

EDUARDO DE PAIVA

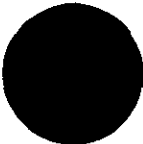
FOTOFISSÃO DA ^{225}Rn POR FÓTONS MONOCROMÁTICOS
E POLARIZADOS NA REGIÃO DO QUASE-DÉUTERON

TESE de

MESTRADO

539.7
P149

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS-CBPF/CNPq
Rio de Janeiro, 24 de janeiro de 1992



- A minha Família

AGRADECIMENTO

– a Jader Benuzzi Martins, mestre e amigo, pela sugestão do tema e pela assistência permanente que tornou possível a realização deste trabalho;

– a Odilon A.P. Tavares, pela paciência e sugestões apresentadas durante a elaboração deste trabalho;

– a João Lucio Vieira e Elizabeth Lima Moreira, pelo apoio dado na preparação das amostras e revelação dos detetores;

– às moças da Microscopia do DNE, pelo empenho e dedicação;

– ao Laboratório Nacional de Frascati e aos professores da Universidade de Roma, pelas exposições ao feixe LADON;

– à Helena, pela amizade e excelente trabalho de datilografia;

– à Neuma, pelo respeito e favores a mim dispensados;

– ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico-CNPq, pelo apoio financeiro;

– ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CBPF.

R E S U M O

A medida do rendimento de fotofissão da ^{nat}Pt a 69 MeV de energia média efetiva do fóton incidente é feita utilizando um feixe de fótons polarizados e monocromáticos do sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati, Itália, produzido por espalhamento Compton inverso de luz laser por elétrons de alta energia do Acelerador ADONE e empregando como detector sólido de traços de fissão o makrofol, sendo a revelação feita segundo o procedimento usual.

O valor experimental da fissionabilidade nuclear é comparado com um valor teórico obtido segundo um modelo a dois estágios no qual no primeiro a energia do fóton é absorvida por um par neutron-próton levando à excitação do núcleo, e no segundo o núcleo se desexcita mediante a competição entre evaporação de nucleons e fissão. O efeito da emissão de nucleons rápidos durante o 1º estágio e a evaporação sucessiva de neutrons no 2º são considerados.

S U M Á R I O

	<u>Pág.</u>
AGRADECIMENTO	iii
RESUMO	iv
LISTA DE FIGURAS	vi
LISTA DE TABELAS	vii
<u>INTRODUÇÃO</u>	1
<u>CAPÍTULO I</u> - ASPECTOS TEÓRICOS	5
1.1 - REAÇÕES FOTONUCLEARES	5
1.1.1 - Ressonância Gigante	5
1.1.2 - A Região do Quase-Déuteron	8
1.1.3 - A Região Fotomesônica	11
1.2 - ALGUNS ASPECTOS DA TEORIA DA FISSIONABILIDADE NUCLEAR..	12
1.3 - O PARÂMETRO $r = a_f/a_n$	16
1.4 - EVAPORAÇÃO SUCESSIVA DE NEUTRONS	19
1.5 - EFEITO DA EMISSÃO DE NUCLEONS RÁPIDOS NO CÁLCULO DA FISSIONABILIDADE	25
<u>CAPÍTULO II</u> - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	30
2.1 - ALVOS E DETETORES	30
2.2 - CARACTERÍSTICAS DO FEIXE	31
2.3 - REVELAÇÃO E MICROSCOPIA	37
2.4 - RENDIMENTO DE FOTOFISSÃO	39
2.4.1 - Avaliação de \bar{r}_0 e \bar{a}_0	50
2.4.2 - Avaliação da Projeção Mínima Observável	53
2.4.3 - Atenuação do Feixe	53
2.5 - SEÇÃO DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO	54
<u>CAPÍTULO III</u> - RESULTADOS	57
3.1 - FISSIONABILIDADE NUCLEAR - TRATAMENTO EXPERIMENTAL.....	57
3.2 - COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ESTIMA - DOS	60
<u>CAPÍTULO IV</u> - CONSIDERAÇÕES FINAIS	64
<u>APÊNDICE A</u> - ESTIMATIVA DOS ERROS	66
<u>REFERÊNCIAS</u>	71

-LISTA DE FIGURAS-

<u>FIG.</u>	<u>PÁG.</u>
1.1 - Fissionabilidade nuclear a 69 MeV versus z^2/A	17
2.1 - Montagem do Pacote	32
2.2 - Arranjo experimental das exposições ao feixe LADON	33
2.3 - Espectro produzido pelo feixe LADON com $K_{m\acute{a}x} =$ = 78.8 MeV	35
2.4 - Mapeamento dos traços de fissão: a) placas pares ; b) placas ímpares	40
2.5 - Interface alvo-detetor	42
2.6 - Trajetória de um fragmento originado dentro do al- vo e que atravessa a interface.....	42
2.7 - Definição geométrica das quantidades relacionadas com a revelação dos traços de fissão	45
2.8 - Ilustração das soluções da equação (2.25) para di- ferentes valores da espessura do alvo x	47
2.9 - Alcance de ${}_{39}^{97}\text{Y}$ em makrofol	51
2.10 - Alcance de ${}_{39}^{97}\text{Y}$ em ${}^{\text{nat}}\text{Pt}$	52
3.1 - Fissionabilidade nuclear da ${}^{\text{nat}}\text{Pt}$ versus z^2/A a 69 MeV de energia média efetiva do fóton incidente. Os pontos experimentais são aqueles da Tab. 3.3...	63

-LISTA DE TABELAS-

<u>TAB.</u>	<u>PÁG.</u>
1.1 - Energia cinética removida pela evaporação de um neutron	24
1.2 - Sequência evaporativa de 3 neutrons para os isó- topos de ^{nat} Pt	26
1.3 - Fissionabilidade da ^{nat} Pt considerando até a probabilidade de 4ª chance de fissão	27
1.4 - Efeito da emissão de nucleons rápidos sobre f.....	28
2.1 - Condições de revelação	38
2.2 - Condições de microscopia	38
3.1 - Parâmetro de Levinger e seção de choque de foto- absorção para os isótopos da ^{nat} Pt a 69 MeV.....	57
3.2 - Avaliação do somatório $\sum_{i=1}^{85} Q_i x_{M_i} [\mu\text{m}] \epsilon_{0_i} / \alpha_i + 1$	59
3.3 - Fissionabilidade e seção de choque de fotofis - são a 69 MeV	62

INTRODUÇÃO

Um dos capítulos mais importantes da Física Nuclear é o que trata do estudo das reações fotonucleares. A existência de novos feixes de gama polarizados e monoenergéticos está permitindo o seu estudo, com muito mais precisão, na região do quase-dêuteron (30 - 150 MeV), o que constitui o assunto apresentado no presente trabalho.

O estudo de reações fotonucleares teve seu início na década de 30 com Chadwick e Goldhaber que conseguiram fotodesintegrar o dêuteron usando raios gama ⁽¹⁾. A predição teórica da fissão nuclear induzida por fótons foi feita em 1939 por Bohr e Wheeler ⁽²⁾ e confirmada experimentalmente em 1940 com a fotofissão do U e Th ⁽³⁾.

Resultados particularmente importantes foram publicados em 1947 por Baldwin e Klaiber ⁽⁴⁾, que utilizando um feixe de bremsstrahlung de 100 MeV de energia máxima, estudaram de modo sistemático reações fotonucleares em vários núcleos. Fundamentados neste trabalho Goldhaber e Teller elaboraram um modelo simples para explicar as reações fotonucleares na faixa de energia até aproximadamente 30 MeV ⁽⁵⁾. Uma das interpretações mais completas nesta faixa de energia foi a elaborada por Jensen e Steinwedel em 1950 ⁽⁶⁾, e constitui o Modelo Hidrodinâmico.

Conforme Roos e Peterson ⁽⁷⁾, as reações fotonucleares podem ser divididas de acordo com a faixa de energia do fóton incidente em três regiões distintas. Na região compreendida aproximadamente entre 10 e 30 MeV, conhecida como Ressonância Gigante, a interação primária do fóton ocorre com o núcleo como

um todo, já que o comprimento de onda racionalizado da radiação é da ordem de grandeza do diâmetro nuclear; entre 30 e 150 MeV prevalece a interação do fóton com pares neutron-próton chamados de quase-dêuterons, uma vez que para estas energias o comprimento de onda racionalizado da radiação incidente é da ordem de grandeza do tamanho destes pares; acima de 150 MeV, que é o limiar de fotoprodução de mésons, a interação primária do fóton ocorre com nucleons individuais. Esta última região conta com um grande número de trabalhos publicados, como por exemplo, os iniciados em 1960 por H.G. de Carvalho e colaboradores ⁽⁸⁾.

Durante muitos anos especial atenção foi dada ao estudo de reações fotonucleares na Região de Ressonância Gigante, até aproximadamente 30 MeV, e também a partir de 150 MeV, conhecida como Região Fotomesônica. Um grande número de resultados experimentais de medidas de seção de choque de fissão de núcleos leves, intermediários e pesados é encontrado na literatura científica nestas duas regiões de interação do fóton incidente. Porém, no que diz respeito à faixa 30-150 MeV, poucos resultados são conhecidos. Com o objetivo de suprir a carência de dados nesta região, um estudo sistemático de reações de fissão nuclear, induzidas por fótons monocromáticos e polarizados, na faixa 30-80 MeV de energia, tem sido feito nestes últimos anos.

Na região de 30-150 MeV de energia do fóton incidente é aceito o modelo de Levinger modificado do quase-dêuteron ⁽⁹⁾. Segundo este modelo a interação do fóton ocorre com um par neutron-próton, chamado de quase-dêuteron, e por isso esta região é denominada como "Região do Quase-Dêuteron".

O interesse em obter dados sobre seções de choque de fotofissão nuclear na região do quase-dêuteron reside principal

mente em uma maneira para comprovar a aplicabilidade do modelo de Levinger, o qual tem sido usado irrestritamente, bem como verificar a influência dos efeitos de camada sobre a fissionabilidade nuclear na região próxima ao ^{208}Pb ($Z^2/A = 32.33$), conforme ficou evidenciado no trabalho da referência (10).

Dados sobre seção de choque de fissão têm sido obtidos de diferentes maneiras: i) utilizando feixes de fótons produzidos por aniquilação de pares (11); ii) tratando os rendimentos de eletrofissão através de um espectro de fótons virtuais (12,13,14); iii) usando feixes de fótons monocromáticos e polarizados obtidos através da técnica de "tagging photon" (15).

O presente trabalho utiliza feixes de fótons monocromáticos e polarizados do sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati (INFN-LNF, Frascati, Itália), o qual é obtido por espalhamento Compton inverso de luz laser por elétrons de alta energia do Acelerador ADONE (16,17). O nosso grupo obteve recentemente as seções de choque e fissionabilidades para os núcleos ^{238}U , ^{235}U , ^{232}Th , ^{197}Au , nat_{Pb} e ^{209}Bi (10,18,19,20) na faixa de energia 30-80 MeV. Nestes estudos, para a detecção dos fragmentos de fissão foram empregados detetores sólidos de traços. Mais precisamente, foram usados emulsão nuclear, mica, CR-39 e makrofol. De modo a obter um número satisfatório de fragmentos de fissão, foram preparados alvos dos núcleos estudados formando "stacks", de tal maneira que a área exposta à irradiação fosse a maior possível. O trabalho de revelação e microscopia dos detetores foram feitos segundo as técnicas usuais.

Dando prosseguimento ao caráter sistemático da determinação experimental e discussão das seções de choque de foto -

fissão e fissionabilidades de núcleos pesados na região do Quase-Dêuteron, apresentamos neste trabalho novos resultados relativos a ^{nat}Pt a 69 MeV de energia do fóton incidente. Tencionamos ainda, num futuro próximo, obter dados relativos aos núcleos ^{nat}W , ^{nat}Ta e ^{27}Al também na faixa 30-80 MeV.

CAPÍTULO I

ASPECTOS TEÓRICOS

1.1 - REAÇÕES FOTONUCLEARES

1.1.1 - Ressonância Gigante

a) - O Modelo de Goldhaber-Teller

Na região que vai até aproximadamente 30 MeV, o fóton incidente tem comprimento de onda racionalizado da ordem de grandeza do tamanho do núcleo. Isto pode ser estimado através da relação de Planck:

$$E = h\nu = h \frac{c}{\lambda} \quad (1.1)$$

da qual se tira

$$\kappa = \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{h}{E} \quad (1.2)$$

Em 1948 M. Goldhaber e E. Teller⁽⁵⁾ propuseram um modelo para explicar as reações fotonucleares nesta região. Segundo este modelo, como o comprimento de onda racionalizado da radiação é da ordem de grandeza do diâmetro nuclear, todos os prótons no núcleo estão na mesma fase do campo eletromagnético da radiação e o campo elétrico \vec{E} deve deslocá-los na mesma direção. Como consequência do deslocamento do conjunto de prótons ocorre o deslocamento do conjunto de neutrons na direção oposta, provocando assim a polarização do núcleo. Diz-se neste caso que a radiação eletromagnética induz um momento de dipolo no nú

cleo. Sob a ação de uma força restauradora elástica o núcleo troca de fase, ora estando o polo positivo em um extremo, ora no outro. Este movimento harmônico causa o aquecimento do núcleo, e entre os canais possíveis de desexcitação nuclear estão a emissão de nucleons e a fissão, principalmente em núcleos pesados. A frequência do oscilador pode ser estimada de acordo com a relação

$$\omega = \sqrt{\frac{K}{M}} \quad , \quad (1.3)$$

onde K é a constante de elasticidade e M é a massa do núcleo.

Na superfície os nucleons apresentam-se separados e a força restauradora surge devido à interação destes nucleons com o restante do núcleo. Então a força restauradora deve ser proporcional à área do núcleo. Assim, de (1.3) temos:

$$\omega \propto \sqrt{\frac{4\pi R^2}{\frac{4}{3}\pi R^3}} \quad \text{ou} \quad \omega \propto R^{-1/2} \quad . \quad (1.4)$$

Como $R = r_0 A^{1/3}$ ficamos com

$$\omega \propto A^{-1/6} \quad . \quad (1.5)$$

Esta dependência da energia de ressonância gigante $\hbar\omega$ com o número de massa A não está de acordo com os resultados experimentais observados que é

$$\hbar\omega \propto A^{-1/3} \quad . \quad (1.6)$$

Assim sendo, Steinwedel e Jensen propuseram em 1950 um modelo mais completo, o modelo hidrodinâmico ⁽⁶⁾.

b) - O Modelo Hidrodinâmico

Este modelo supõe o núcleo formado por dois fluídos : o fluido de prótons e o fluido de neutrons. Estes dois fluídos se deslocam um em relação ao outro, devido à radiação eletromagnética incidente, de modo harmônico. O atrito decorrente deste deslocamento é responsável pelo aquecimento e posterior desexcitação do núcleo por meio de emissão de nucleons ou fissão. O modelo hidrodinâmico se fundamenta nas hipóteses que seguem.

- i) A densidade nuclear total permanece constante, apesar da densidade de cada fluido poder variar localmente;
- ii) A forma nuclear também permanece constante;
- iii) As densidades dos fluídos em equilíbrio são consideradas constantes. Fora do equilíbrio as densidades dos fluídos são funções do tempo;
- iv) A força restauradora é proporcional à variação local de densidade;
- v) Os dois fluídos apresentam uma certa viscosidade, responsável pelo atrito entre eles, que conduz ao aquecimento nuclear.

Tendo em conta estas hipóteses, teremos a seguinte Lagrangeana do sistema:

$$L = T - (U_S - U_C) - A_D + A_E + aN \quad , \quad (1.7)$$

onde

T é a energia cinética dos fluidos;

U_S é a energia de simetria decorrente da variação local das densidades dos fluidos;

U_C é a energia potencial Coulombiana do conjunto de prótons;
 A_D é a energia dissipada pelo atrito entre os dois fluidos;
 A_E é a energia de interação dos prótons com o campo eletromagnético, e

a é um multiplicador de Lagrange relacionado com o número total de nucleons N , que deve ser mantido constante.

As equações de movimento dos fluidos de prótons e neutrons são obtidas através do princípio de Hamilton. Nesta teoria chegamos à expressão

$$\hbar\omega \propto A^{-1/3}$$

para a energia de ressonância gigante, a qual está em melhor acordo com resultados experimentais para fótons incidentes com energia até aproximadamente 30 MeV.

1.1.2 - A Região do Quase-Dêuteron

Nesta região, compreendida aproximadamente entre 30-150 MeV, o comprimento de onda do fóton incidente é, de acordo com (1.2) de alguns fermis, sendo portanto da ordem de grandeza do tamanho do dêuteron livre. Como o dêuteron apresenta um momento de dipolo elétrico induzido, J.S. Levinger⁽²¹⁾ imaginou o núcleo atômico formado por pares neutron-próton aos quais denominou "quase-dêuterons". Este modelo prevê que a interação primária do fóton ocorre com estes pares de partículas, com emissão posterior de nucleons. A razão para não se levar em conta neste modelo pares próton-próton e neutron-neutron é que tais pares não podem constituir um dipolo elétrico.

J.S. Levinger, baseado no trabalho de Heidmann⁽²²⁾ supõe que a função de onda do núcleo é formada pelo produto de du-

as funções. Uma que dá o movimento do centro de massa de um quase-dêuteron e a outra é uma função de onda para os (A-2) nucleons restantes. É suposto ainda que a função de onda para estes (A-2) nucleons é a mesma nos estados inicial e final, ficando a seção de choque de absorção nuclear dependente somente da função de onda do quase-dêuteron.

A seção de choque de fotodesintegração de um quase-dêuteron é dada por

$$\sigma_{qd} = (\psi_k/\psi_d)^2 \sigma_d \quad , \quad (1.8)$$

onde ψ_k é a função de onda do quase-dêuteron, ψ_d é a função de onda do dêuteron livre e σ_d é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre. Baseando-se em cálculos da referência (21) teremos:

$$\sigma_{qd} = \frac{L}{A} \sigma_d \quad , \quad (1.9)$$

onde L é um parâmetro, atualmente conhecido como fator de Levinger.

Sendo N e Z respectivamente o número de neutrons e prótons no núcleo, o número total de quase-dêuterons em um núcleo de número de massa $A = Z+N$ é NZ e a seção de choque de fotoabsorção nuclear total é dada por

$$\sigma_a^T = L \frac{NZ}{A} \sigma_d \quad (1.10)$$

Uma modificação deste modelo foi feita mais tarde por Levinger de modo a levar em conta a forte atenuação da seção de choque de fotoabsorção devido ao princípio de Pauli que modifica

os estados finais para neutron e/ou próton emitidos a partir do quase-dêuteron, ficando este modelo conhecido por *modelo do quase-dêuteron modificado* ⁽⁹⁾. Levinger introduziu um fator de atenuação na forma exponencial de tal modo que a seção de choque de fotoabsorção se escreve

$$\sigma_a^T(K, A) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(K) e^{-D/K} \quad , \quad (1.11)$$

onde D é chamado de parâmetro de amortecimento.

Os parâmetros L e D podem ser determinados a partir da análise de resultados experimentais de seções de choque de fotoabsorção nuclear total, como a análise feita recentemente por M.L. Terranova e colaboradores ⁽²³⁾ na faixa de energia 35-140 MeV. Os resultados obtidos foram $L = 6.1$ e uma dependência de D com A da forma:

$$D = 0.72 A^{0.81} \quad .$$

Uma reavaliação ainda mais recente do parâmetro de Levinger L por Tavares e Terranova ⁽²⁴⁾ indicam também uma dependência de L com A do tipo

$$L(A) = 6.8 - 11.2 A^{-2/3} + 5.7 A^{-4/3} \quad .$$

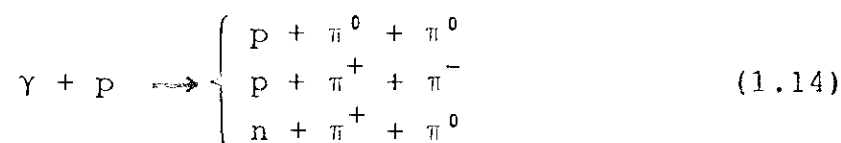
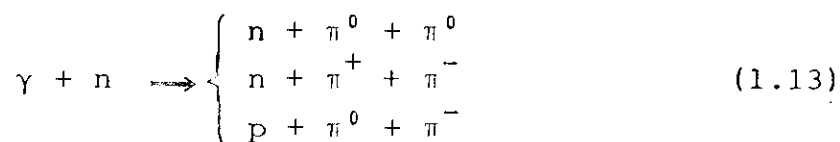
Com estes resultados ficamos com

$$\begin{aligned} \sigma_a^T(K, A) = & (6.8 - 11.2 A^{-2/3} + 5.7 A^{-4/3}) \times \\ & \times \frac{NZ}{A} \sigma_d(K) \exp \left[\frac{-0.72 A^{0.81}}{K} \right] \end{aligned} \quad (1.12)$$

para a seção de choque de fotoabsorção nuclear total modificada.

1.1.3 - A Região Fotomesônica

Esta região é caracterizada por energias do fóton incidente maiores que 150 MeV, nas quais o comprimento de onda racionalizado do fóton é da ordem das dimensões dos nucleons individuais e a fotoprodução de mésons torna-se possível, podendo ocorrer a formação de fotoestrelas que são processos de fotodesintegração em que há a emissão de duas ou mais partículas carregadas. Estes processos foram verificados por Roos e Peterson⁽⁷⁾ para fótons de bremsstrahlung na faixa 250-1150 MeV. Acima de 350 MeV começa a ocorrer a dupla produção de mésons por meio de reações do tipo:



Um estudo sistemático de reações de fotoprodução de neutrons foi iniciado na década de 60 por H.G. de Carvalho utilizando o feixe de bremsstrahlung do sincro-ciclotron de Frascati, Itália. No trabalho de tese de doutorado de J.B.Martins⁽²⁵⁾ estão relacionados todos os resultados destes trabalhos.

Segundo o modelo proposto por Serber⁽²⁶⁾ para as reações nucleares, em energias a partir do final da ressonância gigante a interação do fóton com um núcleo complexo pode apresentar as duas etapas seguintes:

a) - Fase Rápida ou de Cascata

Nesta primeira fase o fóton interage com nucleons individuais iniciando assim um processo de cascata, com possível emissão de partículas ou aglomerados do núcleo.

b) - Fase Lenta ou de Evaporação

Esta segunda etapa é caracterizada por um núcleo residual excitado. Dependendo da energia de excitação os canais possíveis de desexcitação são a evaporação de partículas e a fissão nuclear. A evaporação de partículas é estudada segundo o modelo de Weisskopf ⁽²⁷⁾.

Alguns autores ⁽²⁸⁾ falam ainda em um estágio intermediário compreendido entre os dois acima, que constitui a fase de pré-equilíbrio.

1.2 - ALGUNS ASPECTOS DA TEORIA DA FISSIONABILIDADE NUCLEAR

A probabilidade total de fissão de um núcleo após absorver um fóton de energia K , ou fissionabilidade nuclear, é definida pela relação

$$f(K) = \sigma_f(K) / \sigma_a^T(K, A) \quad , \quad (1.15)$$

na qual σ_f é a seção de choque de fotofissão e σ_a^T é a seção de choque de fotoabsorção nuclear total dada na região do quase-dêuteron pelo modelo de Levinger modificado ⁽⁹⁾ segundo a expressão (1.12), tendo em conta que para energia do fóton de 69 MeV, como é o caso deste trabalho, a seção de choque de foto-desintegração do dêuteron livre é 0.108 mb conforme pode ser estimado da referência ⁽²⁹⁾.

Nesta faixa de energia (30-150 MeV) a fissionabilidade nuclear determinada experimentalmente pode ser comparada com um valor teórico obtido por meio de um modelo a dois estágios. Admitimos que o núcleo é formado por um gás de Fermi degenerado de neutrons e prótons confinados dentro de um potencial esféricamente simétrico de raio $R = r_0 A^{1/3}$ e que no primeiro estágio da reação a interação do fóton ocorre com um par neutron-próton levando à excitação do núcleo. Neste estágio da reação desprezamos a emissão de nucleons rápidos já que para núcleos de $A \geq 100$ as energias cinéticas dos prótons são menores do que as energias de corte para prótons, e nos casos em que os neutrons não têm energias cinéticas menores do que as energias de corte para neutrons a probabilidade de escape média pode ainda ser tomada como desprezível, conforme estudo sobre transparências por H. G. de Carvalho e colaboradores (30). Portanto temos que toda a energia do fóton é absorvida pelo núcleo resultando após o equilíbrio em um núcleo com energia de excitação $E^* \approx \bar{K} = 69$ MeV, como predito por cálculos de Monte Carlo de cascatas intranucleares induzidas por fótons de 69 MeV (31). Durante a segunda etapa da reação o núcleo pode se desexcitar por meio de fissão e/ou evaporação de nucleons. Posteriormente levaremos em conta o efeito da emissão de nucleons rápidos durante a primeira etapa no cálculo da fissionabilidade nuclear, conforme sugerem Leprêtre e colaboradores (15).

Considerando entre os canais possíveis de desexcitação somente a emissão de nucleons e fissão nuclear, já que a energia absorvida pelo núcleo, para a emissão de partículas mais pesadas, é relativamente baixa, a largura de nível total é escrita como:

$$\Gamma_T = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_f \quad , \quad (1.16)$$

onde Γ_n , Γ_p e Γ_f são respectivamente as larguras de nível de neutrons, de prótons e de fissão.

As probabilidades de emissão de próton, neutron e fissão são dadas pelas razões

$$P_p = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_T} \quad , \quad P_n = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_T} \quad , \quad P_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_T} \quad . \quad (1.17)$$

De modo que em virtude de (1.16) temos

$$P_n + P_p + P_f = 1 \quad (1.18)$$

ou

$$P_f = 1 - P_n - P_p \quad . \quad (1.19)$$

Como

$$\frac{P_p}{P_n} = \frac{\Gamma_p/\Gamma_T}{\Gamma_n/\Gamma_T} = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} = G \quad . \quad (1.20)$$

$$\frac{P_f}{P_n} = \frac{\Gamma_f/\Gamma_T}{\Gamma_n/\Gamma_T} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = F \quad . \quad (1.21)$$

A relação (1.19) se escreve

$$P_f = 1 - P_n - GP_n = 1 - \frac{P_f}{F} - G \frac{P_f}{F}$$

$$\therefore P_f \left(1 + \frac{1}{F} + \frac{G}{F}\right) = 1$$

$$\therefore P_f = \frac{F}{1 + F + G} = P_1 \quad . \quad (1.22)$$

Embora a expressão (1.22) não represente a fissionabilidade nuclear, pois leva em conta apenas a probabilidade de pri

meira chance de fissão, pode-se fazer a aproximação $f = P_1$ para os núcleos ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi , conforme referência (10). Para a $^{\text{nat}}\text{Pt}$ é avaliado o efeito da inclusão das demais chances de de fissão no cálculo da fissionabilidade nuclear na Seção 1.4.

A razão $G = \Gamma_p/\Gamma_n$ é obtida do modelo estatístico de Weisskopf (27):

$$G = \frac{E^* - B_p - V_p}{E^* - B_n} \exp \left\{ 2a_n^{1/2} \left[(E^* - B_p - V_p)^{1/2} - (E^* - B_n)^{1/2} \right] \right\} \quad (1.23)$$

onde

E^* é a energia de excitação do núcleo residual;

B_p e B_n são respectivamente as energias de ligação do próton e do neutron;

a_n é o parâmetro densidade de nível após evaporação de neutron;

V_p é a barreira coulombiana para prótons na superfície nuclear, dada por

$$V_p = \frac{(Z-1)}{r_0 [(A-1)^{1/3} + 1]} \left(1 - \frac{E^*}{B} \right) \quad , \quad (1.24)$$

em que o fator $(1 - \frac{E^*}{B})$ representa a correção para a temperatura nuclear, sendo B a energia de ligação do núcleo.

A razão $F = \Gamma_f/\Gamma_n$ pode ser expressa, de acordo com Vandenbosch e Huizenga (32), como

$$F = \frac{15a_n^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2}}{2r^{1/2} A^{2/3} (E^* - B_n)} \exp \left\{ 2a_n^{1/2} \left[r^{1/2} \times (E^* - B_f)^{1/2} - (E^* - B_n)^{1/2} \right] \right\} \quad , \quad (1.25)$$

onde B_f é a barreira de fissão corrigida para a temperatura nuclear:

$$B_f = B_{f0} \left(1 - \frac{E^*}{B} \right) \quad , \quad (1.26)$$

sendo B_{f_0} a barreira de fissão do núcleo no estado fundamental, e r é a razão entre os parâmetros de densidade de níveis do núcleo no ponto de sela de fissão e o relativo à emissão de neutrons:

$$r = a_f/a_n \quad . \quad (1.27)$$

A expressão que usamos neste trabalho para o parâmetro a_n é a proposta por Iljinov e colaboradores (33):

$$a_n = (0.134A - 1.21 \times 10^{-4} A^2) \{1 + [1 - \exp(-0.061E^*)] \times \frac{\Delta M}{E^*}\} \text{ MeV}^{-1}. \quad (1.28)$$

Esta expressão tem o mérito de incorporar correções de vidas à energia de excitação E^* e efeitos de camada na correção da massa nuclear ΔM . Deve ser observado que o valor de $\bar{K}=69$ MeV para a energia do fóton incidente foi convenientemente escolhido de tal modo que o termo acima entre chaves não fosse desprezível e o efeito de camadas na vizinhança do ^{208}Pb fosse notado, conforme pode ser visto na Figura 1.1 extraída do trabalho de J.B. Martins e colaboradores (10).

No cálculo da fissionabilidade foram empregados valores de ΔM e B_{f_0} obtidos do modelo da gota líquida do núcleo (34), e os valores de B , B_n e B_p foram extraídos da tabela de Wapstra e Audi (35).

1.3 - O PARÂMETRO $r = a_f/a_n$

Como na literatura científica são poucos os dados relativos à seção de choque e fissionabilidade na região do quase-dêuteron e em particular para o caso da platina não há nenhum da

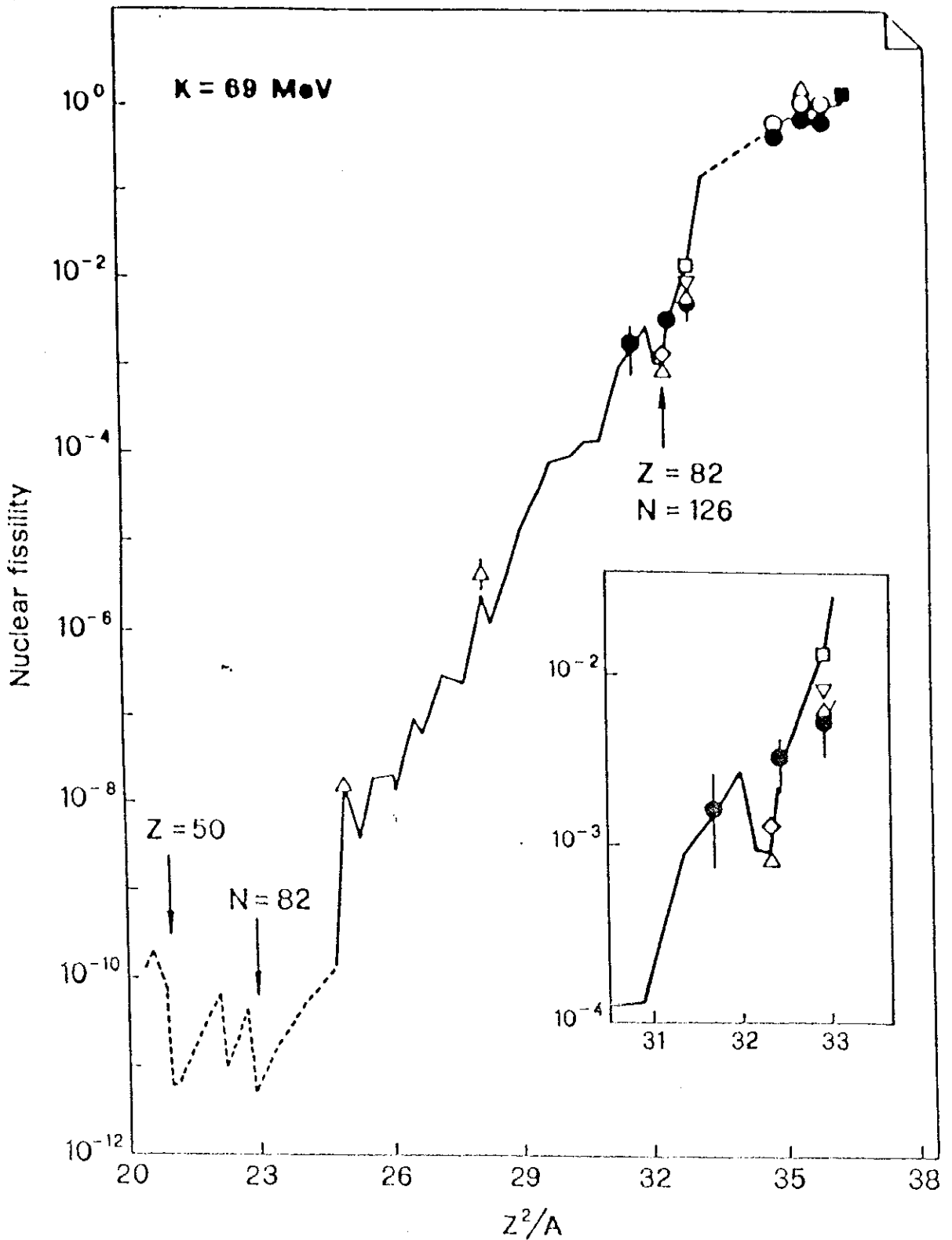


FIGURA 1.1 - Fissionabilidade nuclear a 69 MeV versus Z^2/A . ■, ^{237}Np e ^{238}U (Ref. [16] de (10)); ○, ^{235}U , ^{238}U , e ^{232}Th (Ref. (15)); △, ^{238}U , ^{209}Bi , ^{208}Pb , ^{174}Yb , e ^{154}Sm (Ref. (12)); □, ^{209}Bi (Ref. (13)); ▽, ^{209}Bi (citado em (11)); ◇, ^{208}Pb (Ref. (14)); ●, ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, e ^{197}Au (Ref. (10)).

do disponível, torna-se importante comparar os dados obtidos neste trabalho com resultados obtidos por meio de cálculos teóricos. Conforme foi visto na seção precedente a fissionabilidade nuclear pode ser teoricamente obtida segundo um modelo a dois estágios. Para baixas energias de excitação e para núcleos pesados a contribuição da emissão de prótons no segundo estágio pode ser desprezada ($G \approx 0$), logo:

$$f = \frac{F}{1 + F} \quad (1.29)$$

Com a finalidade de verificar os efeitos de camada sobre a fissionabilidade, é interessante explicitar a dependência de f com o parâmetro r . A expressão (1.25) também pode ser expressa como

$$F = \frac{1}{r^{1/2}} \frac{15}{2} \frac{a_n^{1/2}}{A^{2/3}} \frac{(E^* - B_f)^{1/2}}{(E^* - B_n)} \exp[-2a_n^{1/2} (E^* - B_n)^{1/2}] \\ \times \exp[r^{1/2} 2a_n^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2}] \quad , \quad (1.30)$$

ou ainda,

$$F = \frac{\beta}{\sqrt{r}} \exp(\alpha\sqrt{r}) \quad , \quad (1.31)$$

onde

$$\alpha = 2 a_n^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} \quad (1.32)$$

$$\beta = \frac{15\alpha}{4A^{2/3} (E^* - B_n)} \exp[-2a_n^{1/2} (E^* - B_n)^{1/2}] \quad . \quad (1.33)$$

A expressão (1.31) acima indica claramente uma forte dependência da fissionabilidade calculada com o valor do parâmetro r , e valores de r encontrados na literatura científica não são bem definidos variando entre 1.05 e 1.30 ⁽³²⁾. Uma questão que surge então é saber qual o melhor valor de r que deve ser

inserido em (1.31) para que os valores calculados de f estejam em bom acordo com resultados experimentais. Uma forma de se conseguir isto é utilizar dados experimentais de fissão induzida por fótons e outros projéteis, de energias compreendidas na faixa 30-80 MeV, que conduzem na segunda fase da reação a um núcleo de baixa energia de excitação. Para cada valor da fissionabilidade experimental é encontrado o melhor valor de r que a reproduza, segundo o modelo simples a dois estágios acima apresentado. Fazendo um gráfico de r obtido deste modo semi-empírico contra Z^2/A verifica-se que a maior parte dos pontos podem ser distribuídos em três regiões distintas dadas, conforme a referência (10), pelas retas

$$r = 1 + 0.05917 (Z^2/A - 34.34) \quad , \quad Z^2/A \gtrsim 34.90 \quad (1.34)$$

$$r = 1 + 0.08334 (Z^2/A - 30.30) \quad , \quad 31.20 < Z^2/A \lesssim 34.00 \quad (1.35)$$

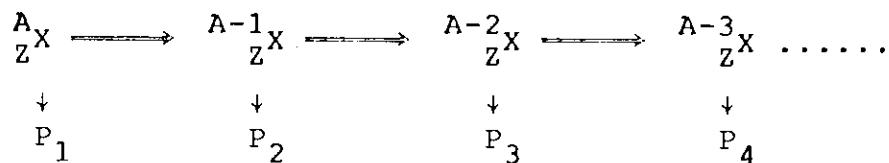
$$r = 1.281 - 0.01842 (Z^2/A - 20.00) \quad , \quad 24.90 \lesssim Z^2/A \leq 31.20 \quad (1.36)$$

Estas três expressões reproduzem os valores de r com incerteza menor que 2%. Extrapolamos os valores da relação (1.36) até a região de $Z^2/A \approx 20.00$, uma vez que não há dados experimentais de fissionabilidade nesta região de Z^2/A .

1.4 - EVAPORAÇÃO SUCESSIVA DE NEUTRONS

A probabilidade de um núcleo excitado A_ZX de energia E^* fissionar antes da emissão de um neutron é a probabilidade de 1ª chance de fissão P_1 ; após a emissão de um neutron o núcleo ${}^{A-1}_ZX$ terá uma probabilidade de 2ª chance de fissão P_2 ; após a emissão

do segundo neutron, o núcleo ${}^{A-2}_Z X$ terá a probabilidade de terceira chance de fissão P_3 , e assim sucessivamente. Esquemáticamente temos



A fissionabilidade nuclear total é, então, dada por

$$f = P_1 + (1-P_1)P_2 + (1-P_1)(1-P_2)P_3 + (1-P_1)(1-P_2)(1-P_3)P_4 + \dots \quad (1.37)$$

Chamando $P_2/P_1 = a_1$; $P_3/P_2 = a_2$; $P_4/P_3 = a_3$, ou genericamente

$$\frac{P_{i+1}}{P_i} = a_i \quad , \quad (1.38)$$

ficamos com

$$\begin{aligned} f = & P_1 + (1-P_1)a_1P_1 + (1-P_1)(1-a_1P_1)a_2P_2 + \\ & + (1-P_1)(1-a_1P_1)(1-a_2P_2)a_3P_3 + \dots \quad , \quad (1.39) \end{aligned}$$

ou

$$\begin{aligned} f = & P_1 + (1-P_1)a_1P_1 + (1-P_1)(1-a_1P_1)a_2a_1P_1 + \\ & + (1-P_1)(1-a_1P_1)(1-a_2a_1P_1)a_3a_2a_1P_1 \quad , \quad (1.40) \end{aligned}$$

ou ainda

$$\begin{aligned} f = & P_1 [1 + a_1(1-P_1) + (1-P_1)(1-a_1P_1)a_1a_2 + \\ & + a_1a_2a_3(1-P_1)(1-a_1P_1)(1-a_1a_2P_1) + \dots] \quad (1.41) \end{aligned}$$

Considerando apenas a emissão de até 3 neutrons suces-

sivos (4ª chance de fissão), temos:

$$f \approx P_1 [1 + a_1(1 - P_1) + a_1 a_2(1 - P_1)(1 - a_1 P_1) + a_1 a_2 a_3(1 - P_1)(1 - a_1 P_1)(1 - a_1 a_2 P_1)] \quad (1.42)$$

É importante observar que para os actinídeos ($A \geq 230$) $P_1 \approx 1$, resultando diretamente de (1.42) que $f \approx P_1$.

Fazendo a hipótese $P_1 \ll 1$ (que é o caso dos não-actinídeos), a expressão (1.42) pode ser expandida em série de potências de P_1 :

$$f = f(0) + f'(0) \frac{P_1}{1!} + f''(0) \frac{P_1^2}{2!} + f'''(0) \frac{P_1^3}{3!} + \dots \quad (1.43)$$

Aproximando os termos só até a 1ª ordem, já que P_1^2, P_1^3, \dots , tendem para zero, ficamos com:

$$f = (1 + a_1 + a_1 a_2 + a_1 a_2 a_3) P_1 \quad (1.44)$$

Para calcular as fissionabilidades é preciso então conhecer as razões a_i definidas por (1.38). De um modo geral temos

$$P_1 = (1 + F^{-1})^{-1} \quad (1.45)$$

em que F é dado por (1.31). Com isto as razões a_i se escrevem então:

$$a_i = \frac{P_{i+1}}{P_i} = \frac{(1 + F_{i+1}^{-1})^{-1}}{(1 + F_i^{-1})^{-1}} = \frac{1 + F_i^{-1}}{1 + F_{i+1}^{-1}} = \frac{F_i + 1}{F_{i+1} + 1} \frac{F_{i+1}}{F_i} \quad (1.46)$$

Para os não-actinídeos, como $F_i \ll 1$, temos:

$$a_i = \frac{P_{i+1}}{P_i} \approx \frac{F_{i+1}}{F_i} \quad (1.47)$$

Com isto, as razões a_i podem ser escritas como

$$a_1 = \frac{F_2}{F_1} \quad ; \quad a_2 = \frac{F_3}{F_2} \quad ; \quad a_3 = \frac{F_4}{F_3} \quad ; \quad \dots \quad (1.48)$$

Para a razão a_1 temos, levando em conta (1.31):

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{\beta_2}{r_2^{1/2}} \exp(\alpha_2 r_2^{1/2}) \times \frac{r_1^{1/2}}{\beta_1} \exp(-\alpha_1 r_1^{1/2}) = \\ &= \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1/2} \frac{\beta_2}{\beta_1} \exp(\alpha_2 r_2^{1/2} - \alpha_1 r_1^{1/2}) \end{aligned} \quad (1.49)$$

Tendo em conta as expressões (1.32) e (1.33) a_1 ainda pode ser escrita como

$$\begin{aligned} a_1 &= \left(\frac{r_1}{r_2}\right)^{1/2} \left[\frac{a_{n_2} (E_2^* - B_{f_2})}{a_{n_1} (E_1^* - B_{f_1})} \right]^{1/2} \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{2/3} \frac{(E_1^* - B_{n_1})}{(E_2^* - B_{n_2})} \\ &\times \exp \left\{ [4a_{n_1} (E_1^* - B_{n_1})]^{1/2} - [4a_{n_2} (E_2^* - B_{n_2})]^{1/2} + \right. \\ &\left. + [4r_2 a_{n_2} (E_2^* - B_{f_2})]^{1/2} - [4r_1 a_{n_1} (E_1^* - B_{f_1})]^{1/2} \right\} . \quad (1.50) \end{aligned}$$

As razões a_2 e a_3 podem ser calculadas por expressões análogas à (1.50) trocando-se os índices segundo a regra $i \rightarrow i+1$:

$$\begin{aligned} a_2 &= \left(\frac{r_2}{r_3}\right)^{1/2} \left[\frac{a_{n_3} (E_3^* - B_{f_3})}{a_{n_2} (E_2^* - B_{f_2})} \right]^{1/2} \left(\frac{A_2}{A_3}\right)^{2/3} \frac{(E_2^* - B_{n_2})}{(E_3^* - B_{n_3})} \times \\ &\times \exp \left\{ [4a_{n_2} (E_2^* - B_{n_2})]^{1/2} - [4a_{n_3} (E_3^* - B_{n_3})]^{1/2} + \right. \\ &\left. + [4r_3 a_{n_3} (E_3^* - B_{f_3})]^{1/2} - [4r_2 a_{n_2} (E_2^* - B_{f_2})]^{1/2} \right\} \quad (1.51) \end{aligned}$$

$$a_3 = \left(\frac{r_3}{r_4}\right)^{1/2} \left[\frac{a_{n_4} (E_4^* - B_{f_4})}{a_{n_3} (E_3^* - B_{f_3})} \right]^{1/2} \left(\frac{A_3}{A_4}\right)^{2/3} \frac{(E_3^* - B_{n_3})}{(E_4^* - B_{n_4})} \times$$

$$\times \exp \left\{ [4a_{n_3} (E_3^* - B_{n_3})]^{1/2} - [4a_{n_4} (E_4^* - B_{n_4})]^{1/2} \right.$$

$$\left. + [4r_4 a_{n_4} (E_4^* - B_{f_4})]^{1/2} - [4r_3 a_{n_3} (E_3^* - B_{f_3})]^{1/2} \right\} \quad (1.52)$$

Interessa-nos agora saber a quantidade de energia de excitação que é removida do núcleo inicial pela evaporação de um neutron. O espectro de energia cinética E_c dos neutrons emitidos segue uma distribuição de Weisskopf:

$$\frac{dN}{dE_c} = c E_c \exp (-E_c/T) = g(E_c) \quad , \quad (1.53)$$

onde c é uma constante e T é a temperatura nuclear correspondente à energia de excitação máxima do núcleo residual. De acordo com o modelo de gás de Fermi temos

$$E^* = aT^2 \quad \dots \quad T = \sqrt{\frac{E^*}{a}} = \sqrt{\frac{E_1^* - B_{n_1}}{a_{n_1}}} \quad . \quad (1.54)$$

A energia cinética mais provável E_c^{mp} é obtida de $\frac{dg(E_c)}{dE_c} = 0$:

$$c \left(e^{-E_c/T} - \frac{E_c}{T} e^{-E_c/T} \right) = 0 \quad \dots \quad E_c^{mp} = T = \sqrt{\frac{E_1^* - B_{n_1}}{a_{n_1}}} \quad (1.55)$$

A energia usada para evaporar um neutron é então

$$B_{n_1} + E_c^{mp} \quad ,$$

logo,

$$E_2^* = E_1^* - (B_{n_1} + E_c^{mp}) = E_1^* - B_{n_1} - \sqrt{\frac{E_1^* - B_{n_1}}{a_{n_1}}} \quad . \quad (1.56)$$

A energia cinética média é

$$\bar{E}_C = \frac{\int_0^{\infty} g(E_C) E_C dE_C}{\int_0^{\infty} g(E_C) dE_C} = 2T \quad . \quad (1.57)$$

Considerando a energia cinética média, o núcleo original perde uma quantidade de energia igual a

$$B_{n_1} + \bar{E}_C = B_{n_1} + 2T = B_{n_1} + 2 \sqrt{\frac{E_1^* - B_{n_1}}{a_{n_1}}} \quad .$$

Portanto temos

$$E_2^* = E_1^* - B_{n_1} - 2 \sqrt{\frac{E_1^* - B_{n_1}}{a_{n_1}}} \quad . \quad (1.58)$$

Calculando-se a variação de energia de excitação $\Delta E = E_1^* - E_2^*$ para os não-actinídeos Au, Pb, Bi e Pt, vê-se que a evaporação de um neutron remove em média cerca de 10 MeV do núcleo de um não-actinídeo, conforme sugere a Tabela 1.1.

TABELA 1.1 - Energia cinética removida pela evaporação de um neutron.

Núcleo	E_1^* (MeV)	B_{n_1} (MeV)	a_{n_1} (MeV ⁻¹)	ΔE (MeV)	
				(1.56)	(1.58)
²⁰⁹ Bi	69	7.46	18.76	9.3	11.1
²⁰⁸ Pb	69	7.37	18.29	9.2	11.0
¹⁹⁷ Au	69	8.07	19.82	9.8	11.6
¹⁹⁵ Pt	69	6.10	20.06	7.9	9.6
¹⁹⁴ Pt	69	8.37	20.09	10.1	11.8

O efeito do parâmetro $r = a_f/a_n$ sobre os valores de a_i pode ser visto consultando os valores numéricos das grandezas

que aparecem no coeficiente da exponencial em (1.50). Vemos que este é aproximadamente 1, e como $E_1^* \cong E_2^* + 10$ MeV segue que a negatividade do argumento da exponencial é determinado pelos valores de r_1 e r_2 .

Os valores de a_1 , a_2 e a_3 para a platina bem como as grandezas necessárias ao seu cálculo estão reunidos na Tabela 1.2.

A Tabela 1.3 resume o cálculo da fissionabilidade no caso em que é feita a aproximação $f = P_1$ e também sem aproximação, conforme equação (1.44). Os resultados da Tabela 1.3 mostram que a aproximação $f = P_1$ fornece um resultado $\sim 56\%$ menor do que aquele calculado usando as demais chances de fissão na sequência evaporativa de neutrons, sugerindo que não devemos considerar só a probabilidade de 1ª chance de fissão no cálculo da fissionabilidade nuclear da ^{nat}Pt . O cálculo da fissionabilidade da platina pode ser feito admitindo $f = P_1$, ficando o resultado final multiplicado por 2.3:

$$f = 2.3 P_1 \quad . \quad (1.59)$$

1.5 - EFEITO DA EMISSÃO DE NUCLEONS RÁPIDOS NO CÁLCULO DA FISSIONABILIDADE

Segundo Leprêtre e colaboradores ⁽¹⁵⁾ a emissão de nucleons rápidos imediatamente após a absorção de um fóton, mas antes de instaurada a fase de competição evaporação-fissão, pode contribuir para o cálculo da fissionabilidade nuclear. Os resultados reportados por Leprêtre para o ^{208}Pb a 73 MeV são os seguintes:

TABELA 1.2 - Sequência evaporativa de 3 neutrons para os isótopos de natPt.

Núcleo alvo	i	A+1-i Z	E_i^* (MeV)	ΔM_i (MeV)	a_{n_i} (MeV ⁻¹)	E_i (MeV)	$B_{I_0}^I$ (MeV)	$B_{f_i}^I$ (MeV)	B_{n_i} (MeV)	r_i	a_1	a_2	a_3
198Pt	1	198Pt	69	-6.30	19.83	1567	23.59	22.55	7.56	1.083	0.126	1.022	0.031
	2	197Pt	59	-5.77	19.64	1559	23.07	22.20	5.85	1.080			
	3	196Pt	49	-5.39	19.36	1554	22.59	21.88	7.92	1.078			
	4	195Pt	39	-4.79	19.13	1546	22.12	21.56	6.10	1.075			
196Pt	1	196Pt	69	-5.39	19.95	1554	22.59	21.59	7.92	1.078	0.125	1.839	0.035
	2	195Pt	59	-4.79	19.83	1546	22.12	21.28	6.10	1.075			
	3	194Pt	49	-4.40	19.61	1540	21.68	20.99	8.37	1.088			
	4	193Pt	39	-3.65	19.54	1531	21.25	20.71	6.25	1.102			
195Pt	1	195Pt	69	-4.79	20.06	1546	22.12	21.13	6.10	1.075	2.412	0.094	1.205
	2	194Pt	59	-4.40	19.88	1540	21.68	20.85	8.37	1.088			
	3	193Pt	49	-3.65	19.84	1531	21.25	20.57	6.25	1.102			
	4	192Pt	39	-3.42	19.58	1525	20.84	20.31	8.67	1.116			
194Pt	1	194Pt	69	-4.40	20.09	1540	21.68	20.71	8.37	1.088	0.163	2.074	0.032
	2	193Pt	59	-3.65	20.07	1531	21.25	20.43	6.25	1.102			
	3	192Pt	49	-3.42	19.86	1525	20.84	20.17	8.67	1.116			
	4	191Pt	39	-2.66	19.87	1516	20.46	19.93	6.44	1.129			
192Pt	1	192Pt	69	-3.42	20.23	1525	20.84	19.90	8.67	1.116	0.141	2.096	0.034
	2	191Pt	59	-2.66	20.25	1516	20.46	19.66	6.44	1.129			
	3	190Pt	49	-2.52	20.06	1510	20.09	19.44	8.91	1.143			
	4	189Pt	39	-1.91	20.07	1501	19.75	19.24	6.74	1.158			
190Pt	1	190Pt	69	-2.52	20.33	1510	20.09	19.17	8.91	1.143	0.147	1.852	0.036
	2	189Pt	59	-1.91	20.34	1501	19.75	18.97	6.74	1.158			
	3	188Pt	49	-1.63	20.25	1494	19.42	18.78	9.08	1.172			
	4	187Pt	39	-1.13	20.28	1485	19.15	18.65	7.05	1.186			

TABELA 1.3 - Fissionabilidade da ^{nat}Pt considerando até a probabilidade de 4ª chance de fissão.

Núcleo	a_1	a_2	a_3	$f=P_1$	$f(\text{eq. (1.44)})$
^{198}Pt	0.126	1.022	0.031	P_1	1.26 P_1
^{196}Pt	0.125	1.839	0.035	P_1	1.36 P_1
^{195}Pt	2.412	0.094	1.205	P_1	3.91 P_1
^{194}Pt	0.163	2.074	0.032	P_1	1.51 P_1
^{192}Pt	0.141	2.096	0.034	P_1	1.45 P_1
^{190}Pt	0.147	1.852	0.036	P_1	1.43 P_1
^{nat}Pt	—	—	—	P_1	2.26 P_1

- Em 56% das interações do fóton um neutron rápido é emitido com energia cinética média $\bar{E}_{cn} = 19.6 \text{ MeV}$;
- Em 20% das interações do fóton um próton é emitido com energia cinética média $\bar{E}_{cp} = 20.6 \text{ MeV}$;
- Em 24% das interações nenhum nucleon é emitido.

De modo a verificar o efeito da emissão de nucleons rápidos no cálculo da fissionabilidade da ^{nat}Pt neste ponto faremos a hipótese de que estes dados também sejam válidos para a platina a 69 MeV, além da hipótese já feita de ser $f \approx P_1$.

A energia de excitação do núcleo residual em cada caso é então

$$\begin{cases} E_0^* = \bar{K} \\ E_n^* = \bar{K} - B_n - \bar{E}_{cn} \\ E_p^* = \bar{K} - B_p - V_p - \bar{E}_{cp} \end{cases} \quad (1.60)$$

onde os índices p , n e 0 se referem respectivamente à emissão de próton, neutron, e à não-emissão de partículas.

A fissionabilidade nuclear é, então, ponderada com os pesos acima:

$$f = 0.24 f_0 + 0.56 f_n + 0.20 f_p \quad (1.61)$$

As quantidades f_n e f_p são calculadas segundo o procedimento descrito nas seções anteriores, e os resultados estão mostrados na Tabela 1.4.

TABELA 1.4 - Efeito da emissão de nucleons rápidos sobre f .

Núcleo	P(%)	f_0	f_n	f_p	f	f_0/f
^{190}Pt	0.01	1.77×10^{-2}	4.34×10^{-5}	2.30×10^{-6}	4.27×10^{-3}	4.14
^{192}Pt	0.79	4.19×10^{-3}	1.20×10^{-8}	3.25×10^{-7}	1.01×10^{-3}	4.15
^{194}Pt	32.9	8.86×10^{-4}	7.98×10^{-8}	5.59×10^{-8}	2.13×10^{-4}	4.16
^{195}Pt	33.8	1.20×10^{-4}	1.48×10^{-5}	5.52×10^{-3}	3.71×10^{-5}	3.23
^{196}Pt	25.3	2.80×10^{-4}	1.06×10^{-6}	4.39×10^{-9}	6.78×10^{-5}	4.13
^{198}Pt	7.2	1.37×10^{-4}	5.29×10^{-7}	2.86×10^{-10}	3.32×10^{-5}	4.13

A razão f_0/f entre a fissionabilidade da ^{nat}Pt a 69MeV quando não se considera a emissão de nucleons rápidos e quando se admite tal fato pode ser obtida a partir da Tabela 1.4 ponderando-se f_0 e f com a composição percentual de cada isótopo na amostra. Isto feito acha-se que a razão $f_0/f \approx 4$, concordando com resultados anteriores para ^{197}Au , ^{208}Pb e ^{209}Bi (10). Este resultado indica que o efeito da emissão de nucleons rápidos sobre o cálculo da fissionabilidade da ^{nat}Pt é o de diminuí-la por um fator 4 em relação ao caso em que não se considera tal efeito.

Uma forma alternativa de se avaliar o efeito da emissão de nucleons rápidos no cálculo de f é admitir de início a emissão de nucleons rápidos e buscar os melhores valores do parâmetro $r = a_f/a_n$ que reproduzem os dados experimentais:

$$0.24 f_0 + 0.56 f_n + 0.20 f_p = f_{\text{exp}} \quad (1.62)$$

Os cálculos mostram que os valores de r são agora

aproximadamente 4.5% maiores e que a razão f_0/f é ainda aproximadamente 4.

CAPÍTULO II

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

2.1 - ALVOS E DETETORES

O primeiro passo importante para a investigação experimental de reações fotonucleares é a preparação de amostras do núcleo-alvo que serão submetidas à irradiação. Estas amostras podem possuir diversas maneiras de apresentação, dependendo do tipo de núcleo e do tipo específico de reação que se pretende estudar. A amostra-alvo pode, por exemplo, ser uma placa, uma fina película ou filme, ou ainda estar finamente pulverizada. A espessura da amostra-alvo é calculada de modo que os produtos das reações de fotoprodução escapem da amostra-alvo, de modo a serem detetados, ou seja, os livres caminhos médios dos produtos das reações devem ser maiores que a espessura da amostra-alvo. O detetor pode ser colocado antes ou depois da amostra-alvo e pode ser de vários tipos, dependendo do tipo de detecção que se deseja fazer.

Os detetores de partículas carregadas mais comumente empregados são o makrofol, mica e CR-39. Outros detetores também muito usados são emulsão nuclear e nitrato de celulose. Tais detetores são genericamente chamados de detetores sólidos de traços.

No caso do presente trabalho o núcleo-alvo escolhido para o estudo da fotofissão induzida por fótons polarizados e monocromáticos é a platina natural de alto grau de pureza (99.9% puro), cuja composição é dada na Tabela 1.4, e o detetor

é o makrofol N (policarbonato de dioxidifenil-propano).

Foram preparados um total de 43 filmes metálicos de ^{nat}Pt de 3cm×3cm e com espessura média de 21.6 μm (46.3 mg/cm^2) e colocados em contato com makrofol N de 100 μm (12 mg/cm^2) de espessura formando "sandwiches", ficando a parte brilhante registradora em contato com o alvo de platina. A montagem do pacote está apresentada na Figura 2.1.

2.2 - CARACTERÍSTICAS DO FEIXE

O pacote contendo o arranjo dos "sandwiches" alvo-detec-tores foram expostos à irradiação de um feixe de fótons monocromáticos e polarizados de diâmetro em torno de 10 mm e energia máxima de 78.8 MeV. O feixe tinha uma resolução em energia de 9% e intensidade média de 3.4×10^4 gamas/segundo durante a exposição e foi produzido no sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati - Itália, por espalhamento Compton inverso de luz Laser por elétrons de alta energia do Acelerador de Elétrons ADONE (16,17). O background devido a fótons de bremsstrahlung foi estimado ser em torno de 10%.

A Figura 2.2 mostra o arranjo experimental, no qual os alvos foram colocados de tal modo que a incidência do feixe fosse normal às suas faces.

A irradiação foi realizada entre os dias 06 e 09 de março de 1991 perfazendo aproximadamente 60 h de exposição e a dose total Q_0 medida por um monitor de cristal situado após o pacote, resultando:

$$Q_0 = 7.4 \times 10^9 \text{ fótons.}$$

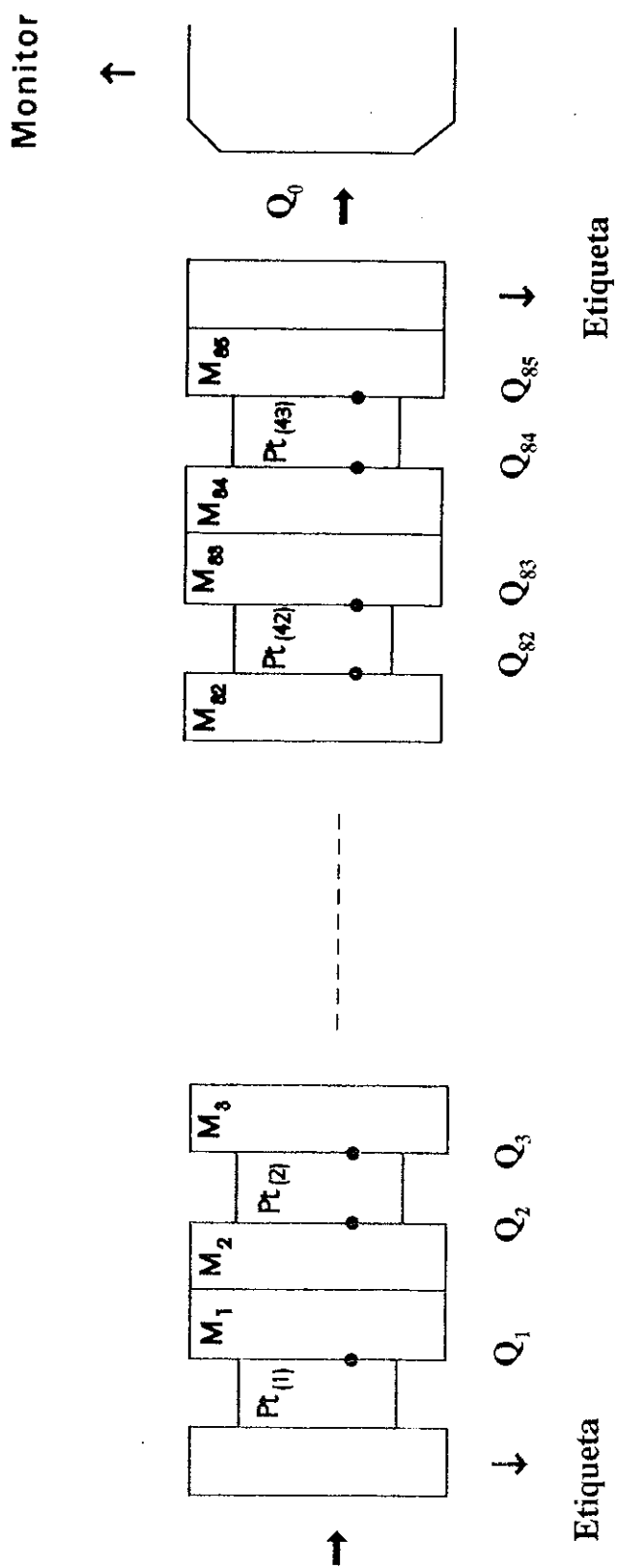


Figura 2.1 - Montagem do Pacote.

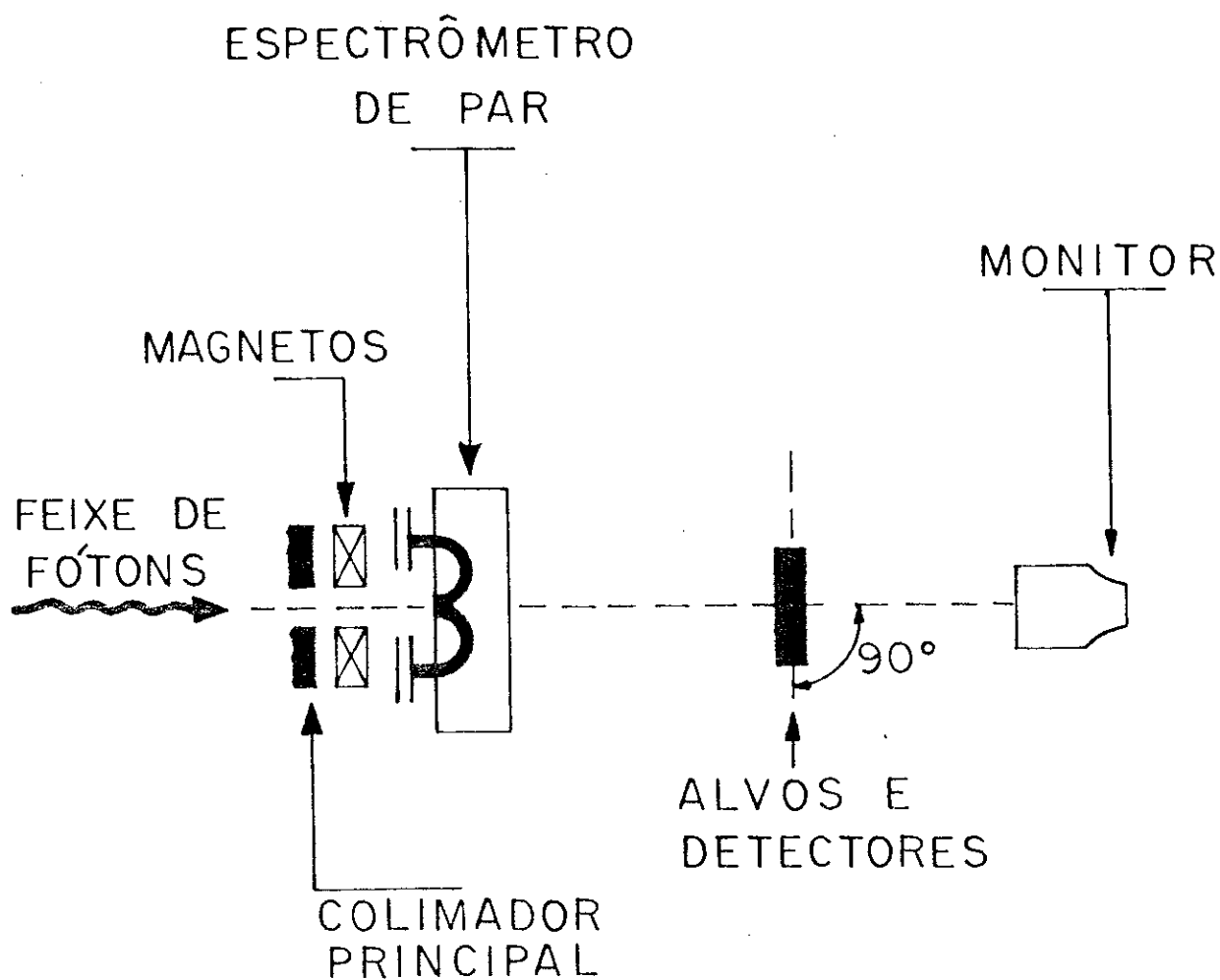
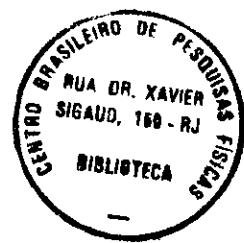


FIGURA 2.2 - Arranjo experimental das exposições ao feixe LADON.



A energia média do feixe pode ser obtida a partir do espectro, calculando-se a integral

$$\int_{K_i}^{K_{\text{máx}}} K \frac{dN}{dK} (K, K_{\text{máx}}) dK \quad , \quad (2.1)$$

onde

$$\frac{dN}{dK} (K, K_{\text{máx}}) = n(K, K_{\text{máx}})$$

é a distribuição de energia normalizada à unidade e K_i é a energia inicial do espectro. A resolução numérica de (2.1) conduz ao seguinte resultado para a energia média do espectro:

$$\bar{K} = 61 \text{ MeV} \quad , \quad (2.2)$$

sendo $K_i = 17 \text{ MeV}$ e $K_{\text{máx}} = 79 \text{ MeV}$.

Contrariamente aos espectros de trabalhos anteriores (10,18,19,20), a distribuição de energia utilizada aqui é muito larga indo desde 17 MeV até 79 MeV, conforme a Fig. 2.3. Devemos considerar ainda o fato de as barreiras de fissão para os isótopos da platina serem relativamente altas ($B_f \approx 20-23 \text{ MeV}$), sugerindo que a contribuição de fótons de baixa energia para a seção de choque total de fotofissão seja pequena. Então é conveniente definir uma energia limiar K_{TH} a partir da qual os fótons contribuem de maneira significativa para a seção de choque de fissão (ou rendimento) da $^{\text{nat}}\text{Pt}$. Tal energia limiar pode ser definida por meio da condição

$$\int_{K_i}^{K_{\text{TH}}} \sigma(K) n(K, K_{\text{máx}}) dK \ll \int_{K_i}^{K_{\text{máx}}} \sigma(K) n(K, K_{\text{máx}}) dK \quad . \quad (2.3)$$

Para calcular estas integrais é necessário o conhecimento da função $\sigma = \sigma(K)$. De acordo com a expressão (1.15) te-

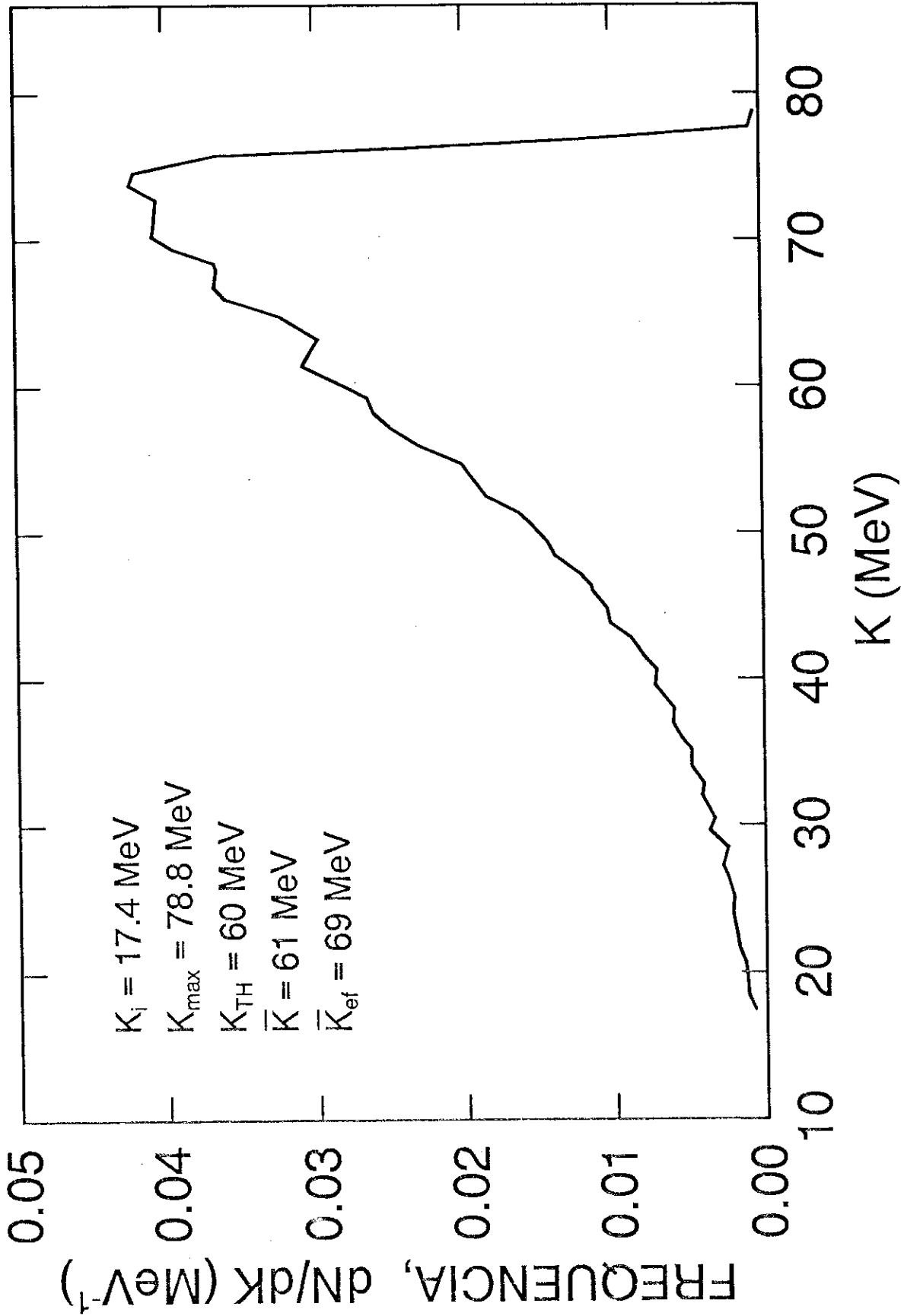


Figura 2.3 - Espectro produzido pelo feixe LADON com $K_{\text{máx}} = 78.8 \text{ MeV}$.

mos que

$$\sigma_f(K) = \sigma_a^T(K,A) \times f(K) \quad , \quad (2.4)$$

onde $\sigma_a^T(K,A)$ e $f(K)$ são, respectivamente, a seção de choque de fotoabsorção nuclear total e a fissionabilidade nuclear dadas no Capítulo I pelas expressões (1.12) e (1.29). Na expressão de $f(K)$ é suposto que a energia do fóton é toda ela entregue ao núcleo, ou seja, $E^* = K$.

O cálculo de $\sigma_f(K)$ a partir de (2.4) mostra que $\sigma_f \approx 0$ para $K < 21$ MeV. Isto nos permite integrar (2.3) numericamente desde 21 MeV até 79 MeV adotando um passo de 2 MeV:

$$\sum_{21}^{K_{TH}} \sigma(K) n(K, K_{m\acute{a}x}) \ll \sum_{21}^{79} \sigma(K) n(K, K_{m\acute{a}x}) \quad (2.5)$$

A energia limiar K_{TH} é um número compreendido entre 21 e 79 MeV. Começando com um valor arbitrário de K_{TH} e adotando como critério para a sua escolha que o 1º somatório acima seja em torno de 10% do 2º somatório, chegamos ao resultado

$$K_{TH} \cong 60 \text{ MeV} \quad . \quad (2.6)$$

Podemos agora definir uma energia média efetiva \bar{K}_{ef} como

$$\bar{K}_{ef} = \frac{\int_{K_{TH}}^{K_{m\acute{a}x}} K n(K, K_{m\acute{a}x}) dK}{\int_{K_{TH}}^{K_{m\acute{a}x}} n(K, K_{m\acute{a}x}) dK} \quad (2.7)$$

cujo resultado é

$$\bar{K}_{ef} \cong 69 \text{ MeV} \quad . \quad (2.8)$$

Isto significa que os fótons que realmente contribuem para o rendimento de fotofissão da ^{nat}Pt possuem uma energia média de 69 MeV.

2.3 - REVELAÇÃO E MICROSCOPIA

Uma vez realizada a irradiação no feixe do acelerador ADONE é feita a revelação do detetor, que consiste em um apropriado tratamento químico que torne os traços registrados visíveis ao microscópio ótico. Para tornar os traços visíveis, o detetor é tratado com uma solução de uma base ou um ácido a uma determinada temperatura. Uma grandeza importante neste processo é a velocidade geral de ataque V_G , que dá a taxa de remoção de massa do detetor na direção normal à sua superfície a uma dada temperatura e concentração da solução.

As 85 placas de makrofol foram imersas em um recipiente contendo uma solução de hidróxido de sódio 6.25 N, aquecida previamente a 60°C . As placas foram mantidas imersas na solução durante uma hora tendo-se a preocupação de manter a temperatura em torno de 60°C ($60^\circ \pm 1^\circ$). De modo a facilitar o ataque químico, tivemos ainda o cuidado de agitar a solução de NaOH durante este tempo. A Tabela 2.1 esclarece toda a operação de revelação dos detetores.

A espessura removida durante o ataque químico $L_G = V_G T$ é uma grandeza muito importante para a determinação experimental da seção de choque de fissão, conforme será visto mais adiante. A espessura removida deve ser tal que permita a visualização dos traços; não deve ser nem muito pequena que iniba a aparição dos

TABELA 2.1 - Condições de revelação.

Alvo	Detetor	Solução	Temperatura	Tempo de Ataque
nat _{pt}	Makrofol N	NaOH 6.25N	60°C	1h com agitação

TABELA 2.2 - Condições de microscopia.

Microscópio	ÓTICA		CALIBRAÇÃO (μm)
	Objetiva	Ocular	
1	10	12.5	9.30 \pm 0.02
	25	12.5	3.77 \pm 0.02
2	10	12.5	9.15 \pm 0.05
	25	12.5	3.71 \pm 0.02
3	10	25	6.21 \pm 0.03
	25	25	2.49 \pm 0.01
4	10	10	9.42 \pm 0.01
	25	10	3.81 \pm 0.02
5	10	25	6.17 \pm 0.01
	25	25	2.50 \pm 0.01

traços nem muito grande que destrua total ou parcialmente algum traço. A determinação de L_G foi feita medindo-se a diferença entre as espessuras do makrofol antes e depois da revelação especificada na Tabela 2.1. Adotando este procedimento, o resultado encontrado foi:

$$L_G = V_G T = (0.73 \pm 0.04) \mu\text{m} \quad (2.9)$$

Após terminar o processo de revelação descrito acima as placas de makrofol foram lavadas com água e secas, sendo após isso fixadas por meio de fitas adesivas em lâminas de vidro ficando assim prontas para o início da fase seguinte que é a microscopia.

O trabalho de microscopia foi levado a cabo utilizando-se 5 microscópios óticos (Leitz-Ortholux) diferentes tendo cada um a sua própria calibração. No processo de identificação e contagem dos traços de fissão cada placa foi pesquisada por dois observadores diferentes, ficando o resultado sujeito ao controle de um terceiro observador. As condições em que o trabalho de microscopia foi feito estão resumidas na Tabela 2.2.

Após o paciente trabalho de revelação e microscopia, foi encontrado um total de 75 traços de fissão cujo mapeamento é visto na Figura 2.4.

2.4 - RENDIMENTO DE FOTOFISSÃO

Para a obtenção experimental da fissionabilidade nuclear da ^{238}Pt é necessário conhecer além da seção de choque de fotoabsorção nuclear total $\sigma_a^T(K, A)$ a seção de choque de fissão $\sigma_f(K)$, ou o rendimento de fotofissão $Y(K_{\text{máx}})$, conforme eviden-

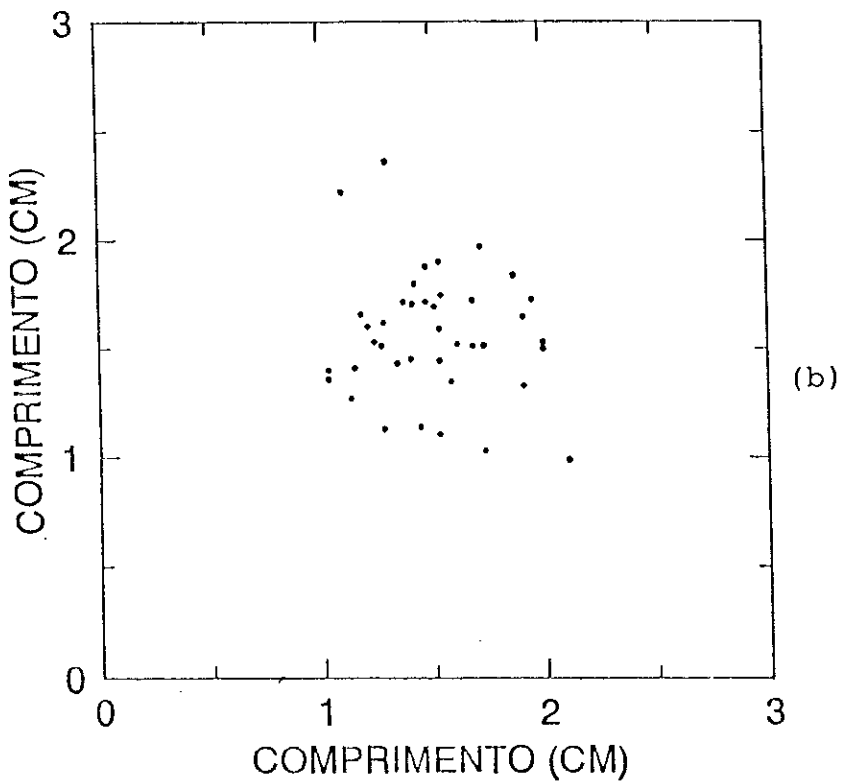
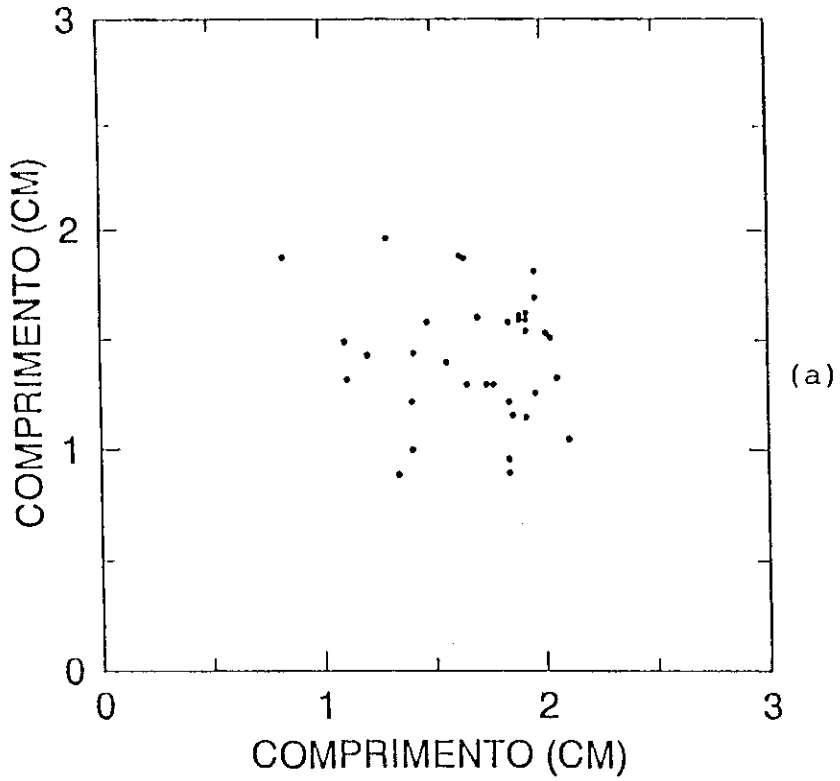


FIGURA 2.4 - Mapeamento dos traços de fissão: (a) - placas pares; (b) - placas ímpares.

ciado em (1.15). O rendimento de fotofissão representa a soma de todas as contribuições ao número total de eventos produzidos na amostra-alvo devido à incidência dos fótons de energia máxima $K_{\text{máx}} = 79$ MeV com distribuição de energia dada na Fig. 2.3. O rendimento de fotofissão é avaliado a seguir seguindo o tratamento descrito por O.A.P. Tavares na ref. (36).

O rendimento de fotofissão determinado experimentalmente é dado por

$$Y(K_{\text{máx}}) = \frac{N_e}{QN_a} = \int_{K_i}^{K_{\text{máx}}} \sigma(K) n(K, K_{\text{máx}}) dK \quad , \quad (2.10)$$

onde $\sigma(K)$ é a seção de choque à energia K ; N_e é o número de eventos de fissão ocorridos por unidade de volume da amostra; N_a é o número de núcleos-alvo por unidade de volume, e Q é o número total de fótons ou dose total que chega em cada interface alvo-detetor.

Como nem todos os eventos são registrados, como pode ser visto na Figura 2.5, precisamos conhecer a relação entre o número de eventos N_e e o número de traços observados N_t . Esta relação deve depender da espessura da amostra, da ionização dos fragmentos de fissão no alvo e no detetor, das condições de revelação e do sistema ótico. Uma hipótese simplificadora consiste em se admitir que a ionização de um fragmento de energia cinética E é dada por (37):

$$- \frac{dE}{dY} = \xi E^\beta \quad , \quad (2.11)$$

onde ξ e β são constantes, sendo ξ uma constante que depende do meio e β ($0 < \beta < 1$) a mesma no alvo e no detetor. Além disso é considerado que a constante ξ é maior no alvo do que

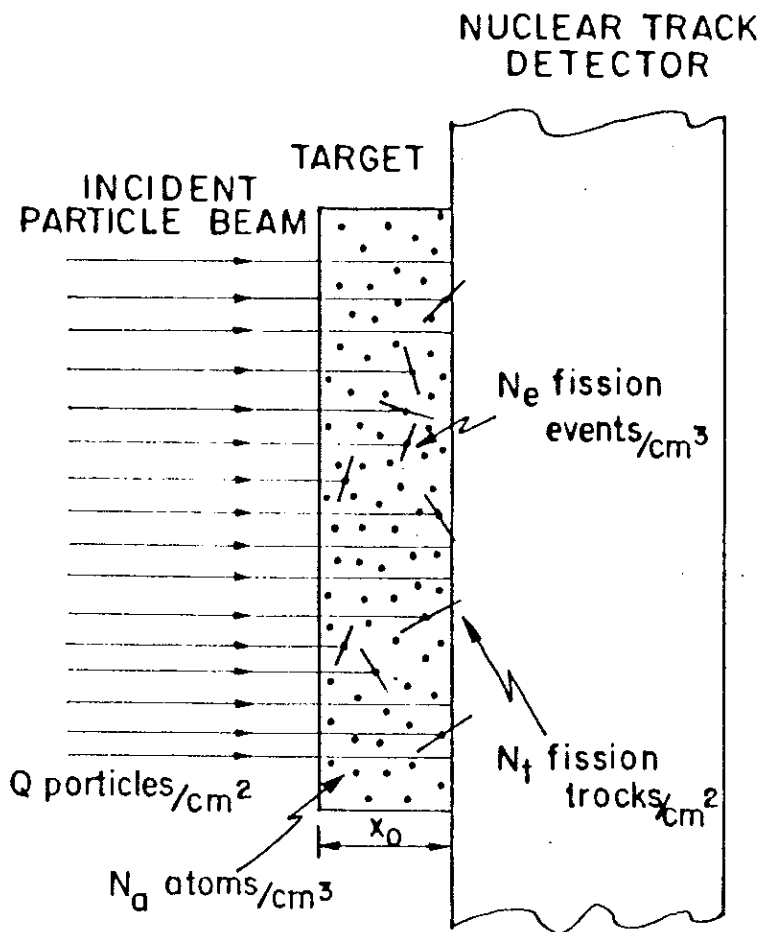


FIGURA 2.5 - Interface alvo-detetor.

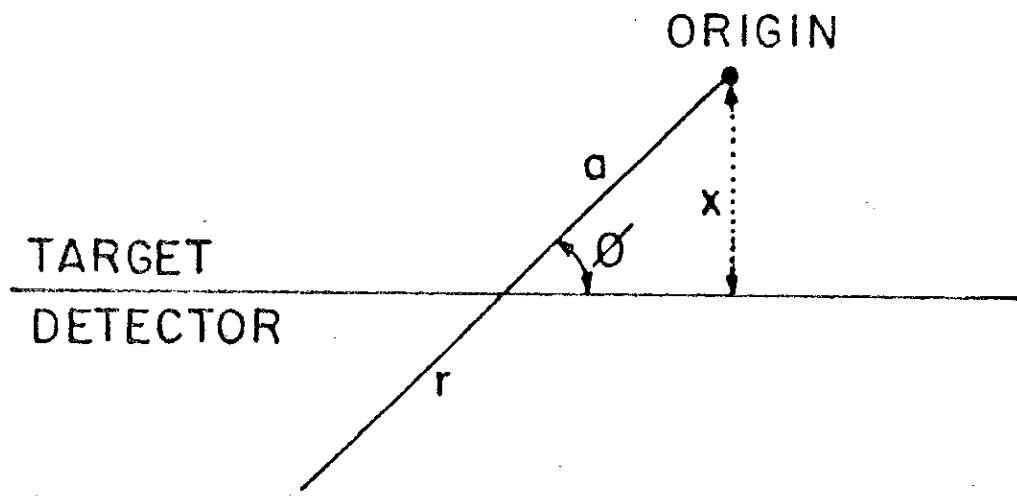


FIGURA 2.6 - Trajetória de um fragmento originado dentro do alvo e que atravessa a interface.

no detector $\xi_a > \xi_d$. Uma integração direta de (2.11) dá os alcan-
ces do fragmento de fissão no alvo e no detector, respectivamen-
te como:

$$R_a(E) = \frac{E^{1-\beta}}{\xi_a(1-\beta)} \quad , \quad (2.12)$$

$$R_d(E) = \frac{E^{1-\beta}}{\xi_d(1-\beta)} \quad . \quad (2.13)$$

Os alcances máximos são

$$\bar{a}_0 = R_a(E_0) \quad , \quad (2.14)$$

$$\bar{r}_0 = R_d(E_0) \quad , \quad (2.15)$$

onde E_0 é a energia cinética inicial do fragmento típico de fis-
são.

Suponhamos que o fragmento de energia inicial E_0 per-
corre uma distância a no alvo até a interface, chegando nesta
com energia E ($E < E_0$) e percorrendo uma distância r no dete-
tor até parar. De (2.12) e (2.13) temos que

$$\frac{R_a(E)}{R_d(E)} = \frac{\xi_d}{\xi_a} = \text{cte.} \quad (2.16)$$

Aplicando (2.16) na origem e na interface obtemos

$$\frac{\bar{a}_0}{\bar{r}_0} = \frac{\bar{a}_0 - a}{r} \quad (2.17)$$

Mas, da Figura 2.6 vemos que a distância do ponto em que o frag-
mento de fissão é criado até a interface, é dado por

$$x = a \operatorname{sen} \phi \quad . \quad (2.18)$$

Combinando (2.17) e (2.18) resulta

$$x = \bar{a}_0 \left[1 - \frac{r}{r_0} \right] \text{sen}\phi \quad (2.19)$$

O número de fragmentos de fissão produzidos no ângulo sólido $d\Omega$ e na espessura dx é

$$\frac{d^2N}{d\Omega \cdot dx} = \frac{2 \times N_e}{4\pi} \quad , \quad (2.20)$$

onde o fator 2 acima advém do fato de cada evento N_e produzir dois fragmentos.

$$d^2N = \frac{2N_e}{4\pi} 2\pi \cos\phi d\phi dx = N_e \cos\phi d\phi dx \quad . \quad (2.21)$$

Por integração direta de (2.21) chegamos a

$$N_t = N_e \int_0^{x_M} (\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1) dx \quad , \quad (2.22)$$

na qual x_M é o valor máximo de x , tal que um fragmento que entra no detetor pode ser revelado e observado; ϕ_1 e ϕ_2 são os valores extremos do ângulo de "dip" que tornam possível a visualização dos traços.

Para encontrar a relação procurada entre N_t e N_e devemos agora avaliar os limites x_M , ϕ_1 e ϕ_2 da integral (2.22). Da Figura 2.7 tiramos:

$$r = \frac{p}{\cos\phi} + \frac{V_G t}{\text{sen}\phi} \quad , \quad (2.23)$$

onde p é a projeção mínima do traço que torna possível a sua visualização.

Inserindo em (2.23) o valor de r dado em (2.19) fica

$$\left(\frac{-x}{\bar{a}_0 \text{sen}\phi} + 1 \right) \bar{r}_0 = \frac{p}{\cos\phi} + \frac{V_G t}{\text{sen}\phi}$$

ou

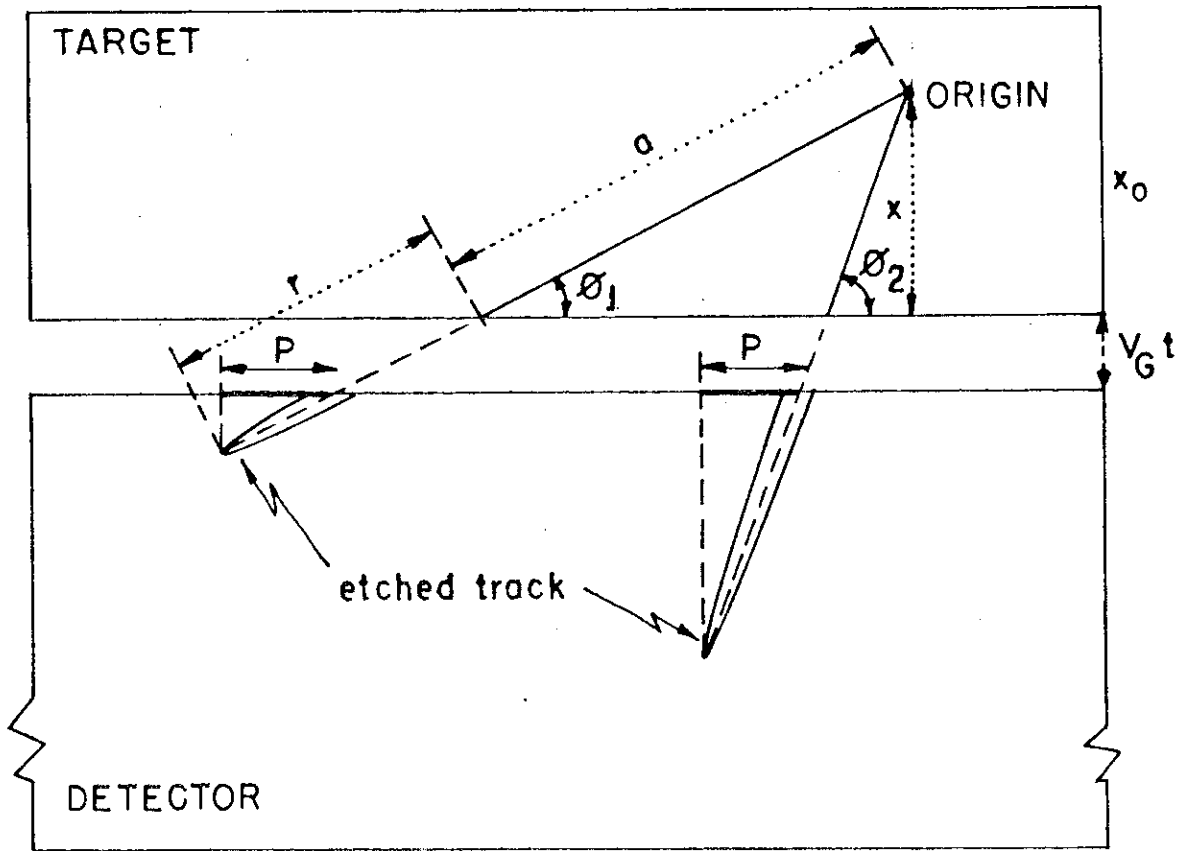


FIGURA 2.7 - Definição geométrica das quantidades relacionadas com a revelação dos traços de fissão.

$$\left(\text{sen}\phi - \frac{x}{\bar{a}_0}\right) \bar{r}_0 = p \text{tg}\phi + V_G t$$

ou ainda

$$\frac{x}{\bar{a}_0} + \frac{V_G t}{\bar{r}_0} = \text{sen}\phi - \frac{p}{\bar{r}_0} \text{tg}\phi \quad (2.24)$$

Fazendo

$$\frac{x}{\bar{a}_0} + \frac{V_G t}{\bar{r}_0} = A, \text{sen}\phi = U \text{ e } \frac{p}{\bar{r}_0} = B$$

resulta

$$U - A - B \frac{U}{(1-U^2)^{1/2}} = 0 \quad (2.25)$$

Os valores de $\text{sen}\phi_1$ e $\text{sen}\phi_2$ que desejamos para inserir em (2.22) são as soluções de (2.25) no intervalo $0 < U < 1$. Tomando dados obtidos da experiência que fizemos com o Bi metálico em contato com makrofol⁽¹⁹⁾ vemos que (2.25) só tem duas soluções para valores de x compreendidos no intervalo $0 \leq x \leq x_M$, onde x_M é obtido de

$$\frac{df(U)}{dU} = 0 \quad ,$$

resultando

$$x_M = \bar{a}_0 \left\{ \left[1 - \left(\frac{p}{\bar{r}_0}\right)^{2/3} \right]^{3/2} - \frac{V_G t}{\bar{r}_0} \right\} \quad (2.26)$$

Como pode ser visto da Figura 2.8, se a espessura do alvo x_0 é menor que x_M a equação (2.25) só tem soluções no intervalo $0 \leq x \leq x_0$. À medida que x vai crescendo de 0 até x_M (ou x_0) a diferença $U_2 - U_1 = \text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 = \epsilon(x)$ vai diminuindo de $\epsilon_0 = \epsilon(0)$ até 0 (ou $\epsilon(x_0)$). A quantidade ϵ_0 é definida como o fator de eficiência total de uma amostra ideal de espessura nula. Um modo de se avaliar ϵ_0 é tomar a aproximação $U = \text{sen}\phi \ll 1$ em (2.25):

$$U_1 - A - BU_1 = 0 \quad \therefore \quad U_1 = \frac{A}{1-B} = \text{sen}\phi_1 \quad (2.27)$$

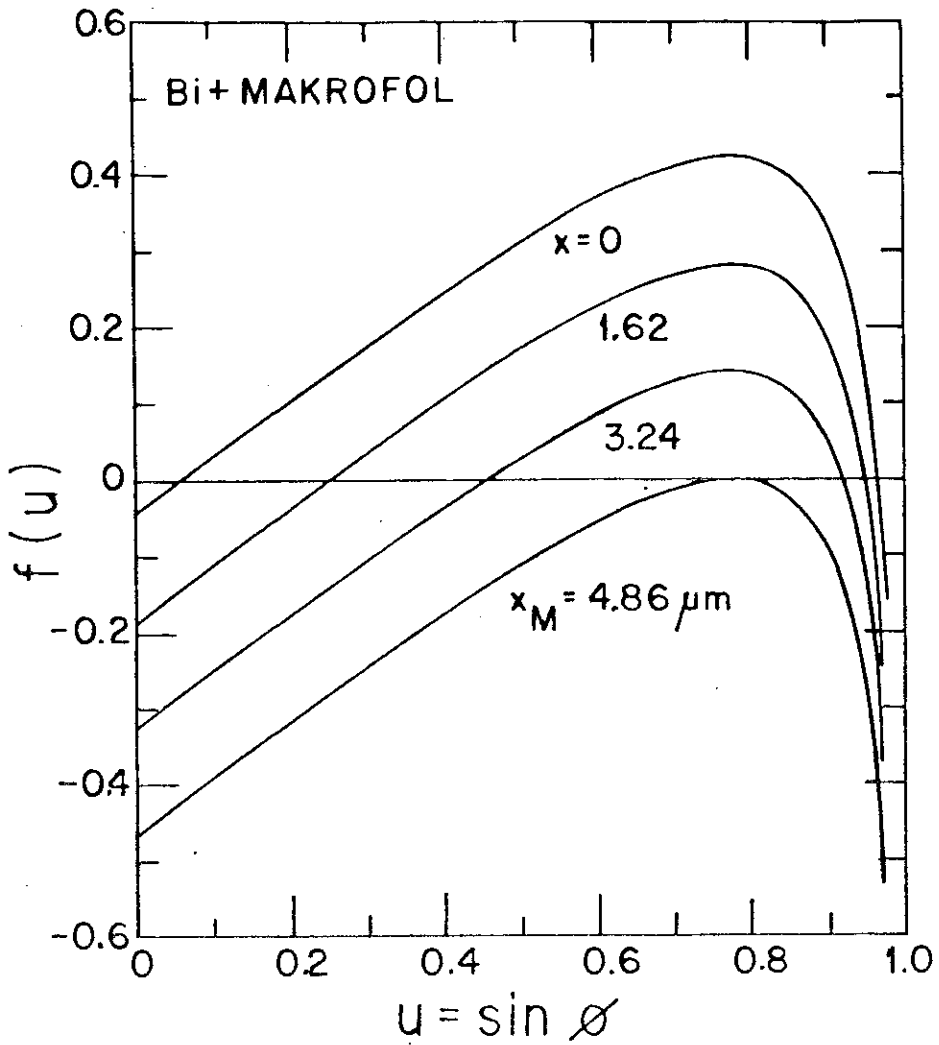


FIGURA 2.8 - Ilustração das soluções da equação (2.25) para diferentes valores da espessura do alvo \underline{x} .

Uma solução aproximada de (2.25) é

$$U_2 = \text{sen}\phi_2 = (1-B^2)^{1/2} - \frac{A}{\frac{1}{B^2} - 1} \quad (2.28)$$

Assim, temos:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= (\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1) \Big|_{x=0} = (1-B^2)^{1/2} - \frac{B^2 A}{1-B^2} \\ &\quad - \frac{A}{1-B} \Big|_{x=0} = (1-B^2)^{1/2} - \frac{AB^2 + (1+B)A}{1-B^2} \Big|_{x=0} \\ &= \left[(1-B^2)^{1/2} - \frac{A(1+B+B^2)}{1-B^2} \right] \Big|_{x=0} \end{aligned} \quad (2.29)$$

$$\epsilon_0 = (1 - (p/\bar{r}_0)^2)^{1/2} - \frac{V_G t}{\bar{r}_0} \frac{(1+p/r_0 + (p/r_0)^2)}{1 - (p/\bar{r}_0)^2} \quad (2.30)$$

A diferença $\epsilon(x) = \text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1$ pode ser aproximada pela expressão

$$\epsilon(x) = \epsilon_0 \left(1 - \frac{x}{x_M}\right)^\alpha, \quad 0 < \alpha < 1 \quad (2.31)$$

Em $x = 0$ as derivadas primeiras de ϵ_0 e $\epsilon(x)$ devem ser iguais:

$$\frac{d}{dx} \left[(1-B^2)^{1/2} - \frac{A(1+B+B^2)}{1-B^2} \right] \Big|_{x=0} = \frac{d}{dx} \left[\epsilon_0 \left(1 - \frac{x}{x_M}\right)^\alpha \right] \Big|_{x=0} \quad (2.32)$$

$$- \frac{(1+B+B^2)}{1-B^2} \frac{dA}{dx} \Big|_{x=0} = - \alpha \epsilon_0 \left(1 - \frac{x}{x_M}\right)^{\alpha-1} \frac{1}{x_M} \Big|_{x=0}$$

$$- \frac{1}{\bar{a}_0} \frac{(1+B+B^2)}{1-B^2} = - \frac{\alpha \epsilon_0}{x_M} \dots$$

$$\alpha = \frac{x_M}{\bar{a}_0} \frac{(1+B+B^2)}{\epsilon_0 (1-B^2)} \quad (2.33)$$

ou

$$\alpha = \frac{x_M}{\bar{a}_0 \epsilon_0} \frac{[1 + p/\bar{r}_0 + (p/\bar{r}_0)^2]}{1 - (p/\bar{r}_0)^2} \quad (2.34)$$

Com estes resultados a integral (2.22) pode finalmente ser calculada para o caso em que $x_0 \geq x_M$:

$$\begin{aligned} N_t &= N_e \int_0^{x_M} \epsilon_0 \left(1 - \frac{x}{x_M}\right)^\alpha dx \\ &= -N_e \epsilon_0 x_M \frac{\left(1 - \frac{x}{x_M}\right)^{\alpha+1}}{1 + \alpha} \Bigg|_0^{x_M} = \frac{N_e \epsilon_0 x_M}{1 + \alpha} \quad (2.35) \end{aligned}$$

Este resultado é válido só quando a espessura do alvo é maior ou igual ao máximo valor permitido de x ($x_0 \geq x_M$), como é o caso desta experiência, sendo o alvo neste caso chamado de alvo espesso. Resultados mais gerais envolvendo também alvos finos ($x_0 < x_M$) e alvos muito finos ($x_0 \ll x_M$) são descritos na referência (36).

A expressão final para o rendimento de fotofissão da ^{nat}Pt , que é um alvo espesso ($x_0 = 21.6 \mu\text{m}$), é então obtida inserindo (2.35) em (2.10):

$$Y(K_{\text{máx}}) = \frac{N_t}{QN_a \frac{x_M \epsilon_0}{1 + \alpha}} \quad (2.36)$$

com x_M , ϵ_0 e α dados respectivamente por (2.26), (2.30) e (2.34).

A determinação experimental do rendimento de fotofissão da ^{nat}Pt fica dependendo, como pode ser visto das expressões acima, do conhecimento das grandezas \bar{a}_0 , \bar{r}_0 , V_G^T e p .

2.4.1 - Avaliação de \bar{r}_0 e \bar{a}_0

Os alcances residuais do fragmento de fissão no detector (\bar{r}_0) e no alvo (\bar{a}_0) podem ser obtidos por meio de tabelas de alcance-energia (37,38), ficando o uso destas tabelas condicionado ao conhecimento do fragmento típico de fissão e da sua energia cinética inicial. No caso da ^{nat}Pt o fragmento de fissão, admitindo o modo simétrico de fissão, é o $^{97}_{39}\text{Y}$. O valor da energia cinética mais provável do fragmento de fissão poder ser obtido pela nova sistemática elaborada por Tavares e Terranova (39):

$$\langle E_K^T \rangle = \frac{z^2}{aA^{1/3} + bA^{-1/3} + cA^{-1}} \text{ MeV} \quad , \quad (2.37)$$

onde $\langle E_K^T \rangle$ é a energia cinética total mais provável liberada na fissão, e

$$\begin{cases} a = 9.39 \\ b = -58.6 \text{ MeV}^{-1} \\ c = 226 \end{cases} \quad , \quad (2.38)$$

com desvio padrão em torno de 2 MeV. Assim temos que $\langle E_K^T \rangle \cong 134 \pm 2$ MeV, tendo cada fragmento em média a metade deste valor:

$$E_0 (^{97}_{39}\text{Y}) \cong 67 \pm 1 \text{ MeV} \quad . \quad (2.39)$$

No caso do alcance de $^{97}_{39}\text{Y}$ de 67 MeV em makrofol os dados extraídos do trabalho de Tripier e colaboradores (37) não permitiram construir uma tabela em que fosse possível ler diretamente o alcance, mas pudemos obter o valor de \bar{r}_0 por interpolação. Analogamente, para o alcance do fragmento típico $^{97}_{39}\text{Y}$ na platina pôde ser construída a curva alcance-energia.

Existe uma incerteza na determinação de \bar{a}_0 e \bar{r}_0 , dado

a diferença de métodos usados na construção das diversas curvas alcance-energia disponíveis na literatura. Admitindo 6% de incerteza na determinação de \bar{r}_0 e 10% na determinação de \bar{a}_0 , a partir das Figuras 2.9 e 2.10 temos:

$$\begin{aligned}\bar{r}_0 &= (16 \pm 1) \mu\text{m} \quad , \\ \bar{a}_0 &= (5.7 \pm 0.6) \mu\text{m} \quad .\end{aligned}\tag{2.40}$$

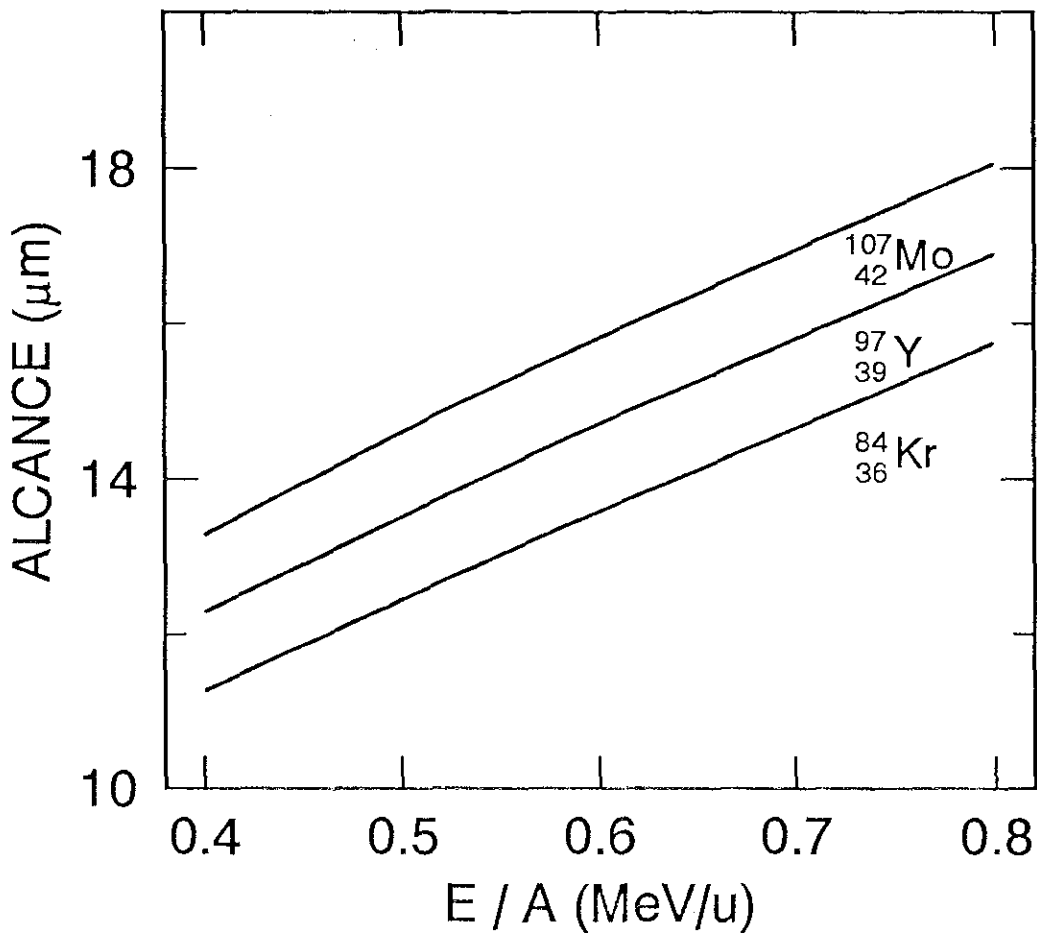


Figura 2.9 - Alcance de $^{97}_{39}\text{Y}$ em makrofol.

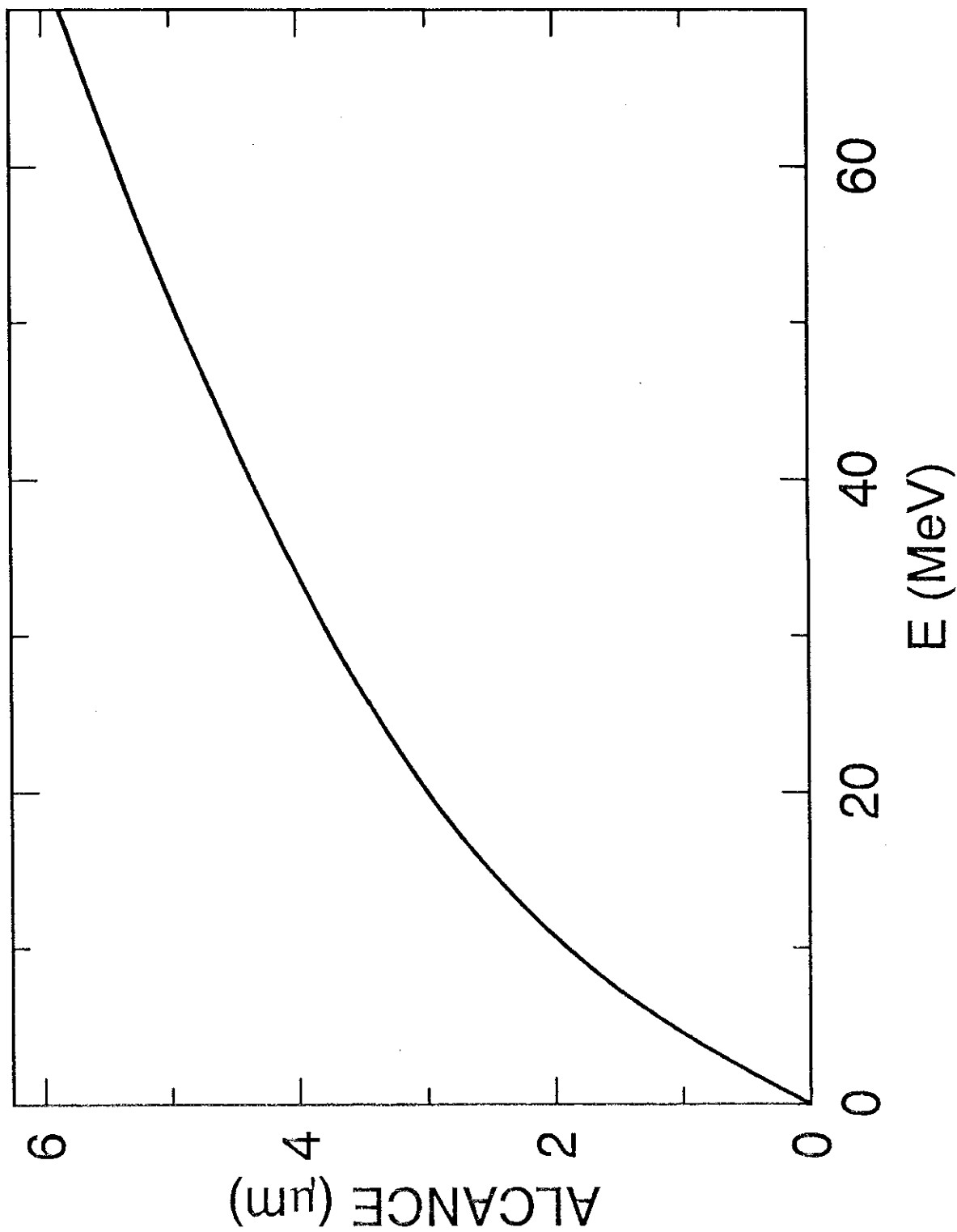


Figura 2.10 - Alcance de ${}^{97}_{39}\text{Pt}$ em nat.Pt.

2.4.2 - Avaliação da Projeção Mínima Observável

Uma grandeza assaz importante para a determinação de σ_f é a projeção mínima observável do traço de fissão revelado p . Esta grandeza depende somente do sistema ótico empregado, e por isso temos 5 valores diferentes de p , já que utilizamos 5 microscópios. Um critério que poderíamos usar na estimativa de p é o que considera para o valor de p $3/4$ da calibração obtida com a objetiva 10X ($p_1 = \frac{3}{4} C_{10X}$), e o outro critério é o que toma o valor médio entre a metade da calibração com a objetiva 10X e a calibração com a objetiva de 25X ($p_2 = \frac{C_{10X}}{4} + \frac{C_{25X}}{2}$). Neste trabalho adotamos o valor p_2 , uma vez que esta estimativa leva em consideração ambas as óticas (10X e 25X).

2.4.3 - Atenuação do Feixe

Uma vez que a espessura do pacote é muito grande (quase $10^4 \mu\text{m}$) a dose total final medida após o último par alvo-detector não deve ser a mesma em todas as interfaces alvo-detector. Então torna-se importante introduzir correções devido à atenuação do feixe em cada interface.

Para a montagem do pacote visto na Fig. 2.1 a dose final Q_0 , medida após o pacote, relaciona-se com a dose na última interface alvo-detector Q_{85} através da relação

$$Q_{85} = Q_0 \exp(2\mu_M x_M) \quad , \quad (2.41)$$

na qual x_M e μ_M são respectivamente a espessura e o coeficiente de atenuação do makrofol.

A relação entre a dose na última interface Q_{85} e na

penúltima Q_{84} é dada por

$$Q_{84} = Q_{85} \exp(\mu x_0) \quad , \quad (2.42)$$

onde x_0 e μ são respectivamente a espessura e o coeficiente de atenuação dos alvos de platina.

Agindo sucessivamente segundo este raciocínio, temos para a i -ésima interface:

$$Q_i = Q_{i+1} \exp(2\mu_M x_M) \quad \text{para } i \text{ ímpar} \quad , \quad (2.43)$$

$$Q_i = Q_{i+1} \exp(\mu x_0) \quad \text{para } i \text{ par} \quad . \quad (2.44)$$

Os coeficientes μ_M e μ podem ser obtidos a partir da compilação e sistemática de absorção de fótons em vários materiais publicada em 1969 por Hubbell ⁽⁴⁰⁾. A 69 MeV de energia do fóton incidente temos:

$$\begin{aligned} \mu_M &= 1.70 \times 10^{-6} \quad \mu\text{m}^{-1} \\ \mu &= 1.81 \times 10^{-4} \quad \mu\text{m}^{-1} \quad . \end{aligned} \quad (2.45)$$

Efetuada os cálculos obtemos que a atenuação total é de 16%, a qual não é desprezível justificando não considerarmos Q uma constante ao longo de todo o pacote.

2.5 - SEÇÃO DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO

A seção de choque de fotofissão se relaciona com o rendimento de fotofissão por

$$Y(k_{\text{m\`a}x}) = \int_{k_i}^{k_{\text{m\`a}x}} \sigma(k) n(k, k_{\text{m\`a}x}) dk \quad (2.46)$$

Esta expressão ainda pode ser escrita como

$$Y(k_{\text{m\acute{a}x}}) = \int_{k_i}^{k_{\text{TH}}} \sigma(k)n(k, k_{\text{m\acute{a}x}}) dk + \int_{k_{\text{TH}}}^{k_{\text{m\acute{a}x}}} \sigma(k)n(k, k_{\text{m\acute{a}x}}) dk \quad (2.47)$$

Anteriormente foi visto que a integral

$$\int_{k_i}^{k_{\text{TH}}} \sigma(k)n(k, k_{\text{m\acute{a}x}}) dk$$

representava 10% da integral

$$\int_{k_i}^{k_{\text{m\acute{a}x}}} \sigma(k)n(k, k_{\text{m\acute{a}x}}) dk$$

Assim temos

$$Y = 0.10 Y + \int_{k_{\text{TH}}}^{k_{\text{m\acute{a}x}}} \sigma(k)n(k, k_{\text{m\acute{a}x}}) dk \quad (2.48)$$

ou

$$0.9Y = \int_{k_{\text{TH}}}^{k_{\text{m\acute{a}x}}} \sigma(k)n(k, k_{\text{m\acute{a}x}}) dk \quad (2.49)$$

Desenvolvendo $\sigma(k)$ em s\u00e9rie de pot\u00eancias em torno do valor m\u00e9dio efetivo da energia \bar{k}_{ef} obtemos:

$$\sigma(k) = \sigma(\bar{k}_{\text{ef}}) + \left. \frac{d\sigma}{dk} \right|_{\bar{k}_{\text{ef}}} (k - \bar{k}_{\text{ef}}) + \frac{1}{2} \left. \frac{d^2\sigma}{dk^2} \right|_{\bar{k}_{\text{ef}}} (k - \bar{k}_{\text{ef}})^2 + \dots \quad (2.50)$$

Uma vez que no intervalo (60-79) MeV a fun\u00e7\u00e3o $\sigma(k)$ pode ser aproximada por uma fun\u00e7\u00e3o linear, os termos de ordem 2 em diante se anulam. Com isso a express\u00e3o acima fica

$$\sigma(k) = \sigma(\bar{k}_{\text{ef}}) + \left. \frac{d\sigma}{dk} \right|_{k=\bar{k}_{\text{ef}}} (k - \bar{k}_{\text{ef}}) \quad (2.51)$$

que substituída em (2.49) dá:

$$0.9Y = \sigma(\bar{k}_{ef}) \int_{k_{TH}}^{k_{m\acute{a}x}} n(k, k_{m\acute{a}x}) dk +$$

$$+ \left. \frac{d\sigma}{dk} \right|_{k=\bar{k}_{ef}} \left[\int_{k_{TH}}^{k_{m\acute{a}x}} kn(k, k_{m\acute{a}x}) dk - \bar{k}_{ef} \int_{k_{TH}}^{k_{m\acute{a}x}} n(k, k_{m\acute{a}x}) dk \right]$$

(2.52)

A expressão entre colchetes acima é nula já que por de finição

$$\bar{k}_{ef} = \frac{\int_{k_{TH}}^{k_{m\acute{a}x}} kn(k, k_{m\acute{a}x}) dk}{\int_{k_{TH}}^{k_{m\acute{a}x}} n(k, k_{m\acute{a}x}) dk}$$

(2.53)

Assim, temos:

$$0.9 Y = \sigma(\bar{k}_{ef}) \int_{k_{TH}}^{k_{m\acute{a}x}} n(k, k_{m\acute{a}x}) dk \quad .$$

(2.54)

A integral acima é aproximadamente 0.6, de modo que fi nalmente podemos escrever

$\sigma(\bar{k}_{ef}) \cong 1.5 Y(k_{m\acute{a}x})$

(2.55)

Esta expressão difere da obtida em trabalhos anteriores (10,18,19,20) nos quais se tinham

$$\sigma(\bar{k}) \cong Y(k_{m\acute{a}x}) \quad .$$

(2.56)

CAPÍTULO III

RESULTADOS

3.1 - FISSIONABILIDADE NUCLEAR - TRATAMENTO EXPERIMENTAL

Conforme foi visto no Capítulo I a probabilidade de fissão ou fissionabilidade nuclear f de um núcleo A_ZX é dado pela relação (1.15).

A seção de choque de fotoabsorção nuclear total σ_a^T é avaliada segundo o modelo de Levinger modificado do quase-dêuteron⁽⁹⁾ dado pela expressão (1.12). Os valores do parâmetro de Levinger L e de σ_a^T para os diferentes isótopos da platina, a 69 MeV de energia do fóton incidente, estão listados na Tabela 3.1.

TABELA 3.1 - Parâmetro de Levinger e seção de choque de fotoabsorção para os isótopos da ${}^{nat}\text{Pt}$ a 69 MeV.

Z	A	Z^2/A	P(%)	L	σ_a^T (mb)
78	190	32.02	0.01	6.47	15.4
	192	31.69	0.79	6.47	15.4
	194	31.36	32.9	6.47	15.5
	195	31.20	33.8	6.47	15.5
	196	31.04	25.3	6.47	15.5
	198	30.73	7.2	6.48	15.5

A seção de choque de fotoabsorção nuclear total para a ${}^{nat}\text{Pt}$ pode ser obtida então ponderando-se os valores de σ_a^T segundo a composição isotópica da amostra.

A relação entre a seção de choque de fissão a 69 MeV

e o rendimento, de fotofissão é dado pela expressão (2.55):

$$\sigma_f (69 \text{ MeV}) \cong 1.5 Y (79 \text{ MeV}) \quad . \quad (3.1)$$

Por sua vez o rendimento Y é dado pela equação (2.36) como:

$$Y = \frac{N_t}{Q N_a \frac{x_M \epsilon_0}{\alpha+1}} \quad (3.2)$$

Em cada interface alvo-detetor i o número de traços de fissão observados é dado por

$$N_i = Y N_a Q_i x_{M_i} \epsilon_{0_i} / \alpha_{i+1} \quad (3.3)$$

Deste modo o número total de traços observados é dado por

$$N_t = \sum_{i=1}^{85} N_i = Y N_a \sum_{i=1}^{85} Q_i x_{M_i} \epsilon_{0_i} / \alpha_{i+1} \quad , \quad (3.4)$$

donde resulta

$$Y = \frac{N_t}{N_a \sum_{i=1}^{85} Q_i x_{M_i} \epsilon_{0_i} / \alpha_{i+1}} \quad , \quad (3.5)$$

ou ainda,

$$Y [\text{mb}] = \frac{N_t \times 10^{31}}{N_a [\text{cm}^{-3}] \sum_{i=1}^{85} \frac{Q_i x_{M_i} [\mu\text{m}] \epsilon_{0_i}}{\alpha_{i+1}}} \quad . \quad (3.6)$$

Nesta expressão temos que $N_t = (75 \pm 9)$ traços, $N_a = \frac{\rho N_0}{M}$ com $\rho = 21.45 \text{ g/cm}^3$, $N_0 = 6.02 \times 10^{23}$ átomos/mol., $M = 195.1 \text{ g}$, $N_a = 6.62 \times 10^{22}$ núcleos-alvo/cm³. O somatório acima é avaliado fazendo uso das expressões (2.26), (2.30), (2.34), (2.43) e (2.44). Os resultados estão reunidos na Tabela 3.2 da qual se

TABELA 3.2 - Avaliação do somatório $\sum_{i=1}^{85} Q_i x_{M_i} [\mu\text{m}] \epsilon_{0_i} / \alpha_i + 1$.

i	$Q_i (10^9)$	$\frac{Q_i x_{M_i} [\mu\text{m}] \epsilon_{0_i}}{\alpha_i + 1}$	i	$Q_i (10^9)$	$\frac{Q_i x_{M_i} [\mu\text{m}] \epsilon_{0_i}}{\alpha_i + 1}$	i	$Q_i (10^9)$	$\frac{Q_i x_{M_i} [\mu\text{m}] \epsilon_{0_i}}{\alpha_i + 1}$
1	8.85	11.3	29	8.34	10.8	58	7.85	10.0
2	8.85	11.5	30	8.34	10.4	59	7.82	10.1
3	8.81	14.3	31	8.30	13.5	60	7.82	12.7
4	8.81	11.0	32	8.30	13.5	61	7.79	12.7
5	8.78	14.3	33	8.27	10.5	62	7.79	10.1
6	8.77	11.2	34	8.27	10.7	63	7.76	9.6
7	8.74	14.2	35	8.23	13.4	64	7.75	9.9
8	8.74	14.2	36	8.23	10.7	65	7.72	12.6
9	8.70	10.8	37	8.20	13.3	66	7.72	9.6
10	8.70	11.3	38	8.20	10.4	67	7.69	12.5
11	8.67	11.2	39	8.16	13.3	68	7.69	9.8
12	8.66	14.1	40	8.16	10.6	69	7.66	9.5
13	8.63	10.7	41	8.13	10.5	70	7.66	9.9
14	8.63	11.0	42	8.13	10.3	71	7.63	12.4
15	8.59	14.0	43	8.09	13.2	72	7.62	9.5
16	8.59	11.1	44	8.09	13.2	73	7.59	9.7
17	8.56	10.6	45	8.06	10.0	74	7.59	12.3
18	8.55	13.9	46	8.06	10.2	75	7.56	9.4
19	8.52	10.8	47	8.03	10.4	76	7.56	9.8
20	8.52	11.0	48	8.02	13.0	77	7.53	9.6
21	8.48	13.8	49	7.99	9.9	78	7.53	12.2
22	8.48	10.8	50	7.99	10.2	79	7.50	9.7
23	8.45	13.7	51	7.96	10.3	80	7.49	12.2
24	8.44	10.7	52	7.96	12.9	81	7.47	9.3
25	8.41	10.9	53	7.92	9.9	82	7.46	9.5
26	8.41	13.7	54	7.92	10.1	83	7.43	9.2
27	8.38	13.6	55	7.89	10.2	84	7.43	9.6
28	8.37	10.6	56	7.89	9.8	85	7.40	9.2
			57	7.86	12.8			

obtém

$$\sum_{i=1}^{85} \frac{Q_i \times M_i [\mu\text{m}] \epsilon_{0,i}}{\alpha_i + 1} = 961 \times 10^9 .$$

Portanto,

$$Y = (1.18 \pm 0.25) \times 10^{-2} \text{ mb} . \quad (3.7)$$

Inserindo (3.7) em (3.1) ficamos com

$$\sigma_f(69 \text{ MeV}) = (1.8 \pm 0.4) \times 10^{-2} \text{ mb} \quad (3.8)$$

para a seção de choque de fotofissão da $^{\text{nat}}\text{Pt}$ a 69 MeV, e por conseguinte, a fissionabilidade nuclear experimental da $^{\text{nat}}\text{Pt}$ é

$$f_{\text{exp}} = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{-3} . \quad (3.9)$$

No Apêndice A são justificadas as incertezas acima.

3.2 - COMPARAÇÃO ENTRE RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ESTIMADOS

Como são poucos os dados relacionados com a emissão de nucleons rápidos antes de iniciada a fase de evaporação, achamos conveniente comparar os resultados experimentais de fissionabilidade da $^{\text{nat}}\text{Pt}$ e outros núcleos a 69 MeV com a fissionabilidade calculada sem levar em conta tal efeito. Estes cálculos foram feitos para o duplo mágico ^{208}Pb e para os núcleos Os, Ir, Au, Hg, Tl, Bi, Po, Pb e Pt considerando as composições naturais de cada um, ao invés do isótopo mais estável, como foi feito no trabalho da referência (10).

Na Figura 3.1 é representada a fissionabilidade versus

z^2/A na qual os pontos são os resultados experimentais da Tabela 3.3.

Um excelente acordo é obtido para ^{197}Au e $^{\text{nat}}\text{Pb}$. Para o ^{209}Bi e a $^{\text{nat}}\text{Pt}$ o acordo já não é tão bom, mas, mesmo assim, pode ser considerado satisfatório, já que o desvio é de um fator de ~ 2 .

Para a $^{\text{nat}}\text{Pt}$ um melhor acordo entre o resultado experimental e o calculado pode ser obtido considerando as demais chances de fissão ao longo da cadeia evaporativa de neutrons. Como foi visto na Seção 1.4, a fissionabilidade calculada da $^{\text{nat}}\text{Pt}$ quando se leva em conta até a probabilidade de 4ª chance de fissão é 2.3 vezes maior do que quando se leva em conta apenas a probabilidade de 1ª chance de fissão, resultando em um excelente acordo entre o resultado experimental e o estimado.

TABELA 3.3 - Fissionabilidade e seção de choque de fotofissão a 69 Mev.

NÚCLEO ALVO	Z ² /A	σ_a^T (mb)	σ_f (mb)	FISSIONABILIDADE		REFERENCIA
				EXPERIMENTAL	CALCULADA	
natOs 76	30.36	---	---	---	2.52×10^{-4}	
natIr 77	30.84	---	---	---	3.46×10^{-4}	
natPt 78	31.18	15.5	$(1.8 \pm 0.4) 10^{-2}$	$(1.2 \pm 0.3) 10^{-3}$	4.47×10^{-4}	● Este Trabalho
197Au 79	31.68	15.6	$(2.4 \pm 1.4) 10^{-2}$	$(1.5 \pm 0.9) 10^{-3}$	1.51×10^{-3}	■ (10)
natHg 80	31.88	---	---	---	2.78×10^{-3}	
natTl 81	32.09	---	---	---	1.65×10^{-3}	
208Pb 82	32.33	15.8	$(12 \pm 2) 10^{-3}$ $(18 \pm 3) 10^{-3}$	$(0.76 \pm 0.13) 10^{-3}$ $(1.1 \pm 0.2) 10^{-3}$	8.84×10^{-4}	○ (12) □ (14)
natPb 82	32.45	15.8	$(5 \pm 2) 10^{-2}$	$(3 \pm 1) 10^{-3}$	2.78×10^{-3}	■ (10)
209Bi 83	32.96	15.9	$(8.0 \pm 0.6) 10^{-2}$ $(18 \pm 3) 10^{-2}$ $(12 \pm 2) 10^{-2}$ $(8 \pm 3) 10^{-2}$	$(5.0 \pm 0.4) 10^{-3}$ $(1.1 \pm 0.2) 10^{-2}$ $(0.75 \pm 0.13) 10^{-2}$ $(5 \pm 2) 10^{-3}$	1.37×10^{-2}	○ (12) △ (13) ▽ cit. (11) ■ (10)
212Po 84	33.28	---	---	---	0.144	

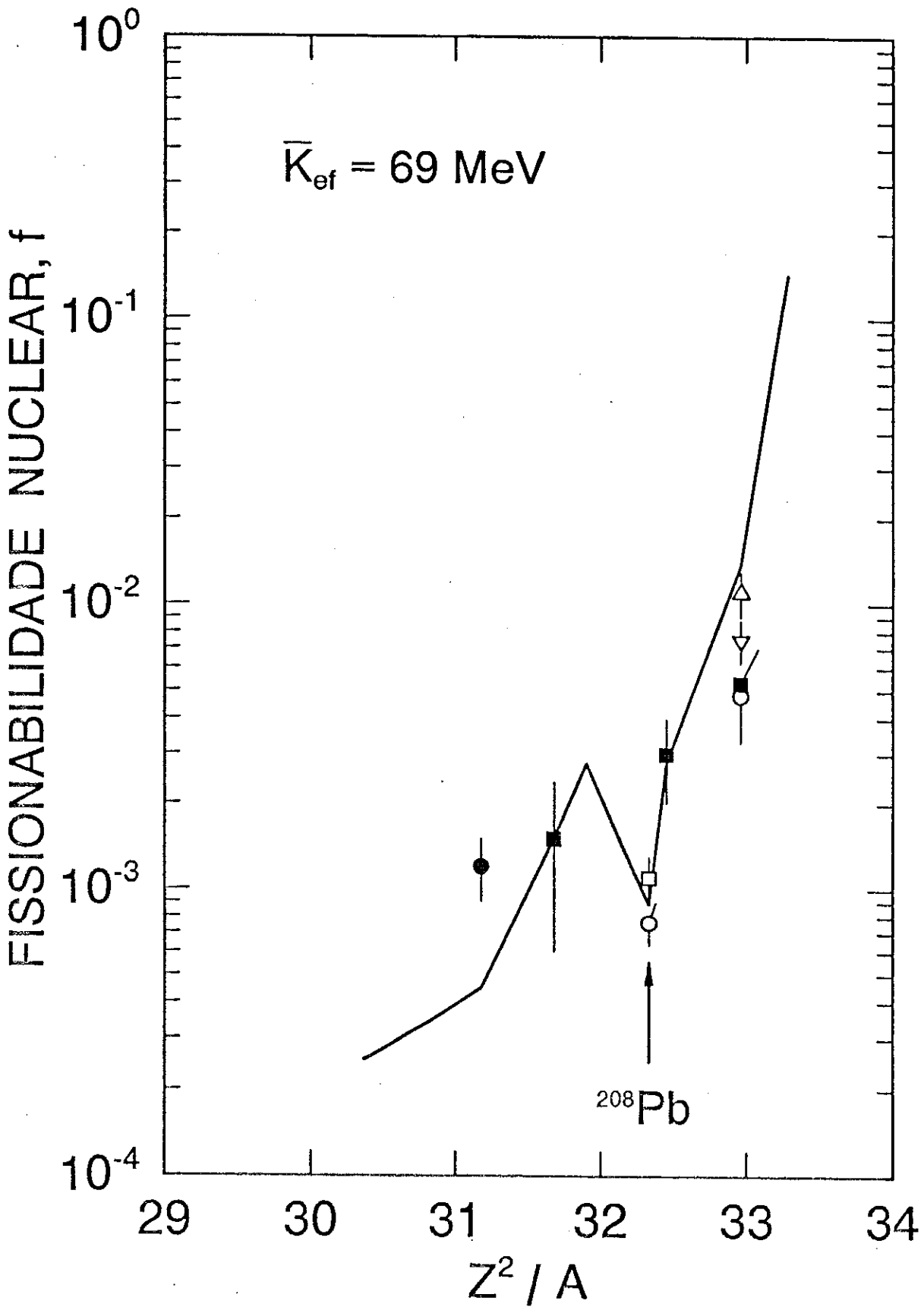


Figura 3.1 - Fissionabilidade nuclear da ^{nat}Pt versus Z^2/A a 69 MeV de energia média efetiva do fóton incidente. Os pontos experimentais são aqueles da Tabela 3.3.

CAPÍTULO IV

CONSIDERAÇÕES FINAIS

Achamos que os resultados experimentais de seção de choque de fotofissão e fissionabilidade nuclear para a ^{nat}Pt na região do quase-dêuteron, além dos resultados para ^{197}Au , ^{nat}Pb , ^{209}Bi , ^{235}U , ^{238}U e ^{232}Th obtidos em trabalhos anteriores, servem como confirmação para os efeitos de camada na vizinhança do duplo mágico ^{208}Pb predito pela teoria da fissão nuclear, apesar da pequena quantidade de dados e das incertezas associadas com o processo de medida.

Os valores experimentais de fissionabilidade podem ser interpretados segundo um modelo simples a dois estágios de reação de fotofissão, no qual inicialmente o fóton incidente é absorvido segundo o mecanismo de fotoabsorção de Levinger com posterior desexcitação do núcleo por meio da competição evaporação de neutrons-fissão. Os resultados obtidos por meio deste modelo, na aproximação da fissionabilidade ser dada apenas pela probabilidade de 1ª chance de fissão, mostram um bom acordo com os valores experimentais, embora para a ^{nat}Pt os cálculos indiquem ser conveniente levar em conta o efeito de até três emissões sucessivas de neutrons na avaliação teórica de f . Quando isto é feito a ordenada da curva da Figura 3.1 correspondente à ^{nat}Pt se aproxima bastante do ponto experimental.

O efeito da emissão de nucleons rápidos na 1ª fase da reação sobre o cálculo de f para a ^{nat}Pt foi examinado, indi-

cando ser 4 vezes menor do que quando não se leva em consideração tal efeito. Pode-se contudo usar o efeito da emissão de nucleons rápidos no cálculo de f para a ^{nat}Pt , desde que se use valores do parâmetro $r = a_f/a_n$ aproximadamente 4.5% maiores. Julgamos porém não ser recomendável fazê-lo porque os dados sobre emissão de nucleons rápidos são conhecidos apenas para uns poucos núcleos.

Embora os resultados apresentados aqui, além dos outros anteriormente citados, indiquem a validade do modelo usado de fotointeração para explicar as reações de fotofissão a 69MeV, esperamos que novos estudos teóricos e experimentais venham somar-se a estes no sentido de uma melhor compreensão do mecanismo de fotofissão na região do quase-dêuteron. Com esta finalidade estamos presentemente estudando reações de fotofissão para os núcleos ^{27}Al , ^{nat}W e ^{nat}Ta e temos ainda a intenção de elaborar um trabalho mais completo e definitivo acerca do fenômeno de fotointeração na região do quase-dêuteron.

APÊNDICE A

ESTIMATIVA DOS ERROS

O rendimento de fotofissão é dado conforme (2.36) por

$$Y = \frac{N_t}{Q N_a x_M \epsilon_0 / \alpha + 1} \quad (A.1)$$

As grandezas N_t e Q estão sujeitas apenas a erros estatísticos e a quantidade $N_a \frac{x_M \epsilon_0}{\alpha + 1} = \epsilon N_a$ sujeita a erros acidentais.

Em (A.1) tem-se que

$$x_M = \bar{a}_0 \left[(1-B^{2/3})^{3/2} - A \right] \quad (A.2)$$

$$\epsilon_0 = (1-B^2)^{1/2} - A \frac{(1+B+B^2)}{1-B^2} \quad (A.3)$$

$$\alpha + 1 = \frac{x_M}{\bar{a}_0 \epsilon_0} \times \frac{1+B+B^2}{1-B^2} + 1 \quad (A.4)$$

$$A = V_G t / \bar{r}_0 \quad (A.5)$$

$$B = p / \bar{r}_0 \quad (A.6)$$

Deste modo o erro em $\epsilon N_a = N_a \frac{x_M \epsilon_0}{\alpha + 1}$ fica vinculado ao erro nas grandezas $V_G t$, \bar{r}_0 , \bar{a}_0 e p .

É sabido que o quadrado do erro de um produto é dado pela soma dos quadrados dos erros dos fatores. Então o erro na quantidade ϵN_a se escreve como:

$$\left(\frac{\delta(\epsilon N_a)}{\epsilon N_a} \right) = \left[\left(\frac{\delta x_M}{x_M} \right)^2 + \left(\frac{\delta \epsilon_0}{\epsilon_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta(\alpha + 1)}{\alpha + 1} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (A.7)$$

Por sua vez o erro associado às grandezas x_M , ϵ_0 e $(\alpha+1)$ podem ser obtidos de (A.2), (A.3) e (A.4) como segue:

$$\left(\frac{\delta x_M}{x_M}\right)^2 = \left(\frac{\delta \bar{a}_0}{\bar{a}_0}\right)^2 + \left[\frac{\delta [(1-B^{2/3})^{3/2} - A]}{[(1-B^{2/3})^{3/2} - A]}\right]^2 \quad (A.8)$$

$$\begin{aligned} \left[\delta [(1-B^{2/3})^{3/2} - A]\right]^2 &= \left[\frac{\partial [(1-B^{2/3})^{3/2} - A]}{\partial A}\right]^2 (\delta A)^2 \\ &+ \left[\frac{\partial [(1-B^{2/3})^{3/2} - A]}{\partial B}\right]^2 (\delta B)^2 = \\ &= (\delta A)^2 + \left[\frac{3}{2}(1-B^{2/3})\left(-\frac{2}{3}B^{-1/3}\right)\right]^2 (\delta B)^2 \\ &= A^2 \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + (1-B^{2/3})B^{4/3} \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 \end{aligned} \quad (A.9)$$

Substituindo em (A.8) resulta:

$$\left(\frac{\delta x_M}{x_M}\right)^2 = \left(\frac{\delta \bar{a}_0}{\bar{a}_0}\right)^2 + \left(\frac{\bar{a}_0}{x_M}\right)^2 \left[A^2 \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + (1-B^{2/3})B^{4/3} \times \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2\right] \quad (A.10)$$

Para o erro relativo de ϵ_0 temos:

$$\left(\frac{\delta \epsilon_0}{\epsilon_0}\right)^2 = \frac{(\delta \epsilon_0)^2}{\epsilon_0^2} = \frac{1}{\epsilon_0^2} \left[\left(\frac{\partial \epsilon_0}{\partial A}\right)^2 (\delta A)^2 + \left(\frac{\partial \epsilon_0}{\partial B}\right)^2 (\delta B)^2\right] \quad (A.11)$$

$$\left(\frac{\partial \epsilon_0}{\partial A}\right)^2 = -\frac{(1+B+B^2)^2}{1-B^2} \quad (A.12)$$

$$\left(\frac{\partial \epsilon_0}{\partial B}\right)^2 = \left[-\left(B(1-B^2)^{-1/2} + \frac{A(1+4B+B^2)}{(1-B^2)^2}\right)\right]^2 \quad (A.13)$$

Substituindo (A.12) e (A.13) em (A.11), obtém-se

$$\left(\frac{\delta \varepsilon_0}{\varepsilon_0}\right)^2 = \frac{1}{\varepsilon_0^2} \left\{ \left[A \frac{(1+B+B^2)}{(1-B^2)} \right]^2 \left(\frac{\delta A}{A}\right)^2 + \right. \\ \left. + \left[B^2(1-B^2)^{-1/2} + AB \frac{(1+4B+B^2)}{(1-B^2)} \right]^2 \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 \right\} \quad (A.14)$$

Para o erro relativo da grandeza $(1+\alpha)$ temos:

$$\left(\frac{\delta(1+\alpha)}{(1+\alpha)}\right)^2 = \frac{1}{(1+\alpha)^2} \left[\left(\frac{\partial(1+\alpha)}{\partial x_M}\right)^2 (\delta x_M)^2 + \left(\frac{\partial(\alpha+1)}{\partial a_0}\right)^2 (\delta a_0)^2 \right. \\ \left. + \left(\frac{\partial(\alpha+1)}{\partial \varepsilon_0}\right)^2 (\delta \varepsilon_0)^2 + \left(\frac{\partial(\alpha+1)}{\partial B}\right)^2 (\delta B)^2 \right] \quad (A.15)$$

As derivadas são dadas por:

$$\frac{\partial(\alpha+1)}{\partial x_M} = \frac{1+B+B^2}{1-B^2} \frac{1}{\bar{a}_0 \varepsilon_0} \quad (A.16)$$

$$\frac{\partial(\alpha+1)}{\partial a_0} = - \frac{(1+B+B^2)}{1-B^2} \frac{x_M}{\varepsilon_0} \frac{1}{\bar{a}_0^2} \quad (A.17)$$

$$\frac{\partial(1+\alpha)}{\partial \varepsilon_0} = - \frac{(1+B+B^2)}{1-B^2} \frac{M}{\bar{a}_0} \frac{1}{\varepsilon_0^2} \quad (A.18)$$

$$\frac{\partial(1+\alpha)}{\partial B} = \frac{1+4B+B^2}{(1-B^2)^2} \frac{x_M}{\bar{a}_0 \varepsilon_0} \quad (A.19)$$

Estas derivadas quando inseridas em (A.15) fornecem:

$$\left(\frac{\delta(1+\alpha)}{(1+\alpha)}\right)^2 = \frac{1}{(1+\alpha)^2} \left\{ \left[\frac{1+B+B^2}{1-B^2} \frac{x_M}{\bar{a}_0 \varepsilon_0} \right]^2 \left(\frac{\delta x_M}{x_M}\right)^2 \right. \\ \left. + \left[\frac{1+B+B^2}{1-B^2} \frac{x_M}{\bar{a}_0 \varepsilon_0} \right]^2 \left(\frac{\delta \bar{a}_0}{\bar{a}_0}\right)^2 + \left[\frac{1+B+B^2}{1-B^2} \frac{x_M}{\bar{a}_0 \varepsilon_0} \right]^2 \left(\frac{\delta \varepsilon_0}{\varepsilon_0}\right)^2 \right. \\ \left. + \left[\frac{B(1+4B+B^2)}{(1-B^2)^2} \frac{x_M}{\bar{a}_0 \varepsilon_0} \right]^2 \left(\frac{\delta B}{B}\right)^2 \right\} \quad (A.20)$$

ou

$$\begin{aligned} \left(\frac{\delta(1+\alpha)}{(1+\alpha)} \right)^2 &= \frac{1}{(1+\alpha)^2} \left\{ \left[\frac{1+B+B^2}{1-B^2} \frac{x_M}{\bar{a}_0 \epsilon_0} \right]^2 \times \right. \\ &\times \left[\left(\frac{\delta x_M}{x_M} \right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{a}_0}{\bar{a}_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta \epsilon_0}{\epsilon_0} \right)^2 \right] + \\ &\left. + \left[\frac{B(1+4B+B^2)}{(1-B^2)} \frac{x_M}{\bar{a}_0 \epsilon_0} \right]^2 \left(\frac{\delta B}{B} \right)^2 \right\} . \end{aligned} \quad (A.21)$$

Os erros relativos de A e B são dados por:

$$\left(\frac{\delta A}{A} \right)^2 = \left(\frac{\delta(V_{GT})}{V_{GT}} \right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{r}_0}{\bar{r}_0} \right)^2 \quad (A.22)$$

$$\left(\frac{\delta B}{B} \right)^2 = \left(\frac{\delta \bar{a}_0}{\bar{a}_0} \right)^2 + \left(\frac{\delta \bar{r}_0}{\bar{r}_0} \right)^2 \quad (A.23)$$

O erro na quantidade ϵN_a é então dado por (A.7) tendo em conta os resultados (A.10), (A.14), (A.21), (A.22) e (A.23).

Para a $^{nat}_{Pt}$ temos:

$$\begin{aligned} V_{GT} &= 0.73 \text{ } \mu\text{m} \quad , \quad \frac{\delta(V_{GT})}{V_{GT}} = 0.055 \\ \bar{r}_0 &= 16 \text{ } \mu\text{m} \quad , \quad \frac{\delta r_0}{r_0} = 0.063 \\ \bar{a}_0 &= 6 \text{ } \mu\text{m} \quad , \quad \frac{\delta a_0}{a_0} = 0.10 \\ p &= 4.3 \text{ } \mu\text{m} \quad , \quad \frac{\delta p}{p} = 0.12 \\ A &= 0.0456 \quad , \quad \frac{\delta A}{A} = 0.08363 \\ B &= 0.26875 \quad , \quad \frac{\delta B}{B} = 0.1355 \\ x_M &= 2.4 \text{ } \mu\text{m} \quad , \quad \left(\frac{\delta x_M}{x_M} \right)^2 = 0.0217 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \epsilon_0 &= 0.897 & , & & \left(\frac{\delta \epsilon_0}{\epsilon_0}\right)^2 &= 0.00027 \\ 1+\alpha &= 1.6445 & , & & \left(\frac{\delta(1+\alpha)}{1+\alpha}\right)^2 &= 0.0055 \end{aligned}$$

Estes resultados indicam para ϵN_a um erro de

$$\left(\frac{\delta(\epsilon N_a)}{\epsilon N_a}\right) = 16.6 \% .$$

O erro total do rendimento de fotofissão é dado por

$$\left(\frac{\delta Y}{Y}\right) = \left[\left(\frac{\delta Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\delta N_t}{N_t}\right)^2 + \left(\frac{\delta(\epsilon N_a)}{\epsilon N_a}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.24})$$

Admitindo em Q uma incerteza de 5% e em N_t de 12% temos finalmente:

$$\frac{\delta Y}{Y} = 21 \%$$

Da expressão (2.55) vemos que a incerteza na seção de choque também é de 21%.

A incerteza na fissionabilidade é dada por

$$\frac{\delta f}{f} = \left[\left(\frac{\delta \sigma_f}{\sigma_f}\right)^2 + \left(\frac{\delta \sigma_a^T}{\sigma_a^T}\right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{A.25})$$

na qual admitindo-se uma incerteza de 10% na estimativa de σ_a^T obtemos

$$\boxed{\frac{\delta f}{f} = 23 \%}$$

para a incerteza na determinação experimental da fissionabilidade nuclear da ^{nat}Pt .

REFERENCIAS

- (1) - J. Chadwick and M. Goldhaber, "A 'Nuclear Photo-effect': Disintegration of the Diplon by γ -Rays", *Nature* 134 , (1934), 237.
- (2) - N. Bohr and J.A. Wheeler, "The Mechanism of Nuclear Fission", *Phys. Rev.* 56, (1939), 426.
- (3) - R.O. Haxby, W.E. Shoupp, W.E. Stephens, and W.H. Wells, "Photo-fission of Uranium and Thorium", *Phys. Rev.* 59 , (1941), 57.
- (4) - G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, "Photo-fission in Heavy Elements", *Phys. Rev.* 71, (1947), 3.
- (5) - M. Goldhaber and E. Teller, "On Nuclear Dipole Vibrations", *Phys. Rev.* 74, (1948), 1046.
- (6) - V.H. Steinwedel and J.H.D. Jensen, "Hydrodynamik von Kern dipolschwingungen", *Z. Naturf.* 5a, (1950), 413.
- (7) - C.E. Roos and V.Z. Peterson, "Photodissociation of Complex Nuclei at Energies Between the Mesonic Threshold and 1150 MeV", *Phys. Rev.* 124, (1961), 1610.
- (8) - H.G. de Carvalho, A. Celano, G. Cortini, R. Rinziivillo , and G. Ghigo, "The Photofission of Bi, Th, and U Between 300 and 1000 MeV", *Nuovo Cimento* 19, (1961), 187.
- (9) - J.S. Levinger, "Modified Quasi-Deuteron Model", *Phys.Lett.* B82, (1979), 181.
- (10) - J.B. Martins, E.L. Moreira, O.A.P. Tavares, J.L. Vieira, L. Casano, A. D'Angelo, C. Schaerf, M.L. Terranova, D. Babusci, and B. Girolami, "Absolute Photofission of ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{238}U , and ^{235}U Nuclei by 69 MeV Monochromatic and Polarized Photons", *Phys. Rev.C* 44, (1991), 354.
- (11) - H.D. Lemke, B. Ziegler, M. Mutterer, J.P. Theobald, and N. Cârjan, "Absolute Photofission Cross Section of ^{209}Bi in the Energy Range from 40 to 65 MeV", *Nucl. Phys.* A342, (1980), 37.

- (12) - L.G. Moretto, R.C. Gatti, S.G. Thompson, J.T. Routti, J. H. Heisenberg, L.M. Middleman, M.R. Yearian, and R. Hofstadter, "Electron- and Bremsstrahlung-Induced Fission of Heavy and Medium-Heavy Nuclei", Phys. Rev. 179, (1969) , 1176.
- (13) - J.D.T. Arruda-Neto, M. Sugawara, T. Tamae, O. Sasaki, H. Ogino, H. Miyase, and K. Abe, "Photoexcitation Mechanisms and Fission of ^{209}Bi from Threshold to Δ Region", Phys. Rev. C34, (1986), 935.
- (14) - J.D.T. Arruda-Neto, M. Sugawara, H. Miyase, T. Kobayashi, T. Tamae, K. Abe, M. Nomura, H. Matsuyama , H.Kawahara , K. Namai, M.L. Yoneama, and S. Simionatto, "Electrofission of ^{208}Pb in the Intermediate Energy Region", Phys. Rev. C 41, (1990), 354.
- (15) - A. Leprêtre, R. Bergère, P. Bourgeois, P. Carlos, J. Fagot, J.L. Fallou, P. Garganne, A. Veyssièrre, H. Ries, R. Göbel, U. Kneissl, G. Mank, H. Ströher, W. Wilke, D. Rickbosch, and J. Jury, "Absolute Photofission Cross Sections for ^{232}Th and $^{235,238}\text{U}$ Measured with Monochromatic Tagged Photons ($20 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 110 \text{ MeV}$)", Nucl. Phys. A472, (1987), 533.
- (16) - L. Federici, G. Giordano, G. Matone, G. Pasquariello , P. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M.P. de Pascale, M. Mattioli, E. Poldi, C. Schaerf, M. Vanni, P. Pelfer, D. Prosperi, J. Frullani, and B. Girolami, "Backward Compton Scattering of Laser Light Against High-Energy Electrons: the LADON Photon Beam at Frascati", Nuovo Cimento B 59 , (1980), 247.
- (17) - M.P. de Pascale, G. Giordano, G. Matone, P. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M. Mattioli, E. Poldi, D. Prosperi , and C. Schaerf, "Mode-Locking on a Long Laser Cavity to Produce a High-energy Photon Beam", Appl. Opt. 21, (1982), 2660.
- (18) - R. Bernabei, V.C. de Oliveira, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, J.D. Pinheiro Filho, S. D'Angelo, M.P. de Pascale , C. Shaerf, and B. Girolami, "Photofission Cross-Section

- of ^{238}U in the Quasi-deuteron Region", *Nuovo Cim. A* 100 , (1988), 131.
- (19) - J.B. Martins, E.L. Moreira, O.A.P. Tavares, J.L. Vieira , J.D. Pinheiro Filho, R. Bernabei, S. D'Angelo, M.P. de Pascale, C. Schaerf, and B. Girolami, "Nuclear Fission of ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ and ^{209}Bi Induced by Polarized and Monochromatic Photons of 60 and 64 MeV", *Nuovo Cim. A* 101, (1989), 789.
- (20) - O.A.P. Tavares, M.L. Terranova, L. Casano, A. D'Angelo , D. Moricciani, C. Schaerf, D. Babusci, B. Girolami, J. B. Martins, E.L. Moreira, and J.L. Vieira, "Fission of Complex Nuclei Induced by 52-MeV Monochromatic and Polarized Photons", *Phys. Rev. C* 44, (1991), 1683.
- (21) - J.S. Levinger, "The High Energy Nuclear Photoeffect", *Phys. Rev.* 84, (1951), 43.
- (22) - H. Heidmann, "The Production of High Energy Deuterons by Energetic Nucleons Bombarding Nuclei", *Phys. Rev.* 80 , (1950), 171.
- (23) - M.L. Terranova, D.A. de Lima, and J.D. Pinheiro Filho , "Evaluation of Total Nuclear Photoabsorption Cross-Sections by the Modified Quasi-Deuteron Model", *Europhys.Lett.* 9, (1989), 523.
- (24) - O.A.P. Tavares and M.L. Terranova, "Nuclear Photoabsorption by Quasi-Deuterons and an Updated Evaluation of Levinger's Constant", Pré-print CBPF-NF-015/91 (1991); no prelo em *J. Phys. G* (outubro de 1991).
- (25) - J.B. Martins, "Reações (γ, n) em Núcleos no Intervalo de $12 \leq A \leq 238$, na Região de Energias Intermediárias (300 MeV - 1000 MeV)", Tese de Doutorado - CBPF (1974).
- (26) - R. Serber, "Nuclear Reactions at High Energies", *Phys. Rev.* 72, (1947), 1114.
- (27) - V.F. Weisskopf, "Statistics and Nuclear Reactions", *Phys. Rev.* 52, (1937), 295.
- (28) - J.J. Griffin, "Statistical Model of Intermediate Struc -

- ture", Phys. Rev. Lett. 17, (1966), 478.
- (29) - R. Bernabei, A. Incicchitti, M. Mattioli, P. Picozza, D. Prosperi, L. Casano, S. D'Angelo, M.P. de Pascale, C. Schaerf, G. Giordano, G. Matone, S. Frullani, and B. Girolami, "Total Cross-Sections for Deuteron Photodisintegration Between 15 and 75 MeV", Phys. Rev. Lett 57,(1986), 1542.
- (30) - H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, R.A.M.S. Nazareth, and V. di Napoli, "Transparencies of Complex Nuclei to Photoproduced Pions and Recoil Nucleons" , Lett. Nuovo Cim. 2, (1971), 1139.
- (31) - V.S. Barashenkov, F.G. Gereghi, A.S. Iljinov, G.G. Jons-son, and V.D. Toneev, "A Cascade-Evaporation Model for Photonuclear Reactions", Nucl. Phys. A231, (1974), 462.
- (32) - R. Vandenbosch and J.R. Huizenga, "Nuclear Fission", (Academic, New York, 1973), Chap. VII.
- (33) - A.S. Iljinov, E.A. Cherepanov, and S.E. Chigrinov, "Probability of Fission by Particles of Intermediate Energy", Yad. Fiz. 32, (1980), 322 [sov. J. Nucl. Phys. 32, (1980) , 166].
- (34) - W.D. Myers, "Droplet Model of Atomic Nuclei" (Plenum, New York, 1977).
- (35) - A.H. Wapstra and G. Audi, "The 1983 Atomic Mass Evaluation", Nucl. Phys. A432, (1985), 1.
- (36) - O.A.P. Tavares, "Measurement of Fission Yields Using Target Materials in Contact with Solid State Track Detectors", Pré-print CBPF-NF-015/90 (1990); no prelo em Rad. Eff. Def. Solids (abril, 1991).
- (37) - J. Tripier, G. Remy, J. Ralarosy, M. Debeauvais, R. Stein, and D. Huss, "Range and Energy Loss Rate for Heavy Ions in Makrofol and Cellulose Nitrate", Nuclear Inst. and Meth., 115, (1974), 29.
- (38) - L.C. Nonthcliffe and R.F. Schilling, "Range and Stopping -Power Tables for Heavy Ions", Nucl. Data Tables A7, (1970), 233.

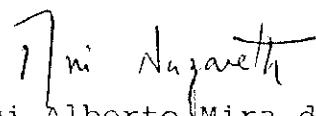
- (39) - O.A.P. Tavares and M.L. Terranova, "A New Systematic of Fragment Total Kinetic Energy Release in Fission", (Submetido para publicação em Il Nuovo Cimento, outubro de 1991).
- (40) - J.H. Hubbell, "Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients, and Energy Absorption Coefficients from 10 KeV to 100 GeV", Relatório NBS 29, (1969).

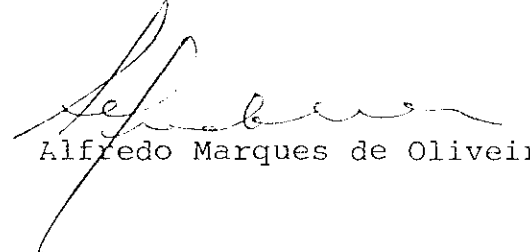
FOTOFISSÃO DA ^{238}Pu POR FÓTONS MONOCROMÁTICOS
E POLARIZADOS NA REGIÃO DO QUASE-DÉUTERON

EDUARDO DE PAIVA

Tese de Mestrado apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, fazendo parte da banca examinadora os seguintes professores:


Jader Benuzzi Martins - Presidente


Rui Alberto Mira dos Santos Nazareth


Alfredo Marques de Oliveira

Rio de Janeiro, 24 de janeiro de 1992