamma}(J, E) = T_{\gamma}(1/2, E) \frac{\rho(J, E)}{\rho(1/2, E)} \quad \text{e considerando em primeira} \quad (10)$$

aproximação que $\Gamma_{\gamma}(E)$ independe do spin.

A densidade de níveis dependente do spin, $\rho(J, E) = \frac{1}{D(J, E)}$, é dada segundo o modelo do gás de Fermi por⁸⁴:

$$\rho(J, E) = C_{te} (2J + 1) (E - \Delta)^{-2} \exp\left\{2a^{1/2} (E - \Delta)^{1/2} - \frac{(J + 1/2)^2}{2\delta_s^2}\right\} \quad \text{onde} \quad (11)$$

Δ - correção para efeitos de camadas, emparelhamento, etc - valor típico = 0,55 MeV,

a - parâmetro de densidade de níveis - valor típico = 30 MeV^{-1} ,
 δ_s - conhecido como "spin cut-off parameter" - valor típico = 6.

Pelas equações (10) e (11) obtêm-se as seguintes relações entre as expressões para diferentes spin:

$$T_Y(3/2, E) = 1,92 T_Y(1/2, E) \quad (12)$$

$$T_Y(5/2, E) = 2,68 T_Y(1/2, E) \quad (13)$$

$$T_Y(7/2, E) = 3,25 T_Y(1/2, E) \quad (14)$$

De acordo com o modelo da gota líquida, a barreira de fissão pode ser representada por uma parábola simples invertida. A transmissão de uma barreira deste tipo, possuindo uma altura E_f e uma curvatura $\hbar\omega$, como foi visto no capítulo II pode ser escrita por(48):

$$T_f(E) = \left\{ 1 + \exp\left(2\pi \frac{(E_f - E)}{\hbar\omega} \right) \right\}^{-1} \quad (15)$$

Desta forma, é possível determinar em cada energia de excitação, abaixo do limiar de nêutrons, um valor para a transmissão $T_f(E)$. Em seguida, ajustando-se a função representada pela equação(15) a estes valores, obtêm-se a altura E_f e a curvatura $\hbar\omega$ da barreira de fissão. No presente caso, por causa dos poucos dados experimentais conseguidos abaixo do limiar de foto-nêutrons, esses parâmetros foram obtidos a partir da solução de um sistema de duas equações à duas incógnitas. Os valores determinados, apresentados na tabela V.4, estão em excelente acordo com os obtidos pelos demais autores.

TABELA V.4

Altura e Curvatura da Barreira de Fissão Simples do Np-237

<u>E_f (MeV)</u>	<u>$\hbar\omega$ (MeV)</u>	<u>Referência</u>
$5,9 \pm 0,2$	$0,8 \pm 0,4$	este trabalho
$5,7 \pm 0,3$	0,8	Back (7)
$5,6 \pm 0,3$	-x-	Vandenbosch (115)

Esta altura da barreira (5,9 MeV) representa, em princípio, a energia onde a penetrabilidade é igual a 1/2 para o estado de transição mais baixo ($J = 3/2$, $K = 1/2$).

Nestes cálculos, utilizou-se a transmissão para uma barreira simples, devido à insuficiência de informações experimentais para especificar todos os parâmetros necessários na descrição da barreira dupla. Entretanto, o valor encontrado corresponde, aproximadamente²⁶, à altura da maior das duas barreiras.

V-5-COMPETIÇÃO ENTRE EMISSÃO DE NÊUTRONS E FISSÃO

V-5-1-Resultados Experimentais da Razão Γ_n/Γ_f Para o Np-237

Como foi discutido no capítulo II, a competição entre emissão de nêutrons e fissão em energias de excitação superiores ao limiar de fotonêutrons, é dada por:

$$\Gamma_n/\Gamma_f = \sigma_{\gamma,n}/\sigma_{\gamma,f} \quad (16)$$

Os valores determinados destas razões, para cada energia de excitação empregada neste trabalho, são apresentados na tabela V.5.

Como pode ser visto na tabela V.5, entre 6,7 - 11 MeV, a razão entre emissão de nêutrons e fissão é, pelo menos dentro dos erros experimentais, constante. Isto significa que a taxa de abertura dos canais para ambos os modos de decaimento, mantém-se igual (ou aproximadamente) naquele intervalo de energia. Desta forma, adotou-se para a competição entre os dois processos um valor médio de $1,28 \pm 0,15$. O erro indicado é simplesmente o desvio padrão da média.

A tabela V.6 mostra a boa concordância entre o resultado obtido neste trabalho e aqueles de outros autores, empregando técnicas diferentes.

Estes dados vêm confirmar as conclusões a que chegou Vandebosch¹¹⁴, por meio da análise dos resultados até então existentes sobre Γ_n/Γ_f , obtidos por vários tipos de experimentos. Segundo este autor, a competição nêutron-fissão praticamente independe da energia de excitação, pelo menos entre 8-40 MeV, para os núcleos na região dos elementos pesados. Entretanto, é de se salientar aqui que alguns autores^{31,75,116} chegaram a observar al-

TABELA V.5

Resultados Experimentais da Competição Γ_n/Γ_f para o Np-237

<u>Energia (MeV)</u>	<u>$\sigma_{\gamma,n}/\sigma_{\gamma,f}$</u>	
6,73	1,01 \pm 0,27	0,97 - 1,03
7,23	1,57 \pm 0,56	
7,38	1,23 \pm 0,31	
7,64	1,21 \pm 0,29	
7,72	1,15 \pm 0,26	
7,88	1,29 \pm 0,37	
7,91	1,25 \pm 0,29	
9,00	1,40 \pm 0,36	
9,72	1,40 \pm 0,45	0,95 - 1,05
10,83	1,33 \pm 0,86	
MÉDIA = 1,28 \pm 0,15		1,13 - 1,17

TABELA V.6

Valores da Razão Γ_n/Γ_f Para o Np-237, Obtidos Por Diversos Autores

<u>Γ_n/Γ_f</u>	<u>Intervalo de Energia (MeV)</u>	<u>Fonte Gama</u>	<u>Referência</u>
1,28 \pm 0,15	6,7 - 10,8	Captura Nêutrons	Este Trabalho
0,90 \pm 0,20	9,5 - 11,5	Aniq. Póstrons	Veyssiére (116)
1,27 \pm 0,35	7,5 - 11,0	Aniq. Póstrons	Caldwell (23)
1,00 \pm ?	8,0 - 12,0	Bremsstrahlung	Vandenb. (114)

gumas variações desta competição em baixas energias (<8 MeV) para os núcleos U-238 e Th-232. Porém, os mesmos autores foram unânimes em observar uma

tendência da razão Γ_n/Γ_f a um valor assintótico para energias de excitação próximas à 9 MeV. A consequência de tal fato em baixas energias ainda é bastante obscura já que nesta região, o conceito estatístico da densidade de níveis não tem muito significado.

Alguns autores preferem publicar ao invés da competição Γ_n/Γ_f , a quantidade $\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n)$ conhecida como "photofission branching ratio" ou simplesmente probabilidade de fissão. Apesar de ser uma quantidade que pode ser determinada diretamente dos resultados para Γ_n/Γ_f , ela foi calculada no presente trabalho pois permite a obtenção de informações adicionais.

A tabela V.7 mostra os valores encontrados para $\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n)$ em função da energia de excitação. Como pode ser visto, dentro dos erros experimentais, os resultados são iguais e mostram uma dispersão muito inferior que aquela apresentada nos cálculos da competição Γ_n/Γ_f . Esta menor dispersão dos dados é explicada pelo fato de ser a probabilidade de fissão menos sensível às variações individuais dos dois processos.

Ainda, quanto a tabela V.7, conclui-se que: primeiro, a probabilidade de fissão também independe da energia de excitação e segundo, neste intervalo de energia, 44% das reações do Np-237 com fôtons correspondem à fissão e 56% à emissão de nêutrons.

TABELA V.7

"Photofission Branching Ratio" Para o Np - 237

<u>Energia (MeV)</u>	<u>$\Gamma_f/(\Gamma_f + \Gamma_n)$</u>
6,73	0,50 \pm 0,10
7,23	0,40 \pm 0,10
7,38	0,45 \pm 0,08
7,64	0,45 \pm 0,09
7,72	0,46 \pm 0,08
7,88	0,43 \pm 0,10
7,91	0,44 \pm 0,07
9,00	0,42 \pm 0,09
9,72	0,42 \pm 0,12
10,83	0,43 \pm 0,17
<hr/> MÈDIA = 0,44 \pm 0,03 <hr/>	

A probabilidade de fissão fornecida por Aleksandrov² para o U-238 é $(0,22 \pm 0,02)$ e representa a média de um número grande de estudos sobre a fotofissão deste núcleo. Considerando que, no intervalo de energia em estudo, as secções de choque de fotoabsorção para o Np-237 e U-238, representadas apenas pela soma dos dois modos de decaimento, não diferem apreciavelmente¹²⁴ e, chamando $P^f(\text{U-238}) = \sigma_f / (\sigma_f + \sigma_n) = 0,22 \pm 0,02$, tem-se que a fissionabilidade relativa do Np-237, é dada, aproximadamente, por:

$$FR = P^f(\text{Np-237}) / P^f(\text{U-238}) \quad (17)$$

Utilizando o valor obtido anteriormente para este núcleo $FR = (2,52 \pm 0,31)$ obtém-se, de acordo com a equação(17): $P^f(\text{Np-237}) = 0,55 \pm 0,08$. Este resultado, continua ainda em razoável acordo com o determinado por este trabalho $(0,44 \pm 0,03)$. Além disto, confirma a boa aproximação efetuada, quanto à equivalência das secções de choque de fotoabsorção para os dois núcleos, em baixas energias de excitação.

Combinando as equações(3) e (17), pode-se dizer então que, em uma forma aproximada, a probabilidade de fissão para um nuclídeo desconhecido X, $P^f(X)$, é dada por:

$$P^f(X) = 0,286 \{ (Z^2/A)_X - 34,7 \} \quad (18)$$

V-5-2-Estudo Teórico da Competição Γ_n / Γ_f

Como mostrou-se no capítulo II, o estudo da competição Γ_n / Γ_f em termos dos modelos teóricos existentes, está restrito à forma funcional da densidade de níveis calculada segundo cada modelo. Os principais modelos, classificados de acordo com esta função foram:

- a) da gota líquida
- b) do gás de Fermi
- c) de Fujimoto-Yamaguchi(sendo este uma versão simplificada do anterior)
- d) da temperatura nuclear constante.

Como foi visto, os resultados experimentais conseguidos neste trabalho indicam, dentro dos erros envolvidos, uma invariância da relação Γ_n / Γ_f com a energia de excitação. Os dois modelos que mais se aproximam deste comportamento são o de Fujimoto-Yamaguchi e o da temperatura nuclear constante. Os outros dois modelos, conforme discutiu-se no capítulo II, apre

sentam, no intervalo de energia de 6-11 MeV, uma variação dessa competição bastante acentuada, suavizando-se apenas em energias de excitação superiores à 15 MeV⁷⁴.

De acordo com os modelos de Fujimoto-Yamaguchi e da temperatura nuclear constante simplificado, a competição é dada respectivamente por:

$$\Gamma_n/\Gamma_f \approx \frac{A^{2/3}T}{10} \exp\left\{\frac{(E'_f - B'_n)}{T}\right\} \quad (19) \quad \text{e} \quad (20) \quad \Gamma_n/\Gamma_f \approx \frac{2A^{2/3}T}{10} \exp\left\{\frac{(E'_f - B'_n)}{T}\right\}$$

Na equação(19), a temperatura nuclear é suposta como sendo dada por:

$$T \approx 3,17 (E/A)^{1/2} \quad (21)$$

Segundo esta expressão tem-se que para A=237, a temperatura nuclear varia de 0,53 MeV à 0,67 MeV, quando as energias de excitação variam de 6,73 MeV à 10,83 MeV. Esta pequena variação pode ser substituída, em primeira aproximação, por uma temperatura nuclear média $\bar{T} = (0,59 \pm 0,04)$ MeV. Com isto obtém-se na equação(19) uma invariância da razão Γ_n/Γ_f com a energia, conforme estabelece também a equação(20).

É interessante analisar agora as consequências do resultado experimental deste trabalho para a competição Γ_n/Γ_f , na avaliação dos dois modelos que mais se aproximaram do comportamento observado.

De acordo com o exposto no capítulo II, ao se fazer uso das equações(19),(20), recomenda-se o emprego dos limiares efetivos $(E'_f - B'_n)$ ao invés dos limiares reais $(E_f - B_n)$. No caso do Np-237 que é um núcleo ímpar-par, $E'_f = E_f + \Delta_f$ e $B'_n = B_n$. Para este estudo, tomou-se a correção(Δ_f) em E_f como sendo da ordem de 0,7 MeV^{15,115}.

O limiar de fissão (E_f) para o Np-237 foi calculado com o auxílio da equação de Swiatecky¹⁰⁹ pois, segundo alguns autores^{74,114}, esta fórmula é a que provavelmente fornece os melhores valores sistemáticos deste limiar na região dos núcleos pesados. Um valor de $E_f = 5,15$ MeV foi desse modo obtido para o núcleo em estudo, de forma que $E'_f = 5,85$ MeV.

O limiar para a reação fotonêutrons (B_n) segundo Wapstra¹¹⁸ é 6,62 MeV e portanto $B'_n = B_n = 6,62$ MeV. Utilizando estes limiares efetivos do Np-237 nas equações (19) e (20), as seguintes temperaturas nucleares foram necessárias para reproduzir a competição $\Gamma_n/\Gamma_f = 1,28 \pm 0,15$ encontrada experimentalmente neste trabalho:

$T = (0,84 \pm 0,06)$ MeV(Fujimoto-Yamaguchi) e $T = (0,60 \pm 0,04)$ MeV(temperatura nuclear constante).

No cálculo destas temperaturas incluíram-se apenas os erros experimentais de Γ_n/Γ_f .

É interessante observar que empregando na equação(19) a temperatura nuclear fornecida pelo correspondente modelo ($T=0,59$ MeV), a razão $\Gamma_n/\Gamma_f = 1,28$ só seria reproduzida se se utilizasse uma energia limiar de fissão (E_f), para o Np-237, em torno de 5,9 MeV. Este resultado, estaria em ótimo acordo com a altura de barreira de fissão calculada na secçãoV-4.

Na tabela V.8 é apresentado um sumário das temperaturas nucleares, calculadas para o Np-237, comparadas com aquelas obtidas por outros autores no estudo de vários núcleos pesados.

TABELA V.8

Temperatura Nuclear Experimental Para Núcleos Pesados

<u>T (MeV)</u>	<u>Modelo</u>	<u>Núcleos</u>	<u>Energia(MeV)</u>	<u>Referências</u>
$0,60 \pm 0,10$	Estatístico	U-237	9,5 - 11,5	Veyssiére (116)
$0,90 \pm ?$	Temp.Constante	U-238	6,0 - 9,0	Mafra (75)
$1,40 \pm ?$	Temp.Constante	Th-232	6,0 - 9,0	Mafra (75)
$0,40 \pm ?$	Temp.Constante	Diversos	Diversas	Vandenbosch (115)
$0,60 \pm 0,04$	Temp.Constante	Np-237	6,7 - 10,8	este trabalho
$0,60 \pm ?$	Fuj.-Yamaguchi	Diversos	Diversas	Vandenbosch (114)
$0,84 \pm 0,06$	Fuj.-Yamaguchi	Np-237	6,7 - 10,8	este trabalho
$0,59 \pm 0,04$	Cálculo	Diversos	6,7 - 10,8	$T \approx 3,17(E/A)^{1/2}$
$1,35 \pm ?$	Evap.Nêutrons	Diversos	Qualquer	Vandenbosch (114)

Como pode ser verificado na tabela V.8 não há uma concordância boa entre os diversos autores. Isto provavelmente pode ser explicado pelos diferentes limiares efetivos empregados e ainda pelo fato que as temperatu-

ras nucleares obtidas por diferentes tipos de informação sempre discordam.

O resultado não se alteraria muito caso se fizesse o uso da expressão não simplificada do modelo da temperatura constante (capítulo II). Praticamente em 8 MeV, esta expressão já apresenta para Γ_n/Γ_f um valor, dentro dos limites de erro, igual àquele obtido neste trabalho. Acima desta energia, Γ_n/Γ_f cresce muito lentamente de forma que em 11 MeV, o valor calculado para esta competição, continua ainda concordando com o experimento, justificando assim plenamente o emprego da expressão simplificada nesta discussão. Entretanto, abaixo de aproximadamente 7,5 MeV, a expressão não simplificada fornece para a competição Γ_n/Γ_f um valor extremamente baixo de 0,4. Isto pode ser explicado pelo fato das fórmulas teóricas empregadas para o cálculo de Γ_n/Γ_f serem válidas, rigorosamente, apenas em energias de excitação onde as hipóteses estatísticas possuem significados e as expressões das densidades de níveis fornecem uma descrição razoavelmente correta dos níveis. Isto, em geral, somente ocorre em energias da ordem de 2,5 MeV à 3 MeV acima dos limiares das reações em estudo.

V-5-3-Correlação de Γ_n/Γ_f Com Parâmetros Nucleares

Os dados experimentais existentes sobre a competição entre fissão e emissão de nêutrons para os núcleos pesados foram conseguidos a partir de três tipos distintos de experimentos, a saber: secção de choque para nêutrons rápidos, secção de choque de "spallation" de partículas carregadas e secção de choque de fotofissão e fotonêutrons. Os erros apresentados são, em geral, grandes e a situação piora ainda mais quando utilizam-se resultados com os três métodos, a fim de se ter informações sobre o maior número possível de nuclídeos. Mesmo assim, como foi visto no capítulo II, estes dados foram suficientes para ressaltar características importantes quando da correlação de Γ_n/Γ_f com certos parâmetros¹¹⁴ tais como: $A, Z^{4/3}/A, Z^2/A$ e $(E'_f - B'_n)$. Dentre estes, a correlação com os dois últimos mereceu uma atenção especial neste trabalho por se tratarem de parâmetros fundamentais em modelos nucleares.

Tentando conseguir uma situação mais próxima do real, no estudo desta competição, foram tomados apenas os dados experimentais obtidos com reações fotonucleares. Na figura V.6 encontra-se a variação de Γ_n/Γ_f com o parâmetro de fissionabilidade Z^2/A , onde assinalou-se o ponto referente ao Np-237 encontrado neste trabalho. Os pontos deste gráfico foram obtidos em

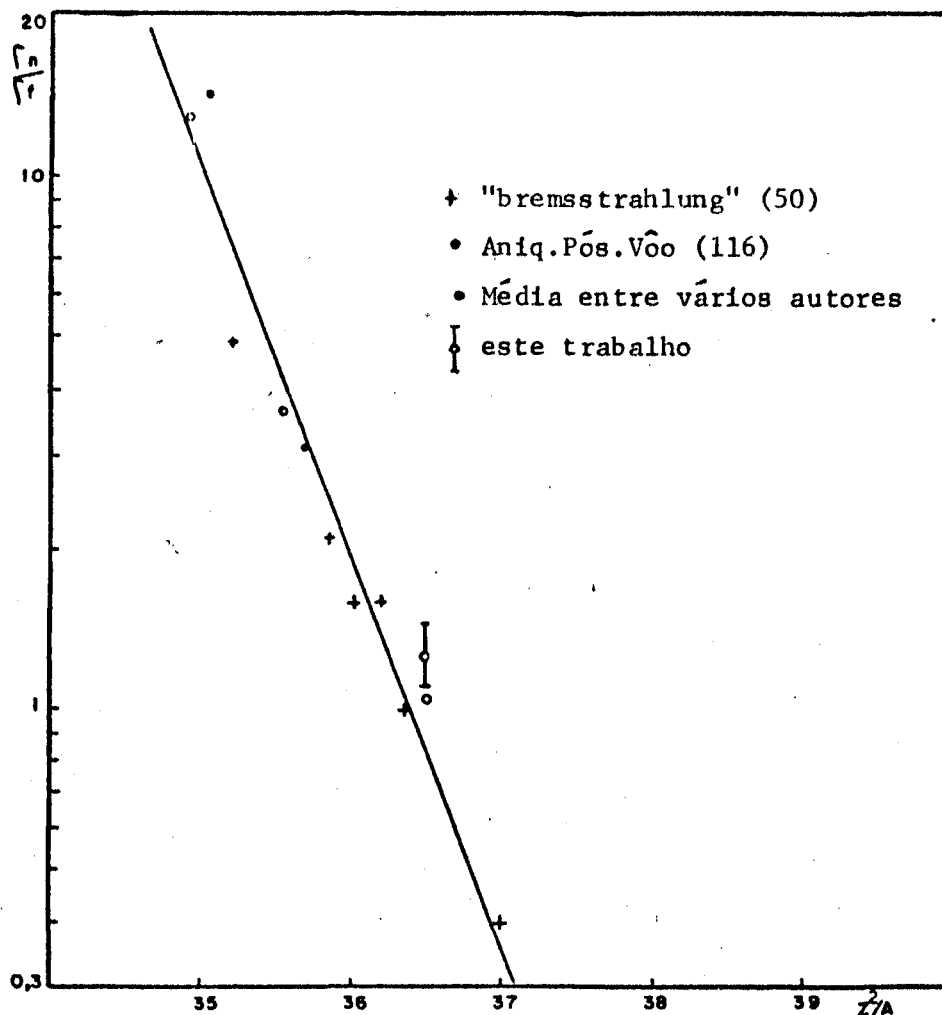


Fig.V.6 - Variação da competição Γ_n/Γ_f em função do parâmetro de fissonabilidade do modelo da gota líquida.

sua maioria da referência (50) e para aqueles núcleos onde encontrou-se mais do que um valor na literatura, tomou-se como resultado final a média entre os diversos valores. A curva representando o melhor ajuste é uma reta cuja equação é dada por:

$$\ln(\Gamma_n/\Gamma_f) = (-1,67 \pm 0,12)(Z^2/A) + (61 \pm 4) \quad (22)$$

Como pode-se observar, na figura V.6, o comportamento do $\ln(\Gamma_n/\Gamma_f)$ em função de Z^2/A , pelo menos até $Z=94$, segue de maneira satisfatória as

previsões do modelo da gota líquida. Segundo este modelo (capítulo II, a fissionabilidade x de um núcleo qualquer, aumenta linearmente com Z^2/A de acordo com a expressão:

$$x = \frac{Z^2}{48,4A} \quad (23)$$

Entretanto, Vandenbosch¹¹⁴ utilizando os resultados dos três tipos de experimentos citados no início desta discussão, observou uma dispersão dos pontos correspondentes aos núclídeos com Z maior que 94, ainda que os núcleos com Z inferiores apresentassem uma correlação satisfatória. Isto motivou o autor a concluir que os núcleos com $Z > 94$ não são tão fissionáveis como o modelo da gota líquida preve.

Os resultados dos estudos teóricos sobre Γ_n/Γ_f , utilizando para a densidade de níveis os modelos de Fujimoto-Yamaguchi e da temperatura nuclear constante, equações (19) e (20), sugerem que um gráfico do logaritmo de Γ_n/Γ_f seria perfeitamente correlacionado com a diferença entre os limiares efetivos para os dois processos correspondentes. A figura V.7 mostra um gráfico deste tipo, onde os símbolos possuem o mesmo significado daquelas na figura V.6. Neste gráfico assinalou-se, independentemente, para comparação, o ponto correspondente ao Np-237 encontrado neste trabalho. Os limiares de fissão foram calculados pela equação de Swiatecky¹⁰⁹ enquanto os limiares para emissão de nêutron foram obtidos na referência (118). As correções empregadas para estes limiares foram $\Delta_f = \Delta_n = 0,7 \text{ MeV}$ ^{15,115}.

Na figura V.7, apesar da maior dispersão dos dados, o melhor ajuste ainda corresponde a uma reta representada pela seguinte equação:

$$\ln (\Gamma_n/\Gamma_f) = (1,95 \pm 0,34)(E'_f - B'_n) + (2,05 \pm 0,26) \quad (24)$$

Pode-se obter a inclinação da linha sólida na figura V.7, a partir de qualquer uma das equações (19) ou (20), usando uma temperatura nuclear de $(0,51 \pm 0,11) \text{ MeV}$. O erro deve-se exclusivamente ao ajuste efetuado. Este valor para a temperatura nuclear está em ótimo acordo com $T = (0,60 \pm 0,04) \text{ MeV}$, calculado na seção V-5-2, quando da análise dos dados deste trabalho para um único núcleo, o Np-237, por meio do modelo da temperatura nuclear constante.

Na tabela V.9, é feita uma comparação entre os resultados conseguidos pelos estudos desta competição Γ_n/Γ_f , utilizando valores experimentais para diversos núcleos pesados, obtidos com tipos diferentes de experimen-

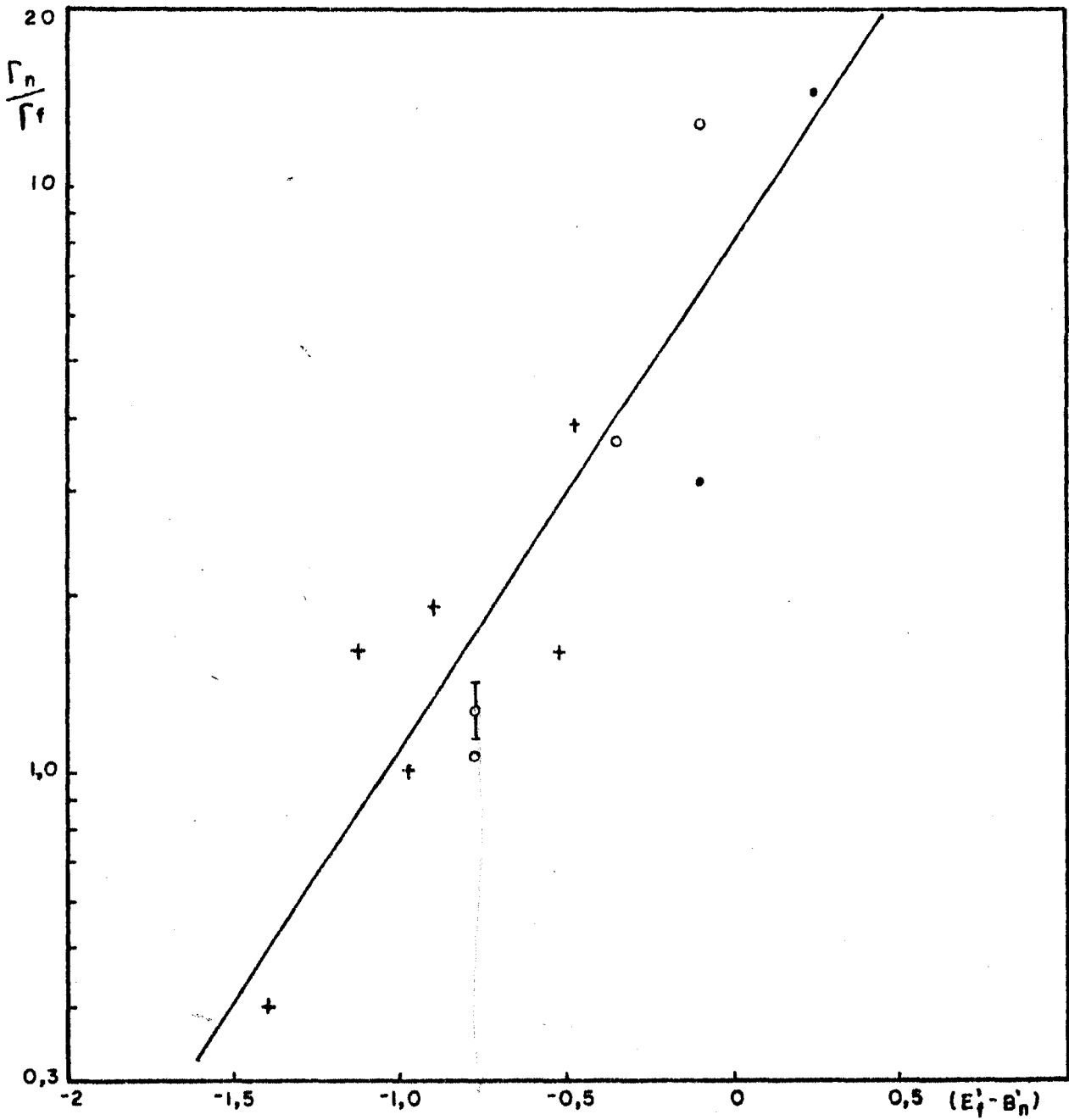


Fig.V.7 - Variação da competição Γ_n/Γ_f em função da diferença entre os limiares efetivos de fissão e de emissão de nêutrons. Os símbolos possuem o mesmo significado dos da figura anterior.

TABELA V.9

Temperaturas Nucleares Obtidas Por Diferentes Experimentos Para Núcleos na Região dos Elementos Pesados.

<u>T (MeV)</u>	<u>Experimento</u>	<u>Referência</u>
0,51 \pm 0,11	Reações Fotonucleares	este trabalho
0,60 \pm ?	Reações: Nêutrons Rápidos, "Spallation" e Fotonucleares	(114)
0,40 \pm ?	Reações: Nêutrons Rápidos e "Spallation"	(115)

tos. Da boa concordância entre os autores pode-se dizer, portanto que há uma consistência entre os resultados experimentais sobre Γ_n/Γ_f , independente da forma com que foram conseguidos.

A equação (24) pode ser colocada na seguinte forma:

$$\Gamma_n/\Gamma_f \approx 7,77 \exp \left\{ \frac{(E'_f - B'_n)}{0,51} \right\} \quad (25)$$

De acordo com a equação (25), o valor absoluto de Γ_n/Γ_f quando $E'_f - B'_n = 0$ é, aproximadamente, quatro e duas vezes superior aos valores esperados pelas equações (19) e (20) respectivamente. Isto significa que a expressão teórica representando melhor os resultados experimentais sobre Γ_n/Γ_f da figura V.7, conseguidos apenas em processos fotonucleares, seria da forma:

$$\Gamma_n/\Gamma_f \approx \frac{4TA^{2/3}}{10} \exp \left\{ \frac{(E'_f - B'_n)}{T} \right\} \quad (26)$$

A dispersão maior dos pontos na figura V.7, quando comparados com os da figura anterior, pode ser explicada em parte pelas imprecisões dos dados experimentais e em parte pelas imprecisões em $E'_f - B'_n$. Outra justificativa importante e que foi discutida no capítulo II é que para um determinado valor de $E'_f - B'_n$ é possível associar diversos valores de $A^{2/3}$. Desta forma, espera-se que em um gráfico como o da figura V.7, os pontos não sejam rigorosamente ajustados por uma única reta.

Entretanto, de uma maneira geral, as correlações efetuadas no presente trabalho foram melhores que aquelas conseguidas por Vandebosch e Huizenga^{114,115} justificando assim, o uso de informações obtidas, preferencialmente, por apenas um tipo de experimento.

V-6-DISTRIBUIÇÃO ANGULAR DOS FRAGMENTOS DE FISSÃO.

O fato mais notável observado no estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o Np-237 foi a anisotropia angular de aproximadamente 8% obtida em 6,61 MeV. Um fenômeno até então nunca observado para este núcleo. Isto deveu-se, principalmente, ao aprimoramento experimental adotado conforme discutiu-se no capítulo IV.

A fim de comparar com as previsões teóricas, efetuou-se uma ajuste polinomial, por mínimos quadrados, aos valores experimentais apresentados na tabela IV.6 do capítulo IV, obtidos na energia de 6,61 MeV. A curva que melhor se ajustou a estes resultados foi do tipo $W(\theta) = a + b \text{sen}^2(\theta)$, figura V.8, correspondendo portanto, à absorção de dipolo elétrico. Os valores destes coeficientes normalizados tal que $2a + 4b/3 = 1$ são:

$$a = 0,4795 \pm 0,0051 \quad e \quad b = 0,0307 \pm 0,0081$$

A anisotropia angular tal como definida no capítulo II é dada por:

$$b/a = W(90^\circ)/W(0^\circ) - 1 \quad (27)$$

Desta maneira obteve-se, para a fotoabsorção de dipolo elétrico em 6,61 MeV pelo Np-237, uma anisotropia angular de:

$$b/a = 0,064 \pm 0,017$$

Como calculou-se no capítulo II, a distribuição angular teórica esperada, para um núcleo com spin 5/2 como o Np-237, é dada para um estado de transição em função de K, da seguinte forma:

$$W_{K=1/2}(\theta) = 0,485 + 0,021 \text{sen}^2(\theta) \quad (28)$$

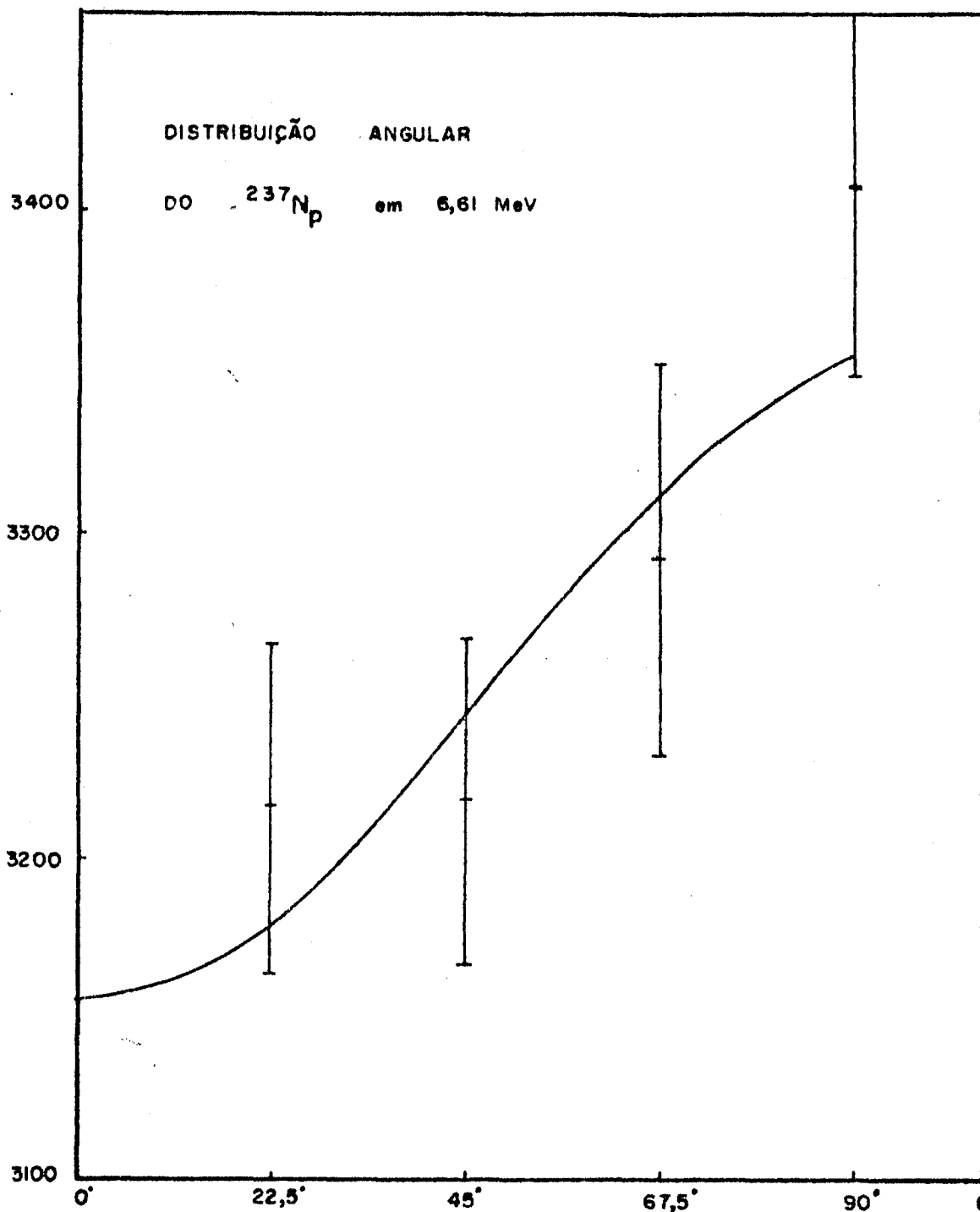


Fig.V.8 - Ajuste polinomial por mınimos quadrados da forma $a + b\text{sen}^2\theta$, aos valores experimentais obtidos no estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofisso para o Np-237, em 6,61 MeV.

$$W_{K=3/2}(\theta) = 0,483 + 0,026 \text{ sen}^2(\theta) \quad (29)$$

$$W_{K=5/2}(\theta) = 0,309 + 0,119 \text{ sen}^2(\theta) \quad (30)$$

$$W_{K=7/2}(\theta) = 0,333 + 0,166 \text{ sen}^2(\theta) \quad (31)$$

A distribuição angular total $W(\theta)$, corresponde à uma certa combinação das equações (28) - (31).

Como foi visto no capítulo II, se houver um número igual de estados com $K = 1/2, 3/2, 5/2$ e $7/2$ ou se estes estados apresentarem probabilidades iguais de fissão então, de acordo com as equações (28)-(31), espera-se uma distribuição angular isotrópica para os fragmentos de fissão. Considere-se agora que as probabilidades de fissão para os estados de transição com $K = 1/2, 3/2, 5/2$ e $7/2$ sejam, respectivamente, x, y, z e w . A soma dos coeficientes correspondentes, das quatro equações anteriores, multiplicados por suas respectivas probabilidades de fissão, x, y, z e w , portanto teria que reproduzir, em princípio, os coeficientes a e b obtidos no ajuste dos dados experimentais. Entretanto, não se conhece a probabilidade de fissão para qualquer estado com um determinado K e assim, o máximo que se consegue é um sistema de três equações a quatro incógnitas da forma:

$$0,485x + 0,483y + 0,309z + 0,333w = 0,4795 \pm 0,0051 \quad (32)$$

$$0,021x + 0,026y + 0,119z - 0,166w = 0,0307 \pm 0,0081 \quad (33)$$

$$x + y + z + w = 1 \quad (34)$$

Resolvendo o sistema de equações anterior em termos de uma variável e levando em conta que as probabilidades x, y, z e w devem ser maiores ou iguais a zero, resulta:

- a) a probabilidade de fissão w , para os estados compostos com $K=7/2$, é, em qualquer situação, desprezível.
- b) a probabilidade de fissão z , para os estados compostos com $K=5/2$, é sempre pequena, oscilando em torno de 5%.
- c) as probabilidades de fissão x e y , para os estados compostos com $K=1/2$ e $K=3/2$ respectivamente, apresentam efeitos opostos ou seja, se uma delas predominante a outra é insignificante e vice-versa. Entretanto, para valores intermediários (~50%) as duas tornam-se praticamente equivalentes.

Desta análise aproximada pode-se concluir portanto que, na foto-absorção de dipolo pelo Np-237, em 6,61 MeV, os canais predominantes de fissão são os estados compostos com $K = 1/2$ e/ou $3/2$, com uma pequena contribuição (~5%) dos estados de transição com $K = 5/2$.

De acordo com o modelo de canais de fissão, introduzido por A.Bohr em 1955 e abordado no capítulo II, nesta energia de excitação (6,61 MeV) o núcleo na configuração do "ponto de sela" é termodinamicamente "frio". Nesta condição, os estados de transição do núcleo composto podem ser comparados aos níveis do núcleo normal, próximo ao seu estado fundamental. Desta maneira, os estados de transição mais baixos são os principais responsáveis para a fissão e caso haja predominância de um deles, uma anisotropia angular é observada, em razoável acordo com os cálculos efetuados neste trabalho.

CAPÍTULO VI - CONCLUSÕES

Este trabalho objetivou a medida das secções de choque para as reações (γ, f) e (γ, n) no Np-237 junto ao limiar dos dois processos e o estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão em duas energias, para o mesmo núcleo, utilizando fótons de captura de nêutrons térmicos.

Em face da escassêz destes dados experimentais na literatura, juntamente com o fato de que os poucos resultados existentes para o Np-237 foram obtidos com fótons de "bremsstrahlung", os parâmetros medidos neste trabalho, por si só, constituem-se numa contribuição importante tanto para a física básica, como foi visto no transcórre desta tese, como em tecnologia de reatores, particularmente, no caso dos reatores a plutônio.

Nas medidas das secções de choque de fotofissão para o Np-237, foram observadas duas possíveis estruturas: uma em torno de 8 MeV, evidenciando uma tendência à estrutura encontrada por Caldwell²³ em 8,5 MeV, e uma outra próxima do limiar para fotonêutrons (6,62 MeV), sem precedentes na literatura. Este último pico, aliado aos já observados para outros núcleos pesados, levam a crer que este fenômeno seja uma outra característica típica da fotofissão dos núcleos pesados, além da "ressonância gigante". Este pico pode ser interpretado como devido aos efeitos combinados de um aumento na transmissão da barreira e uma diminuição na probabilidade de fissão causada pela abertura dos canais de nêutrons, no limiar de emissão desta partícula. A menos desta importante característica verificada na secção de choque de fotofissão para o Np-237, o comportamento geral desta secção de choque está em razoável acordo com os resultados obtidos por Caldwell²³, utilizando uma fonte gama do tipo aniquilação de pósitrons em vôo.

Quanto às medidas das secções de choque de fotonêutrons para o Np-237, a concordância com os resultados de Caldwell²³ é pior que no caso anterior. Entretanto, isto pode ser explicado pelos maiores erros envolvidos nestas medidas, em relação à fotofissão.

As secções de choque de fotoabsorção para o núcleo estudado e representadas como $\sigma_a = \sigma_{\gamma, n} + \sigma_{\gamma, f}$, foram comparadas com outros autores, por meio das extrapolações dos ajustes efetuados na "ressonância gigante". A concordância foi melhor com os resultados apresentados por Zhuchko¹²⁴, contudo as duas estruturas observadas neste trabalho não foram ressaltadas em nenhum caso, mostrando a inconveniência do uso destas extrapolações.

A fissionabilidade relativa do Np-237, definida como $\sigma_f \text{ Np-237} / \sigma_f \text{ U-238}$, foi calculada neste trabalho nas diversas energias de excitação. Os resultados indicam um valor constante para essa razão entre 5,58 MeV à 9 MeV, em ótima concordância com diversos autores. Entretanto, o pico observado na secção de choque (γ, f) para o Np-237 em torno de 8 MeV, sem correspondente no caso do U-238, salientou a inconveniência do uso destas fissionabilidades relativas neste tipo de estudo.

Na região de energia sublimiar de emissão de fotonêutrons, um número insuficiente de dados foram obtidos, não permitindo assim o estudo da barreira dupla de fissão para o Np-237. Contudo, baseando-se no modelo da gota líquida, foi possível calcular a altura e curvatura para uma única barreira, representada por uma parábola simples invertida. A altura desta barreira, em uma aproximação muito boa, pode ser associada com a maior das duas no modelo da barreira dupla.

A independência da competição Γ_n / Γ_f , com a energia de excitação, para o Np-237, ficou comprovada, pelo menos dentro dos erros experimentais, no intervalo de energia de 6,73 à 10,83 MeV. Este resultado foi analisado em termos dos dois modelos teóricos sobre a densidade de níveis que mais se aproximam deste fato: modelo de Fujimoto-Yamaguchi e o modelo da temperatura nuclear constante. Desta análise, pôde-se obter, de acordo com cada modelo, uma temperatura nuclear para o Np-237. Uma ressalva a ser feita a este cálculo é o fato da explicação da competição Γ_n / Γ_f em energias inferiores à 8 MeV, pela teoria estatística da densidade de níveis na qual se baseiam os dois modelos, ter pouco significado.

A correlação da competição Γ_n / Γ_f foi feita com os parâmetros nucleares (Z^2/A) e $(E'_f - B'_n)$, fundamentados respectivamente, nos modelos da gota líquida para a fissão e da densidade de níveis para a razão Γ_n / Γ_f . Neste estudo, empregaram-se dados experimentais sobre diversos núcleos pesados, obtidos somente com um tipo de experimento, o das reações fotonucleares. Observou-se que o comportamento destas correlações esteve, razoavelmente, dentro das previsões dos respectivos modelos embora, alguns autores, tenham encontrado certas discrepâncias. Isto se deveu talvez, ao uso neste trabalho, de informações experimentais mais representativas que aquelas empregadas por esses autores.

O estudo da distribuição angular dos fragmentos de fotofissão para o Np-237, foi feito nas energias de 8,61 MeV e 6,61 MeV. Em 8,61 MeV verificou-se uma distribuição angular isotrópica tal como a prevista pela teoria estatística. Entretanto, o fato mais notável deste estudo foi a aniso-

tropia angular em torno de 8% observada na fotoabsorção de dipolo elétrico de 6,61 MeV, um fato experimental até então nunca observado para este núcleo. Este resultado é consistente com a hipótese de A.Bohr sobre a existência de poucos canais coletivos de fissão, dentro de, aproximadamente, até 1 MeV acima da barreira de fissão. De acordo com a análise teórica efetuada desta anisotropia pôde-se concluir que em primeira aproximação, a fotofissão do Np-237 nesta energia é predominantemente via estados com $K=1/2$ e/ou $K=3/2$, com uma pequena contribuição (~5%) dos estados de transição com $K=5/2$.

Por outro lado, pode-se dizer que de uma forma geral, o arranjo experimental montado junto ao canal radial (BH-14) do reator IEA-R1, mostrou-se apto para estudos de processos fotonucleares. Ainda que não se consiga, com este tipo de experimento, fótons monocromáticos com energias variando continuamente, a alta resolução desta radiação mostrou ser uma vantagem de real importância da técnica. Isto vem confirmar o carácter competitivo destes fótons, em experimentos nas quais desejam-se analisar estruturas finas nas medidas de secções de choque.

Sugestões Para Trabalho Futuro.

O presente arranjo experimental ainda poderia ser melhorado a fim de que alvos como Ítrio (6,07 MeV), Cálcio (6,42 MeV) e Berílio (6,83 MeV) pudessem ser aproveitados. Como discutiu-se neste trabalho, os espectros gama destes alvos são completamente mascarados pela alta intensidade da radiação gama de fundo proveniente, principalmente, da captura de nêutrons no alumínio estrutural do reator. O emprego de filtros especiais de bismuto, entre o núcleo do reator e o alvo conversor, reduziria sensivelmente esta alta taxa de radiação de tal forma que talvez se conseguissem as três linhas gama referentes àqueles alvos.

Com medidas adicionais das secções de choque de fotofissão nas energias de 6,07 MeV, 6,42 MeV e 6,83 MeV, estar-se-ia contribuindo para o aprimoramento da resolução do pico observado próximo ao limiar de fotonêutrons (6,62 MeV). Neste caso, inclusive, poder-se-ia pensar em conseguir definir uma largura e um melhor posicionamento desta estrutura. Ainda, os resultados conseguidos em 6,07 MeV e 6,42 MeV ajudariam bastante no estudo da barreira de fissão simples, pelo menos para uma melhor definição dos parâmetros como altura e curvatura.

Estudos da distribuição angular dos fragmentos de fissão em energi

as inferiores àquelas empregadas neste trabalho, seriam de grande relevância para um entendimento melhor do processo da fissão no Np-237. Nestas energias, as probabilidades para se observar uma anisotropia angular são muito mais elevadas e isto, aliado ao resultado já conseguido em 6,61 MeV, constituem-se num forte motivo para a continuação destas medidas. De imediato nada impede a realização do experimento nas energias de 5,43 MeV e 5,58 MeV. Contudo, com a complementação destas medidas, após o aproveitamento dos alvos de Ítrio e Cálcio, estar-se-ia, praticamente, esgotando as informações a serem obtidas sobre este estudo, com o tipo de arranjo experimental montado.

Finalizando, o presente arranjo experimental abre caminho para uma série de estudos similares em outras amostras, principalmente as com A ímpar, tais como: U-233, U-235, Am-241, Am-243, Pu-239 etc, onde as informações experimentais sobre os parâmetros como os estudados nesta tese são também bastantes escassas e conseguidas, em sua maioria, com fontes gama do tipo "bremsstrahlung".

APÊNDICE A

CÁLCULO DA TRANSMISSÃO ATRAVÉS DE UMA BARREIRA DUPLA RETANGULAR PARA O NÚCLEO Np-237.

Neste apêndice, a transmissão através de uma barreira dupla idealizada é calculada em função da energia de excitação, utilizando métodos quânticos clássicos.

Os cálculos foram efetuados, supondo as barreiras como sendo do tipo simétricas. Contudo, o procedimento pode ser facilmente estendido tanto para as assimétricas como para as barreiras com espessuras diferentes.

O comportamento geral da dependência da energia potencial com a deformação nuclear, para um núcleo pesado como o Pu-240, é mostrado na figura A.1²⁰. Como pode ser visto, quando os fragmentos de fissão tendem à uma separação infinita, ocorre uma diminuição muito grande (~200 MeV), na energia potencial do núcleo. Esta energia corresponde à energia liberada durante a fissão binária simétrica do Pu-240. Próximo da deformação zero ou seja, do estado fundamental deste núcleo, é evidenciada a forma da barreira de fissão como prevista pelo modelo de Strutinsky. Usualmente, em cálculos e representações de barreiras de fissão, não se considera aquela diferença de potencial (~200 MeV) mas tão somente, a parte da figura A.1 acima da linha tracejada em -1800 MeV.

A energia total liberada na fissão binária e simétrica de um núcleo é dada por:

$$\Delta E = \{M(Z,A) - 2M(Z/2,A/2)\} c^2 \quad \text{onde} \quad (1)$$

$M(Z,A)$ e $M(Z/2,A/2)$ correspondem, respectivamente, às massas dos estados fundamentais do núcleo inicial e final. Estas massas nucleares podem ser obtidas utilizando a fórmula semi-empírica de Weizacker:

$$M(Z,A)c^2 = (ZM_H + NM_N)c^2 - a_v A + a_s A^{2/3} + a_c Z^2/A^{1/3} + a_a (A - 2Z)^2/4A + \delta(Z,A) \quad \text{onde} \quad (2)$$

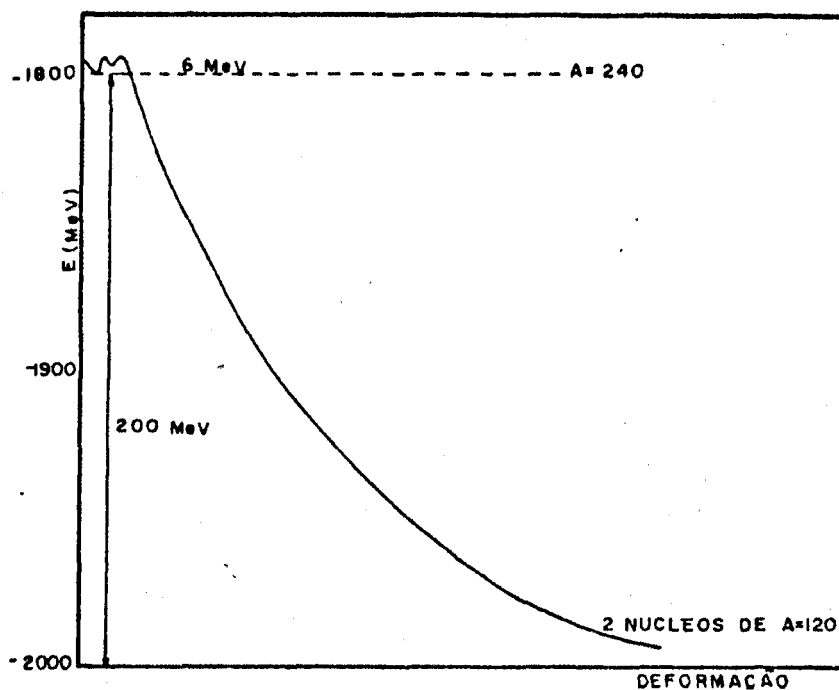


Fig.A.1 - Variação da energia potencial em função da deformação nuclear para o núcleo Pu-240 (referência 20).

Os coeficientes a_i são dados, de acordo com Pedersen⁹⁴:

$$\begin{aligned} a_v &= 15,826 \text{ MeV} \\ a_s &= 17,970 \text{ MeV} \\ a_c &= 0,718 \text{ MeV} \\ a_a &= 94,068 \text{ MeV} \end{aligned}$$

O termo de emparelhamento $\delta(Z,A)$ é determinado da seguinte forma.

$$\delta(Z,A) = \begin{cases} -33 A^{-3/4} \text{ MeV} & \text{para núcleos par-par} \\ 0 & \text{para núcleos par-ímpar ou ímpar-par} \\ +33 A^{-3/4} \text{ MeV} & \text{para núcleos ímpar-ímpar} \end{cases}$$

No caso da fissão simétrica do Np-237, a energia liberada, segundo os cálculos anteriores, é da ordem de $\Delta E \sim 192 \text{ MeV}$.

Na construção da barreira dupla retangular da figura A.2 empregou-se para V_A um valor próximo deste "Q" da reação (190 MeV). As alturas (V_B e V_C) e larguras das duas barreiras foram consideradas como sendo iguais e valendo respectivamente 6 MeV e 2 fm.

A equação de onda (Schrodinger) unidimensional e independente do

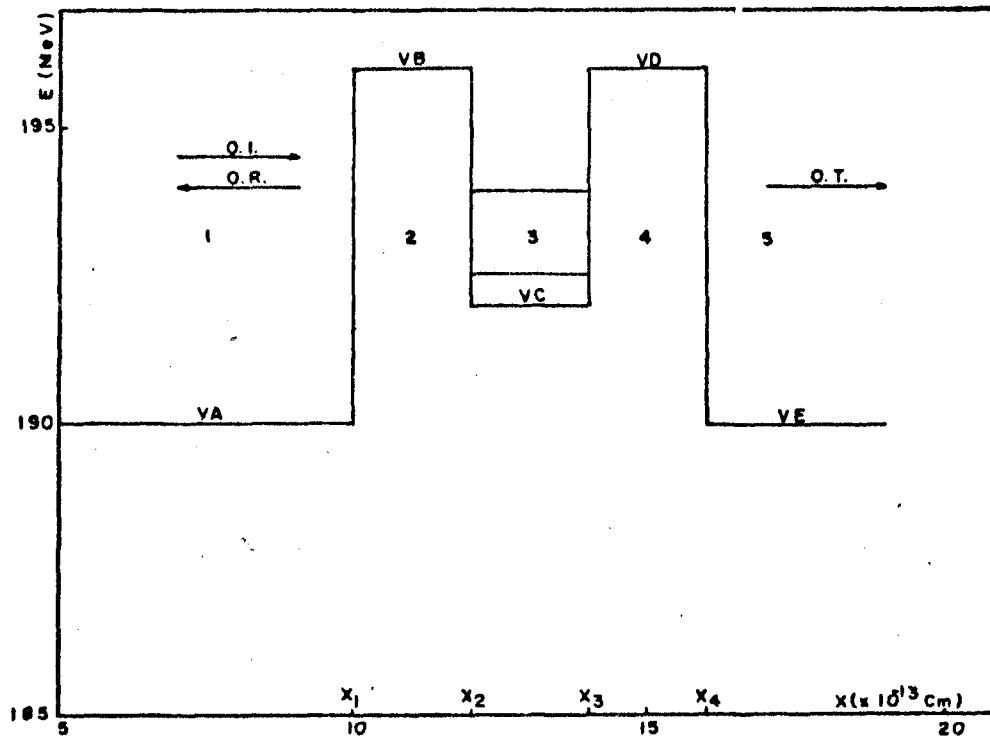


Fig.A.2 - Barreira de fissão dupla, retangular, simétrica e unidimensional idealizada para o Np-237.

tempo, para um sistema tal como aquele representado na figura A.2 é:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2\psi}{dx^2} + V(x)\psi = E\psi \quad \text{onde} \quad (3)$$

$V(x)$ = potencial na posição x

μ = massa reduzida dos dois fragmentos

E = energia da onda incidente

Para o cálculo de transmissão através de uma barreira deste tipo distinguem-se três intervalos diferentes de energia: $V_A \ll E \ll V_C$,

$V_C \ll E \ll V_B$ e $E \gg V_B$.

1º intervalo: $V_A \ll E \ll V_C$

A função de onda, neste intervalo de energia, pode ser escrita, de acordo com a região de potencial (1, 2, 3, 4 ou 5) como:

$$\psi_1 = A_1 e^{ik_1x} + B_1 e^{-ik_1x} \quad \text{onde} \quad k_1 = \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_A) \right\}^{1/2} \quad (4)$$

$$\psi_2 = A_2 e^{k_2 x} + B_2 e^{-k_2 x} \quad \text{onde} \quad k_2 = \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_B - E) \right\}^{1/2} \quad (5)$$

$$\psi_3 = A_3 e^{k_3 x} + B_3 e^{-k_3 x} \quad \text{onde} \quad k_3 = \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_C - E) \right\}^{1/2} \quad (6)$$

$$\psi_4 = A_4 e^{k_4 x} + B_4 e^{-k_4 x} \quad \text{onde} \quad k_4 = \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} (V_D - E) \right\}^{1/2} \quad (7)$$

$$\psi_5 = A_5 e^{ik_1 x} \quad \text{já que } k_5 = k_1 \text{ e que nesta região tem-se} \quad (8)$$

somente onda transmitida.

As condições de contorno de continuidade da função de onda, nas adjacências de duas regiões de potencial (x_1 , x_2 , x_3 e x_4), exige que:

$$\psi_1(x_1) = \psi_2(x_1) \text{ e } \psi_1'(x_1) = \psi_2'(x_1), \quad \psi_2(x_2) = \psi_3(x_2) \text{ e } \psi_2'(x_2) = \psi_3'(x_2),$$

$$\psi_3(x_3) = \psi_4(x_3) \text{ e } \psi_3'(x_3) = \psi_4'(x_3), \quad \psi_4(x_4) = \psi_5(x_4) \text{ e } \psi_4'(x_4) = \psi_5'(x_4).$$

A transmissão de barreira é definida como sendo a razão entre a densidade de corrente da onda transmitida com aquela da onda incidente²⁹. A densidade de corrente por sua vez é dada por:

$$j = \frac{\hbar}{2\mu i} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*) \quad (9)$$

Com estas definições obtem-se para a transmissão de barreira a seguinte expressão:

$$T = k_5/k_1 |A_5/A_1|^2 \quad (10)$$

Como $k_1 = k_5$ e considerando, sem perda de generalidades, que a amplitude (A_1) da onda incidente seja unitária, a transmissão fica dada simplesmente, pelo módulo ao quadrado da amplitude da onda transmitida ou seja:

$$T = |A_5|^2.$$

Ao supor $A_1 = 1$, obtem-se pelas condições de contorno, discutidas anteriormente, um sistema de oito equações a oito incógnitas que pode ser resolvido por um programa de computador MA23AD, usualmente utilizado em solu

ções de matrizes complexas.

Os coeficientes da matriz são alterados quando a energia (E) sofre uma variação. Devido a isto, montou-se um programa auxiliar, listado no final deste apêndice, para fornecer estes coeficientes, de acordo com a energia de excitação, ao programa principal (MA23AD).

2º Intervalo: $V_C \leq E \leq V_B$

Neste intervalo de energia, as características das funções de onda correspondentes às cinco regiões de potencial, são as mesmas daquelas do primeiro intervalo com uma única exceção, a função de onda ψ_3 . Esta função de onda agora passa a ser constituída por uma mistura de funções seno e cosseno da forma:

$$\psi_3 = A_3 e^{ik_3'x} + B_3 e^{-ik_3'x} \quad \text{onde} \quad k_3' = \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_C) \right\}^{1/2} \quad (11)$$

Portanto, para os cálculos de transmissão neste intervalo de energia, deve-se alterar o programa auxiliar, conforme indicações na respectiva listagem.

3º Intervalo: $E > V_B$

Neste caso, todas as funções de onda são da forma senoidal. Desta maneira, ψ_2 e ψ_4 ficam substituídas por:

$$\psi_2 = A_2 e^{ik_2'x} + B_2 e^{-ik_2'x} \quad \text{onde} \quad k_2' = \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_B) \right\}^{1/2} \quad (12)$$

$$\psi_4 = A_4 e^{ik_4'x} + B_4 e^{-ik_4'x} \quad \text{onde} \quad k_4' = \left\{ \frac{2\mu}{\hbar^2} (E - V_D) \right\}^{1/2} \quad (13)$$

Estas alterações no programa auxiliar são também indicadas na listagem presente no final deste apêndice.

A descrição efetuada anteriormente, aplica-se igualmente ao caso de barreiras assimétricas e/ou barreiras com larguras diferentes. A única diferença é que ao se fazer $V_B > V_D$ (ou $V_D > V_B$) a fim de se ter uma assimetria das barreiras, um quarto intervalo de energia deve ser incluído nos cálculos, correspondendo à situação em que $V_B \leq E \leq V_D$ (ou $V_D \leq E \leq V_B$).

O resultado dos cálculos, para o caso das barreiras simétricas da figura A.2, é mostrado na figura A.3. Nesta figura, o comportamento do logaritmo do coeficiente de transmissão, é analisado em função da energia de excitação. Picos cujas transmissões atingem o seu valor máximo de um (transmissão perfeita), podem ser observados nas energias de 192,5124 MeV e 193,9717 MeV, correspondentes aos estados assinalados no segundo poço de potencial da figura A.2. Estes picos de ressonâncias são muito estreitos e exigem incrementos de energia (Δ do programa auxiliar), nos cálculos da transmissão, da ordem de 1eV para que sejam totalmente resolvidos. Em energias superiores à altura das barreiras, a transmissão apresenta um carácter oscilatório. Este fenómeno, típico apenas em barreiras retangulares, é provavelmente causado pelo vértice do retângulo na curva de potencial. Um fenómeno semelhante ao que ocorre na transmissão da luz através de uma camada refratora.

Comparando a figura A.3 com a figura II.6 do capítulo II pode-se dizer que este cálculo simples é suficiente, pelo menos, para ressaltar as principais características da transmissão através de uma barreira dupla. As ressonâncias no segundo poço, bem como o crescimento contínuo e lento da transmissão com a energia que estão em total desacordo com o modelo da gota líquida, puderam ser razoavelmente reproduzidos nos cálculos efetuados neste apêndice.

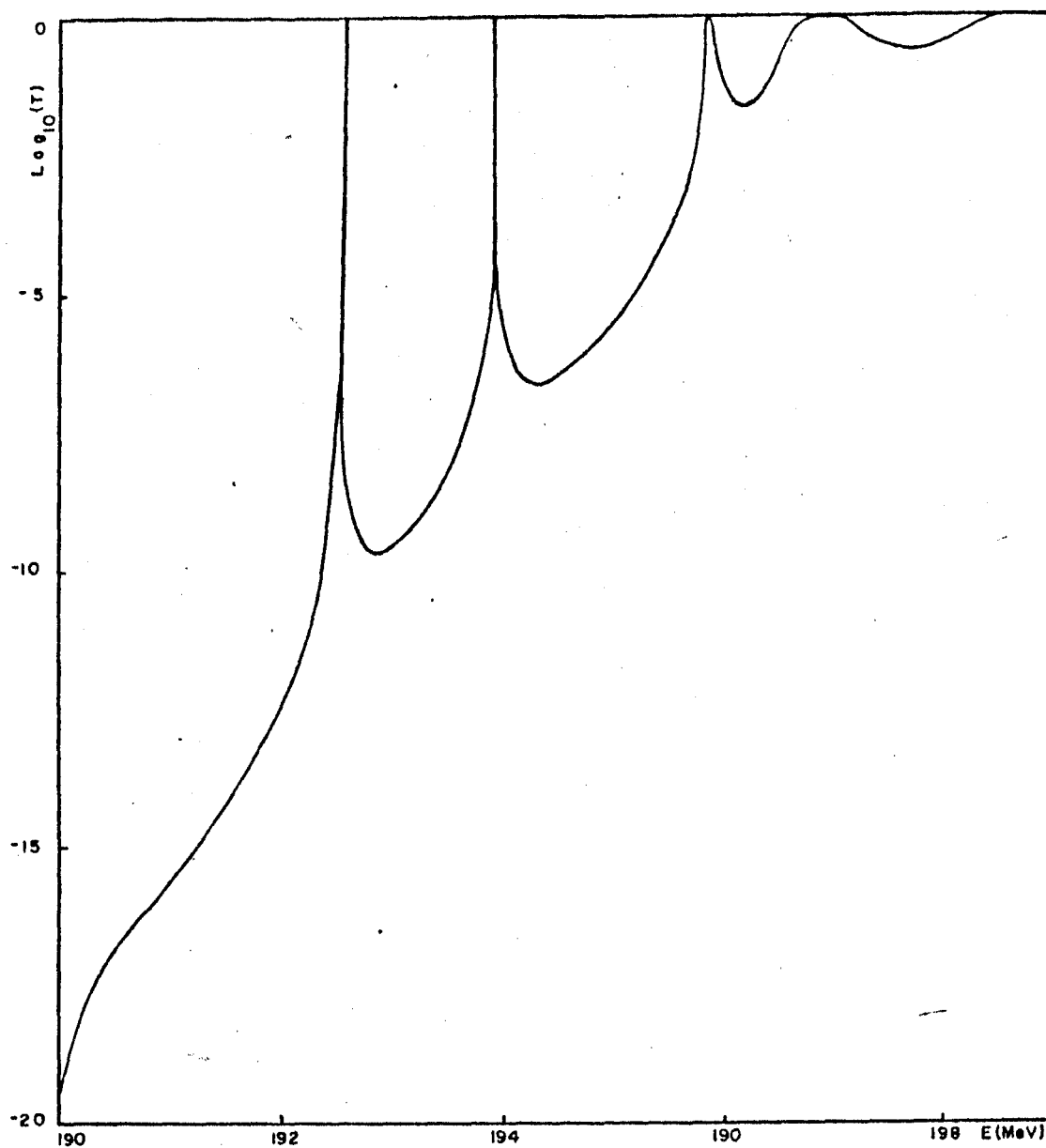


Fig.A.3 - Transmissão através de uma barreira de fissão dupla, da forma mostrada na figura A.2, em função da energia de excitação.

PROGRAMA PARA A CONSTRUÇÃO DA MATRIZ COMPLEXA E OBTENÇÃO DA TRANSMISSÃO
ATRAVÉS DE UMA BARREIRA DUPLA RETANGULAR.

```

IMPLICIT REAL *8 (A-H,O-Z)
COMPLEX*16 A(8,8),B(8),W(104),DET
COMPLEX*8 B8
REAL*4 PR8,PI8,T
REAL*8 K1,K2,K3,K4
DIMENSIONS T(3000),EN(3000)
READ (5,10) EI,ES,DELTA
0 FORMAT (3F8.3)
E=1.
VA=190
VB=196
VC=192
VD=196
X1=1.0D-12
X2=1.2D-12
X3=1.4D-12
X4=1.6D-12
AUX=1.683D13
EN(1)=EI
I=1
5 DO 20 K=1,8
  DO 20 L=1,8
0 A(K,L)=DCMPLX(0.DO,0.DO)
  DO 25 L=1,8
5 B(L)=DCMPLX(0.DO,0.DO)
  K1=AUX*DSQRT(EN(I)-VA)
  PRA11=DCOS(K1*X1)
  PIA11=-DSIN(K1*X1)
  A(1,1)=DCMPLX(PRA11,PIA11)
  K2=AUX*DSQRT(VB-EN(I))      ou K2=AUX*DSQRT(EN(I)-VB)      (EI>196)
  PRA12=-DEXP(K2*X1)         ou PRA12=-DCOS(K2*X1)      (EI>196)
  PIA12=0.DO                 ou PIA12=-DSIN(K2*X1)      (EI>196)
  A(1,2)=DCMPLX(PRA12,PIA12)
  PRA13=1/(PRA12)            ou PRA13=PRA12      (EI>196)
  PIA13=0.DO                 ou PIA13=-PIA12     (EI>196)

```

A(1,3)=DCMLX(PRA13,PIA13)
PRA21=-K1*DSIN(K1*X1)
PIA21=-K1*DCOS(K1*X1)
A(2,1)=DCMLX(PRA21,PIA21)
PRA22=K2*PRA12 ou PRA22=K2*PIA13 (EI>196)
PIA22=0.DO ou PIA22=K2*PRA13 (EI>196)
A(2,2)=DCMLX(PRA22,PIA22)
PRA23=-K2*PRA13 ou PRA23=PRA22 (EI>196)
PIA23=0.DO ou PIA23=-PIA22 (EI>196)
A(2,3)=DCMLX(PRA23,PIA23)
PRA32=DEXP(K2*X2) ou PRA32=DCOS(K2*X2) (EI>196)
PIA32=0.DO ou PIA32=DSIN(K2*X2) (EI>196)
A(3,2)=DCMLX(PRA32,PIA32)
PRA33=1/(PRA32) ou PRA33=PRA32 (EI>196)
PIA33=0.DO ou PIA33=-PIA32 (EI>196)
A(3,3)=DCMLX(PRA33,PIA33)
K3=AUX*DSQRT(VC-EN(I)) ou K3=AUX*DSQRT(EN(I)-VC) (192<EI<196 e EI>196)
PRA34=-DEXP(K3*X2) ou PRA34=-DCOS(K3*X2) (192<EI<196 e EI>196)
PIA34=0.DO ou PIA34=-DSIN(K3*X2) (192<EI<196 e EI>196)
A(3,4)=DCMLX(PRA34,PIA34)
PRA35=1/(PRA34) ou PRA35=PRA34 (192<EI<196 e EI>196)
PIA35=0.DO ou PIA35=-PIA34 (192<EI<196 e EI>196)
A(3,5)=DCMLX(PRA35,PIA35)
PRA42=K2*PRA32 ou PRA42=K2*PIA33 (EI>196)
PIA42=0.DO ou PIA42=K2*PRA33 (EI>196)
A(4,2)=DCMLX(PRA42,PIA42)
PRA43=-K2*PRA33 ou PRA43=PRA42 (EI>196)
PIA43=0.DO ou PIA43=-PIA42 (EI>196)
A(4,3)=DCMLX(PRA43,PIA43)
PRA44=K3*PRA34 ou PRA44=-K3*PIA34 (192<EI<196 e EI>196)
PIA44=0.DO ou PIA44=K3*PRA34 (192<EI<196 e EI>196)
A(4,4)=DCMLX(PRA44,PIA44)
PRA45=-K3*PRA35 ou PRA45=PRA44 (192<EI<196 e EI>196)
PIA45=0.DO ou PIA45=-PIA44 (192<EI<196 e EI>196)
A(4,5)=DCMLX(PRA45,PIA45)
PRA54=DEXP(K3*X3) ou PRA54=DCOS(K3*X3) (192<EI<196 e EI>196)
PIA54=0.DO ou PIA54=DSIN(K3*X3) (192<EI<196 e EI>196)
A(5,4)=DCMLX(PRA54,PIA54)

PRA55=1/(PRA54)	ou PRA55=PRA54	(192<EI<196 e EI>196)
PIA55=0.DO	ou PIA55=-PIA54	(192<EI<196 e EI>196)
A(5,5)=DCMPLX(PRA55,PIA55)		
K4=AUX*DSQRT(VD-EN(I))	ou K4=AUX*DSQRT(EN(I)-VD)	(EI>196)
PRA56=-DEXP(K4*X3)	ou PRA56=-DCOS(K4*X3)	(EI>196)
PIA56=0.DO	ou PIA56=-DSIN(K4*X3)	(EI>196)
A(5,6)=DCMPLX(PRA56,PIA56)		
PRA57=1/(PRA56)	ou PRA57=PRA56	(EI>196)
PIA57=0.DO	ou PIA57=-PIA56	(EI>196)
A(5,7)=DCMPLX(PRA57,PIA57)		
PRA64=K3*PRA54	ou PRA64=K3*PIA55	(192<EI<196 e EI>196)
PIA64=0.DO	ou PIA64=K3*PRA55	(192<EI<196 e EI>196)
A(6,4)=DCMPLX(PRA64,PIA64)		
PRA65=-K3*PRA55	ou PRA65=PRA64	(192<EI<196 e EI>196)
PIA65=0.DO	ou PIA65=-PIA64	(192<EI<196 e EI>196)
A(6,5)=DCMPLX(PRA65,PIA65)		
PRA66=K4*PRA56	ou PRA66=K4*PIA57	(EI>196)
PIA66=0.DO	ou PIA66=K4*PRA57	(EI>196)
A(6,6)=DCMPLX(PRA66,PIA66)		
PRA67=-K4*PRA57	ou PRA67=PRA66	(EI>196)
PIA67=0.DO	ou PIA67=-PIA66	(EI>196)
A(6,7)=DCMPLX(PRA67,PIA67)		
PRA76=DEXP(K4*X4)	ou PRA76=DCOS(K4*X4)	(EI>196)
PIA76=0.DO	ou PIA76=DSIN(K4*X4)	(EI>196)
A(7,6)=DCMPLX(PRA76,PIA76)		
PRA77=1/(PRA76)	ou PRA77=PRA76	(EI>196)
PIA77=0.DO	ou PIA77=-PIA76	(EI>196)
A(7,7)=DCMPLX(PRA77,PIA77)		
PRA78=-DCOS(K1*X4)		
PIA78=-DSIN(K1*X4)		
A(7,8)=DCMPLX(PRA78,PIA78)		
PRA86=K4*PRA76	ou PRA86=K4*PIA77	(EI>196)
PIA86=0.DO	ou PIA86=K4*PRA77	(EI>196)
A(8,6)=DCMPLX(PRA86,PIA86)		
PRA87=-K4*PRA77	ou PRA87=PRA86	(EI>196)
PIA87=0.DO	ou PIA87=-PIA86	(EI>196)
A(8,7)=DCMPLX(PRA87,PIA87)		
PRA88=K1*DSIN(K1*X4)		

```
PIA88=-K1*DCOS(K1*X4)
A(8,8)=DCMLX(PRA88,PIA88)
PRB1 =-DCOS(K1*X1)
PIB1 =-DSIN(K1*X1)
B(1)=DCMLX(PRB1,PIB1)
PRB2=K1*DSIN(K1*X1)
PIB2=-K1*DCOS(K1*X1)
B(2)=DCMLX(PRB2,PIB2)
CALL MA23AD (A,8,8,B,W,E)
B8=B(8)
PR8=REAL(B8)
PI8=AIMAG(B8)
T(I)=PR8*PR8+PI8*PI8
I=I+1
EN(I)=EN(I-1)+DELTA
IF(EN(I).GT.ES)GO TO 30
30 I=I-1
WRITE (6,35) (T(J),EN(J),J=1,I)
35 FORMAT(5('T=',E10.4,',E=',F10.6))
STOP
END
```

OBSERVAÇÃO : o termo "ou" à direita significa que o referido passo do programa, deve ser substituído pelo indicado, quando a energia EI for aquela apresentada entre parênteses.

APÊNDICE B

CÁLCULOS DE $P(J, \pm M)$ E $W_{\pm M, \pm K}^J$, PARA A FOTOABSORÇÃO DE DIPOLO POR UM NÚCLEO COM SPIN 5/2.

B-1-INTRODUÇÃO

Os cálculos efetuados neste apêndice, referem-se aos núcleos de A ímpar com spin 5/2 tais como: (U-233), (Np-237), Am-241 e Am-243. Entretanto, estes cálculos incluem também os núcleos com spin (1/2), como o (Pu-239), e podem ser facilmente estendidos aos núcleos com spin 7/2, como o U-235. Desta forma os resultados aqui apresentados podem ser utilizados para a maioria dos núcleos pesados com A ímpar, no estudo da distribuição angular dos fragmentos de fissão por fotoabsorção de dipolo elétrico

No caso dos núcleos pesados com A par que foram os mais intensivamente estudados até o presente momento, estes cálculos não são tão relevantes. Primeiro porque estes núcleos, por apresentarem um spin no estado fundamental igual a zero, ao absorver fótons de dipolo formam os estados compostos ($J=1, M=+1$) e ($J=1, M=-1$) com probabilidades de formação iguais a 0,5. Em segundo lugar, porque as duas únicas distribuições angulares, correspondentes aos estados com $K=0$ e $K=\pm 1$, são muito mais simples e podem ser encontradas em inúmeras publicações referentes ao assunto.

B-2-ADIÇÃO DE DOIS MOMENTOS ANGULARES

Dois momentos angulares, j_1 e j_2 , podem ser somados a fim de fornecer um terceiro resultante da forma $J = j_1 + j_2$.

Os valores possíveis de J são $J = j_1 + j_2, j_1 + j_2 - 1, j_1 + j_2 - 2, \dots, |j_1 - j_2|$ isto é, J pode possuir todos os valores entre $|j_1 - j_2|$ até $(j_1 + j_2)$, com componentes de momento magnético M variando no intervalo $-J \leq M \leq J$.

A função de onda produto definida como $|j_1 j_2 m_1 m_2\rangle = |j_1 m_1\rangle |j_2 m_2\rangle$ é uma auto função do operador $J_z = j_{1z} + j_{2z}$, com auto valor $M = m_1 + m_2$. Por outro lado, esta função de onda não é, em geral, simultaneamente uma auto função do operador $J^2 = (j_1 + j_2)^2$. Entretanto, é possível formar combinações lineares dos produtos $|j_1 m_1\rangle |j_2 m_2\rangle$, com valores permitidos de m_1 e m_2 ($m_1 + m_2 = M$), tal que a combinação resultante $|j_1 j_2 J M\rangle$ seja uma auto função de J^2 e J_z , com auto valores $J(J+1)$ e M respectivamente⁹⁹. Desta forma pode-se escrever:

$$|j_1 j_2 JM\rangle = \sum_{m_1 m_2} \langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle |j_1 m_1\rangle |j_2 m_2\rangle \quad (1)$$

Os coeficientes da expansão $\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle$ são conhecidos como coeficientes de Clebsch-Gordan e portanto, o seu módulo ao quadrado, representa a probabilidade de formação da correspondente função de onda produto.

A expressão mais usualmente empregada para os coeficientes de Clebsch-Gordan, é aquela deduzida por Racah⁷⁷ e apresenta a seguinte forma:

$$\langle j_1 j_2 m_1 m_2 | JM \rangle = \delta_{M, m_1 + m_2} \left\{ \frac{(2J+1)(j_1 + j_2 - J)!(J+j_1 - j_2)!(J+j_2 - j_1)!}{(j_1 + j_2 + J + 1)!} \times \right. \\ \left. (j_1 + m_1)!(j_1 - m_1)!(j_2 + m_2)!(j_2 - m_2)!(J + M)!(J - M)! \right\}^{1/2} \times \\ \sum_N (-1)^N / N! \{ (j_1 + j_2 - J - N)!(j_1 - m_1 - N)!(j_2 + m_2 - N)!(J - j_2 + m_1 + N)! \}^{-1} \times \\ \{ (J - j_1 - m_2 + N)! \}^{-1} \quad (2)$$

onde o parâmetro N pode ter qualquer valor inteiro positivo (0,1,2,3..) de forma que nenhum dos argumentos em fatorial seja negativo.

Com a expressão(2), é possível calcular os coeficientes de Clebsch-Gordan para quaisquer J e por conseguinte, obter as correspondentes probabilidades relativas de formação dos estados compostos $(J, \pm M)$. Simon¹⁰³ publicou uma tabela destes coeficientes, para qualquer $J \leq 9/2$.

B-3-CÁLCULO DA FUNÇÃO DISTRIBUIÇÃO ANGULAR $w_{\pm M, \pm K}^J(\theta)$

Como foi visto no capítulo II, a distribuição angular, segundo Wheeler¹¹⁹ é dada por:

$$w_{M,K}^J(\theta) = \left(\frac{2J+1}{2} \right) |d_{M,K}^J(\theta)|^2 \quad (3)$$

As funções de onda rotacionais, $d_{M,K}^J(\theta)$, são definidas de acordo com Lamphere⁶⁸ pela seguinte equação:

$$d_{M,K}^J(\theta) = \{ (J+M)!(J-M)!(J+K)!(J-K)! \}^{1/2} \times \sum_n \frac{(-1)^n (\sin(\theta/2))^{K-M+2n} (\cos(\theta/2))^{2J-K+M-2n}}{(J-K-n)!(J+M-n)!(n+K-M)!n!} \quad (4)$$

onde o parâmetro n pode possuir qualquer valor inteiro positivo $(0, 1, 2, \dots)$ desde que nenhum termo entre parênteses no denominador torne-se negativo.

Como um exemplo, calculou-se a função distribuição angular $W_{\pm M, \pm K}^J$, referente à seguinte situação $J=3/2$, $M=\pm 3/2$ e $K=\pm 3/2$. De acordo com a equação (3) tem-se

$$W_{\pm 3/2, \pm 3/2}^{3/2}(\theta) = 2 \left\{ \frac{|d_{3/2, 3/2}^{3/2}(\theta)|^2}{4} + \frac{|d_{-3/2, 3/2}^{3/2}(\theta)|^2}{4} + \frac{|d_{3/2, -3/2}^{3/2}(\theta)|^2}{4} + \frac{|d_{-3/2, -3/2}^{3/2}(\theta)|^2}{4} \right\}$$

O fator 4 no denominador de cada termo leva em conta a dupla degenerescência, quanto ao carácter positivo e negativo, dos parâmetros M e K . Em outras palavras, foram dados tanto para $\pm M$ como para $\pm K$ pesos iguais a $1/2$. Com o auxílio da equação (4) obtém-se:

$$W_{\pm 3/2, \pm 3/2}^{3/2}(\theta) = 2 \left\{ \frac{\cos^6(\theta/2)}{4} + \frac{\sin^6(\theta/2)}{4} + \frac{\sin^6(\theta/2)}{4} + \frac{\cos^6(\theta/2)}{4} \right\} \quad e$$

portanto,
$$W_{\pm 3/2, \pm 3/2}^{3/2}(\theta) = \frac{1}{4} + \frac{3}{4} \cos^2(\theta)$$

Na tabela B.1 são apresentados os valores dos coeficientes de Clebsch-Gordan para as possíveis combinações entre j_1, j_2, m_1, m_2, J e M , juntamente com as probabilidades relativas de formação dos estados compostos $P(J, \pm M)$. Nas tabelas B.2 e B.3 encontram-se as funções distribuições angulares $W_{\pm M, \pm K}^J(\theta)$, para todos os valores possíveis do parâmetro K , calculadas de uma forma análoga ao exemplo anterior para $W_{\pm 3/2, \pm 3/2}^{3/2}(\theta)$.

TABELA B.1

Coeficientes de Clebsch Gordane $P(J, \pm M)$ Para um Núcleo de Spin 5/2

$(J, \pm M)$	$CG = \langle j_1 j_2 m_1 m_2 JM \rangle$	$ CG ^2$	$\sum_{M_i} CG ^2$	$P(J, \pm M) = \frac{\sum_{M_i} CG ^2}{\sum_T CG ^2}$
$(3/2, \pm 1/2)$	$\langle 5/2, 1, 3/2, -1 3/2, 1/2 \rangle$	0,4000	1,2000	0,1000
	$\langle 5/2, 1, -1/2, 1 3/2, 1/2 \rangle$	0,2000		
	$\langle 5/2, 1, 1/2, -1 3/2, -1/2 \rangle$	0,2000		
	$\langle 5/2, 1, -3/2, 1 3/2, -1/2 \rangle$	0,4000		
$(3/2, \pm 3/2)$	$\langle 5/2, 1, 5/2, -1 3/2, 3/2 \rangle$	0,6666	1,4666	0,1222
	$\langle 5/2, 1, 1/2, 1 3/2, 3/2 \rangle$	0,0666		
	$\langle 5/2, 1, -1/2, -1 3/2, -3/2 \rangle$	0,0666		
	$\langle 5/2, 1, -5/2, 1 3/2, -3/2 \rangle$	0,6666		
$(5/2, \pm 1/2)$	$\langle 5/2, 1, 3/2, -1 5/2, 1/2 \rangle$	0,4571	1,9428	0,1619
	$\langle 5/2, 1, -1/2, 1 5/2, 1/2 \rangle$	0,5143		
	$\langle 5/2, 1, 1/2, -1 5/2, -1/2 \rangle$	0,5143		
	$\langle 5/2, 1, -3/2, 1 5/2, -1/2 \rangle$	0,4571		
$(5/2, \pm 3/2)$	$\langle 5/2, 1, 5/2, -1 5/2, 3/2 \rangle$	0,2857	1,4857	0,1238
	$\langle 5/2, 1, 1/2, 1 5/2, 3/2 \rangle$	0,4571		
	$\langle 5/2, 1, -1/2, -1 5/2, -3/2 \rangle$	0,4571		
	$\langle 5/2, 1, -5/2, 1 5/2, -3/2 \rangle$	0,2857		
$(5/2, \pm 5/2)$	$\langle 5/2, 1, 3/2, 1 5/2, 5/2 \rangle$	0,2857	0,5714	0,0476
	$\langle 5/2, 1, -3/2, -1 5/2, -5/2 \rangle$	0,2857		
$(7/2, \pm 1/2)$	$\langle 5/2, 1, 3/2, -1 7/2, 1/2 \rangle$	0,1428	0,8571	0,0714
	$\langle 5/2, 1, -1/2, 1 7/2, 1/2 \rangle$	0,2857		
	$\langle 5/2, 1, 1/2, -1 7/2, -1/2 \rangle$	0,2857		
	$\langle 5/2, 1, -3/2, 1 7/2, -1/2 \rangle$	0,1428		
$(7/2, \pm 3/2)$	$\langle 5/2, 1, 5/2, -1 7/2, 3/2 \rangle$	0,0476	1,0476	0,0873
	$\langle 5/2, 1, 1/2, 1 7/2, 3/2 \rangle$	0,4762		
	$\langle 5/2, 1, -1/2, -1 7/2, -3/2 \rangle$	0,4762		
	$\langle 5/2, 1, -5/2, 1 7/2, -3/2 \rangle$	0,0476		
$(7/2, \pm 5/2)$	$\langle 5/2, 1, 3/2, 1 7/2, 5/2 \rangle$	0,7143	1,4286	0,1190
	$\langle 5/2, 1, -3/2, -1 7/2, -5/2 \rangle$	0,7143		
$(7/2, \pm 7/2)$	$\langle 5/2, 1, 5/2, 1 7/2, 7/2 \rangle$	1,0000	2,0000	0,1666
	$\langle 5/2, 1, -5/2, -1 7/2, -7/2 \rangle$	1,0000		

TABELA B.2

Funções Distribuições Angulares Para um Núcleo de Spin 5/2, Correspondentes a $K=+1/2$ e $K=+3/2$.

$(J, \pm M)$	$W_{\pm M, \pm 1/2}^J(\theta)$	$W_{\pm M, \pm 3/2}^J(\theta)$
$(3/2, \pm 1/2)$	$1/4(1+3\cos^2\theta)$	$3/4(1-\cos^2\theta)$
$(3/2, \pm 3/2)$	$3/4(1-\cos^2\theta)$	$1/4(1+3\cos^2\theta)$
$(5/2, \pm 1/2)$	$3/8(1-2\cos^2\theta+5\cos^4\theta)$	$3/16(1+14\cos^2\theta-15\cos^4\theta)$
$(5/2, \pm 3/2)$	$3/16(1+14\cos^2\theta-15\cos^4\theta)$	$3/32(9-38\cos^2\theta+45\cos^4\theta)$
$(5/2, \pm 5/2)$	$15/16(1-2\cos^2\theta+\cos^4\theta)$	$15/32(1+2\cos^2\theta-3\cos^4\theta)$
$(7/2, \pm 1/2)$	$1/32(9+45\cos^2\theta-165\cos^4\theta+175\cos^6\theta)$	$15/32(1-7\cos^2\theta+27\cos^4\theta-21\cos^6\theta)$
$(7/2, \pm 3/2)$	$15/32(1-7\cos^2\theta+27\cos^4\theta-21\cos^6\theta)$	$1/32(1+261\cos^2\theta-765\cos^4\theta+567\cos^6\theta)$
$(7/2, \pm 5/2)$	$5/32(1+33\cos^2\theta-69\cos^4\theta+35\cos^6\theta)$	$3/32(9-59\cos^2\theta+155\cos^4\theta-105\cos^6\theta)$
$(7/2, \pm 7/2)$	$35/32(1-3\cos^2\theta+3\cos^4\theta-\cos^6\theta)$	$21/32(1+\cos^2\theta-5\cos^4\theta+3\cos^6\theta)$

TABELA B.3

Funções Distribuições Angulares Para um Núcleo de Spin 5/2, Correspondentes a $K=+5/2$ e $K=+7/2$.

$(J, \pm M)$	$W_{\pm M, \pm 5/2}^J(\theta)$	$W_{\pm M, \pm 7/2}^J(\theta)$
$(5/2, \pm 1/2)$	$15/16(1-2\cos^2\theta+\cos^4\theta)$	
$(5/2, \pm 3/2)$	$15/32(1+2\cos^2\theta-3\cos^4\theta)$	
$(5/2, \pm 5/2)$	$3/32(1+10\cos^2\theta+5\cos^4\theta)$	
$(7/2, \pm 1/2)$	$5/32(1+33\cos^2\theta-69\cos^4\theta+35\cos^6\theta)$	$35/32(1-3\cos^2\theta+3\cos^4\theta-\cos^6\theta)$
$(7/2, \pm 3/2)$	$3/32(9-59\cos^2\theta+155\cos^4\theta-105\cos^6\theta)$	$21/32(1+\cos^2\theta-5\cos^4\theta+3\cos^6\theta)$
$(7/2, \pm 5/2)$	$1/32(25-51\cos^2\theta-85\cos^4\theta+175\cos^6\theta)$	$7/32(1+9\cos^2\theta-5\cos^4\theta-5\cos^6\theta)$
$(7/2, \pm 7/2)$	$7/32(1+9\cos^2\theta-5\cos^4\theta-5\cos^6\theta)$	$1/32(1+21\cos^2\theta+35\cos^4\theta+7\cos^6\theta)$

APÊNDICE C - ESTUDO DA PROPAGAÇÃO DE ERROS

Neste apêndice é discutido de uma forma sucinta o método de propagação de erros. A atenção especial dada a este estudo baseou-se principalmente na frequente necessidade do uso de seus resultados quando da análise dos dados experimentais. Entretanto, um levantamento geral e pormenorizado da teoria de erros pode ser encontrado nas referências (5), (12), (90).

Apesar de ser um tópico da teoria dos erros bastante conhecido no meio científico pouco, senão quase nada, tem sido discutido sobre o problema de variáveis correlacionadas. Um caso típico e que aparece no presente trabalho é o correlacionamento das secções de choque σ_N e $\sigma_{Y,f}$ em termos das medidas de fluxo. Face a isto, tentar-se-á dar um enfoque mais detalhado a este tipo de variáveis nesta discussão.

De acordo com a teoria, se um certo resultado y depende de uma medida x então, a primeira é função da segunda e é representada na forma $y = f(x)$. Supondo agora que a medida x seja obtida com um erro Δx , então o resultado y será afetado também por um erro Δy . Como na prática os erros envolvidos são geralmente pequenos quando comparados com x e y , pode-se admitir que $\Delta y/\Delta x$ represente a derivada em um ponto qualquer (x,y) ou:

$$\Delta y/\Delta x \sim dy/dx \quad (1)$$

Em um ponto genérico (x_1, y_1) pode-se admitir portanto que:

$$dy_1 = (dy/dx) dx_1 \quad \text{onde} \quad (2)$$

dy_1 e dx_1 são os erros de x e y no ponto considerado. Logo, em uma forma mais geral ou seja, para uma função com diversas variáveis independentes, tem-se:

$$\text{se } y = f(x_1, x_2, \dots, x_n) \text{ então } dy = \left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right) dx_1 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right) dx_2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right) dx_n \quad (3)$$

A aproximação discutida acima despreza os termos de ordem superior na expansão em série de Taylor. Contudo, se os erros forem grandes, deve-se incluir na definição da equação(3) pelo menos as derivadas parciais de segunda ordem $(\partial^2 f/\partial x_1^2)$ juntamente com as derivadas cruzadas $(\partial f/\partial x_1 \partial x_2)$,

mas isto será omitido na presente discussão.

Em geral, não se conhece os erros reais envolvidos na determinação de qualquer um dos parâmetros x_1 . Conhece-se normalmente, alguma característica da incerteza ou erro estimado tal como o desvio padrão σ da distribuição envolvendo um certo número de determinações para aquele parâmetro.

Supondo que se deseja determinar uma quantidade y , função de pelo menos duas variáveis u e v , medidas experimentalmente ou seja, $y=f(u,v,\dots)$. A incerteza no valor final y pode ser obtida considerando a dispersão dos valores de y , resultantes das possíveis combinações individuais (u_1, v_1, \dots) que produzem valores também individuais y_1 tal que $y_1 = f(u_1, v_1, \dots)$.

No limite de um número infinito de medidas, a média desta distribuição será $\bar{y} = f(\bar{u}, \bar{v})$ de tal forma que se pode encontrar a variância σ_y^2 (quadrado do desvio padrão σ_y) pela definição:

$$\sigma_y^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \Sigma (y_1 - \bar{y})^2 \quad (4)$$

Do mesmo modo como os desvios de y foram expressos na equação (3), pode-se também representar os desvios $(y_1 - \bar{y})$ em termos dos desvios correspondentes aos parâmetros observados $(u_1 - \bar{u}, v_1 - \bar{v}, \dots)$:

$$y_1 - \bar{y} \approx (u_1 - \bar{u}) \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right) + (v_1 - \bar{v}) \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right) + \dots \quad (5)$$

Combinando as equações (4) e (5) pode-se expressar a variância σ_y^2 , para uma quantidade y , em termos das variâncias $\sigma_u^2, \sigma_v^2, \dots$ dos parâmetros u, v, \dots que foram medidos:

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 &\approx \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N}\right) \Sigma \left\{ (u_1 - \bar{u}) \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right) + (v_1 - \bar{v}) \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right) + \dots \right\}^2 \approx \\ &\approx \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N}\right) \Sigma \left\{ (u_1 - \bar{u})^2 \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + (v_1 - \bar{v})^2 \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + 2(u_1 - \bar{u})(v_1 - \bar{v}) \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right) \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right) + \dots \right\} \\ \text{portanto: } \sigma_y^2 &\approx \sigma_u^2 \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + \sigma_v^2 \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + 2\sigma_{uv} \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right) \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right) + \dots \quad \text{onde} \quad (6) \end{aligned}$$

σ_u^2 e σ_v^2 são as variâncias definidas na equação (4), enquanto σ_{uv}^2 representa a covariância entre os parâmetros u, v e é definida, analogamente como na equação (4), por:

$$\sigma_{uv}^2 = \lim_{N \rightarrow \infty} \left(\frac{1}{N}\right) \Sigma \{ (u_1 - \bar{u})(v_1 - \bar{v}) \} \quad (7)$$

Os primeiros dois termos da equação (6) são médias de quadrados de desvios e presume-se que sejam os termos dominantes. O terceiro é a média dos termos cruzados envolvendo desvios em u e v simultaneamente. Fazendo-se a hipótese de que as flutuações em u e v sejam independentes ou não correlacionadas, então, em média espera-se um número aproximadamente igual de valores positivos e negativos para este termo de forma que sua contribuição desaparece no limite de um número muito grande de observações.

Concluindo, se as flutuações nas observações de u e v não forem correlacionadas então a equação (6) reduz-se a:

$$\sigma_y^2 \approx \sigma_u^2 \left(\frac{\partial y}{\partial u}\right)^2 + \sigma_v^2 \left(\frac{\partial y}{\partial v}\right)^2 + \dots \quad (8)$$

A seguir serão dadas as fórmulas específicas para as principais operações matemáticas baseadas na equação (6). Os casos são restritos, como foi feito na discussão, a funções f(u,v) com apenas duas variáveis e à constantes (a,b) reais positivas.

Adição e Subtração: $y = au \pm bv$

As derivadas parciais são $(\partial y/\partial u) = a$ e $(\partial y/\partial v) = \pm b$. A equação (6) fica:

$$\sigma_y^2 = a^2 \sigma_u^2 + b^2 \sigma_v^2 \pm 2ab \sigma_{uv}^2 \quad (9)$$

Multiplicação: $y = \pm auv$

As derivadas parciais são: $(\partial y/\partial u) = \pm av$, $(\partial y/\partial v) = \pm au$. Pela equação (6),

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 &= a^2 v^2 \sigma_u^2 + a^2 u^2 \sigma_v^2 + 2a^2 uv \sigma_{uv}^2 \quad \text{ou} \\ \sigma_y^2 &= y^2 \left(\frac{\sigma_u^2}{u^2} + \frac{\sigma_v^2}{v^2} + 2 \frac{\sigma_{uv}^2}{uv} \right) \end{aligned} \quad (10)$$

Divisão: $y = \pm (au/v)$

As derivadas parciais são: $(\partial y/\partial u) = \pm a/v$ e $(\partial y/\partial v) = -(\pm au/v^2)$. A variância em y é dada:

$$\begin{aligned} \sigma_y^2 &= (a^2/v^2) \sigma_u^2 + (a^2 u^2/v^4) \sigma_v^2 - (2a^2 u/v^3) \sigma_{uv}^2 \quad \text{ou} \\ \sigma_y^2 &= y^2 \left(\frac{\sigma_u^2}{u^2} + \frac{\sigma_v^2}{v^2} - 2 \frac{\sigma_{uv}^2}{uv} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

No caso em que as variáveis u e v não forem correlacionadas, o terceiro termo nas equações (9), (10), (11) é desprezível e normalmente não é considerado.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

1. AHLFELD, C.E. & BAUMANN, N.P. Measurement of (γ ,n) cross section of Th-232, U-233 and Np-237 with aluminium capture gamma rays. Trans. Am.Nucl. Soc., 14(2):807-8, 1971.
2. ALEKSANDROV, B.M.; KRIVOKHATSKII, A.S.; KUZNETSOV, V.L.; LAZAREVA, L.E.; NEDOREZOV, V.G.; NIKITINA, N.V.; RANYUK, Yu.N. Relative probabilities of photofission of U-235, U-238, Np-237, Pu-239, Am-241 e Am-243 in the γ -ray energy region 100-1000 MeV. Sov. J. Nucl.Phys., 28(5):600-2, 1978.
3. ANDERL, R.A.; YESTER, M.V.; MORRISON, R.C. Photofission cross section of U-238 and U-235 from 5.0 MeV to 8.0 MeV. Nucl. Phys., A212:221-40, 1973.
4. ARRUDA, J.D.T.; HERDADE, S.P.; BHANDARI, B.S.; NASCIMENTO, I.C. Electro-fission and photofission of U-238 in the energy range 6-60 MeV. Phys. Rev., 14C(4):1499-1505, 1976.
5. ATALLA, L.T. Interpretação quantitativa de resultados experimentais. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, maio 1978 (IEA-Inf-60)
6. BACK, B.B.; BONDORF, J.P.; OTROSCHENKO, G.A.; PEDERSEN, J.; RASMUSSEN, B. Fission of U, Np, Pu, and Am isotopes excited in the (d,p) reaction. Nucl. Phys., A165:449-74, 1971
7. BACK, B.B.; HANSEN, O.; BRITT, H.C.; GARRET, J.D.; LEROUX, B. Experimental fission barriers for actinide nuclei. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Physics and chemistry of fission: proceedings of the 3d international symposium on...held in Rochester, 13-17 August, 1973. Vienna, 1974.
8. BACK, B.B.; HANSEN, O.; BRITT, H.C.; GARRET, J.D. Fission barriers for doubly even actinide nuclei from (t,pf), (^3He ,df), (p,p'f) and (t,f) studies. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Physics and chemistry of fission: proceedings of the 3d international symposium on... held in Rochester, 13-17 August, 1973. Vienna, 1974. p.25-36.

9. BAERG, A.P. The angular distribution of photofission fragments. Can. J. Phys., 37:1418-25, 1959.
10. BERGER, M.J. & DOGGETT, J. Response function of NaI(Tl) scintillation counters. Rev. Sci. Instrum., 27(5):269-70, 1956.
11. BERMAN, B.L. Atlas of photoneutron cross section obtained with the mono energetic photons. Livermore, Ca., California University, Lawrence, Livermore Lab., Dec. 1976. (UCAL-78482).
12. BEVINGTON, P.R. Data reduction and errors analysis for the physical sciences. New York, McGraw Hill, 1969.
13. BHANDARI, B.S. Subbarrier photofission of U-238. Phys. Rev., 22C(2):606-16, 1980.
14. BIANCHINI, F.G. Determinação de spin e larguras radioativas dos níveis nucleares do telúrio com raios gama de captura. Campinas, 1973. (Tese de doutoramento, Instituto de Física, Universidade de Campinas).
15. BISHOP, C.J.; HALPERN, I.; SHAW, JR., R.W.; VANDENBOSCH, R. The energy dependence of the fissionability of neptunium isotopes and the level density of highly deformed nuclei. Nucl. Phys., A198:161-87, 1972.
16. BLATT, J.M. & WEISSKOPF, V.F. Theoretical nuclear physics. New York, N. Y., John Wiley, 1952.
17. BOHR, A. On the theory of nuclear fission. In: UNITED NATIONS. Peaceful uses of atomic energy: proceedings of the international conference ... held in Geneva, 8-20 August, 1966, V.2: Physics; research reactors. New York, 1956. p.151-4.
18. BOHR, N. & WHEELER, J.R. The mechanism of nuclear fission. Phys. Rev., 56(5):426-50, 1939.
19. BOLDEMAN, J.W. Review of $\bar{\nu}$ for Cf-252 and thermal neutron fission. In: BOLMAN, G.D. Neutron standards and applications: proceedings of the international specialists symposium on... held at NBS, Gaithersburg, MD, 28-31 March, 1977. Gaithersburg, 1977. p.182-93.

20. BOLSTERLI, M; FISET, E.O.; MIX, J.R.;NORTON, J.L. New calculation of fission barriers for heavy and superheavy nuclei. Phys. Rev., 5C:1050 - 77, 1972.
21. BURNETT, D.S.;CATTI, R.C.; PLASIL, F.; PRICE, P.B.;SWIATECKI, W.J.;THOMPSON, S.G. Fission barrier of thallium-201. Phys.Rev.,134(58):952 - 63, 1964.
22. CALDWELL, J.T. & DOWDY, E.J. Experimental determination of photofission neutron multiplicities for eight isotopes in the mass range $232 \leq A \leq 239$. Nucl. Sci. Eng., 56:179-87, 1975.
23. CALDWELL, J.T.; DOWDY, E.J.; BERMAN, B.; ALVAREZ, R.; MEYER, P. Photo-nuclear measurements of fissionable isotopes using monoenergetic photons. Los Alamos, N.Mexico, Los Alamos Scientific Laboratory,1976. (LA-UA-76-1615).
24. CARVALHO, H.G.; MANFRENDINI, A.; MUCHNIK, M.; SEVERI, M.; BOSCH, R.; WOLFLI, W. Th-232 and U-238 fission induced by low energy monochromatic gamma-rays. Nuovo Cim., 29(2):463-75, 1963.
25. CLARKE, K.M. On the photofission cross section near threshold of nuclei in the region of the very heavy elements. Argonne, IL., Argonne National Lab., 1958. (ANL-5853).
26. CRAMER, J.D. & NIX, J.R. Exact calculation of the penetrability through two-peaked fission barriers. Phys. Rev., 2C(3):1048-57, 1970.
27. CROSS, W.G. & TOMMASINO, L.A. A rapid reading technique for nuclear particle damage tracks in thin foils. Radiat. Eff.,5:85-9, 1970.
28. DAKOVSKII, M.; LAZAREV, Yu.A.; OGANESYAN, Yu.Ts.; BUKLAMOV, G.V. Prompt neutrons in the spontaneous fission of Cf-246. Sov. J. Nucl. Phys., 17: 360-61, 1973.
29. DAVYDOV, A.S. Quantum mechanics. Oxford, Pergamon Press, 1965. p.79.

30. DICKEY, P.A. & AXEL, P. ^{238}U and ^{232}Th photofission and photoneutron emission near threshold. Phys. Rev. Lett. 35(8):501-4, 1975.
31. DICKEY, P.A. Near Threshold photofission and photoneutron emission in U-238 and Th-232. Urbana, 1975. (Ph.D. Thesis, Illinois University)
32. EAST, L.V. & WALTON, R.B. Polyethylene moderated ^3He neutron detectors. Nucl. Instrum. Meth., 72:161-6. 1969.
33. END, P.M. & SMITH, P.B. ed. Nuclear reactors. Amsterdam, North-Holland, 1962, V.2.
34. FERMI, E. Nature, 133: 898, 1934 apud VANDENBOSCH, R. & HUIZENGA, J.R. Nuclear fission. New York, Academic, 1973.
35. FRISCH, O.R. Nature, 143:276, 1939 apud VANDENBOSCH, R. & HUIZENGA, J.R. Nuclear fission. New York, Academic, 1973.
36. FUJIMOTO, Y. & YAMAGUCHI, Y. Note on very large cosmic ray stars. Prog. Theor. Phys., 5(1):76-81, 1980 apud MAFRA, O.Y. Estudo da competição entre a emissão de fotonêutrons e a fotofissão no U-238 e Th-232 junto ao limiar. São Paulo, 1971. (Tese de doutoramento, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo).
37. GERALDO, L.P. Determinação da concentração de urânio em águas pela técnica do registro de traços de fissão. São Paulo, 1979. (Dissertação de mestrado, Instituto de Energia Atômica) (IEA-DT-159)
38. GERALDO, L.P.; CESAR, M.F.; MAFRA, O.Y.; TANAKA, E.M. Determination of uranium concentration in water samples by the fission tracks registration technique. J. Radioanal. Chem., 49:115-26, 1979.
39. GERALDO, L.P.; TANAKA, E.M.; CESAR, M.F.; MAFRA, O.Y. Two techniques using Makrofol KG for measurement of uranium low concentration. In: FRANÇOIS, H. Solid state nuclear track detectors: proceedings of the 10th international conference on... held in Lyon, 2-6 July, 1979. Oxford, Pergamon, 1980. p.695-700.

40. GINDLER, J.E.; HUIZENGA, J.R.; SCHMITT, R.A. Photofission and photo-neutron emission in thorium and uranium. Phys. Rev., 104(2):425-33, 1956.
41. GLASS, R.A.; THOMPSON, S.G.; SEABORG, G.T. Nuclear thermodynamics of the heaviest elements. J. Inorg. Nucl. Chem., 1:3-44, 1955.
42. GRIFFIN, J.J. Energy dependence of fission fragment anisotropy. Phys. Rev., 116(1):107-18, 1959.
43. GROSHEV, L.V.; LUTSENKO, V.N.; DEMODOV, A.M.; PELEKHOV, V.I. Atlas of gamma ray spectra from radiative capture of thermal neutrons. London, Pergamon, 1959.
44. HAHN, O. & STRASSMANN, F. Naturwiss, 27:11, 1939 apud BOHR, N. & WHEELER J.A. The mechanism of nuclear fission. Phys. Rev., 56(5):426-50, 1939.
45. HANSON, A.O. & McKIBBEN, J.L. A neutron detector having uniform sensitivity from 10 KeV to 3 MeV. Phys. Rev., 72(8):673-7, 1947.
46. HAXBY, R.O.; SHOUPP, W.E.; STEPHENS, W.F.; WELLS, W.H. Photofission of uranium and thorium. Phys. Rev., 59:57-62, 1941.
47. HEATH, R.L. Scintillation spectrometry-gamma-ray spectrum catalogue. Idaho Falls, ID., USAEC Idaho Operations Office, Aug. 1964. (IDO-16880).
48. HILL, D.L. & WHEELER, J.A. Nuclear constitution and the interpretation of fission phenomena. Phys. Rev., 89(5):1102-45, 1953.
49. HUIZENGA, J.R.; GINDLER, J.E.; DUFFIELD, R.B. Relative photofission yields of several fissionable materials. Phys. Rev., 95(4):1009-11, 1954.
50. HUIZENGA, J.R. Correlation of the competition between neutron emission and fission. Phys. Rev., 109(2):484-6, 1958.
51. HUIZENGA, J.R. Near barrier fission induced with photons. Nucl. Tech., 14:20-32, 1972.

52. HUIZENGA, J.R. & BRITT, H.C. Theoretical photofission-theory and experiment. In: BERMAN, B.L. Photonuclear reactions and applications: proceedings of the international conference on... held in Asilomar, 25-30 March, 1973. Oak Ridge, Tennessee, 1973. V.2 p.833-4.
53. HYDE, E.K. The nuclear properties of the heavy elements-fission phenomena. New Jersey, Prentice-Hall, 1964, V.3.
54. HYDE, E.K.; PERLMAN, I.; SEABORG, G.T. The nuclear properties of the heavy elements - systematics of nuclear structure and radioactivity. New Jersey, Prentice-Hall, 1964. V.1.
55. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Physics and chemistry of fission : proceedings of the 1st international symposium on... held in Salzburg , 22-26 March, 1965. Vienna, 1965.
56. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Physics and chemistry of fission : proceedings of the 2nd international symposium on.... held in Vienna , 28 July-1 August, 1969. Vienna, 1969.
57. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Physics and chemistry of fission : proceedings of the 3rd international symposium on.... held in Rochester, 13-17 August, 1973. Vienna, 1974.
58. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Physics and chemistry of fission : proceedings of the 4th international symposium on.... held in Julich , 14-18 May, 1979. Vienna, 1980.
59. IVANOV, K.N.; SOLOV'EV, Yu.A.; PETRZHAK, K.A. Cross section and anisotropy of uranium-235. JETP Lett., 17:429-31, 1973.
60. IVANOV, K.N. & PETRZHAK, K.A. Relative photofissility of Th-232, U-235, Np-237 and Pu-239. Sov. Atom. Energy, 36:515-7, 1974.
61. IYER, R.H. Solid state track detectors. A novel tool for the study of fission phenomena. J. Chem. Educ., 49(11):742-5, 1972
62. JARCZYK, L.; KNOEPEL, H.; LANG, J.; MULLER, R.; WOLFLI, W. The nuclear reactor as a high intensity source for discrete gamma rays up 11 MeV. Nucl. Instrum. Meth., 13:287-96, 1961.

63. JARCZYK, L.; KNOEPEL, H.; LANG, J.; MULLER, R.; WOLFLI, W. Photopeak efficiency and response function of various NaI(Tl) and CsI(Tl) crystals in the energy range up to 11 MeV. Nucl. Instrum. Meth., 17:310-20, 1962.
64. KATZ, L.; BAERG, A.P.; BROWN, F. Photofission in heavy elements. In: UNITED NATIONS. Peaceful uses of atomic energy: proceedings of the 2nd international conference on... held in Geneva, 1-13 September, 1958, V. 15: Physics in nuclear energy. Geneva, 1958. p.188-201.
65. KHAN, A.M. & KNOWLES, J.W. Photofission of Th-232, U-238 and U-235 near threshold using a variable energy beam of gamma-rays. Nucl. Phys., A179: 333-52, 1972.
66. KHAN, H.A. & DURRANI, J.A. Efficiency calibration of solid state nuclear track detectors. Nucl. Instrum. Meth., 98:229-36, 1972.
67. KUNIYOSHI, S. Distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do U-238 na energia de 5,43 MeV. São Paulo, 1973. (Dissertação de mestrado, Instituto de Física, Universidade de São Paulo).
68. LAMPHERE, R.W. Fission cross section and fragment angular distribution for fast neutron- induced in U-234. Nucl. Phys., 38:561-89, 1962.
69. LEES, E.W.; PATRICK, B.H.; BOWEY, E.M. A high efficiency BF₃ detector assembly for photofission and photoneutron studies. Nucl. Instrum. Meth. 171:29-41, 1980.
70. LINDNER, M. Radiochemical study of the competition between neutrons emission and fission in U-238 at discrete excitations near the binding energy. Nucl. Phys., 61:17-24, 1965.
71. LYNN, J.E. Structure in sub-threshold fission modes. Harwell. Berkshire, Atomic Energy Research Establishment, September 1968. (AERE-R-5891).
72. MACDONALD, N., ed. Nuclear structure and electromagnetic interactions . London, Oliver and Boyd, 1965.

73. MAFRA, O.Y. Arranjo experimental para produção e utilização de raios gama de captura radioativa de nêutrons. São Paulo, 1969. (Dissertação de mestrado, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo).
74. MAFRA, O.Y. Estudo da competição entre a emissão de fotonêutrons e a fotofissão no U-238 e Th-232 junto ao limiar. São Paulo, 1971. (Tese de doutoramento, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo).
75. MAFRA, O.Y.; KUNIYOSHI, S.; GOLDEMBERG, J. Intermediate structure in the photoneutron and photofission cross sections in U-238 and Th-232. Nucl. Phys., A186:110-26, 1972.
76. MAFRA, O.Y.; CESAR, M.F.; RENNER, C.; GOLDEMBERG, J. The $^{232}\text{Th}(\gamma, n)^{231}\text{Th}$ cross section near threshold. Nucl. Phys. A236:1-9, 1974.
77. MAFRA, O.Y.; CASAR, M.F.; GERALDO, L.P.; TANAKA, E.M.; RENNER, C. Determination of the U-235 content in enriched samples by the fission track registration technique. Nucl. Instrum. Meth., 143:117-19, 1977.
78. MAFRA, O.Y.; COUTO, M.E.; GERALDO, L.P. Determination of uranium content of tubers by the track registration technique. Nucl. Tracks, 4:277-80, 1980.
79. MANFREDINI, A.; FIORE, L.; RAMORINO, C.; CARVALHO, H.G.; WOLFLI, W. Angular distribution of U-238 photofission fragments for 12 different monoenergetic gamma rays. Nucl. Phys., A123:664-72, 1969.
80. MANFREDINI, A.; FIORE, L.; RAMORINO, C.; CARVALHO, H.G.; WOLFLI, W. Cross sections for the photofission of the Th-232 induced by monoenergetic gamma rays of 12 different energies. Nucl. Phys., A127:687-92, 1969.
81. MANFREDINI, A.; MUCHNIK, M.; FIORE, L.; RAMORINO, C.; CARVALHO, H.G.; BOSCH, R.; WOLFLI, W. Results on the cross-section of U-238 fission induced by low-energy monoenergetic gamma rays. Nuovo Cim., 44:218-21, 1966.
82. MARILIA, T.F.C. Secção de choque do Li-6, Li-natural e Bi-209 para a reação (γ, n) junto ao limiar. São Paulo, 1970. (Dissertação de mestrado Escola Politécnica, Universidade de São Paulo).

83. MARILIA, T.F.C.K. Ensaio em materiais combustíveis para reatores utilizando técnicas nucleares. São Paulo, 1977. (Tese de doutoramento, Instituto de Energia Atômica).
84. MARMIER, P. & SHELDON, E. Physics of nuclei and particles. New York, Academic, 1971. V.2 p.1234.
85. MEITNER, L. & FRISCH, O.R. Nature, 143: 239, 1939 apud BOHR, N. & WHEELER, J.A. The Mechanism of nuclear fission. Phys. Rev., 56(5):426-50 1939.
86. MEICHEL, R.H. & NOSLER, J.C. Clean Pu-238 from Np-237 irradiation. Trans. Am. Nucl. Soc., 12(1):53-4. 1969.
87. MIGNECO, E. & THEOBALD, J.P. Resonance grouping structure in neutron induced subthreshold fission of Pu-240. Nucl. Phys., A112:603-8, 1968.
88. MOLLER, P. & NIX, J.R. Calculation of fission barriers. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Physics and chemistry of fission: proceedings of the 3rd international symposium on... held in Rochester, 13-17 August, 1973, Vienna, 1974. p.109-43.
89. MOREH, R. Review of intense gamma sources using neutron capture. Nucl. Instrum. Meth., 166:29-38, 1979.
90. NALIMOV, V.V. The application of mathematical statistics to chemical analysis. Oxford, Pergamon, 1963.
91. NILSSON, S.G.; TSANG, C.F.; SOBICZEWSKI, A.; SZYMANSKI, Z.; WYCECH, S.; GUSTAFSON, C.; LAMN, I.L.; MOLLER, P.; NILSSON, B. On the nuclear structure and stability of heavy and superheavy elements. Nucl. Phys., A131:1-66, 1969.
92. NILSSON, S.G. Binding states of individual nucleon in strongly deformed nuclei. Math. Fys. Medd., 29(16):1-68, 1955 apud KUNYOSHI, S. Distribuição angular dos fragmentos de fotofissão do U-238 na energia de 5,43MeV. São Paulo, 1973. (Dissertação de mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo).

93. NIX, J.R. Calculation of fission barriers for heavy and superheavy nuclei. Am. Rev.Nucl., 72:65-120, 1972.
94. PEDERSEN, J. The fission process (nuclear fission). In: FISICA. 39 sim-pósio brasileiro de..., Rio de Janeiro, 5-23 janeiro, 1970.
95. POLIKANOV, S.M.; DRIVIN, V.A.; KARNAUKHOV, V.A.; MIKHEEV, V.L.; PLEVE, A. A.; SKOBELEV, N.K.; SUBBOTIN, V.G.; TER.AKOP'YAN, G.M.; FOMICKEV, V. A. Spontaneous fission with an anomalously short period. Sov. Phys. JETP, 15(6):1016-21, 1962.
96. RABOTNOV, N.S.; SMIRENKIN, G.N.; SOLDATOV, A.S.; USACHOV, L.N.; KAPITZA, S.P.; TSIPENYUK, Yu.M. Photofission angular anisotropy and the parity of the ground state of Pu-239. Nucl. Phys., 77:92-8, 1966.
97. RACAH, G. Theory of complex spectra.II. Phys.Rev., 62:438-62, 1942.
98. RENNER, C.; LOURENÇO, A.P.; MAFRA, O.Y. Makrofol as fission fragment detectors. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, jan.1974.(IEA-Pub-323).
99. ROY, R.R. & NIGAM, B.P. Nuclear Physics-theory and experimental.New York John Wiley, 1967.
100. SCHMITT, R.A. & DUFFIELD, R.B. Low energy activation functions for photo fission of U-238 and Th-232. Phys.Rev., 105(4):1277-84, 1957.
101. SEGRÈ, E., ed. Experimental nuclear physics.New York, John Wiley, 1953. V.2 p.350.
102. SEGRÈ, E., ed. Experimental nuclear physics. New York, John Wiley,1959. V.3 p.332.
103. SIMON, A. Numerical table of the Clebsch Gordan coefficients. Oak Ridge, TN., Oak Ridge National Laboratory, 1954. (ORNL-1718).
104. SILK, E.C.H. & BARNES, R.S. Examination of fission fragment tracks with an electron microscope. Phil. Mag. Serv., 18(4):970-72, 1959.

105. SOHRABI, M. & BECKER, K. Fase neutron personnel monitoring by fission fragment registration from Np-237. Nucl. Instrum. Meth., 104:409-11, 1977.
106. SOLDATOV, A.S.; TSIPENYUK, Yu. M.; SMIRENKIN, G.N. Angular anisotropy of photofission of Pu-239. Sov. J. Nucl. Phys., 11(5):552-56, 1970.
107. STRUTINSKY, V.M. Shell effects in nuclear masses and deformation energies. Nucl. Phys., A95:420-42, 1967.
108. STRUTINSKY, V.M. "Shells" in deformed nuclei. Nucl. Phys., A122:1-33, 1968.
109. SWIATECKI, W.J. Systematics of fission thresholds. Phys. Rev., 101(1) : 97-9, 1956.
110. TANAKA, E.M. Desenvolvimento da técnica do registro de traços de fragmentos de fissão para determinação de contaminação de urânio. São Paulo 1979. (Dissertação de mestrado, Escola Politécnica, Universidade de São Paulo). (IEA-DT-100).
111. UNITED NATIONS. Peaceful uses of atomic energy: proceedings of the international conference on... held in Geneva, 8-20 August, 1955, V.2: Physics, Research reactors. New York, 1956.
112. UNITED NATIONS. Peaceful uses of atomic energy: proceedings of the 2d international conference on.... held in Geneva, 1-13 September, 1958, V. 15: Physics in nuclear energy. Geneva, 1958.
113. VAN DE VYVER, R.; DEVOS, J.; FERDINANDE, H.; CARCHON, R.; CAMP, E. Van. Fine structure in the $^{208}(\gamma, n)$ cross section. Z. Physik, A284:91-3, 1978.
114. VANDENBOSCH, R. & HUIZENGA, J.R. Nuclear fission process. In: UNITED NATIONS. Peaceful uses of atomic energy: proceedings of the 2d international conference on... held in Geneva, 1-13 September, 1958, V.15: Physics in nuclear energy. Geneva, 1958. p.284-94.
115. VANDENBOSCH, R. & HUIZENGA, J.R. Nuclear fission. New York, N.Y., Academic, 1973.

116. VEYSSIÈRE, A.; BEIL, H.; BERGERE, R.; CARLOS, P.; LEPRETRE, A. A study of the photofission and photoneutron processes in the giant dipole resonance of Th-232, U-238 and Np-237. Nucl. Phys., A199:45-64, 1973.
117. WAKI, M. Determinação da multiplicidade de nêutrons prontos emitidos na fotofissão do U-238 com fótons monocromáticos de alta resolução. São Paulo, 1979. (Dissertação de mestrado, Instituto de Física, Universidade de São Paulo)
118. WAPSTRA, A.H. & GOVE, N.B. The 1971 atomic mass evaluation, part. II. Nuclear reaction and separation energies. Nucl. Data Tables Sect. A, 9: 303-55, 1971.
119. WHEELER, J.A. Channel analysis of fission. In: MARION, J.B. & FOWLER, J. L., eds. Fast neutron physics, pt. 2: Experiments and theory. New York, Interscience, 1963. p.2051-184.
120. WILETS, L. Theories of nuclear fission. Oxford, Clarendon, 1964.
121. WINHOLD, E.J. & HALPERN, I. Anisotropic photofission. Phys. Rev., 103(4): 990-1000, 1956.
122. YESTER, M.V.; ANDERL, R.A.; MORRISON, R.C. Photofission cross sections of Th-232 and U-236, from threshold to 8 MeV. Nucl. Phys., A206: 593 - 613, 1973.
123. YOUNG, C.S. & DONAHUE, D.S. Nuclear elastic scattering of monoenergetic neutron-capture gamma rays. Phys. Rev., 132(4):1724-32, 1963.
124. ZHUCHKO, V.E.; OSTAPENKO, Yu.B.; SMIRENKIN, G.N.; SOLDATOV, A.S.; TSIPENYUK, Yu.M. Study of the probability of near threshold fission of the isotopes of Th, U, Np, Pu e Am by bremsstrahlung. Sov. J. Nucl. Phys. 28(5):602-10, 1978.
125. ZHUCHKO, V.E.; OSTAPENKO, Yu.B.; SMIRENKIN, G.N.; SOLDATOV, A. S.; TSIPENYUK, Yu. M. Angular distribution of fragment from photofission of U-235. Sov. J. Nucl. Phys., 27(5):746-7, 1978.