

TESE DE DOUTORADO

ANÁLISE DE REAÇÕES DE FOTOFISSÃO DE ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , ^{nat}Pb ,
 ^{197}Au , ^{nat}Pt , ^{nat}W , ^{181}Ta E ^{27}Al POR FÓTONS DE 69 MeV

EDUARDO DE PAIVA

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS-CBPF/CNPq

Rio de Janeiro, 04 de abril de 1997.

ANÁLISE DE REAÇÕES DE FOTOFISSÃO DE
 ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , ^{nat}Pb , ^{197}Au ,



1997/17

P149

020934

- à *Gianne*, princípio de tudo.

AGRADECIMENTO

- aos meus orientadores, Prof. Dr. Jader B. Martins e Prof. Dr. Odilon A. P. Tavares, pesquisadores competentes e amigos extraordinários. sem a ajuda dos quais a realização deste trabalho certamente não teria sido possível;

- às moças da microscopia do DNE pelo empenho e dedicação;

- aos amigos do DNE;

- aos amigos do CBPF;

- ao Laboratório Nacional de Frascati e aos professores da Universidade de Roma;

- ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico-CNPq;

- ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CBPF.

RESUMO

Reações de fissão induzidas em núcleos de ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pt}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, ^{181}Ta e ^{27}Al por fótons monocromáticos de 69 MeV produzidos no sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati (INFN-LNF, Frascati, Itália) são analisadas com base em um modelo simplificado de duas etapas. No primeiro estágio da reação é suposto que o fóton incidente é absorvido por um par nêutron-próton ("quase-dêuteron") levando à excitação do núcleo, e no segundo estágio, para a desexcitação do núcleo residual, competem entre si os processos de evaporação de partículas e fissão.

As estimativas de fissionabilidade nuclear a 69 MeV mostraram ser criticamente dependentes do parâmetro r (razão entre o parâmetro densidade de níveis do núcleo no ponto de sela de fissão e aquele relativo à emissão de nêutron), o qual pode ser determinado semi-empiricamente a partir de um conjunto de dados de reações de fissão induzidas em vários núcleos por fótons e outras partículas com energias compreendidas na faixa 60 – 80 MeV. Os resultados das estimativas de fissionabilidade obtidas do modelo simplificado das reações de fotofissão são então comparados com dados experimentais disponíveis na literatura.

ABSTRACT

Fission reactions induced in ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pt}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, ^{181}Ta , and ^{27}Al nuclei by monochromatic photons of 69 MeV produced at the LADON facility of the Frascati National Laboratories (INFN-LNF, Frascati, Italy) have been analyzed on the basis of a simplified two-step model. In the first step of the reaction the incoming photon is considered to be absorbed by a neutron-proton pair ("quasi-deuteron") leading to excitation of the nucleus, followed, in the second step, by a mechanism of particle evaporation-fission competition for the excited residual nucleus.

Estimates of nuclear fissility at 69 MeV show to be critically dependent on the parameter r (ratio of the level-density parameter at the fission saddle point to the level-density parameter of the residual nucleus after neutron evaporation), which can be determined in a semiempirical way from induced fission reaction data for various nuclei obtained at 60 – 80 MeV of excitation energy. Fissilities calculated by means of the simplified photofission reactions model are then compared with experimental data available in the literature.

Índice

INTRODUÇÃO	1
I PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	6
I.1 DETECTORES E ALVOS.	7
I.2 EXPOSIÇÃO.	8
I.3 REVELAÇÃO E MICROSCOPIA DOS DETECTORES.	15
I.4 RENDIMENTO DE FOTOFISSÃO.	17
I.5 SEÇÃO DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO.	33
I.6 FOTOFISSIONABILIDADE NUCLEAR.	35
II FISSIONABILIDADE NUCLEAR	39
II.1 MODELO DE DUAS ETAPAS.	40
II.2 TRANSPARÊNCIAS NUCLEARES PARA NÊUTRONS E PRÓTONS.	49
II.3 ENERGIA DE EXCITAÇÃO DO NÚCLEO RESIDUAL.	52
II.4 COMPETIÇÃO EVAPORAÇÃO-FISSÃO.	56

III	RESULTADOS	61
III.1	CÁLCULO DA FISSIONABILIDADE.	62
III.2	A RAZÃO ENTRE OS PARÂMETROS	
	DENSIDADE DE NÍVEIS.	71
III.3	ESTIMATIVAS DE FISSIONABILIDADE	
	NUCLEAR A 69 MeV.	78
IV	CONCLUSÕES	80
V	APÊNDICE A	86
V.1	ESPALHAMENTO COMPTON INVERSO.	87
VI	APÊNDICE B	91
VI.1	CINEMÁTICA DA INTERAÇÃO ENTRE	
	O FÓTON E O QUASE-DÊUTERON.	92
VII	APÊNDICE C	97
VII.1	LARGURAS PARCIAIS DE DECAIMENTO.	98
VIII	REFERÊNCIAS	103

Lista de Figuras

I-1	Arranjo experimental das exposições ao feixe LADON. Caso de incidência normal.	10
I-2	Distribuição de energia do feixe de fótons do sistema LADON. Irradiação de ^{235}U , ^{238}U , Th , Bi , Pb e Au . Caso 1 usado para Th , Bi , Pb , e Au ; caso 2 usado para U	12
I-3	Distribuição de energia do feixe de fótons do sistema LADON. Irradiação de Pt , W e Ta . Caso 1 usado para W e Ta ; caso 2 usado para Pt	13
I-4	Distribuição de energia do feixe de fótons do sistema LADON. Irradiação de Al . Caso 1 usado na exposição com CR-39; caso 2 usado na exposição com makrofol.	14
I-5	Interface alvo-detector.	18
I-6	Trajetória de um fragmento originado dentro do alvo e que atravessa a interface alvo-detector.	20
I-7	Definição geométrica das quantidades relacionadas com a revelação dos traços de fissão.	22
I-8	Ilustração das soluções da equação (I.16) para diferentes valores da espessura do alvo, x : (a) dados de $\text{Bi}^{[23]}$; (b) dados de $\text{Ti}^{[32]}$	24
I-9	Seção de choque de fotoabsorção nuclear total para fótons incidentes de 69 MeV.	37
II-1	Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons, para ^{27}Al	45

II-2	Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons, para ^{181}Ta .	46
II-3	Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons, para ^{197}Au .	47
II-4	Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons, para ^{232}Th .	48
II-5	Transparências calculadas como função das energias cinéticas dos nucleons dentro do núcleo. (a) núcleo de Al ; (b) núcleo de Ta .	53
II-6	Transparências calculadas como função das energias cinéticas dos nucleons dentro do núcleo de Pt .	54
II-7	Transparências calculadas como função das energias cinéticas dos nucleons dentro do núcleo de Th .	55
III-1	Chances sucessivas de fissão.	70
III-2	Parâmetro densidade de níveis no ponto de sela de fissão como função de Z^2/A do núcleo fissionante.	77
III-3	Fissionabilidade nuclear como função do parâmetro Z^2/A para fótons incidentes de 69 MeV. Os pontos experimentais são aqueles de fotofissão a 69 MeV mostrados na Tabela III.6.	79
V-1	Conservação de momentum no espalhamento Compton.	88
VI-1	Cinemática da interação entre o fóton e o quase-déuteron.	93

Lista de Tabelas

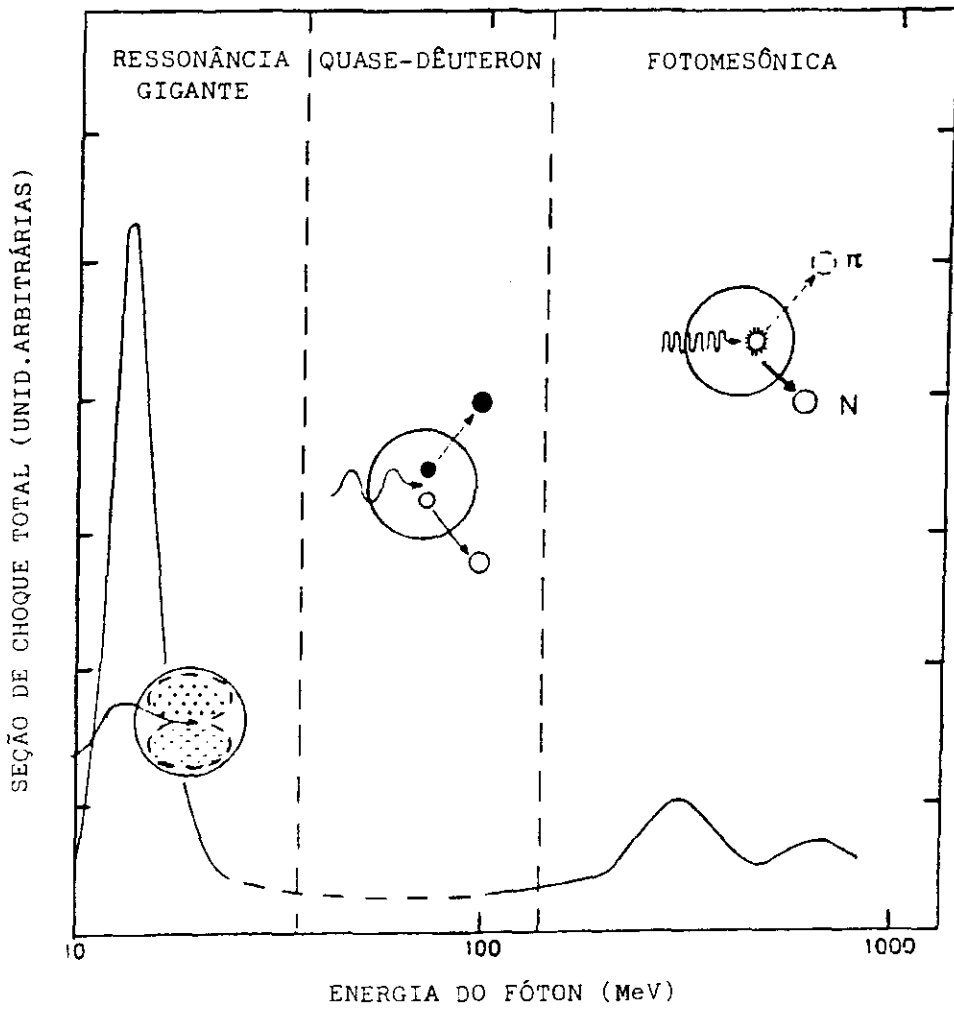
I.1	Dados sobre alvos e detectores.	9
I.2	Dados sobre as exposições ao feixe LADON.	11
I.3	Condições de revelação e microscopia.	16
I.4	Alcances dos fragmentos de fissão.	30
I.5	Dados relativos à determinação do rendimento de fotofissão.	33
I.6	Seção de choque de fotoabsorção nuclear, seção de choque de fotofissão e fissionabilidade a 69 MeV para vários núcleos. Referência [a] citada em [24] e referência [b] citada em [8].	38
II.1	Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons.	44
II.2	Núcleo residual e energia de excitação após absorção de fótons de 69 MeV.	57
III.1	Energia de excitação mínima para cada núcleo residual.	63
III.2	Energia de excitação, probabilidade de formação e probabilidade de fissão para cada núcleo residual formado a partir de Al-27.	65
III.3	Energia de excitação, probabilidade de formação e probabilidade de fissão para cada núcleo residual formado a partir de Ta-181.	66
III.4	Energia de excitação, probabilidade de formação e probabilidade de fissão para cada núcleo residual formado a partir de U-235.	67
III.5	Probabilidades médias de obtenção dos diferentes núcleos residuais para vários núcleos-alvos.	68
III.6	Dados utilizados na determinação semi-empírica do parâmetro r . Referência [a] citada em [8].	73
III.7	Determinação semi-empírica do parâmetro a_f	75

INTRODUÇÃO

A história da investigação experimental das reações nucleares induzidas por fótons começou no início da década de 30 quando Chadwick e Goldhaber^[1] conseguiram fotodesintegrar o núcleo do dêuteron expondo-o a raios gama de 2,62 MeV emitidos por uma fonte de ${}_{81}^{208}Tl$.

Pouco depois da descoberta de Hahn e Strassman^[2] da fissão de núcleos pesados induzida por nêutrons, Feenberg^[3] e Bohr e Wheeler^[4] predisseram que raios gama a partir de determinada energia também poderiam provocar a fissão de actinídeos. Realmente, após tentativas realizadas por vários laboratórios, em 1940 Haxby, Shoupp, Stephens e Wells^[5] descobriram a fotofissão de elementos pesados irradiando núcleos de urânio e tório com raios gama de 6,3 MeV produzidos em cristal de fluorita (CaF_2) por bombardeio de prótons.

Os resultados experimentais acumulados já nas primeiras décadas de investigação das reações fotonucleares permitiram a Roos e Peterson^[6] concluir que a natureza dessas reações varia com a energia, ou com o comprimento de onda, dos fótons incidentes. Deste modo, as reações fotonucleares podem ser agrupadas em três regiões distintas, dependendo da energia do fóton incidente, conforme ilustrado na figura. Até aproximadamente 30 MeV



o comprimento de onda racionalizado do fóton é da ordem de grandeza do diâmetro do núcleo e portanto a interação ocorre com o núcleo como um todo; entre aproximadamente 30 MeV e 140 MeV o comprimento de onda do fóton incidente é da ordem de grandeza do tamanho de estruturas formadas por um nêutron e um próton, e a interação ocorre com estes "quase-dêuterons"; acima de aproximadamente 140 MeV a interação ocorre com nucleons individuais, uma vez que o comprimento de onda racionalizado do fóton incidente é da ordem de grandeza do diâmetro de um nucleon livre.

A primeira região, que vai até aproximadamente 30 MeV, é conhecida como região de ressonância gigante e se caracteriza por uma forte interação do fóton com o momento de dipolo do núcleo como um todo; a região compreendida entre o final da ressonância gigante e ~ 140 MeV, que é o limiar para produção de mésons, é denominada de região do quase-déuteron; a partir de ~ 140 MeV tem-se a chamada região fotomesônica.

Durante muito tempo foi dada uma atenção especial ao estudo de reações fotonucleares nas regiões de ressonância gigante e fotomesônica. Uma quantidade apreciável de dados experimentais de medidas de seções de choque de fissão de vários núcleos são encontrados na literatura científica nestas duas regiões de interação do fóton incidente. Contudo, no que diz respeito à região de interação via quase-déuteron, até bem pouco tempo atrás poucos resultados experimentais eram conhecidos, como consequência da falta de feixes de fótons monocromáticos intensos com energias variando de aproximadamente 30 MeV até 140 MeV.

Nos últimos anos, com o aprimoramento das técnicas de produção de feixes de fótons monocromáticos com energias acima de 20 MeV e de alta qualidade de resolução, têm sido obtidos dados importantes sobre seções de choque fotonuclear^[7-32], em particular dados de fotofissão na região de interação primária via quase-déuteron^[8,12-14,16,18,19,21-25,30-32]. Dados sobre seções de choque de fissão também têm sido obtidos por meio de outras técnicas. Por exemplo, a maioria das investigações sobre a fotofissão de pré-actinídeos foram realizadas utilizando radiação de *bremstrahlung*¹ como fonte de fótons reais^[33-39]; em alguns outros casos, seções de choque de fotofissão para núcleos pré-actinídeos e de

¹Palavra de origem alemã que significa radiação de desaceleração.

massa intermediária foram obtidas tratando os rendimentos de eletrofissão através de um espectro de fótons virtuais^[40–43].

O interesse na investigação de reações fotonucleares na região do quase-dêuteron tem aumentado muito nos últimos anos, principalmente a investigação da fotofissão. Tal interesse surge quando se leva em conta o fato de que a fotofissão é um fenômeno relacionado com o mecanismo de absorção e excitação do núcleo pelos fótons com posterior desexcitação nuclear. Considerando que a fissão é um processo coletivo do núcleo e que os fótons com energias na faixa do quase-dêuteron interagem com o núcleo em pontos localizados, tais estudos podem dar uma indicação sobre como uma excitação local pode ser propagada no núcleo e transferida para uma excitação nuclear coletiva.

Nos anos recentes nossas investigações experimentais têm sido centralizadas na região de interação primária via quase-dêuteron. Assim sendo, utilizando feixes de fótons mong cromáticos e polarizados do sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati (INFN-LNF, Frascati, Itália), foram medidas as seções de choque e fissionabilidade para vários núcleos na faixa de energia 50 - 70 MeV^[21,23–28,30,31]. Estes dados foram coletados empregando feixes de fótons obtidos por espalhamento Compton inverso de luz laser por elétrons de alta energia do anel de armazenamento ADONE^[11,44,45]. Em cada exposição os alvos dos núcleos estudados ficaram em contacto com detectores sólidos de registro de traços, mais precisamente emulsão nuclear^[21]; mica^[21,24]; makrofol N^[23–28,30,31] e CR-39^[31] e a revelação e exame microscópico dos traços de fissão nos detectores foi realizada segundo as técnicas usuais no Laboratório de Química do Departamento de Física Nuclear do CBPF^[21,30,31].

Na faixa de energia correspondente à região do quase-dêuteron, os dados de fotofissão podem ser interpretados com base em um modelo simplificado de duas etapas. Na primeira etapa é considerado que a interação primária do fóton incidente ocorre com pares nêutron-próton, sendo este mecanismo descrito pelo modelo modificado do quase-dêuteron elaborado por J. S. Levinger^[46], e em uma segunda etapa, o núcleo residual excitado se desexcita via o processo de competição entre evaporação de partículas e fissão^[47].

O objetivo do presente trabalho consiste em realizar uma análise dos dados de seção de

choque de fissão e fissionabilidade nuclear dos núcleos de ^{27}Al , ^{nat}Ta , ^{nat}W , ^{nat}Pt , ^{197}Au , ^{nat}Pb , ^{209}Bi , ^{232}Th , ^{238}U e ^{235}U medidos para fótons incidentes de 69 MeV do sistema LADON^[24,30,31]. Deve ser observado que este trabalho faz parte de uma investigação sistemática, tanto experimental quanto teórica, sobre reações de fissão induzidas por fótons em núcleos com $6 < Z^2/A < 37$ na região de energia do quase-dêuteron^[21,23–28,30–32,47–49].

Na Parte I do presente trabalho é feita uma descrição do procedimento experimental de obtenção das seções de choque de fotofissão e fissionabilidade dos vários núcleos investigados na energia de 69 MeV.

Na Parte II é feita uma análise das reações de fotofissão a 69 MeV para núcleos de Al , Ta , W , Pt , Au , Pb , Bi , Th , ^{238}U e ^{235}U baseada em um modelo simples de dois estágios, ou seja, absorção do fóton incidente por um par nêutron-próton, seguido por um mecanismo de competição evaporação-fissão para o núcleo residual excitado.

Na Parte III são mostrados os resultados das estimativas de fissionabilidade obtidas do modelo simplificado das reações de fotofissão e então comparados com os dados experimentais disponíveis na literatura. É mostrado também como as estimativas de fissionabilidade obtidas a partir deste modelo dependem criticamente do parâmetro r (razão entre o parâmetro densidade de níveis do núcleo no ponto de sela de fissão e aquele relativo à emissão de nêutron) e a confirmação da existência de efeitos de camadas observados na fissão de núcleos com Z e/ou N próximos de regiões de camadas fechadas (números mágicos)^[48,49].

As estimativas ainda mostram que a fissionabilidade nuclear de elementos leves não decresce exponencialmente com a diminuição de Z^2/A mas, em vez disso, aumenta com um mínimo na vizinhança da prata, conforme previsto pelo mecanismo de competição evaporação-fissão das reações nucleares e do modelo da gota líquida da fissão.

Finalmente, na Parte IV são apresentadas as conclusões do trabalho.

Parte I

**PROCEDIMENTO
EXPERIMENTAL**

I.1 DETECTORES E ALVOS.

A investigação experimental de reações de fissão espontânea ou induzida por fótons e outros projéteis pode ser realizada empregando detectores de partículas carregadas, genericamente conhecidos como detectores sólidos de registro de traços—SSNTD (“solid state nuclear track detectors”). Nesta categoria se enquadram, por exemplo, detectores inorgânicos como vidro, mica e emulsão nuclear, e orgânicos como makrofol (policarbonato de dioxidifenol-propano), CR-39 (policarbonato de diglicol alílico) e nitrato de celulose. A área de tais detectores depende das aplicações a que se destinam; pode variar desde alguns centímetros quadrados nos experimentos de fissão, até vários metros quadrados na sua utilização em pesquisas sobre raios cósmicos. Para a detecção de fragmentos de fissão induzida por fótons o mais comumente empregado é o makrofol porque sua técnica de utilização é simples, apresenta facilidade de revelação dos fragmentos e é pouco sensível ao registro de partículas leves carregadas e partículas de baixa ionização originadas da interação dos fótons com o próprio material detector.

As amostras dos núcleos cuja fissão nuclear se pretende estudar podem possuir diversas formas de apresentação, dependendo das propriedades físicas do alvo. Assim, o alvo pode ser uma lâmina metálica, uma fina película ou filme, ou ainda estar finamente pulverizado. No processo de elaboração de alvos, a espessura deve ser tal que os produtos das reações de fissão possam escapar do próprio alvo, de modo a serem detectados, ou seja, é desejável que os livres caminhos médios dos produtos sejam em média maiores que a espessura do alvo onde foram originados.

No caso do trabalho de investigação experimental de reações de fissão induzidas em núcleos de $^{235,238}\text{U}$, Th , Bi , Pb , Au , Pt , W , Ta e Al por fótons de 69 MeV, os detectores empregados foram o makrofol N (nome comercial de um determinado tipo de makrofol fabricado pela Bayer AG) de $100\ \mu\text{m}$ ($\sim 12\ \text{mg}/\text{cm}^2$) de espessura, mica de $87\ \mu\text{m}$ ($\sim 25\ \text{mg}/\text{cm}^2$) e CR-39 de $750\ \mu\text{m}$ ($\sim 98\ \text{mg}/\text{cm}^2$).

As experiências foram realizadas utilizando a configuração mais comumente empregada que consiste em colocar os alvos e detectores em contacto segundo uma geometria de

aproximadamente 2π esferorradianos, formando "sandwiches", ficando a parte registradora dos detectores em contacto com os alvos, no caso de makrofol e CR-39. Com exceção do isótopo ^{235}U , os núcleos-alvo utilizados apresentavam composição isotópica natural e consistiram em lâminas (*Pt*, *W*, *Ta* e *Al*): filmes metálicos (*Bi*, *Pb* e *Au*) de alto grau de pureza (99,9 % puro) preparados por evaporação a vácuo sobre folhas de Mylar de $3,5\text{ cm} \times 3,5\text{ cm}$ e de $12,5\text{ }\mu\text{m}$ ($1,72\text{ mg/cm}^2$) de espessura, e filmes finos de óxidos (urânio natural, tório natural e urânio 235 enriquecido a 93 %) produzidos pelo "parlodion ignition method" [50] sobre folhas de mica muscovita de aproximadamente $4\text{ cm} \times 4\text{ cm}$, que serviram como suportes e/ou detectores para os fragmentos de fissão. Ao todo foram elaborados um total de 263 alvos, entre lâminas e filmes, com espessuras que variaram desde $\sim 0,25\text{ }\mu\text{m}$ até $55\text{ }\mu\text{m}$, conforme Tabela I.1.

I.2 EXPOSIÇÃO.

Os empilhamentos contendo os sandwiches formados pelos vários alvos e detectores foram expostos a feixes de fótons monocromáticos produzidos no sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati (Frascati, Itália), obtidos por espalhamento Compton inverso de luz laser por elétrons de alta energia provenientes do anel de armazenamento ADONE [11,44,45]. Nas irradiações o feixe tinha uma resolução em energia entre 9 % e 28 %, e intensidade média de $10^4 - 10^5$ gamas/segundo: o diâmetro na região dos empilhamentos era em média de 10 mm, e o background devido a fótons de bremsstrahlung foi estimado ser menor que 5 %.

A Figura I.1 mostra o arranjo experimental, no qual o conjunto formado por alvos e detectores sofreu incidência normal^[21,23-26,30,31] ou inclinado de 45° [24] em relação à direção de incidência do feixe.

Ao todo foram realizadas um total de sete exposições em um período de 3 anos. As doses totais Q em cada irradiação e os espectros de energia dos feixes foram medidos por um detector de fotoabsorção total de NaI (Tl) de dimensões $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ situado após

ALVOS						DETECTORES					
NÚCLEO	Z	A	N ^o	ALVOS	DIMENSÕES (cm ²)	ESPESSURA (μ m)	TIPO	QUANTIDADE	DIMENSÕES (cm ²)	ESPESSURA (μ m)	
U	92	235	4		4 x 4	~ 0,3 - 0,4	mica	8	4 x 4	87	
U	92	238	15		4 x 4	~ 0,3 - 0,4	makrofol	30	4 x 4	100	
Th	90	232	10		4 x 4	~ 0,2 - 0,3	mica	20	4 x 4	87	
Bi	83	209	24		3 x 3	5,2 \pm 1,0	makrofol	24	3,5 x 3,5	100	
Pb	82	207	24		3 x 3	3,1 \pm 0,4	makrofol	24	3,5 x 3,5	100	
Au	79	197	24		3 x 3	0,70 \pm 0,12	makrofol	24	3,5 x 3,5	100	
Pt	78	194	43		2,5 x 2,5	22	makrofol	86	3 x 3	100	
W	74	184	32		2,5 x 2,5	50	makrofol	64	3 x 3	100	
Ta	73	181	24		2,0 x 2,5	26	makrofol	48	3 x 3	100	
			8		2,5 x 2,5	55	makrofol	16	3 x 3	100	
Al	13	27	19		4 x 4	13	CR-39	20	4 x 4	750	
			36		3 x 3	13	makrofol	72	3 x 3	100	

Tabela I.1: Dados sobre alvos e detectores.

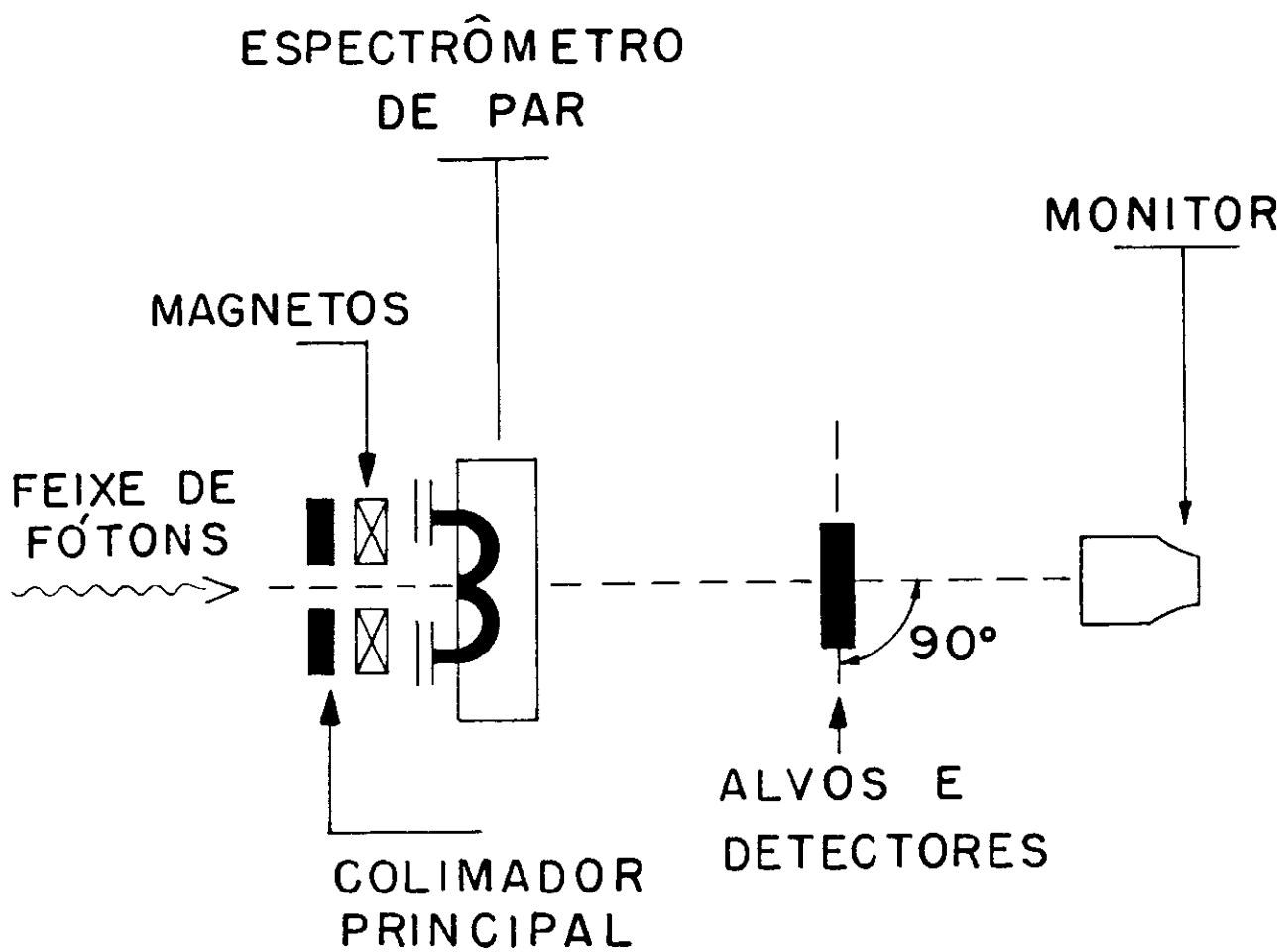


Figura I-1: Arranjo experimental das exposições ao feixe LADON. Caso de incidência normal.

NÚCLEO	k_i (MeV)	k_f (MeV)	k_m (MeV)	\bar{k} (MeV)	Q ($10^9\gamma$)	INCLINAÇÃO
<i>Th, Bi</i> <i>Pb, Au</i>	26	78,8	77	69,6	5,7	45 °
^{238}U	26	78,8	76	67,5	6,9	90 °
$^{235}U, Th$	26	78,8	76	68,4	8,0	90 °
<i>Pt</i>	17	78,8	75	69	7,4	90 °
<i>W, Ta</i>	15	78,8	74	69	11,7	90 °
<i>Al</i>	30	78,8	76	70	3,36	90 °
<i>Al</i>	15	78,8	75	68	13,8	90 °

Tabela I.2: Dados sobre as exposições ao feixe LADON.

o pacote (conjunto de alvos e detectores), resultando nos valores mostrados na Tabela I.2.

Em todas as exposições a energia final k_f do espectro de fótons foi de 78,8 MeV e a energia média efetiva dos fótons de ~ 69 MeV. Na Tabela I.2 aparece a energia inicial k_i do espectro de fótons e a energia máxima k_m (a energia para a qual a distribuição é máxima—"Compton-edge energy"): nas Figuras I.2, I.3 e I.4 aparecem as várias distribuições de energia do feixe de fótons, medidas em cada exposição.

Outros parâmetros das irradiações foram os seguintes : i) energia dos fótons do feixe de laser, $\omega = 2,41$ eV para todas as irradiações, ii) energia máxima dos elétrons, $\varepsilon = 1500$ MeV. No Apêndice A é mostrado a cinemática do espalhamento de luz laser por elétrons e como a energia dos fótons do laser pode aumentar consideravelmente nas colisões frontais com um feixe de elétrons relativísticos.

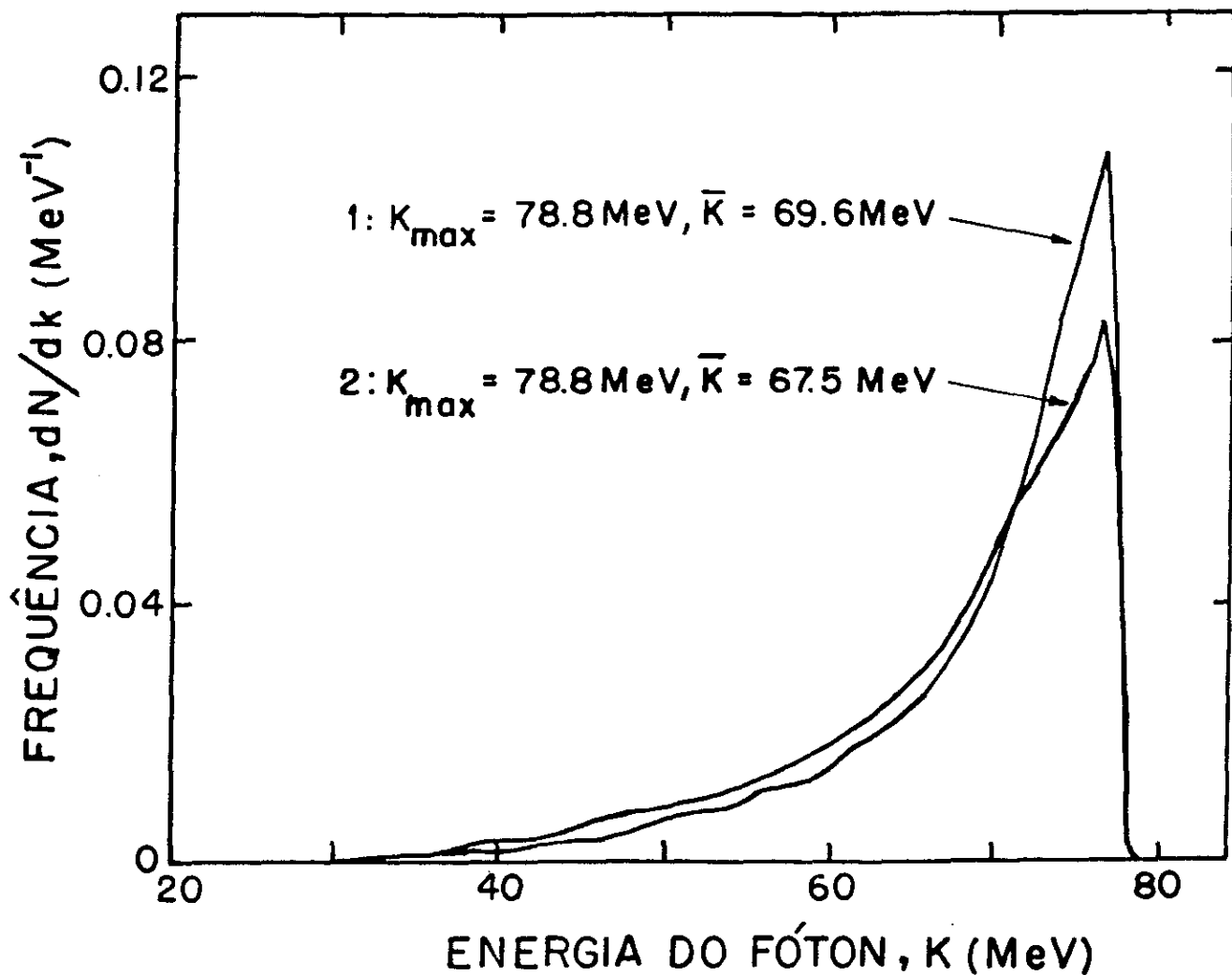


Figura I-2: Distribuição de energia do feixe de fótons do sistema LADON. Irradiação de ^{235}U , ^{238}U , Th , Bi , Pb e Au . Caso 1 usado para Th , Bi , Pb , e Au ; caso 2 usado para U .

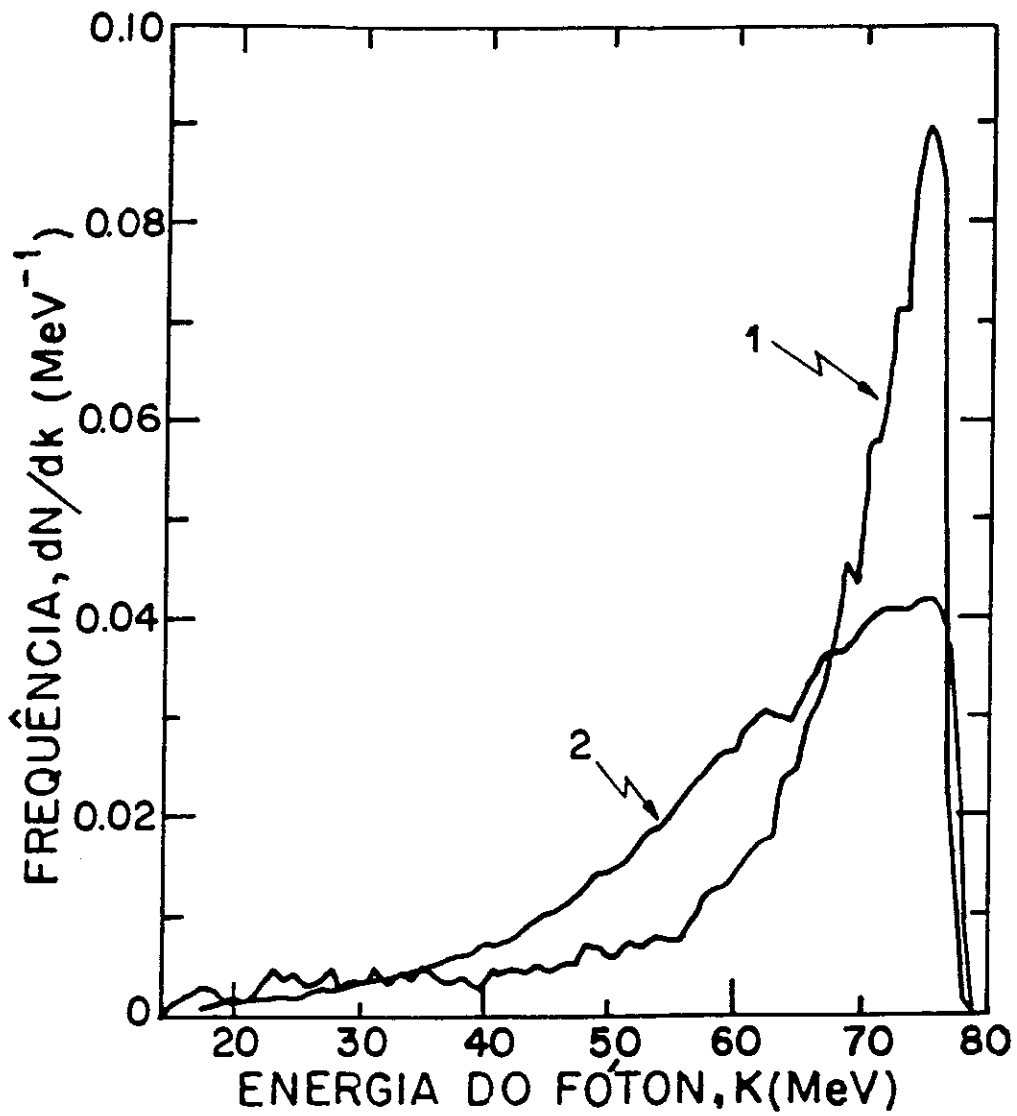


Figura I-3: Distribuição de energia do feixe de fótons do sistema LADON. Irradiação de *Pt*, *W* e *Ta*. Caso 1 usado para *W* e *Ta*; caso 2 usado para *Pt*.

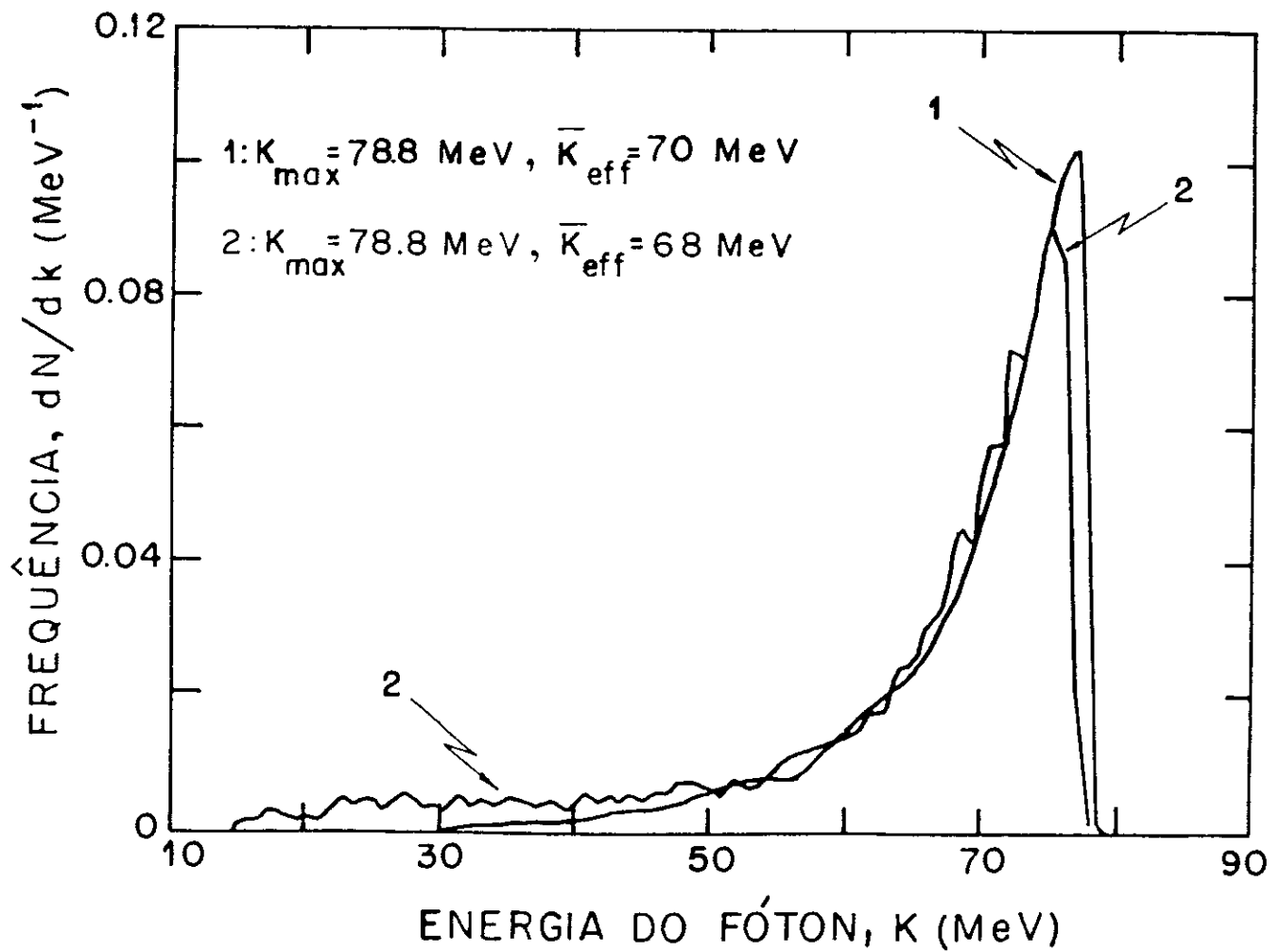


Figura I-4: Distribuição de energia do feixe de fótons do sistema LADON. Irradiação de Al. Caso 1 usado na exposição com CR-39; caso 2 usado na exposição com makrofol.

I.3 REVELAÇÃO E MICROSCOPIA DOS DETECTORES.

Após cada uma das exposições ao feixe de fótons monocromáticos do sistema LADON, os detectores foram enviados para o Laboratório de Química do DNE/CBPF onde foram prontamente processados segundo as condições de "etching" usualmente empregadas.

O processamento dos detectores, isto é, a revelação, consiste em um tratamento químico adequado de modo que os traços deixados nos detectores pelos fragmentos de fissão apareçam legíveis sobre as superfícies dos mesmos para contagem por microscopia ótica convencional. Para tornar os traços visíveis, os detectores podem ser tratados com soluções ácidas ou básicas. Uma grandeza importante neste processo é a velocidade geral de ataque químico v_g , que dá a taxa de remoção de massa do detector perpendicularmente à sua superfície para uma determinada concentração e temperatura da solução.

No caso dos trabalhos relatados aqui, as placas de makrofol (cuja composição química é $C_{16}H_{14}O_3$) e CR-39 (cuja composição química é $C_{12}H_{18}O_7$) foram imersas em um recipiente contendo uma solução de hidróxido de sódio 6,25 N, previamente aquecida. Durante o tempo em que as placas ficaram imersas na solução tivemos a preocupação de manter a temperatura constante, e para facilitar a atuação química da base, ainda tivemos o cuidado de agitar moderadamente a solução durante este tempo. Já as folhas de mica usadas como detectores foram primeiramente imersas em uma solução diluída de ácido nítrico a 40 ° C durante aproximadamente 1 hora para remover totalmente as camadas dos óxidos de tório e urânio. A Tabela I.3 resume toda a operação de revelação dos detectores.

Uma vez encerrada a fase de revelação descrita acima, as folhas de makrofol, CR-39 e mica foram lavadas e secas, e logo após fixadas em lâminas de vidro ficando prontas para o início da próxima fase, de busca e identificação dos traços por microscopia ótica.

A microscopia dos detectores foi realizada com o uso de microscópios óticos (Leitz - Ortholux). No processo de identificação e contagem dos traços de fissão cada detector

ALVO	DETECTOR	SOLUÇÃO	TEMP. (° C)	TEMPO DE ATAQUE	ÓTICA		ÁREA TOTAL PESQUISADA (cm ²)
					OBJETIVA	OCULAR	
²³⁵ U	mica	HF 40 %	26	1 hora	25 x, 45 x	10 x	18
²³⁸ U	makrofol	NaOH 6,25 N	80	10 minutos	10 x, 45 x	10 x	80
Th	mica	HF 40 %	30	50 minutos	25 x, 45 x	10 x	43
Bi, Pb, Au	makrofol	NaOH 6,25 N	60	1 hora	10 x, 25 x	10 x	207
Pt, W, Ta	makrofol	NaOH 6,25 N	60	1 hora	10 x, 25 x	10 x, 12,5 x, 25 x	1920
Al	CR-39	NaOH 6,25 N	60	5 horas	25 x	10 x 12,5 x, 25 x	52
Al	makrofol	NaOH 6,25 N	70	1,5 horas	25 x	10 x 12,5 x, 25 x	68

Tabela I.3: Condições de revelação e microscopia.

foi pesquisado por dois observadores distintos, ficando o resultado da busca sujeito ao controle de um terceiro observador. As condições em que o trabalho de microscopia foi realizado estão sumariadas na Tabela I.3.

I.4 RENDIMENTO DE FOTOFISSÃO.

O rendimento de fotofissão representa a soma de todas as contribuições ao número total de eventos produzidos no alvo devido à incidência de fótons de distribuição de energia final k_f , e é definido por

$$Y = \frac{N_e}{QN_a} = \int_{k_i}^{k_f} \sigma_f(k)n(k)dk, \quad (I.1)$$

onde $\sigma_f(k)$ é a seção de choque de fissão à energia k ; $n(k) = \frac{dN}{dk}$ é a distribuição de energia normalizada à unidade; N_e é o número de eventos de fissão ocorridos por unidade de volume da amostra; N_a é o número de núcleos-alvo que podem sofrer fissão por unidade de volume, e Q é o número total de fótons, ou dose total, que atravessa cada interface alvo-detector por unidade de área.

Como a totalidade dos eventos ocorridos na amostra não é registrada, como pode ser visto na Figura I.5, a determinação experimental do rendimento fica condicionada ao conhecimento da relação entre o número de eventos, N_e , e o número de traços observados por unidade de área, N_t . Esta relação deve depender da espessura da amostra-alvo; da ionização dos fragmentos de fissão no alvo e no detector; das condições de revelação usadas para revelação dos traços, e do poder de resolução do sistema ótico. Algumas hipóteses simplificadoras, conforme referência [51], são

- i) o alvo é homogêneo e uniforme e os fragmentos de fissão podem ser emitidos de qualquer ponto dentro do mesmo;
- ii) a distribuição dos fragmentos de fissão é aproximadamente simétrica, isto é, com fragmentos de massas comparáveis;
- iii) os traços de fissão revelados são aqueles que entram no detector com ângulos maiores que seu ângulo crítico de revelação;

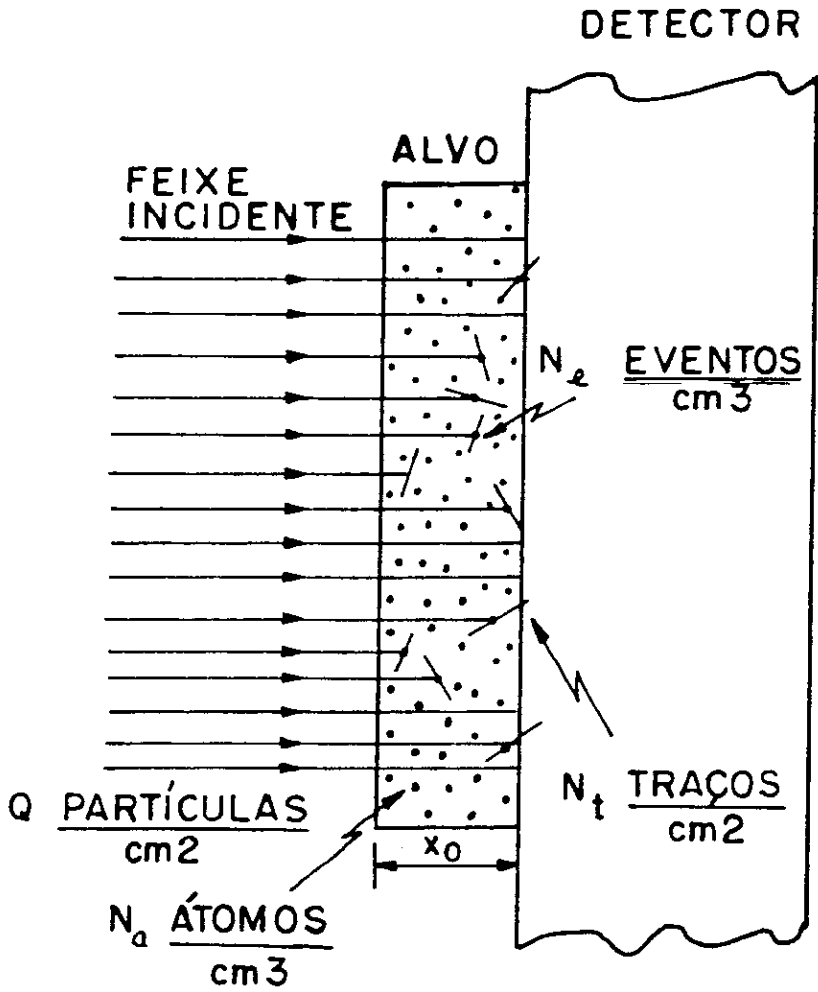


Figura I-5: Interface alvo-detector.

iv) o limiar para observação dos traços revelados depende do sistema ótico (ocular e objetiva),

v) a taxa de perda de energia, tanto no alvo como no detector, é descrita por uma relação do tipo ^[52]

$$-\frac{dE}{dy} = \xi E^\delta \quad (I.2)$$

onde ξ e δ são constantes, sendo ξ uma constante que depende do meio e δ ($0 \leq \delta \leq 1$) a mesma no alvo e no detector. Além disso é considerado que a constante ξ é maior no alvo do que no detector.

Por integração direta de (I.2) obtemos os alcances residuais do fragmento de fissão no alvo e no detector, respectivamente como

$$R_a(E) = E^{1-\delta}/\xi_a(1-\delta). \quad (I.3)$$

$$R_d(E) = E^{1-\delta}/\xi_d(1-\delta). \quad (I.4)$$

Os alcances máximos no alvo e no detector são

$$\bar{a}_0 = R_a(E_0), \quad (I.5)$$

$$\bar{r}_0 = R_d(E_0), \quad (I.6)$$

onde E_0 é a energia cinética inicial do fragmento típico de fissão. Suponhamos que o fragmento de fissão de energia inicial E_0 percorre uma distância \underline{a} no alvo até a interface, atingindo esta com energia E ($E < E_0$) e percorre então uma distância \underline{r} no detector até chegar ao repouso, conforme Figura I.6. Das expressões (I.3) e (I.4) temos que

$$\frac{R_a(E)}{R_d(E)} = \frac{\xi_d}{\xi_a} = c^{\frac{te}{e}}. \quad (I.7)$$

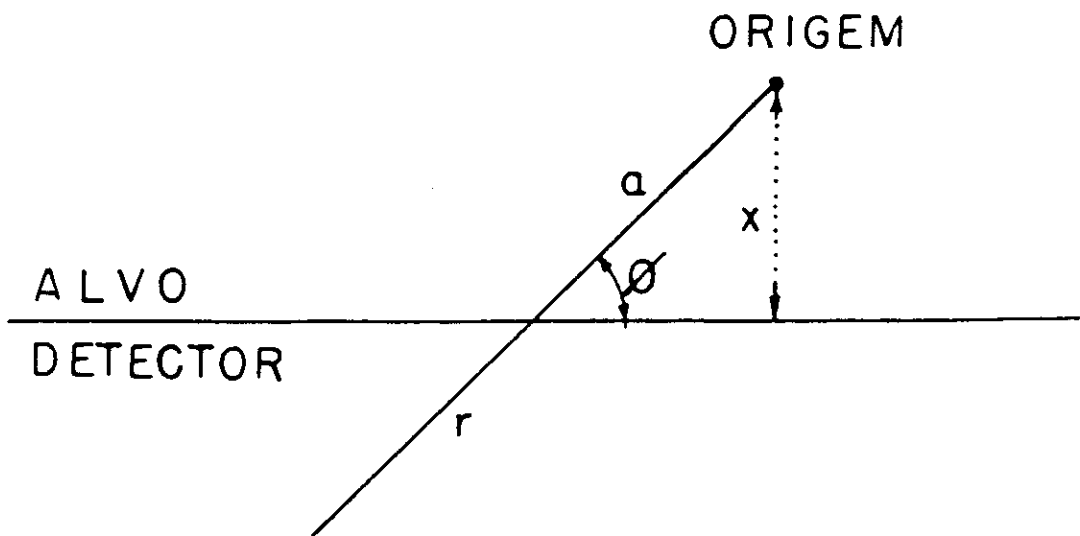


Figura I-6: Trajetória de um fragmento originado dentro do alvo e que atravessa a interface alvo-detector.

Aplicando (I.7) no ponto em que o fragmento foi originado e na interface alvo-detector obtemos

$$\frac{\bar{a}_0}{\bar{r}_0} = \frac{\bar{a}_0 - a}{r}. \quad (\text{I.8})$$

Mas, da Figura I.6 observamos que a distância do ponto-origem até a interface é dada por

$$x = a \operatorname{sen} \phi, \quad (\text{I.9})$$

sendo ϕ o ângulo de "dip". Combinando (I.8) e (I.9) obtém-se

$$x = \bar{a}_0 \left(1 - \frac{r}{\bar{r}_0}\right) \operatorname{sen} \phi. \quad (\text{I.10})$$

O número de fragmentos de fissão produzidos dentro do ângulo sólido $d\Omega$ e na espessura dx é dado por

$$\frac{d^2 N}{d\Omega dx} = \frac{2N_e}{4\pi}, \quad (\text{I.11})$$

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

Como $d\Omega = 2\pi \cos \phi d\phi$.

$$d^2 N = N_e \cos \phi d\phi dx. \quad (\text{I.12})$$

A integração direta de (I.12) fornece, para o número final de traços de fissão revelados e observados por unidade de área da superfície do detector, o resultado

$$N_t = N_e \int_0^{x_M} (\operatorname{sen} \phi_2 - \operatorname{sen} \phi_1) dx, \quad (\text{I.13})$$

na qual x_M é o valor extremo de x , que permite que um fragmento que entra no detector pode ainda ser revelado e observado; ϕ_1 e ϕ_2 são os valores extremos do ângulo de "dip" que tornam possível a visualização dos traços, como ilustrado na Figura I.7.

Para a resolução da integral (I.13), e portanto o conhecimento da relação desejada entre N_t e N_e , devemos agora descobrir os limites x_M , ϕ_1 e ϕ_2 . Da Figura I.7 tiramos

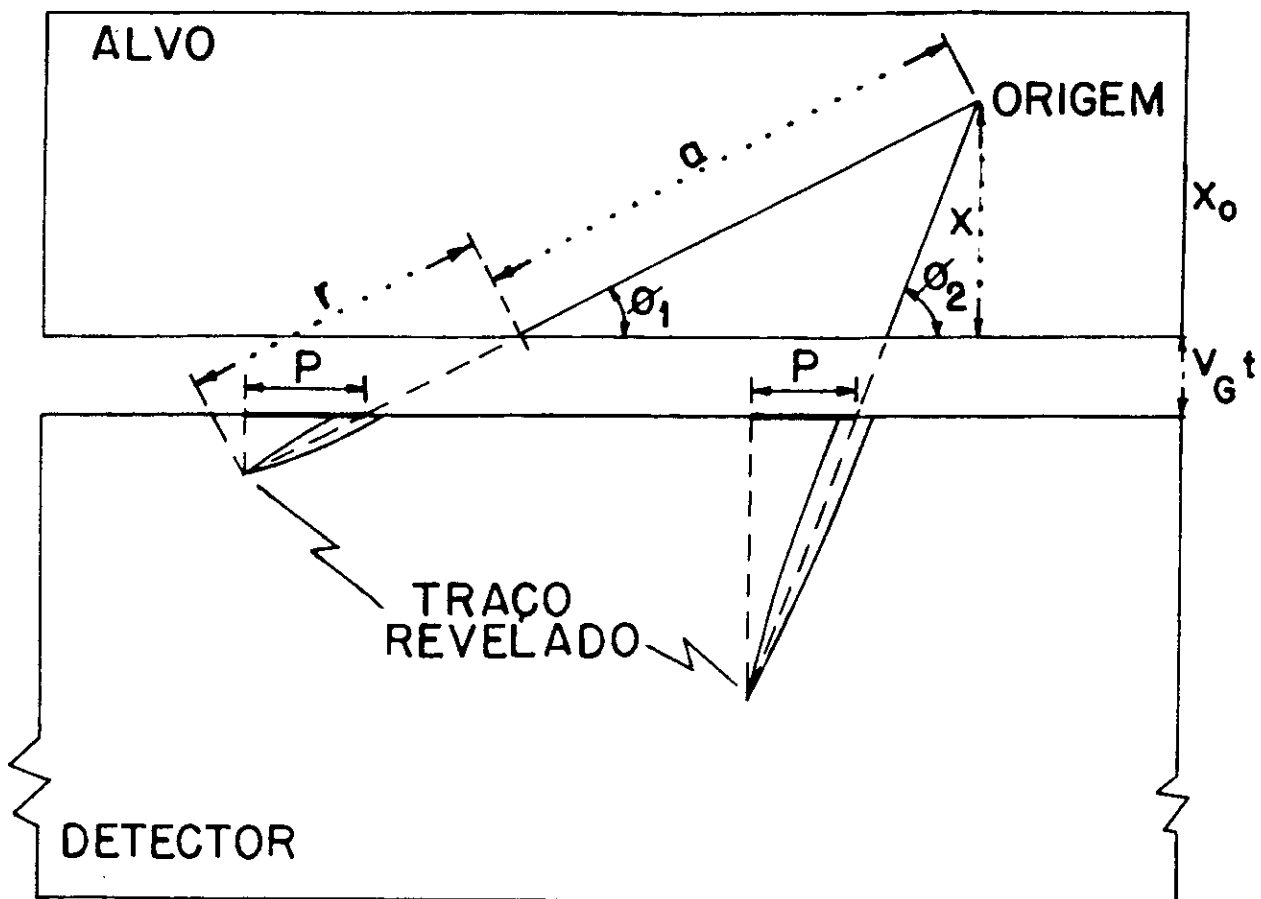


Figura I-7: Definição geométrica das quantidades relacionadas com a revelação dos traços de fissão.

$$r = \frac{p}{\cos \phi} + \frac{v_g t}{\text{sen} \phi}, \quad (\text{I.14})$$

onde p é o menor valor que a projeção do traço deve ter de modo que seja possível a sua visualização; t é o tempo de ataque químico, e $v_g t$ é a camada da superfície do detector removida durante a revelação.

A combinação das expressões (I.10) e (I.14) permite escrever

$$\frac{x}{\bar{a}_0} + \frac{v_g t}{\bar{r}_0} = \text{sen} \phi - \frac{p}{\bar{r}_0} \text{tg} \phi \quad (\text{I.15})$$

ou ainda

$$f(u) = u - A - \frac{Bu}{(1 - u^2)^{1/2}} = 0 \quad (\text{I.16})$$

quando se faz

$$\frac{x}{\bar{a}_0} + \frac{v_g t}{\bar{r}_0} = A, \quad (\text{I.17})$$

$$\frac{p}{\bar{r}_0} = B, \quad (\text{I.18})$$

$$\text{sen} \phi = u. \quad (\text{I.19})$$

Os valores de $\text{sen} \phi_1$ e $\text{sen} \phi_2$ necessários para inserir em (I.13) são as duas raízes de (I.16) no intervalo $0 \leq u \leq 1$. A Figura I.8 ilustra a resolução numérica de (I.16) usando dados obtidos de experiências de fotofissão na região do quase-dêuteron para Bi e Ti em contacto com makrofol^[23,32]. Da Figura I.8 vemos que a equação só tem duas soluções para valores de x pertencentes ao intervalo $0 \leq x < x_M$, onde x_M é obtido de

$$\frac{df(u)}{du} = 0, \quad (\text{I.20})$$

resultando

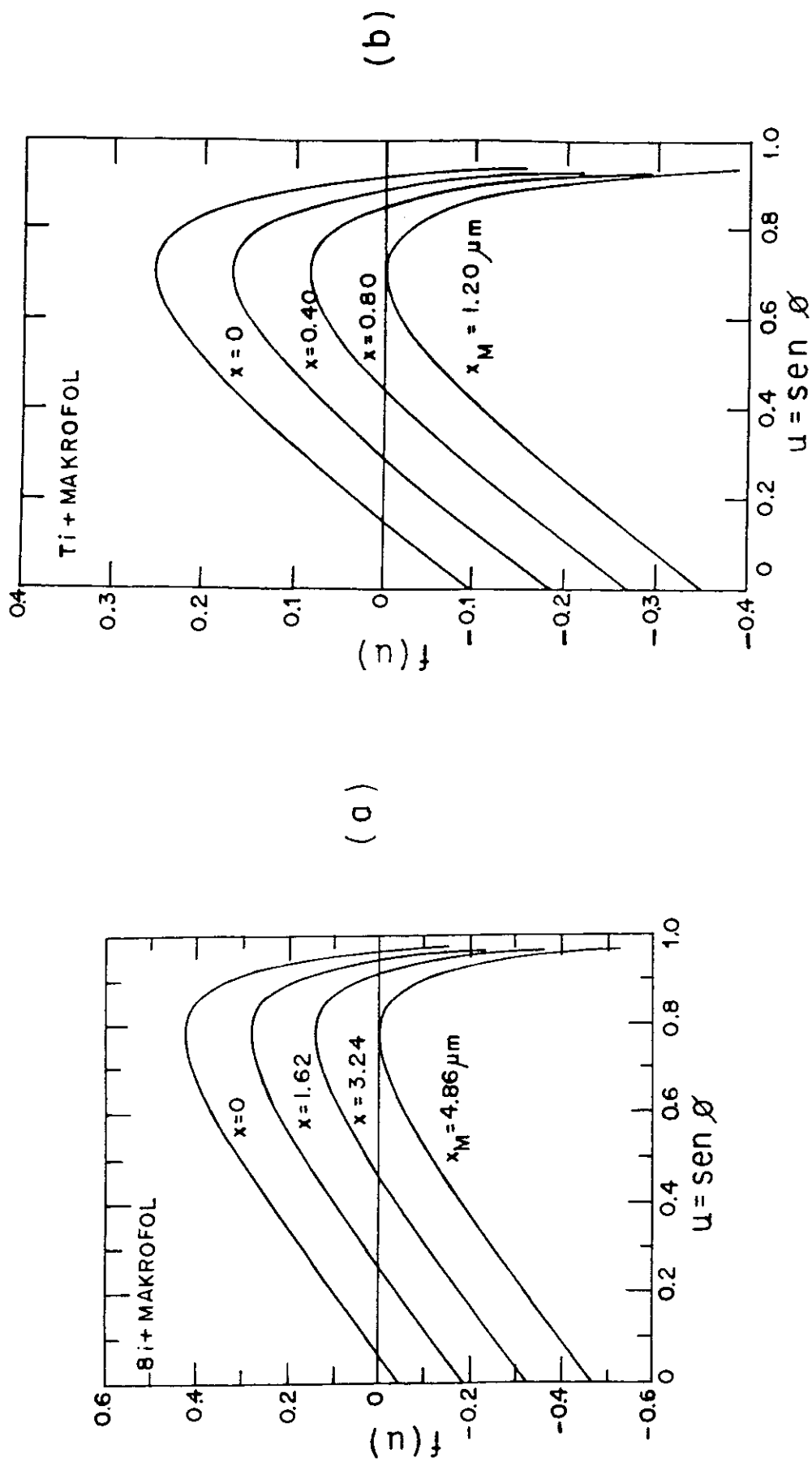


Figura I-8: Ilustração das soluções da equação (I.16) para diferentes valores da espessura do alvo, x : (a) dados de $B_i^{[23]}$; (b) dados de $T_i^{[32]}$.

$$x_M = \bar{a}_0 \left\{ \left[1 - \left(\frac{p}{\bar{r}_0} \right)^{2/3} \right]^{3/2} - \frac{v_g t}{\bar{r}_0} \right\}. \quad (\text{I.21})$$

Conforme pode ser depreendido da Figura I.8, quando a espessura do alvo x_0 é menor que x_M a equação (I.16) somente possui soluções compreendidas em $0 \leq x \leq x_0$. À medida que x vai crescendo desde 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 desde $\epsilon_0 = \epsilon(0)$ até 0 [ou $\epsilon(x_0)$]. A grandeza ϵ_0 pode ser definida como o fator de eficiência total de uma amostra-alvo ideal de espessura nula, ou seja,

$$\epsilon_0 = (\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1) |_{x=0}. \quad (\text{I.22})$$

Pode-se determinar ϵ_0 obtendo-se duas soluções aproximadas da equação (I.16) da maneira que segue. Para $u \ll 1$ temos

$$u_1 - A - Bu_1 = 0 \text{ ou } u_1 = \frac{A}{1-B} = \text{sen}\phi_1 |_{x=0} \quad (\text{I.23})$$

Uma outra solução de (I.16) pode ser obtida fazendo inicialmente a aproximação trivial

$$u - \frac{Bu}{(1-u^2)^{1/2}} = 0, \quad (\text{I.24})$$

que resulta em

$$u_2 = (1 - B^2)^{1/2} = \text{sen}\phi_2 |_{x=0}. \quad (\text{I.25})$$

Uma solução ainda melhor de u_2 pode ser conseguida considerando qual deve ser o incremento Δu_2 dado a u_2 tal que $f + \Delta f = 0$:

$$\Delta f \simeq \frac{df}{du} \Delta u_2,$$

$$A = \left. \frac{df}{du} \right|_{u=u_2} \Delta u_2,$$

$$\Delta u_2 = -\frac{A}{\left(\frac{1}{B^2} - 1\right)} = -\frac{AB^2}{1 - B^2}. \quad (1.26)$$

Portanto

$$u_2 = (1 - B^2)^{1/2} - \frac{AB^2}{1 - B^2} \Big|_{x=0}. \quad (1.27)$$

Assim, temos que

$$\epsilon_0 = \left[(1 - B^2)^{1/2} - \frac{AB^2}{1 - B^2} - \frac{A}{1 - B} \right]$$

ou

$$\epsilon_0 = (1 - B^2)^{1/2} - \frac{A(1 + B + B^2)}{1 - B^2}, \quad (1.28)$$

ou ainda, tendo em conta (I.17) e (I.18)

$$\epsilon_0 = \left[1 - \left(\frac{p}{\bar{r}_0}\right)^2 \right]^{1/2} - \frac{v_g t [1 + p/\bar{r}_0 + (p/\bar{r}_0)^2]}{\bar{r}_0 [1 - (p/\bar{r}_0)^2]}. \quad (1.29)$$

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

$$\epsilon(x) = \epsilon_0 \left[1 - \left(\frac{x}{x_M}\right) \right]^\alpha, \quad 0 < \alpha < 1, \quad (1.30)$$

onde o coeficiente α pode ser obtido da continuidade das derivadas primeira de $\epsilon(x)$ em $x = 0$, já que (I.28) também vale para valores de x pequenos :

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

$$-\frac{(1 + B + B^2)}{1 - B^2} \frac{1}{\bar{a}_0} \Big|_{x=0} = \alpha \epsilon_0 \left(1 - \frac{x}{x_M} \right)^{\alpha-1} \left(-\frac{1}{x_M} \right) \Big|_{x=0}$$

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

$$\alpha = \frac{x_M (1 + B + B^2)}{\bar{a}_0 \epsilon_0 (1 - B^2)}, \quad (1.31)$$

ou

$$\alpha = \frac{x_M [1 + p/\bar{r}_0 + (p/\bar{r}_0)^2]}{\bar{a}_0 \epsilon_0 [1 - (p/\bar{r}_0)^2]}. \quad (I.32)$$

Com estes resultados a expressão (I.13) pode ser finalmente integrada considerando-se dois casos :

caso 1 - $x_0 \geq x_M$.

$$N_t = N_e \int_0^{x_M} \epsilon_0 (1 - x/x_M)^\alpha dx.$$

$$N_t = \frac{N_e \epsilon_0 x_M}{1 + \alpha}. \quad (I.33)$$

caso 2 - $x_0 < x_M$.

$$N_t = N_e \int_0^{x_0} \epsilon_0 (1 - x/x_M)^\alpha dx.$$

$$N_t = \frac{N_e x_M \epsilon_0}{1 + \alpha} \left[1 - \left(1 - \frac{x_0}{x_M} \right)^{1+\alpha} \right]. \quad (I.34)$$

Pode-se ainda considerar um terceiro caso em que $x_0 \ll x_M$. Da expressão acima obtém-se

$$N_t = N_e \epsilon_0 x_0. \quad (I.35)$$

Inserindo os resultados dados em (I.33), (I.34) e (I.35) na expressão (I.1) obtemos finalmente os rendimentos de fotofissão para cada tipo de alvo :

i) $x_0 \geq x_M$ (alvo definido como tipo espesso),

$$Y = \frac{N_t}{Q N_a x_M \epsilon_0 / (1 + \alpha)}, \quad (I.36)$$

ii) $x_0 < x_M$ (alvo definido como tipo fino),

$$Y = N_t / Q N_a \frac{x_M \epsilon_0}{1 + \alpha} \left[1 - \left(1 - \frac{x_0}{x_M} \right)^{1 + \alpha} \right], \quad (\text{I.37})$$

iii) $x_0 \ll x_M$ (alvo definido como tipo finíssimo),

$$Y = \frac{N_t}{Q N_a x_0 \epsilon_0}. \quad (\text{I.38})$$

Podemos ainda escrever, genericamente, o rendimento como

$$Y = \frac{N_t}{Q N_a \epsilon x_{ef}}, \quad (\text{I.39})$$

onde ϵ e x_{ef} são, respectivamente, a eficiência total e a espessura efetiva de um material-alvo. dados por

i) alvo tipo espesso.

$$\epsilon = \frac{x_M \epsilon_0}{\bar{a}_0}, \quad x_{ef} = \frac{\bar{a}_0}{1 + \alpha}, \quad (\text{I.40})$$

ii) alvo tipo fino,

$$\epsilon = \epsilon_0 \left[1 - \left(1 - \frac{x_0}{x_M} \right)^{1 + \alpha} \right], \quad x_{ef} = \frac{x_M}{1 + \alpha}. \quad (\text{I.41})$$

iii) alvo tipo finíssimo,

$$\epsilon = \epsilon_0, \quad x_{ef} = x_0. \quad (\text{I.42})$$

A expressão (I.39) foi deduzida para uma interface alvo-detector e, portanto. para um pacote ("stack")

$$Y = \frac{N_T}{Q N_a \sum x_{ef} \epsilon}, \quad (\text{I.43})$$

onde N_T representa a soma dos traços de fissão observados em todos os detectores para cada alvo do pacote.

As expressões acima indicam que a determinação experimental do rendimento de fotofissão fica dependendo do conhecimento das quantidades $\bar{a}_0, \bar{r}_0, v_g t, p, Q$ e N_T .

O método acima foi desenvolvido para o caso de materiais detectores de alta eficiência de revelação dos fragmentos de fissão (micas e a maioria dos plásticos), quando ocorre a condição $v_t \gg v_g$ (onde v_t é a velocidade de ataque químico ao longo do traço). Neste

caso o traço revelado aparece sob a forma de bastão, sendo a sua projeção mínima p , sobre a superfície do detector que permite a sua visualização e identificação a quantidade básica usada na análise dos traços. Uma extensão natural deste método^[53] foi elaborada para o caso de detecção de fragmentos de fissão utilizando vidros ou detecção de fragmentos de baixas taxas de ionização em plásticos, em que a condição é $v_t > v_g$, como foi verificado para a experiência de fotofissão de alumínio em contacto com makrofol^[31]. Neste caso o aspecto geométrico do traço revelado aparece sob um microscópio ótico na forma cônica, sendo o diâmetro mínimo de sua abertura, d , que permite sua visualização e identificação a quantidade básica usada.

I.4.1 Avaliação de \bar{a}_0 e \bar{r}_0 .

A avaliação dos alcances residuais máximos do fragmento de fissão no alvo (\bar{a}_0) e no detector (\bar{r}_0) depende de sua carga, massa e energia cinética inicial. Admitindo o modo simétrico de fissão, a energia cinética inicial do fragmento (E_0) é, em média, dada pela metade da energia cinética total mais provável liberada na fissão. $\langle E_k^T \rangle$. Os valores de $\langle E_k^T \rangle$ para cada núcleo fissionante, considerando aqui que o núcleo que sofre fissão é o próprio núcleo-alvo^[47], podem ser calculados a partir da repulsão coulombiana entre os dois fragmentos de fissão na configuração de contacto, conforme a sistemática da referência [54]. Tal sistemática representa uma nova descrição de dados disponíveis na literatura científica sobre energia cinética total liberada na fissão e é baseada no ajuste de uma fórmula de três parâmetros decorrente da hipótese de correlação linear de $\langle E_k^T \rangle$ com o parâmetro de Coulomb $Z^2/A^{1/3}$ do núcleo que sofre fissão,

$$\langle E_k^T \rangle = \frac{Z^2}{aA^{1/3} + bA^{-1/3} + cA^{-1}} \text{ MeV}, \quad (\text{I.44})$$

com

$$a = 9,39 \text{ MeV}^{-1}, b = -58,6 \text{ MeV}^{-1}, c = 226 \text{ MeV}^{-1}. \quad (\text{I.45})$$

A expressão acima tem o mérito de reproduzir os dados experimentais de $\langle E_k^T \rangle$ tanto para núcleos fissionantes pesados quanto para núcleos leves, e no caso destes últimos,

mostra a tendência de $\langle E_k^T \rangle$ se anular quando Z se aproxima de zero, como estabelecido no modelo da gota líquida.

Uma vez conhecida a energia cinética de cada fragmento, os alcances podem ser obtidos por meio das tabelas de alcance-energia^[52,55]. Na Tabela I.4 são mostrados os alcances residuais no alvo, \bar{a}_0 , e no detector, \bar{r}_0 , para cada fragmento típico de fissão dos núcleos investigados.

I.4.2 Estimativa da projeção mínima e diâmetro do traço de fissão.

A grandeza p (projeção mínima observável do traço revelado, quando este tem a forma de bastão), conforme pode ser observado das expressões (I.21), (I.29) e (I.32), e a grandeza d (diâmetro do traço revelado, quando este tem a forma cônica) desempenham uma função importante na determinação do rendimento de fotofissão. Estas grandezas dependem apenas do sistema ótico empregado, e como foram utilizados vários microscópios óticos

Z	A	Z^2/A	ρ (g/cm^3)	átomo grama $M(g)$	Z_f	A_f	$E_0(MeV)$	\bar{a}_0 (μm)	\bar{r}_0 (μm)
92	235	36,02	18,70	238,03	46	117	86	12	17
92	238	35,56	18,70	238,03	46	119	85	12	17
90	232	34,91	11,50	232,04	45	116	82	12	17
83	209	32,96	9,75	208,98	41	105	73	12	17
82	207	32,45	11,35	207,20	41	103	72	10	16,6
79	197	31,68	19,32	196,97	39	99	68	5,7	16,4
78	194	31,18	21,45	195,08	39	97	67	5,1	16
74	184	29,79	19,30	183,85	37	92	62	5,2	15,4
73	181	29,44	16,65	180,95	36	90	61	5,9	15,3
13	27	6,26	2,70	26,98	7	13	5	2,5	6,3

Tabela I.4: Alcances dos fragmentos de fissão. [ρ é a densidade do material-alvo, Z_f e A_f são respectivamente o número atômico e o número de massa de cada fragmento].

(Leitz-Ortholux) diferentes na pesquisa dos traços após cada irradiação, foi feita a opção de se utilizar os valores médios das várias óticas usadas em cada etapa. Como critério para as estimativas de p e d foi adotado o valor de $3/4$ da calibração média, já que traços com projeção ou diâmetro menor que $3/4$ de divisão da escala do microscópio não puderam ser discernidos das impurezas e defeitos do material detector. Os valores encontrados foram :

$$p = (3,00 \pm 0,15)\mu m \text{ para os actinídeos,} \quad (\text{I.46})$$

$$p = (7,6 \pm 0,6)\mu m \text{ para Bi, Pb e Au,} \quad (\text{I.47})$$

$$p = (1,9 \pm 0,1)\mu m \text{ para Pt, W e Ta,} \quad (\text{I.48})$$

$$d = (4,0 \pm 0,2)\mu m \text{ para Al.} \quad (\text{I.49})$$

I.4.3 A atenuação do feixe.

No caso das exposições de Pt , W e Ta ^[26,27,30], foram introduzidas correções devidas à atenuação do feixe de fótons ao longo do pacote. Admitindo que todos os fótons do feixe possuíam energia média \bar{k} e adotando a lei do decaimento exponencial da intensidade, a atenuação pôde ser avaliada.

A dose final Q_0 medida após o pacote relaciona-se com a dose Q_1 que atravessa a última interface alvo-detector por

$$Q_1 = Q_0 \exp(\mu_m X_m) \quad (\text{I.50})$$

onde μ_m e X_m são respectivamente o coeficiente de atenuação e a espessura do makrofol.

A relação entre a dose na última interface alvo-detector e a dose Q_2 na penúltima interface é dada por

$$Q_2 = Q_1 \exp(\mu x_0), \quad (\text{I.51})$$

onde μ e x_0 são respectivamente o coeficiente de atenuação e a espessura do alvo.

Seguindo este raciocínio, sucessivamente é obtida a dose que atravessa cada interface de cada elemento-alvo. Os coeficientes μ e μ_m podem ser obtidos a partir da compilação e sistemática de absorção de fótons de energia \bar{k} em vários materiais publicada por J. H. Hubbell^[56].

Na Tabela I.5 aparecem os rendimentos de fotofissão medidos para os vários núcleos investigados, assim como os valores das quantidades de interesse necessárias à sua determinação. No caso de ^{238}U o número de traços de fissão induzida por fótons, N_T , foi obtido construindo-se uma distribuição angular padrão dos traços de fissão espontânea e subtraindo estes traços da distribuição do total de traços registrados. Efeitos de polarização não foram observados.

Para os actínídeos foi levado em conta que fótons com energia ≤ 30 MeV provenientes do background de bremsstrahlung poderiam ser responsáveis por uma fração γ do total de eventos observados. Esta contribuição foi estimada parametrizando a seção de choque de fissão com uma curva de Lorentz, e considerando que o espectro contínuo de bremsstrahlung é do tipo $1/k$.

Na exposição de Al na qual foi usado CR-39 como detector, não foi possível identificar a fissão por causa da alta sensibilidade do CR-39 para o registro de partículas carregadas de baixa ionização e por causa da alta quantidade de traços devidos aos defeitos do plástico. Por este motivo somente a exposição de Al com makrofol conduziu a um resultado confiável, reportado na Tabela I.5.

Os erros que aparecem nas medidas de rendimento são uma combinação dos erros estatísticos e sistemáticos das várias grandezas que comparecem na sua determinação.

ALVOS	N_a (10^{20}cm^{-2})	Q ($10^9 \gamma$)	N_T	y (%)	ϵ (%)	Y (mb)
^{235}U	$1,9 \times 10^{-2}$	8,0	137 ± 20	14	89	9 ± 2
^{238}U	$8,5 \times 10^{-2}$	6,9	593 ± 30	9,5	96	10 ± 1
^{232}Th	$3,7 \times 10^{-2}$	8,0	128 ± 11	7	89	5 ± 1
	$5,0 \times 10^{-2}$	5,7	180 ± 15	9,7	89	$6,4 \pm 0,7$
^{209}Bi	5,4	5,7	40 ± 8	—	16	$(8 \pm 3) \times 10^{-2}$
^{nat}Pb	5,7	5,7	24 ± 10	—	15	$(5 \pm 2) \times 10^{-2}$
^{197}Au	2	5,7	9 ± 4	—	33	$(2,4 \pm 1,4) \times 10^{-2}$
^{nat}Pt	18,3	12,7	57 ± 8	—	58	$(6,7 \pm 1,3) \times 10^{-3}$
^{nat}W	12,1	10,6	34 ± 6	—	56	$(4,7 \pm 1,1) \times 10^{-3}$
^{181}Ta	12,1	8,1	36 ± 6	—	54	$(4,3 \pm 0,9) \times 10^{-3}$
^{27}Al	3,8	13,8	137 ± 15	—	14	$0,18 \pm 0,04$

Tabela I.5: Dados relativos à determinação do rendimento de fotofissão.

I.5 SEÇÃO DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO.

A seção de choque de fotofissão se relaciona com o rendimento por meio da expressão (I.1), a qual pode ser dividida em duas partes,

$$Y = \int_{k_i}^{k_{th}} \sigma(k)n(k)dk + \int_{k_{th}}^{k_f} \sigma(k)n(k)dk, \quad (I.52)$$

onde k_{th} é a energia limiar de fotofissão, definida de tal modo que

$$\int_{k_i}^{k_{th}} \sigma(k)n(k)dk \ll \int_{k_{th}}^{k_f} \sigma(k)n(k)dk. \quad (I.53)$$

Uma vez que a medida do rendimento é influenciada por grandes erros, é razoável admitir-se que aproximadamente 10% dos eventos de fissão são devidos a fótons de baixa energia,

i.é,

$$\int_{k_i}^{k_{th}} \sigma(k)n(k)dk = 0,10 \int_{k_i}^{k_f} \sigma(k)n(k)dk. \quad (I.54)$$

A combinação de (I.52) e (I.54) resulta em

$$Y = \frac{\int_{k_{th}}^{k_f} \sigma(k)n(k)dk}{0,90}. \quad (I.55)$$

Como a contribuição principal para os eventos de fissão é devida a fótons pertencentes à faixa $k_{th} - k_f$, pode-se definir um valor médio efetivo da energia nesta faixa como

$$\bar{k} = \frac{\int_{k_{th}}^{k_f} kn(k)dk}{\int_{k_{th}}^{k_f} n(k)dk}, \quad (I.56)$$

resultando em

$$\bar{k} \simeq 69MeV. \quad (I.57)$$

Para o ^{27}Al a energia limiar, k_{th} , pôde ser estimada da energia cinética média liberada na fissão. $\langle E_k^T \rangle$ e da energia de reação ("q-value") para a fissão simétrica,

$$k_{th} = \langle E_k^T \rangle - q, \quad (I.58)$$

onde q é uma quantidade negativa. Valores de $\langle E_k^T \rangle$ foram calculados pela sistemática da referência [54], e valores de q obtidos da Tabela de Audi e Wapstra^[57].

Dada a forma de pico dos espectros na faixa $k_{th} - k_f$, pode-se desenvolver $\sigma(k)$ em série de potências em torno do valor médio efetivo da energia do fóton, \bar{k} :

$$\sigma(k) = \sigma(\bar{k}) + (k - \bar{k})\sigma'(\bar{k}) + \frac{(k - \bar{k})^2}{2}\sigma''(\bar{k}) + \dots \quad (I.59)$$

Uma vez que no intervalo $k_{th} - k_f$ a quantidade $\sigma(k)$ pode ser aproximada por uma função linear da energia^[18,19,41,42], os termos de ordem 2 em diante se anulam. Com isto a expressão acima fica

$$\sigma(k) \simeq \sigma(\bar{k}) + (k - \bar{k})\sigma'(\bar{k}), \quad (I.60)$$

que substituída em (I.55) resulta

$$0,90Y = \left[\sigma(\bar{k}) \int_{k_{th}}^{k_f} n(k)dk + \sigma'(\bar{k}) \left(\int_{k_{th}}^{k_f} kn(k)dk - \bar{k} \int_{k_{th}}^{k_f} n(k)dk \right) \right]. \quad (I.61)$$

A expressão entre parênteses acima é nula de acordo com a definição dada em (I.56). Assim, temos que

$$\sigma(\bar{k}) = eY, \quad (I.62)$$

em que

$$e = \frac{0.90}{\int_{k_{th}}^{k_f} n(k)dk}. \quad (I.63)$$

O fator e resultou ser 1 para os núcleos de ^{235}U , ^{238}U , Th , Bi , Pb , e $\text{Au}^{[24]}$; 1, 1 para os núcleos de W , Ta e $\text{Al}^{[30,31]}$; 1, 5 para $\text{Pt}^{[30]}$.

I.6 FOTOFISSIONABILIDADE NUCLEAR.

A fotofissionabilidade nuclear f à energia k é definida pela relação

$$f(k) = \frac{\sigma_f(k)}{\sigma_a^T(k)}, \quad (I.64)$$

onde $\sigma_f(k)$ e $\sigma_a^T(k)$ são respectivamente a seção de choque de fissão e a seção de choque de fotoabsorção nuclear total à energia k .

A seção de choque de fotoabsorção nuclear total $\sigma_a^T(k)$ pode ser avaliada de acordo com o modelo de Levinger modificado do quase-dêuteron^[46], por meio da expressão

$$\sigma_a^T(k) = L \frac{NZ}{A} \sigma_d(k) \exp(-D/k), \quad (I.65)$$

onde $\sigma_d(k)$ é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre à energia k , e de acordo com a referência [58]

$$\sigma_d(69\text{MeV}) = 108\mu\text{b}; \quad (I.66)$$

o fator L é conhecido como parâmetro de Levinger, o qual fornece uma medida da probabilidade relativa de dois nucleons estarem próximos um do outro dentro de um núcleo em comparação com aquela em um dêuteron livre, que pode ser obtido de acordo com Tavares e Terranova^[59], por

$$L = 6,8 - 11,2A^{-2/3} + 5,7A^{-4/3}, \quad (I.67)$$

e D é conhecido como parâmetro de "damping" e está relacionado à forte atenuação da seção de choque de absorção total imposta pelo princípio de Exclusão de Pauli que modifica os estados finais para nêutron e/ou próton emitidos a partir do quase-déuteron. O parâmetro D pode ser obtido por^[60]

$$D = 0,72A^{0,81} \text{ MeV}. \quad (\text{I.68})$$

Como NZ representa o número total de pares nêutron-próton presentes no núcleo fissionante, o fator LNZ/A na expressão (I.65) pode ser considerado como o número efetivo de quase-déuterons presentes no núcleo de número de massa A e que podem tomar parte no processo de fotoabsorção. A avaliação de $\sigma_a^T(k)$ por meio de (I.65) reproduz relativamente bem os dados experimentais disponíveis na literatura^[9,61], conforme Figura I.9.

Valores de σ_a^T , σ_f e f a 69 MeV são mostrados na Tabela I.6 para os núcleos que foram investigados, além de alguns outros dados relatados na literatura.

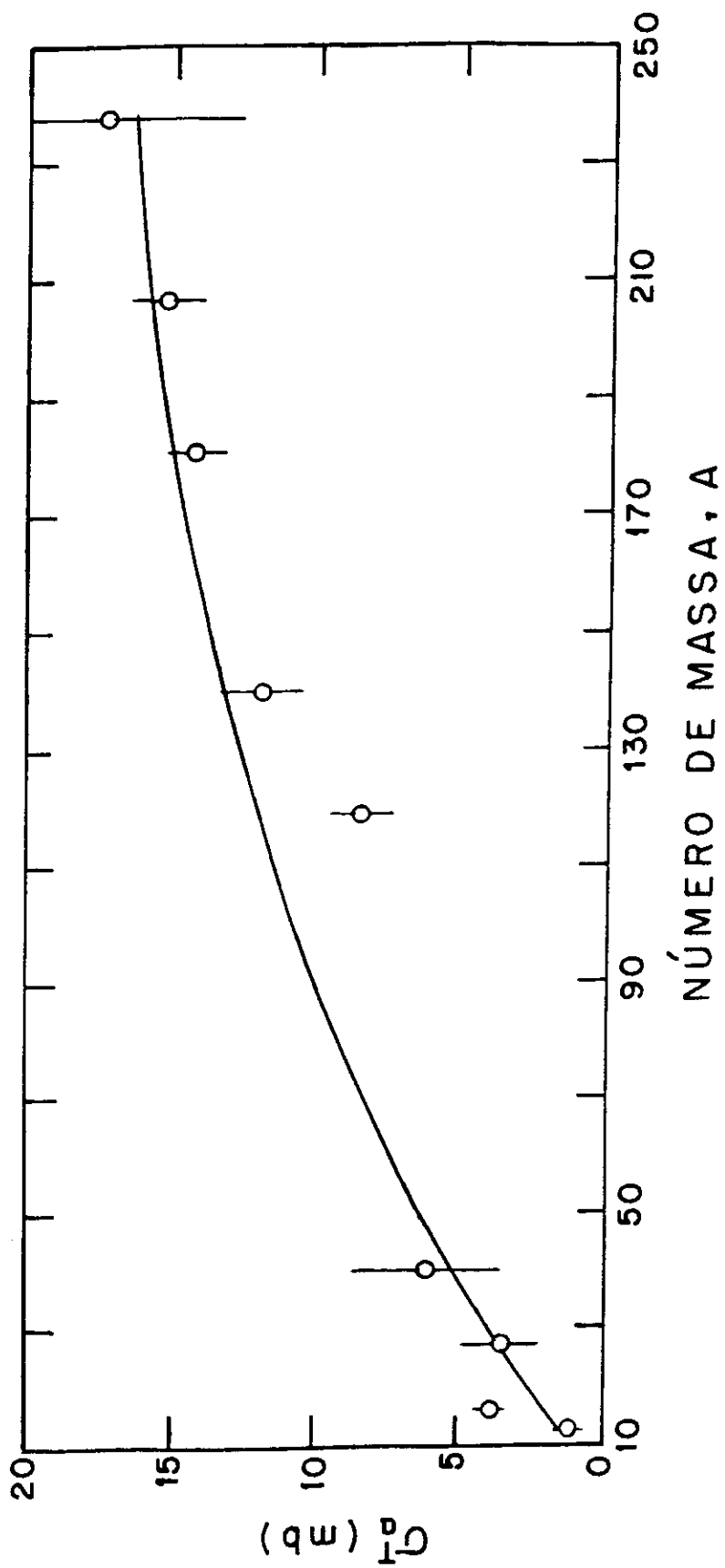


Figura I-9: Seção de choque de fotoabsorção nuclear total para fótons incidentes de 69 MeV.

NÚCLEO- ALVO	Z^2/A	σ_a^T (mb)	σ_f (mb)	f	Ref.
^{237}Np	36,49	15,6	19 ± 4	$1,2 \pm 0,3$	[a]
^{235}U	36,02	15,5	15 ± 3	$0,97 \pm 0,19$	[19]
			9 ± 2	$0,58 \pm 0,13$	[24]
^{238}U	35,56	15,5	15 ± 1	$0,97 \pm 0,06$	[19]
			23 ± 1	$1,48 \pm 0,06$	[40]
			13 ± 2	$0,84 \pm 0,13$	[a]
			10 ± 1	$0,65 \pm 0,06$	[24]
^{232}Th	34,91	15,4	9 ± 1	$0,58 \pm 0,06$	[19]
			6 ± 1	$0,40 \pm 0,06$	[24]
^{209}Bi	32,96	15,0	$(8,0 \pm 0,6) \times 10^{-2}$	$(5,3 \pm 0,4) \times 10^{-3}$	[40]
			$(18 \pm 3) \times 10^{-2}$	$(1,2 \pm 0,2) \times 10^{-2}$	[41]
			$(12 \pm 2) \times 10^{-2}$	$(0,8 \pm 0,1) \times 10^{-2}$	[b]
			$(8 \pm 3) \times 10^{-2}$	$(5 \pm 2) \times 10^{-3}$	[24]
^{nat}Pb	32,45	14,9	$(5 \pm 2) \times 10^{-2}$	$(3 \pm 1) \times 10^{-3}$	[24]
^{208}Pb	32,33	14,9	$(12 \pm 2) \times 10^{-3}$	$(0,8 \pm 0,1) \times 10^{-3}$	[40]
			$(18 \pm 3) \times 10^{-3}$	$(1,2 \pm 0,2) \times 10^{-3}$	[42]
^{197}Au	31,68	14,7	$(2,4 \pm 1,4) \times 10^{-2}$	$(1,6 \pm 0,9) \times 10^{-3}$	[24]
^{nat}Pt	31,18	15,5	$(10 \pm 2) \times 10^{-3}$	$(6,4 \pm 1,3) \times 10^{-4}$	[30]
^{nat}W	29,76	15,1	$(5,2 \pm 1,2) \times 10^{-3}$	$(3,4 \pm 0,8) \times 10^{-4}$	[30]
^{181}Ta	29,44	15,0	$(4,8 \pm 1,0) \times 10^{-3}$	$(3,2 \pm 0,7) \times 10^{-4}$	[30]
^{174}Yb	28,16	14,7	$(6 \pm 1) \times 10^{-5}$	$(4 \pm 1) \times 10^{-6}$	[40]
^{154}Sm	24,96	13,8	$(1,8 \pm 0,4) \times 10^{-7}$	$(1,3 \pm 0,3) \times 10^{-8}$	[40]
^{27}Al	6,26	3,5	$0,20 \pm 0,04$	$(5,7 \pm 1,6) \times 10^{-2}$	[31]

Tabela I.6: Seção de choque de fotoabsorção nuclear, seção de choque de fotofissão e fissionabilidade a 69 MeV para vários núcleos. Referência [a] citada em [24] e referência [b] citada em [8].

Parte II

FISSIONABILIDADE NUCLEAR

II.1 MODELO DE DUAS ETAPAS.

As reações de fissão induzidas por fótons com energias compreendidas na faixa 30 – 140 MeV podem ser examinadas tomando como base um mecanismo simples de duas etapas. Durante o primeiro estágio é suposto que o fóton incidente é absorvido pelo núcleo-alvo via a interação com um par nêutron-próton, ficando a energia do fóton incidente distribuída entre estes dois nucleons. Logo após a interação primária ter ocorrido, dependendo das energias cinéticas do nêutron e do próton dentro do núcleo, quatro situações distintas podem ocorrer :

- i) nêutron escapa e próton fica retido no núcleo;
- ii) próton escapa e nêutron fica retido no núcleo;
- iii) nêutron e próton ficam retidos,
- iv) nêutron e próton escapam do núcleo.

Portanto, como resultado da interação primária, um núcleo residual é formado com uma certa energia de excitação E^* e com uma probabilidade p de ser criado. Durante o segundo estágio da reação, após atingido o equilíbrio termodinâmico, inicia-se o processo de competição entre evaporação de partículas e fissão, podendo a fissão ocorrer neste estágio com uma certa probabilidade $P_f(E^*)$. A fissionabilidade nuclear pode então ser estimada para os núcleos investigados fazendo-se o produto da probabilidade média de formação do núcleo residual excitado pela probabilidade total de fissão do núcleo residual, levando-se em conta todos os possíveis modos de formação do núcleo residual e divisão da energia do fóton incidente pelo par nêutron-próton.

A fissionabilidade nuclear pode ser calculada, considerando uma distribuição angular isotrópica para a interação primária, por^[47]:

$$f(k) = \frac{\int_{\theta'_1}^{\theta'_2} [\sum p_i(k, \theta') P_{f_i}(k, \theta')] \text{sen}\theta' d\theta'}{\int_{\theta'_1}^{\theta'_2} \text{sen}\theta' d\theta'}, \quad (\text{II.1})$$

onde θ' é o ângulo polar da direção do próton no estado final no sistema de centro de massa, e os limites θ'_1 e θ'_2 são determinados via o princípio de Exclusão de Pauli aplicado aos valores finais das energias cinéticas do nêutron e próton. A interação primária, a

formação do núcleo residual e sua desexcitação estão descritas acima, respectivamente, pelas funções $\text{sen}\theta'$, $p_i(k, \theta')$ e $P_{f_i}(k, \theta')$.

As energias cinéticas finais do nêutron T_n^* , e do próton T_p^* , após ter ocorrido a interação com o quase-déuteron, são calculadas considerando que o núcleo original é um gás degenerado de Fermi de nêutrons e prótons não interagentes confinados dentro de um potencial nuclear esfericamente simétrico de raio R , e ainda fazendo as suposições :

i) nêutrons e prótons se movem aleatoriamente em seus respectivos gases de Fermi.

ii) as distribuições de energia cinética dos nêutrons e prótons antes da interação primária são substituídas por suas respectivas energias médias, sendo a energia cinética de cada nucleon no estado inicial constante e dada pela média

$$T_n = T_p = T = \frac{1}{2} \left(\frac{3}{5} E_F^n + \frac{3}{5} E_F^p \right) = \frac{3}{10} (E_F^n + E_F^p). \quad (\text{II.2})$$

onde E_F^n e E_F^p são as energias de Fermi para nêutrons e prótons, dadas por

$$E_F^n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho_n \right)^{2/3}. \quad (\text{II.3})$$

$$E_F^p = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{3}{2} \pi^2 \rho_p \right)^{2/3}. \quad (\text{II.4})$$

nas quais ρ_n é a densidade de nêutron e ρ_p é a densidade de próton,

$$\rho_n = \frac{2N}{\frac{4}{3}\pi R^3}, \quad (\text{II.5})$$

$$\rho_p = \frac{2Z}{\frac{4}{3}\pi R^3}, \quad (\text{II.6})$$

e m é a massa do nucleon.

A aplicação das leis de conservação de energia e momentum para a reação $\gamma + (n+p) \rightarrow n^* + p^*$ permite obter a energia relativística total no sistema do centro de massa como (considerando todas as massas e momenta expressos em unidades de energia) :

$$E'^2 = 2 \left[m^2 + (T + m)(2k + T + m) - \vec{k} \cdot (\vec{p}_n + \vec{p}_p) - \vec{p}_n \cdot \vec{p}_p \right], \quad (\text{II.7})$$

onde \vec{k} , \vec{p}_n e \vec{p}_p são respectivamente os momenta do fóton, nêutron e próton no sistema do núcleo, e as energias cinéticas finais do nêutron e próton no mesmo sistema são escritas como

$$T_n^* = g(1 - l \cos \theta') - m, \quad (\text{II.8})$$

$$T_p^* = g(1 + l \cos \theta') - m, \quad (\text{II.9})$$

com

$$g = T + m + \frac{k}{2}, \quad (\text{II.10})$$

$$l = \left\{ \left[1 - \left(\frac{2m}{E'} \right)^2 \right] \left[1 - \frac{E'^2}{(k + 2T + 2m)^2} \right] \right\}^{1/2}. \quad (\text{II.11})$$

e E'^2 é substituído pelo valor médio da expressão (II.7). Maiores detalhes da cinemática da interação primária são mostrados no Apêndice B.

A variável θ' em (II.1) pode ser transformada em T_n^* como segue. De (II.8) obtém-se

$$dT_n^* = gl \sin \theta' d\theta', \quad (\text{II.12})$$

e

$$\int_{\theta'_1}^{\theta'_2} \sin \theta' d\theta' = \frac{1}{gl} (T_{n2}^* - T_{n1}^*). \quad (\text{II.13})$$

Para cada núcleo e para qualquer θ' ,

$$T_n^* + T_p^* = k + \frac{3}{5} (E_F^n + E_F^p) = k + 2T, \quad (\text{II.14})$$

e segundo o princípio de Exclusão de Pauli

$$\left. \begin{array}{l} T_n^* \geq E_F^n \\ T_p^* \geq E_F^p \end{array} \right\}. \quad (\text{II.15})$$

Logo, o valor mínimo da energia cinética do nêutron após a interação é E_F^n , e o valor máximo é obviamente aquele para o qual T_p^* é mínimo ($T_p^* = E_F^p$) :

$$T_{n1}^* = E_F^n. \quad (\text{II.16})$$

$$T_{n2}^* = k + (3E_F^n - 2E_F^p)/5. \quad (\text{II.17})$$

Finalmente, inserindo os resultados (II.12) e (II.13) em (II.1), tendo em conta os resultados (II.16) e (II.17), obtém-se

$$f(k) = \frac{1}{C} \int_D^E \sum p_i(k, T_n^*) P_{fi}(k, T_n^*) dT_n^* \quad (\text{II.18})$$

onde

$$C = k - \frac{2}{5}(E_F^n + E_F^p). \quad (\text{II.19})$$

$$D = E_F^n. \quad (\text{II.20})$$

$$E = k + \frac{(3E_F^n - 2E_F^p)}{5}. \quad (\text{II.21})$$

Ainda segundo o princípio de Pauli, a interação primária só ocorre se $T_n^* > E_F^n$ e $T_p^* > E_F^p$ e com isto o modelo acima só pode ser usado quando a energia do fóton incidente for maior que um certo valor limiar dado por

$$k \geq \frac{2}{5}(E_F^n + E_F^p). \quad (\text{II.22})$$

Na Tabela II.1 (a e b) é mostrado o resultado do cálculo da divisão da energia do fóton incidente entre os nucleons para os núcleos analisados, e nas Figuras II.1 a II.4 tal divisão é ilustrada para núcleos de *Al*, *Ta*, *Au* e *Th* como função do ângulo polar do próton no sistema do centro de massa, θ' .

a)

	<i>Al</i>		<i>Ta</i>		<i>W</i>		<i>Pt</i>		<i>Au</i>	
θ^0	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*
54	28,86	73,96	—	—	—	—	—	—	—	—
60	32,28	70,54	—	—	—	—	—	—	—	—
70	38,32	64,50	39,35	67,11	39,67	67,90	39,97	68,66	39,96	68,62
80	44,77	58,05	46,18	60,28	46,62	60,95	47,03	61,60	47,01	61,54
90	51,41	51,41	53,23	53,23	53,78	53,78	54,31	54,31	54,28	54,28
100	58,05	44,77	60,27	46,19	60,94	46,63	61,59	47,04	61,55	47,00
110	64,50	38,32	67,10	39,36	67,89	39,68	68,64	39,99	68,60	39,95
120	70,54	32,28	73,51	32,95	74,41	33,16	75,27	33,36	75,22	33,33
130	—	—	79,27	27,19	—	—	—	—	—	—

b)

	<i>Pb</i>		<i>Bi</i>		<i>Th</i>		^{238}U		^{235}U	
θ^0	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*	T_n^*	T_p^*
54	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
60	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
70	40,07	68,89	40,07	68,89	39,83	68,30	39,76	68,12	39,77	68,12
80	47,17	61,79	47,17	61,79	46,84	61,29	46,74	61,14	46,75	61,14
90	54,48	54,48	54,48	54,48	54,06	54,06	53,94	53,94	53,95	53,95
100	61,79	47,17	61,79	47,17	61,28	46,85	61,14	46,74	61,15	46,74
110	68,89	40,07	68,89	40,07	68,29	39,84	68,19	39,69	68,13	39,76
120	75,54	33,42	75,54	33,42	74,86	33,27	74,67	33,22	74,68	33,21
130	—	—	—	—	—	—	80,41	27,47	—	—

Tabela II.1: Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons.

 T_n^* e T_p^* expressos em MeV.

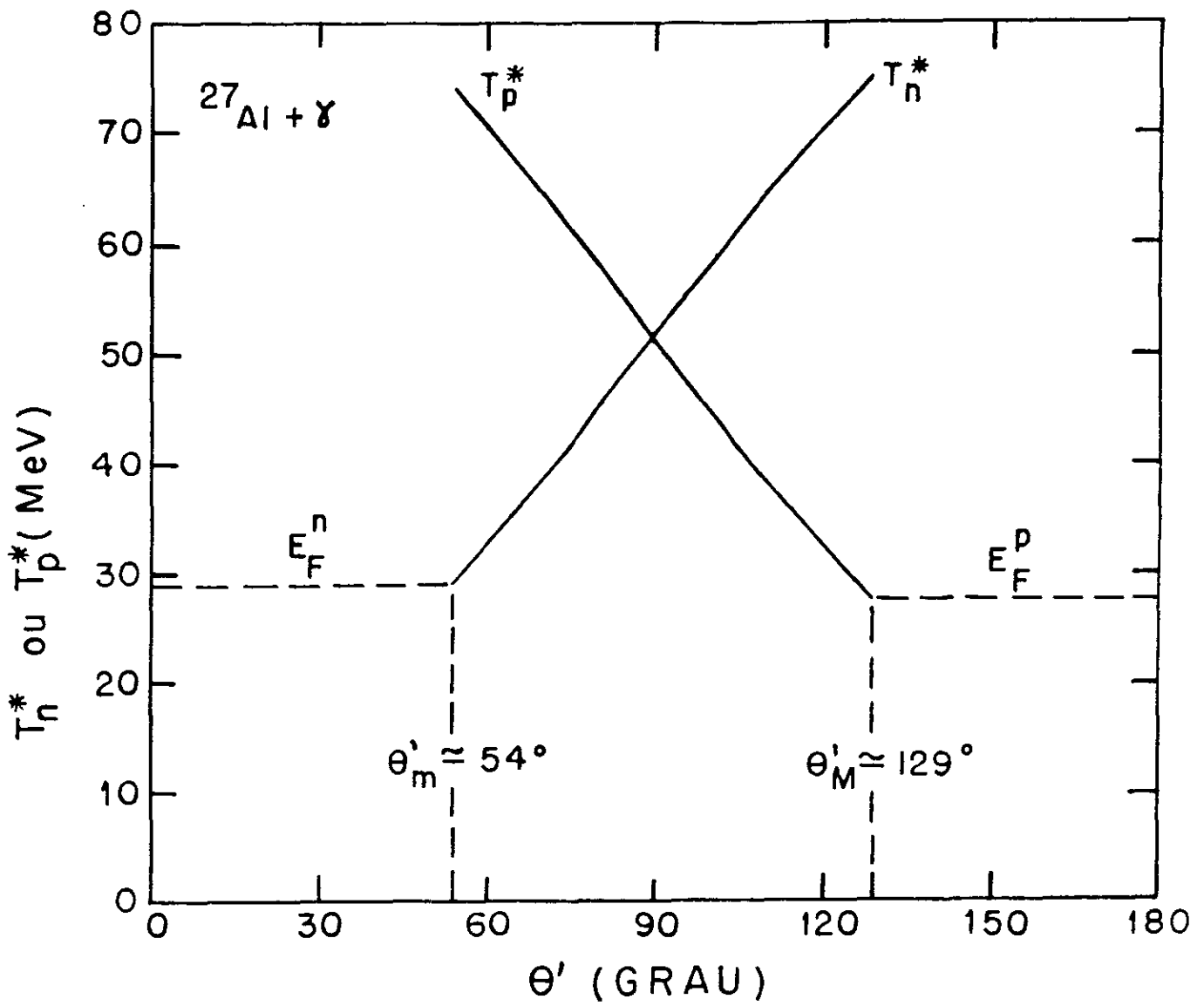


Figura II-1: Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons, para ^{27}Al .

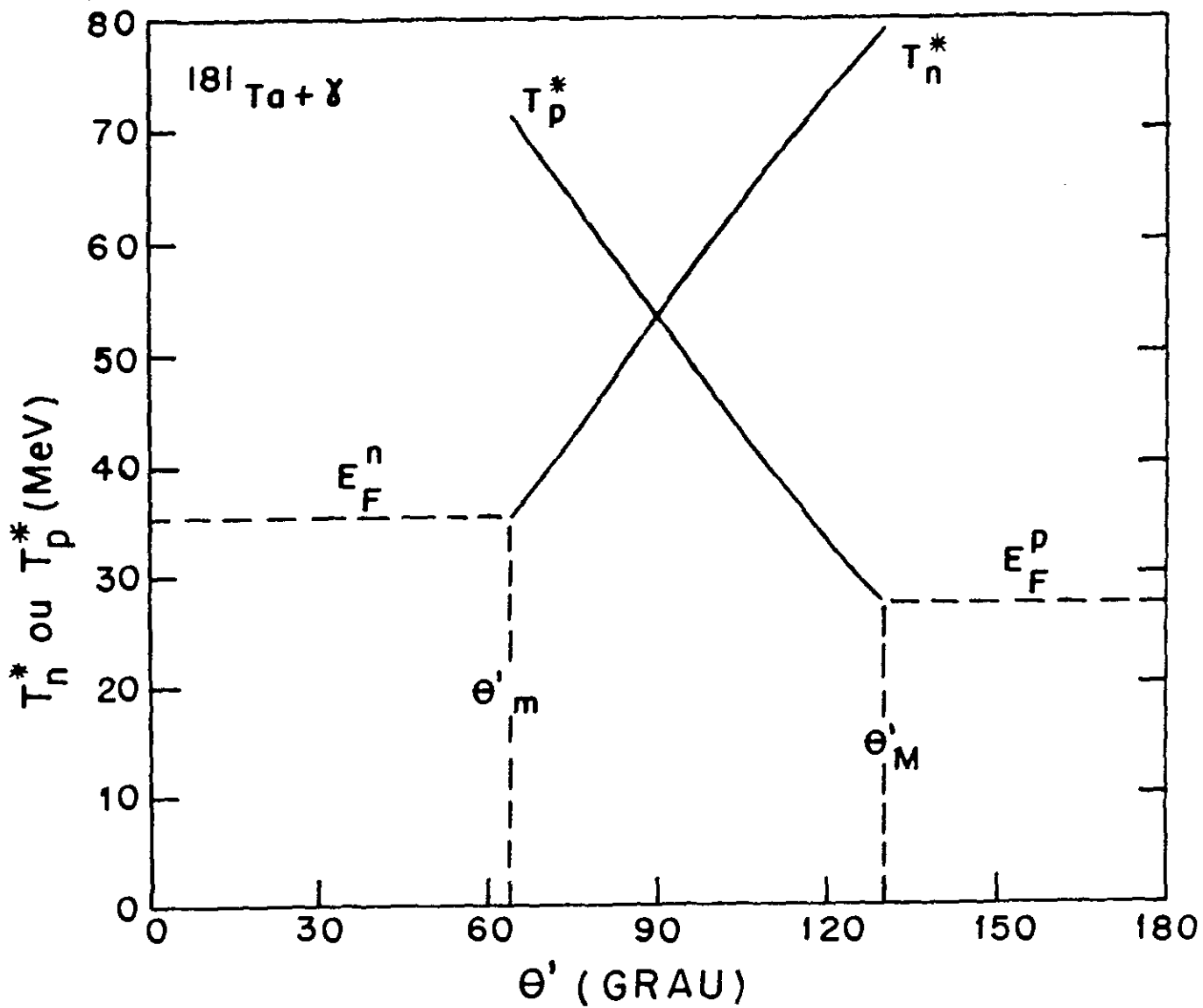


Figura II-2: Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons, para ^{181}Ta .

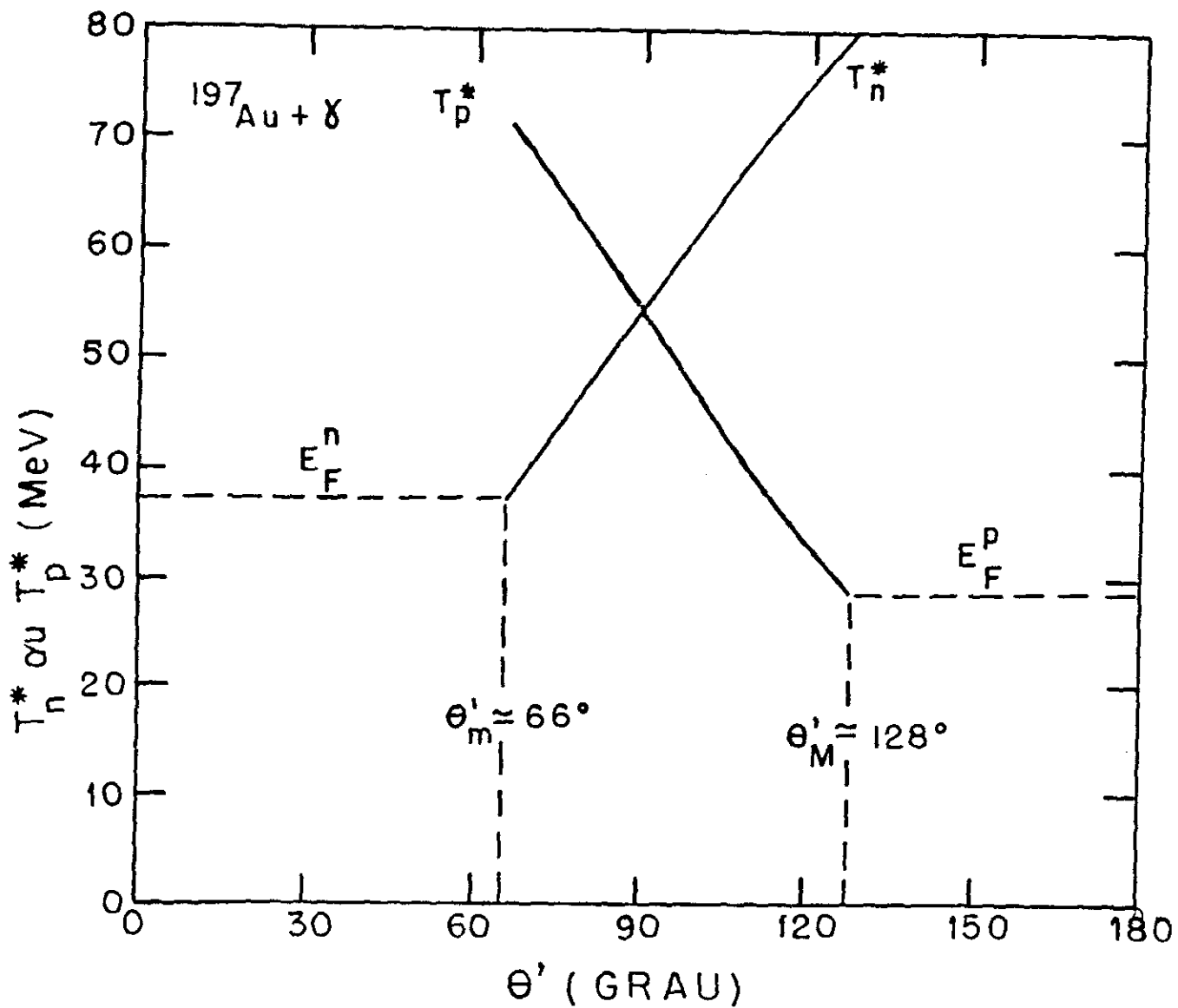


Figura II-3: Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons. para ^{197}Au .

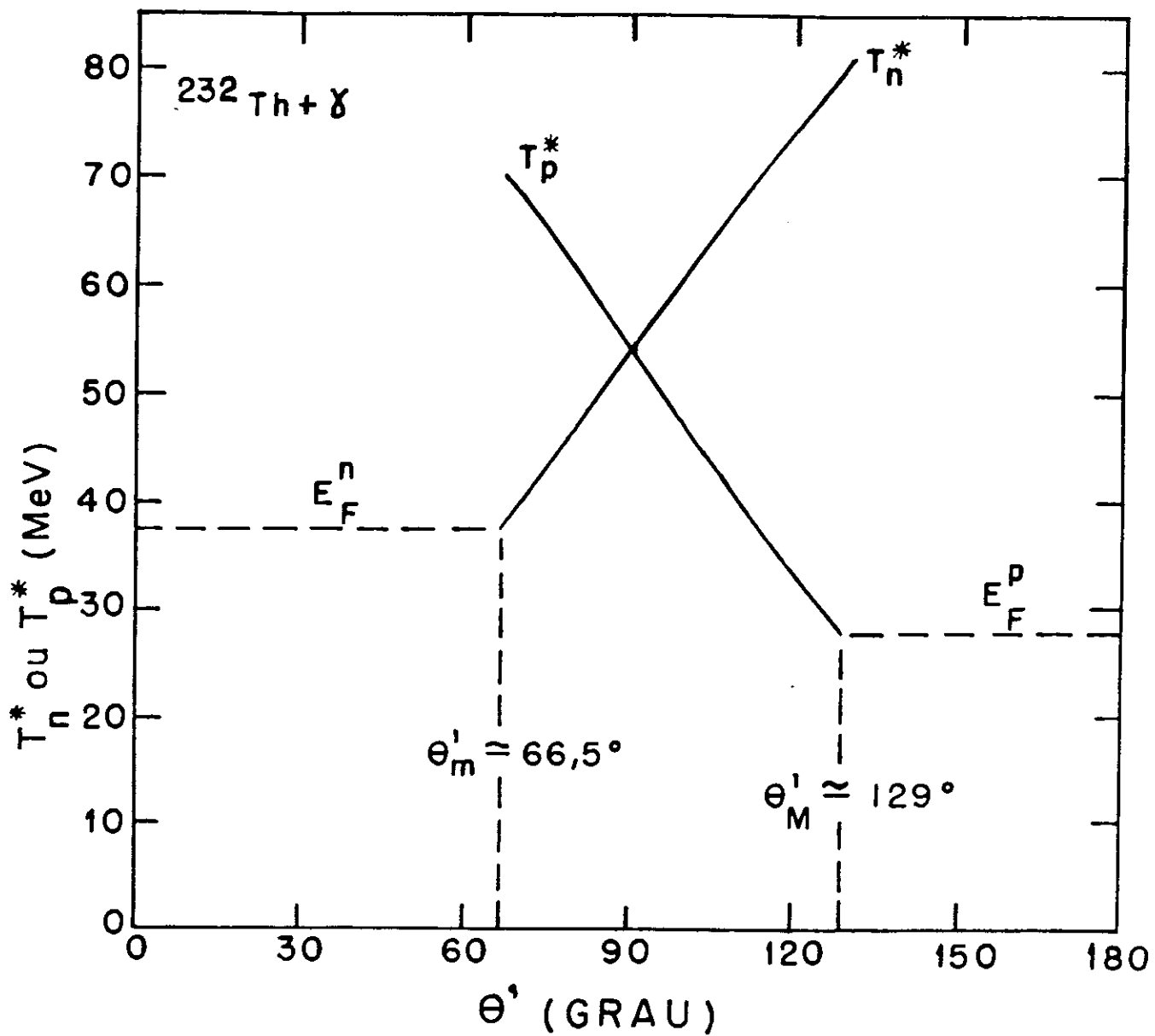


Figura II-4: Divisão da energia do fóton incidente de 69 MeV entre os nucleons, para ^{232}Th .

II.2 TRANSPARÊNCIAS NUCLEARES PARA NÊUTRONS E PRÓTONS.

A transparência nuclear é uma grandeza que fornece a probabilidade de um nucleon escapar do núcleo sem sofrer interações secundárias e portanto as probabilidades de excitação do núcleo residual dependem diretamente da transparência para nêutron (τ_n) e da transparência para próton (τ_p). Os nucleons só podem escapar do núcleo quando suas energias cinéticas são maiores que suas respectivas energias de corte, e são absorvidos pelo núcleo em caso contrário, i.é,

$$\left. \begin{array}{l} T_n^* > E_c^n \\ T_p^* > E_c^p \end{array} \right\} \text{condição para escape,}$$

$$\left. \begin{array}{l} T_n^* \leq E_c^n \\ T_p^* \leq E_c^p \end{array} \right\} \text{condição para retenção.}$$

Neste último caso diz-se que o núcleo é opaco para os nucleons ($\tau_n = \tau_p = 0$). As energias de corte para nêutron (E_c^n) e próton (E_c^p) são dadas por

$$E_c^n = E_F^n + B_n, \quad (\text{II.23})$$

$$E_c^p = E_F^p + B_p + V_p, \quad (\text{II.24})$$

onde B_n , B_p e V_p são respectivamente a energia de ligação do nêutron, energia de ligação do próton e a barreira coulombiana para prótons na superfície.

Se τ_n e τ_p fornecem as probabilidades de escape do nêutron e do próton, claro que $(1 - \tau_n)$ e $(1 - \tau_p)$ dão as probabilidades de retenção do nêutron e próton, respectivamente. Assim, cada uma das quatro probabilidades de formação do núcleo residual são dadas pelas relações que seguem :

i) nêutron escapa, próton fica retido,

$$p_1 = \tau_n(1 - \tau_p), \quad (\text{II.25})$$

ii) próton escapa, nêutron fica retido,

$$p_2 = \tau_p(1 - \tau_n), \quad (\text{II.26})$$

iii) ambos os nucleons ficam retidos,

$$p_3 = (1 - \tau_n)(1 - \tau_p), \quad (\text{II.27})$$

iv) ambos os nucleons escapam,

$$p_4 = \tau_n\tau_p. \quad (\text{II.28})$$

Como este último caso leva a um núcleo residual não-excitado, sua contribuição para a fissionabilidade é nula e o somatório na expressão (II.18) se estende de 1 até 3 somente.

As transparências nucleares podem ser obtidas, segundo o modelo proposto na referência [62], por

$$\tau_j = \left(\frac{\lambda_j^2}{2R'^2} \right) \left[1 - \left(1 + \frac{2R'}{\lambda_j} \right) \exp \left(-\frac{2R'}{\lambda_j} \right) \right], \quad j = n \text{ ou } p. \quad (\text{II.29})$$

onde R' é o raio do núcleo equivalente (um núcleo para o qual a transparência para uma partícula incidente é a mesma que a transparência para uma partícula idêntica produzida dentro do núcleo), relacionado com o raio R do núcleo real por

$$R' = 0,589R, \quad (\text{II.30})$$

e λ_j é o livre caminho médio da partícula j na matéria nuclear,

$$\lambda_j = \frac{1}{\rho\bar{\sigma}_j}, \quad (\text{II.31})$$

na qual ρ é a densidade de nucleon e $\bar{\sigma}_j$ é a seção de choque total média para interação da partícula j com um nucleon,

$$\bar{\sigma}_j = \frac{(Z\sigma_{jp}^b + N\sigma_{jn}^b)}{A}, \quad (\text{II.32})$$

onde σ_{jp}^b e σ_{jn}^b são, respectivamente, a seção de choque total para interação da partícula j com um próton e com um nêutron ligado. Segundo Kikuchi e Kawai^[63] estas seções de choque são obtidas de

$$\sigma^b = \sigma^f \times P_B(z), \quad z = E_F/T, \quad (\text{II.33})$$

onde σ^f é a seção de choque para a interação nucleon-nucleon livre; $E_F = E_F^n$ ou E_F^p ; $T = T_n^*$ ou T_p^* , e $P_B(z)$ é um fator de correção, que para os valores de energias cinéticas mostrados na Tabela II.1. pode ser calculado por^[63]

$$P_B(z) = \begin{cases} 1 - 1,44z, & 0 \leq z \leq 1/2. \\ 1 - 1,44z + 0,44z(2 - \frac{1}{z})^{2,17}, & 1/2 < z \leq 1. \end{cases} \quad (\text{II.34})$$

Fazendo a aproximação $\sigma_{nn}^f = \sigma_{pp}^f$ e tendo em conta que $\sigma_{pn}^f = \sigma_{np}^f$ finalmente se obtém :

$$\tau_j = (2530/x_j^2) [1 - (1 + \mu_j) \exp(-\mu_j)], \quad (\text{II.35})$$

$$\mu_j = 0,0281277x_j, \quad j = n \text{ ou } p, \quad (\text{II.36})$$

com

$$x_n = [Z\sigma_{np}^f + (A - Z)\sigma_{pp}^f] \frac{P_B(E_F^n/T_n^*)}{R^2}, \quad (\text{II.37})$$

$$x_p = [(A - Z)\sigma_{np}^f + Z\sigma_{pp}^f] \frac{P_B(E_F^p/T_p^*)}{R^2}, \quad (\text{II.38})$$

Valores de σ_{np}^f e σ_{pp}^f são aqueles dados pelas relações empíricas de Metropolis e colaboradores^[64],

$$\sigma_{np}^f = \sigma_{pn}^f = \left(\frac{34,10}{\beta^2} - \frac{82,20}{\beta} + 82,20 \right) mb, \quad (\text{II.39})$$

$$\sigma_{pp}^f = \sigma_{nn}^f = \left(\frac{10,63}{\beta^2} - \frac{29,92}{\beta} + 42,90 \right) mb, \quad (\text{II.40})$$

onde β é a velocidade do nucleon incidente em unidades da velocidade da luz, que pode ser expressa em termos de sua massa e energia cinética. As figuras a seguir mostram as transparências para alguns núcleos calculadas para os valores permitidos de T_n^* e T_p^* .

II.3 ENERGIA DE EXCITAÇÃO DO NÚCLEO RESIDUAL.

Após a interação primária do fóton incidente de energia k com o quase-déuteron ter ocorrido, um núcleo residual é formado como consequência da saída ou não do núcleo de um ou ambos os nucleons. A energia de excitação E^* do núcleo residual vai depender então de qual partícula é ejetada, conforme descrito abaixo.

caso 1 : nêutron escapa do núcleo e próton fica retido.

$$E_1^* = k - T_n^* + B_n, \quad (\text{II.41})$$

caso 2 : próton escapa do núcleo e nêutron fica retido,

$$E_2^* = k - T_p^* + B_p, \quad (\text{II.42})$$

caso 3 : nêutron e próton ficam retidos simultaneamente,

$$E_3^* = k, \quad (\text{II.43})$$

caso 4 : nêutron e próton escapam do núcleo simultaneamente,

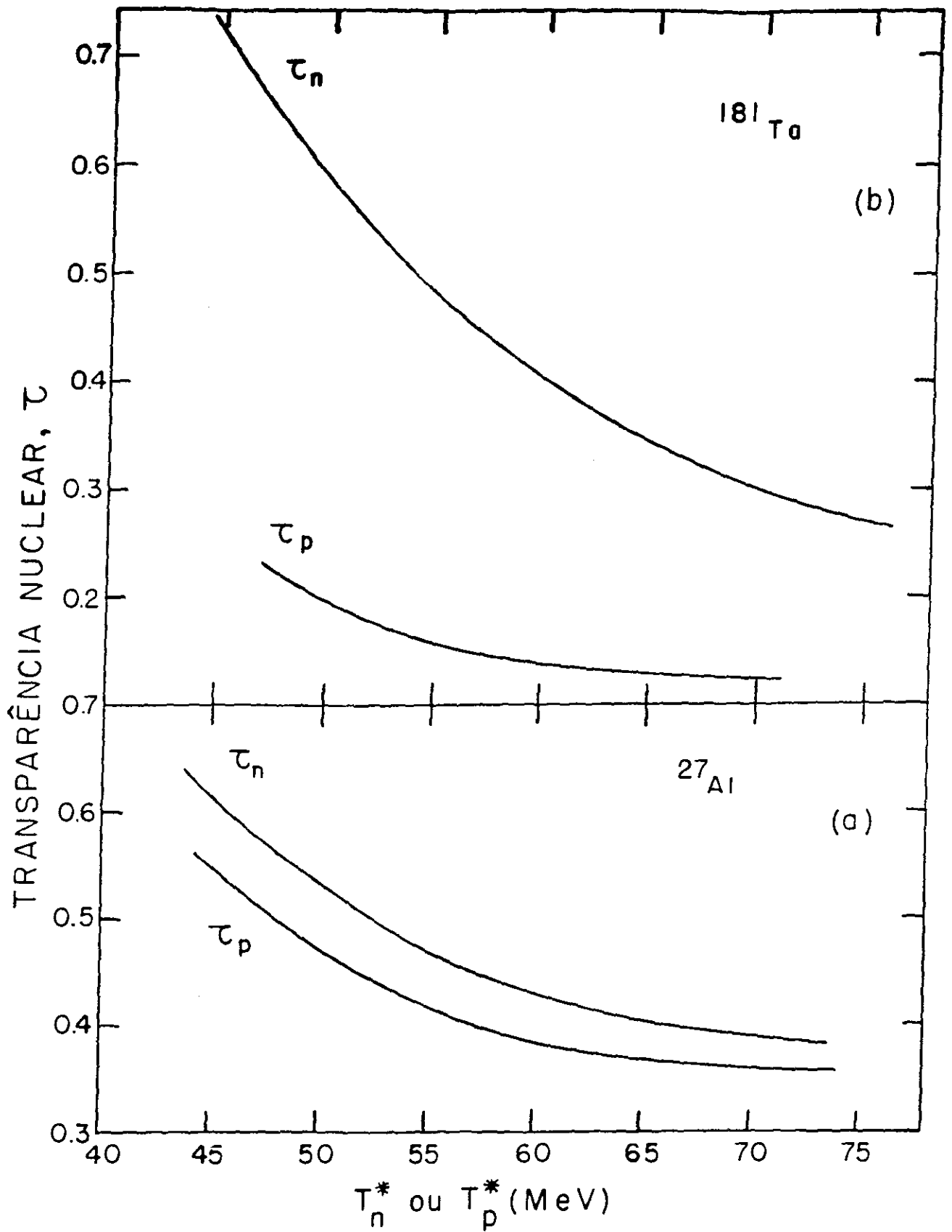


Figura II-5: Transparências calculadas como função das energias cinéticas dos nucleons dentro do núcleo. (a) núcleo de Al; (b) núcleo de Ta.

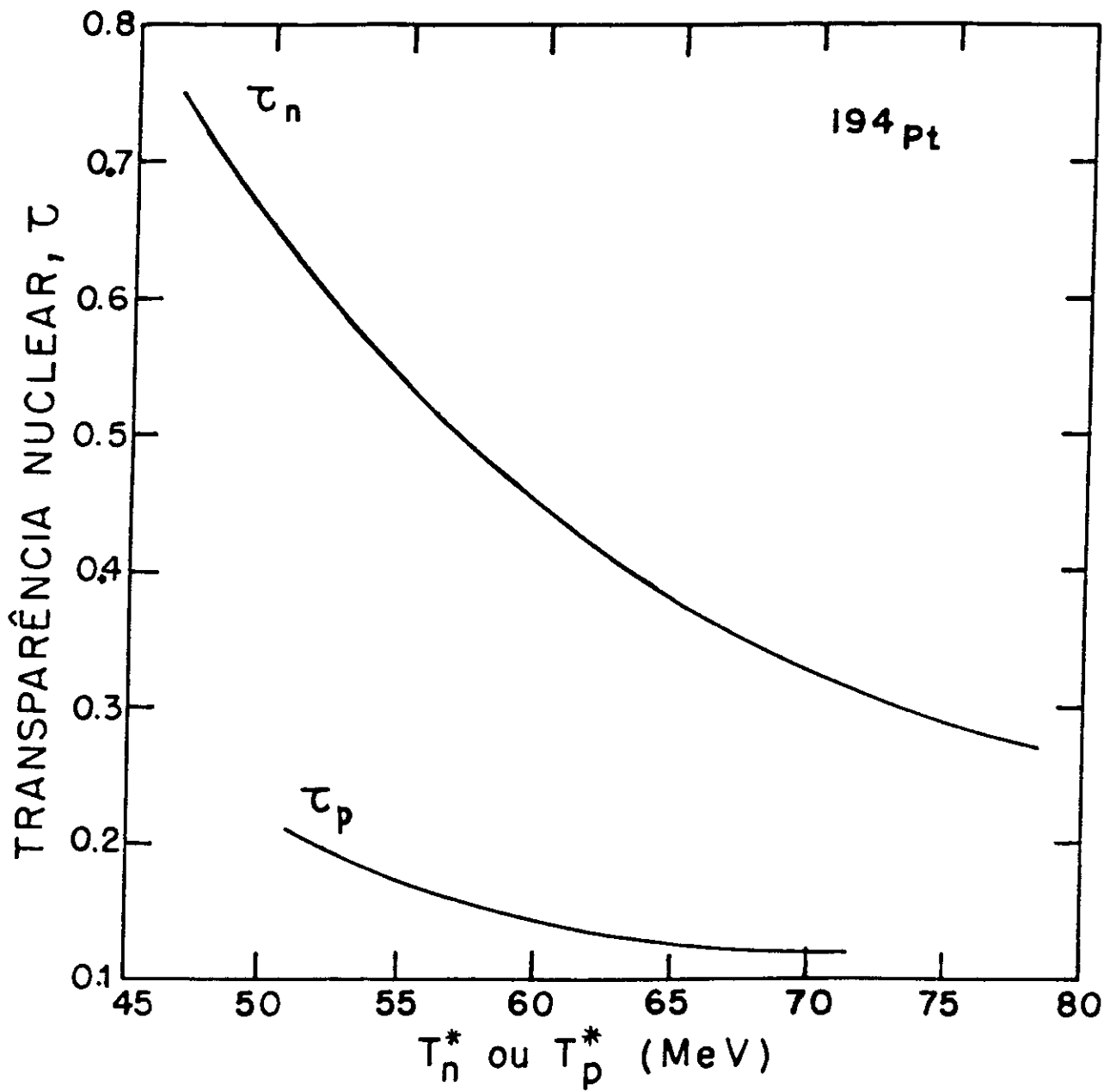


Figura II-6: Transparências calculadas como função das energias cinéticas dos nucleons dentro do núcleo de *Pt*.

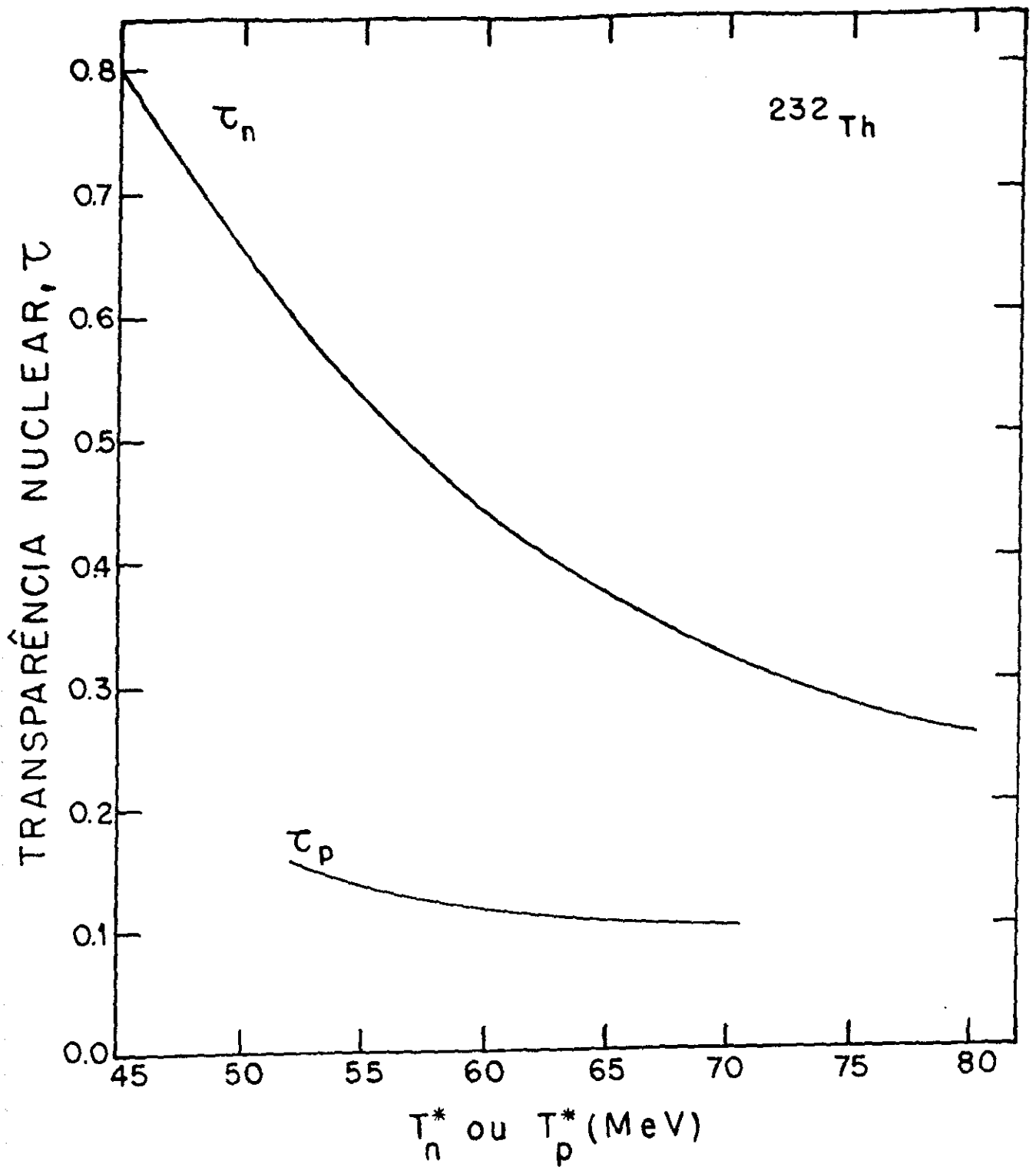


Figura II-7: Transparências calculadas como função das energias cinéticas dos nucleons dentro do núcleo de *Th*.

$$E_4^* = k - T_n^* + B_n - T_p^* + B_p.$$

ou, considerando a expressão (II.14),

$$E_4^* = B_n + B_p - \frac{3}{5}(E_F^n + E_F^p). \quad (\text{II.44})$$

Na Tabela II.2 são mostrados a energia de excitação e o núcleo residual formado após a incidência de fótons de energia $\bar{k} = 69$ MeV para cada um dos casos. Vê-se claramente que a situação mais desfavorável para a ocorrência da fissão na etapa seguinte é aquela em que ambos os nucleons escapam do núcleo-alvo, e por outro lado o caso mais favorável é aquele em que nenhum nucleon escapa do núcleo, levando a um núcleo residual que é o próprio núcleo-alvo e com energia de excitação máxima $E^* = \bar{k}$.

II.4 COMPETIÇÃO EVAPORAÇÃO-FISSÃO.

No estágio final da reação, após absorção do fóton e retenção ou escape do nêutron e/ou próton oriundos do quase-dêuteron, resulta um núcleo residual que pode se desexcitar via um mecanismo de competição entre a fissão e a evaporação de partículas. Considerando entre os canais possíveis de desexcitação somente a emissão de nucleons e a fissão nuclear, já que para a faixa de energia de excitação mostrada na Tabela II.2 a emissão de partículas mais pesadas pode ser desprezada^[47,65], a largura de nível total é escrita como

$$\Gamma_T = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_f, \quad (\text{II.45})$$

onde Γ_n , Γ_p , e Γ_f são respectivamente as larguras de níveis de nêutron, próton e de fissão.

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

$$P_n = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_T}, \quad P_p = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_T}, \quad P_f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_T}. \quad (\text{II.46})$$

Também é notório que

CASO 1		CASO 2		CASO 3		CASO 4	
NÚCLEO	NÚCLEO RESIDUAL	E^* (MeV)	NÚCLEO RESIDUAL	E^* (MeV)	NÚCLEO RESIDUAL	E^* (MeV)	NÚCLEO RESIDUAL
$^{27}_{13}Al$	^{26}Al	$82,06 - T_n^*$	^{26}Mg	$77,27 - T_p^*$	^{27}Al	69	^{25}Mg
$^{181}_{73}Ta$	^{180}Ta	$76,58 - T_n^*$	^{180}Hf	$74,94 - T_p^*$	^{181}Ta	69	^{179}Hf
$^{184}_{74}W$	^{183}W	$76,41 - T_n^*$	^{183}Ta	$76,70 - T_p^*$	^{184}W	69	^{182}Ta
$^{194}_{78}Pt$	^{193}Pt	$77,37 - T_n^*$	^{193}Ir	$76,53 - T_p^*$	^{194}Pt	69	^{192}Ir
$^{197}_{79}Au$	^{196}Au	$77,07 - T_n^*$	^{196}Pl	$74,78 - T_p^*$	^{197}Au	69	^{195}Pt
$^{208}_{82}Pb$	^{207}Pb	$76,37 - T_n^*$	^{207}Tl	$77,01 - T_p^*$	^{208}Pb	69	^{206}Tl
$^{209}_{83}Bi$	^{208}Bi	$76,46 - T_n^*$	^{208}Pb	$72,80 - T_p^*$	^{209}Bi	69	^{207}Pb
$^{232}_{90}Th$	^{231}Th	$75,44 - T_n^*$	^{231}Ac	$76,76 - T_p^*$	^{232}Th	69	^{230}Ac
$^{238}_{92}U$	^{237}U	$75,15 - T_n^*$	^{237}Pa	$76,62 - T_p^*$	^{238}U	69	^{236}Pa
$^{235}_{92}U$	^{234}U	$74,30 - T_n^*$	^{234}Pa	$75,71 - T_p^*$	^{235}U	69	^{233}Pa

Tabela II.2: Núcleo residual e energia de excitação após absorção de fótons de 69 MeV.

$$P_n + P_p + P_f = 1$$

ou

$$P_f = 1 - P_n - P_p. \quad (\text{II.47})$$

Denominando de F a razão entre a probabilidade de fissão e a probabilidade de emissão de nêutron, e G a razão entre a probabilidade de emissão de próton e a probabilidade de emissão de nêutron, resulta das expressões acima que a probabilidade de fissão é dada como

$$P_f = \frac{F}{1 + F + G}. \quad (\text{II.48})$$

As razões F e G, deduzidas no Apêndice C a partir das idéias gerais da teoria de Bohr e Wheeler para a fissão^[4] e do modelo estatístico^[66,67], se escrevem :

$$F = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{15[2r^{1/2}a_n^{1/2}(E^* - B_f)^{1/2} - 1]}{4rA^{2/3}(E^* - B_n)} \times \exp \left\{ 2a_n^{1/2} \left[r^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} - (E^* - B_n)^{1/2} \right] \right\}, \quad (\text{II.49})$$

$$G = \frac{\Gamma_p}{\Gamma_n} = \frac{E^* - B_p - V_p}{E^* - B_n} \times \exp \left\{ 2a_n^{1/2} \left[(E^* - B_p - V_p)^{1/2} - (E^* - B_n)^{1/2} \right] \right\}, \quad (\text{II.50})$$

onde E^* é a energia de excitação do núcleo residual; B_n e B_p são respectivamente as energias de ligação do nêutron e do próton; B_f é a barreira de fissão corrigida para efeitos de temperatura nuclear^[68]

$$B_f = B_{f_0} \left(1 - \frac{E^*}{B} \right), \quad (\text{II.51})$$

sendo B_{f_0} a barreira de fissão do núcleo no estado fundamental e B a energia de ligação do núcleo; V_p é a barreira coulombiana para prótons na superfície do núcleo, dada por

$$V_p = \frac{\kappa_p(Z-1)e^2}{r_0(A-1)^{1/3} + 1,14} \left(1 - \frac{E^*}{B}\right), \quad (\text{II.52})$$

na qual κ_p é o fator de penetrabilidade através da barreira; r é a razão entre os parâmetros de densidade de níveis do núcleo no ponto de sela de fissão, a_f , e o relativo à emissão de nêutron, a_n ,

$$r = \frac{a_f}{a_n}. \quad (\text{II.53})$$

As expressões acima para as razões F e G mostram que as quantidades r e a_n afetam criticamente o cálculo da probabilidade de fissão, e por causa disso o grande problema que aparece na análise de reações de fissão induzidas por fótons e outros projéteis na região de interação do quase-dêuteron é a determinação de valores confiáveis de r (ou a_f) e a_n , conforme mostrado preliminarmente nos trabalhos das referências [48] e [49]. Neste trabalho foi adotado para o parâmetro densidade de níveis do núcleo residual após emissão de nêutron, a_n , a expressão proposta por Iljinov e colaboradores^[69], que leva em conta efeitos de energia de excitação e correção de camada na massa nuclear :

$$a_n = \left(\alpha' A + \beta' A^{2/3} b_s\right) \left\{1 + [1 - \exp(-\gamma'(E^* - \Delta))] \frac{\Delta M}{E^* - \Delta}\right\}, \quad (\text{II.54})$$

onde α' , β' e γ' são parâmetros constantes obtidos semi-empiricamente considerando-se ou não efeitos coletivos; b_s é a área da superfície do núcleo em unidades da área de uma esfera de mesmo volume, $b_s \simeq 1$ para o estado fundamental do núcleo; ΔM é a correção de camada na massa nuclear, e Δ é a energia de emparelhamento, dada por

$$\Delta = \chi \frac{12}{\sqrt{A}} \text{MeV}, \quad (\text{II.55})$$

com $\chi = 0, 1$ ou 2 , respectivamente para núcleos ímpar-ímpar, ímpar-par, ou par-par.

Como não há na literatura indicações precisas de valores de a_f/a_n para reações do tipo que são analisadas neste trabalho, no próximo capítulo será mostrado uma determinação semi-empírica de a_f/a_n baseada no modelo descrito e fazendo uso de um conjunto de

dados de probabilidade de fissão de vários núcleos na faixa $6 < Z^2/A < 37$ obtidos na região de energia de excitação $\sim 60 - 75$ MeV^[8,19,24,30,31,40-42,67,70,71].

Parte III

RESULTADOS

III.1 CÁLCULO DA FISSIONABILIDADE.

A fissionabilidade nuclear dada pela expressão (II.18) também pode ser escrita como

$$f = \frac{1}{C} \left\{ \int_D^E p_1 P_f(E_1^*) dT_n^* + \int_D^E p_2 P_f(E_2^*) dT_n^* + \int_D^E p_3 P_f(E_3^*) dT_n^* \right\}, \quad (\text{III.1})$$

com C, D e E dados por (II.19), (II.20) e (II.21).

Analisemos agora a contribuição de cada integral acima para a fissionabilidade de cada núcleo estudado. Para que ocorra a fissão devemos ter $E^* - B_f > 0$, ou seja

$$E^* > B_f,$$

$$E^* > B_{f_0} \left(1 - \frac{E^*}{B} \right).$$

$$E^* > \frac{B_{f_0}}{1 + \frac{B_{f_0}}{B}}. \quad (\text{III.2})$$

Portanto para energias menores que $B_{f_0}/(1 + B_{f_0}/B)$ tem-se que $P_f(E^*) = 0$. A Tabela III.1 a seguir mostra as energias de excitação mínimas para haver fissão para os diferentes núcleos residuais formados a partir de cada núcleo-alvo investigado.

Para cada núcleo-alvo analisado pode-se construir uma tabela com as quantidades que aparecem em (III.1) no intervalo de variação de T_n^* , com p_i dado pelas expressões (II.25) a (II.27) e E_i^* dado por (II.41) a (II.43). Estas tabelas mostram que para os não-actínídeos sempre que $E_i^* > B_f$, ou $P_f(E_i^*) \ll 1$ ou $p_i = 0$ para o caso 1 (nêutron escapa e próton fica retido no núcleo) e para o caso 2 (próton escapa e nêutron fica retido no núcleo), de modo que o produto $p_i P_f(E_i^*)$ é sempre nulo ou desprezível. Assim, da expressão (III.1), para os não-actínídeos temos

$$f \simeq \frac{1}{C} \int_D^E p_3 P_f(69 \text{ MeV}) dT_n^*. \quad (\text{III.3})$$

NÚCLEO RESIDUAL	$B_{f_0}(MeV)$	$B(MeV)$	$E_{min}^*(MeV)$
^{26}Al	42,00	211,9	35,05
^{26}Mg	42,00	216,7	35,18
^{27}Al	42,20	224,9	35,53
^{180}Ta	27,04	1444,7	26,54
^{180}Hf	28,51	1446,3	27,96
^{181}Ta	26,93	1452,2	26,44
^{183}W	25,34	1465,5	24,91
^{183}Ta	26,66	1465,2	26,18
^{184}W	25,23	1472,9	24,80
^{193}Pt	21,25	1531,2	20,96
^{193}Ir	22,72	1532,1	22,39
^{194}Pt	21,68	1539,6	21,38
^{196}Au	21,33	1551,3	21,04
^{196}Pt	22,65	1553,6	22,32
^{197}Au	21,81	1559,4	21,51
^{207}Pb	23,68	1629,1	23,34
^{207}Tl	25,00	1628,4	24,62
^{208}Pb	24,36	1636,5	24,00
^{208}Bi	21,66	1632,8	21,38
^{208}Pb	24,36	1636,5	24,00
^{209}Bi	22,37	1640,3	22,07
^{231}Th	5,17	1760,3	5,15
^{231}Ac	5,50	1758,9	5,48
^{232}Th	5,23	1766,7	5,21
^{237}U	4,88	1795,6	4,87
^{237}Pa	5,10	1794,1	5,09
^{238}U	4,92	1801,7	4,91
^{234}U	4,69	1778,6	4,68
^{234}Pa	5,01	1777,2	5,00
^{235}U	4,77	1783,9	4,76

Tabela III.1: Energia de excitação mínima para cada núcleo residual.

Portanto, para os não-actinídeos, a fissionabilidade nuclear é dada pelo produto entre a probabilidade total de fissão a 69 MeV e a probabilidade média de se ter o núcleo residual excitado a 69 MeV,

$$f \simeq \bar{p}_3 \times P_f(69MeV), \quad (III.4)$$

com \bar{p}_3 definido por

$$\bar{p}_3 = \frac{1}{C} \int_D^E p_3 dT_n^*. \quad (III.5)$$

Para os actinídeos ($^{235,238}U, ^{232}Th$) o produto $p_i P_f(E_i^*)$ não é sempre desprezível ou nulo, mas ainda assim vamos admitir que a contribuição mais significativa para a fissão é aquela em que o núcleo residual é o próprio núcleo-alvo excitado com energia igual à do fóton incidente. Nas Tabelas III.2 a III.4 são apresentados os valores das várias quantidades que aparecem na expressão (III.1) para alguns núcleos representativos e na Tabela III.5 são mostradas as probabilidades médias de se obter os diferentes núcleos residuais após a interação primária, com \bar{p}_1 e \bar{p}_2 definidas em analogia com (III.5) por

$$\bar{p}_1 = \frac{1}{C} \int_D^E p_1 dT_n^*, \quad (III.6)$$

$$\bar{p}_2 = \frac{1}{C} \int_D^E p_2 dT_n^*. \quad (III.7)$$

T_n^* (MeV)	T_p^* (MeV)	T_n	T_p	NÚCLEO RESIDUAL : ^{26}Al			NÚCLEO RESIDUAL : ^{26}Mg			NÚCLEO RESIDUAL : ^{27}Al					
				p_1	$E_1^*(MeV)$	P_f	p_1P_f	p_2	$E_2^*(MeV)$	P_f	p_2P_f	p_3	$E_3^*(MeV)$	P_f	p_3P_f
28,86	73,96	0	0,355	0	53,20	-	0	0,355	3,31	0	0	0,645	69	???	???
30,72	72,10	0	0,356	0	51,34	-	0	0,356	5,17	0	0	0,644	69		
32,58	70,24	0	0,358	0	49,48	-	0	0,358	7,03	0	0	0,642	69		
34,44	68,38	0	0,360	0	47,62	-	0	0,360	8,89	0	0	0,640	69		
36,30	66,52	0	0,363	0	45,76	-	0	0,363	10,75	0	0	0,637	69		
38,16	64,66	0	0,367	0	43,90	-	0	0,367	12,61	0	0	0,633	69		
40,02	62,80	0	0,373	0	42,04	-	0	0,373	14,47	0	0	0,627	69		
41,88	60,94	0	0,380	0	40,18	-	0	0,380	16,33	0	0	0,620	69		
43,74	59,08	0,640	0,388	0,391	38,32	-	$\ll 1$	0,140	18,19	0	0	0,220	69		
45,60	57,22	0,604	0,400	0,363	36,46	-	$\ll 1$	0,158	20,05	0	0	0,238	69		
47,46	55,36	0,572	0,414	0,335	34,60	0	0	0,177	21,91	0	0	0,251	69		
49,32	53,50	0,543	0,431	0,309	32,74	0	0	0,197	23,77	0	0	0,260	69		
51,18	51,64	0,517	0,451	0,284	30,88	0	0	0,218	25,63	0	0	0,265	69		
53,04	49,78	0,494	0,474	0,260	29,02	0	0	0,240	27,49	0	0	0,266	69		
54,90	47,92	0,473	0,500	0,237	27,16	0	0	0,263	29,35	0	0	0,263	69		
56,76	46,06	0,455	0,529	0,214	25,30	0	0	0,288	31,21	0	0	0,257	69		
58,62	44,20	0,439	0,562	0,192	23,44	0	0	0,315	33,07	0	0	0,246	69		
60,48	42,34	0,427	0,599	0,171	21,58	0	0	0,344	34,93	0	0	0,230	69		
62,34	40,48	0,416	0,641	0,149	19,72	0	0	0,374	36,79	$\ll 1$	$\ll 1$	0,209	69		
64,20	38,62	0,408	0	0,408	17,86	0	0	0	38,65	-	0	0,592	69		
66,06	36,76	0,402	0	0,402	16,00	0	0	0	40,51	-	0	0,598	69		
67,92	34,90	0,396	0	0,396	14,14	0	0	0	42,37	-	0	0,604	69		
69,78	33,04	0,392	0	0,392	12,28	0	0	0	44,23	-	0	0,608	69		
71,64	31,18	0,389	0	0,389	10,42	0	0	0	46,09	-	0	0,611	69		
73,50	29,32	0,386	0	0,386	8,56	0	0	0	47,95	-	0	0,614	69		

Tabela III.2: Energia de excitação, probabilidade de formação e probabilidade de fissão

T_n^* (MeV)	T_p^* (MeV)	τ_n	τ_p	NÚCLEO RESIDUAL : ^{180}Ta			NÚCLEO RESIDUAL : ^{180}Hf			NÚCLEO RESIDUAL : ^{181}Ta					
				p_1	E_1^* (MeV)	P_f	$p_1 P_f$	p_2	E_2^* (MeV)	P_f	$p_2 P_f$	p_3	E_3^* (MeV)	P_f	$p_3 P_f$
35,25	71,21	0	0,123	0	41,32	-	0	0,123	3,73	0	0	0,877	69	???	???
37,11	69,35	0	0,124	0	39,47	-	0	0,124	5,59	0	0	0,876	69		
38,97	67,49	0	0,125	0	37,61	-	0	0,125	7,45	0	0	0,875	69		
40,83	65,63	0	0,127	0	35,75	-	0	0,127	9,31	0	0	0,873	69		
42,69	63,77	0	0,130	0	33,89	-	0	0,130	11,17	0	0	0,870	69		
44,55	61,91	0,736	0,133	0,638	32,03	$\ll 1$	$\ll 1$	0,035	13,03	0	0	0,229	69		
46,41	60,05	0,680	0,138	0,586	30,17	$\ll 1$	$\ll 1$	0,044	14,89	0	0	0,276	69		
48,27	58,19	0,628	0,143	0,538	28,31	$\ll 1$	$\ll 1$	0,053	16,75	0	0	0,318	69		
50,13	56,33	0,581	0,151	0,494	26,45	0	0	0,063	18,61	0	0	0,355	69		
51,99	54,47	0,539	0,161	0,452	24,59	0	0	0,074	20,47	0	0	0,387	69		
53,85	52,61	0,501	0,174	0,414	22,73	0	0	0,087	22,33	0	0	0,412	69		
55,71	50,75	0,467	0,190	0,378	20,87	0	0	0,101	24,19	0	0	0,432	69		
57,57	48,89	0,436	0,209	0,345	19,01	0	0	0,118	26,05	0	0	0,446	69		
59,43	47,03	0,409	0,232	0,314	17,15	0	0	0,137	27,91	0	0	0,454	69		
61,29	45,17	0,385	0	0,385	15,29	0	0	0	29,77	-	0	0,615	69		
63,15	43,31	0,363	0	0,363	13,43	0	0	0	31,63	-	0	0,637	69		
65,01	41,45	0,343	0	0,343	11,57	0	0	0	33,49	-	0	0,657	69		
66,87	39,59	0,326	0	0,326	9,71	0	0	0	35,35	-	0	0,674	69		
68,73	37,73	0,310	0	0,310	7,85	0	0	0	37,21	-	0	0,690	69		
70,59	35,87	0,296	0	0,296	5,99	0	0	0	39,07	-	0	0,704	69		
72,45	34,01	0,284	0	0,284	4,13	0	0	0	40,93	-	0	0,716	69		
74,31	32,15	0,275	0	0,275	2,27	0	0	0	42,79	-	0	0,725	69		
76,17	30,29	0,266	0	0,266	0,41	0	0	0	44,65	-	0	0,734	69		
78,03	28,43	0,259	0	0,259	-1,45	0	0	0	46,51	-	0	0,741	69		

Tabela III.3: Energia de excitação, probabilidade de formação e probabilidade de fissão para cada núcleo residual.

T_n^* (MeV)	T_p^* (MeV)	τ_n	τ_p	NÚCLEO RESIDUAL: ^{234}U			NÚCLEO RESIDUAL: ^{234}Pa			NÚCLEO RESIDUAL: ^{235}U				
				p_1	$E_1^*(\text{MeV})$	P_f	$p_1 P_f$	p_2	$E_2^*(\text{MeV})$	P_f	$p_2 P_f$	p_3	$E_3^*(\text{MeV})$	P_f
37,12	70,77	0	0,102	0	37,18	-	0	0,102	4,94	$\sim 1,00$	$\sim 0,10$	0,898	69	???
38,98	68,91	0	0,103	0	35,32	-	0	0,103	6,80	$\sim 1,00$	$\sim 0,10$	0,897	69	
40,84	67,05	0	0,105	0	33,46	-	0	0,105	8,66	$\sim 1,00$	$\sim 0,10$	0,895	69	
42,70	65,19	0,858	0,107	0,766	31,60	$\sim 0,70$	$\sim 0,50$	0,015	10,52	$\sim 1,00$	$\sim 0,02$	0,127	69	
44,56	63,33	0,798	0,110	0,710	29,74	$\sim 0,70$	$\sim 0,50$	0,022	12,38	$\sim 0,70$	$\sim 0,02$	0,180	69	
46,42	61,47	0,739	0,113	0,655	27,88	$\sim 0,70$	$\sim 0,50$	0,030	14,24	$\sim 0,70$	$\sim 0,02$	0,231	69	
48,28	59,61	0,683	0,118	0,602	26,02	$\sim 0,70$	$\sim 0,40$	0,037	16,10	$\sim 0,70$	$\sim 0,03$	0,279	69	
50,14	57,75	0,631	0,125	0,553	24,16	$\sim 0,70$	$\sim 0,40$	0,046	17,96	$\sim 0,70$	$\sim 0,03$	0,323	69	
52,00	55,89	0,584	0,133	0,506	22,30	$\sim 0,70$	$\sim 0,40$	0,055	19,82	$\sim 0,70$	$\sim 0,04$	0,361	69	
53,86	54,03	0,541	0,144	0,463	20,44	$\sim 0,70$	$\sim 0,30$	0,066	21,68	$\sim 0,60$	$\sim 0,04$	0,393	69	
55,72	52,17	0,502	0,157	0,423	18,48	$\sim 0,70$	$\sim 0,30$	0,078	23,54	$\sim 0,60$	$\sim 0,05$	0,420	69	
57,58	50,31	0,467	0,173	0,386	16,72	$\sim 0,70$	$\sim 0,30$	0,092	25,40	$\sim 0,60$	$\sim 0,06$	0,441	69	
59,44	48,45	0,435	0	0,435	14,86	$\sim 0,70$	$\sim 0,30$	0	27,26	-	0	0,565	69	
61,30	46,59	0,407	0	0,407	13,00	$\sim 0,70$	$\sim 0,30$	0	29,12	-	0	0,593	69	
63,16	44,73	0,382	0	0,382	11,14	$\sim 0,70$	$\sim 0,30$	0	30,98	-	0	0,618	69	
65,02	42,87	0,360	0	0,360	9,28	$\sim 0,80$	$\sim 0,30$	0	32,84	-	0	0,640	69	
66,88	41,01	0,339	0	0,339	7,42	$\sim 0,80$	$\sim 0,30$	0	34,70	-	0	0,661	69	
68,74	39,15	0,321	0	0,321	5,56	$\sim 0,80$	$\sim 0,30$	0	36,56	-	0	0,679	69	
70,60	37,29	0,305	0	0,305	3,70	0	0	0	38,42	-	0	0,695	69	
72,46	35,43	0,290	0	0,290	1,84	0	0	0	40,28	-	0	0,710	69	
74,32	33,57	0,277	0	0,277	-0,02	0	0	0	42,14	-	0	0,723	69	
76,18	31,71	0,266	0	0,266	-1,88	0	0	0	44,00	-	0	0,734	69	
78,04	29,85	0,256	0	0,256	-3,74	0	0	0	45,86	-	0	0,744	69	
79,90	27,99	0,248	0	0,248	-5,60	0	0	0	47,72	-	0	0,752	69	

Tabela III.4: Energia de excitação, probabilidade de formação e probabilidade de fissão para cada núcleo residual formado a partir de U-235.

NÚCLEO-ALVO	\bar{p}_1 (%)	\bar{p}_2 (%)	\bar{p}_3 (%)	\bar{p}_4 (%)
<i>Al</i>	21,9	21,8	45,6	10,7
<i>Ca</i>	18,6	21,0	53,3	7,1
<i>Ni</i>	24,4	14,4	54,1	7,1
<i>Sn</i>	32,8	6,5	56,1	4,6
<i>Ta</i>	31,2	5,4	60,0	3,4
<i>W</i>	35,7	4,5	56,0	3,8
<i>Pt</i>	32,7	4,6	59,6	3,1
<i>Au</i>	32,1	5,0	59,0	3,9
<i>Pb</i>	36,9	3,4	56,8	2,9
<i>Bi</i>	33,7	5,6	56,8	3,9
<i>Th</i>	35,9	3,0	58,3	2,8
^{238}U	36,6	2,9	57,8	2,7
^{235}U	39,1	3,0	54,4	3,5

Tabela III.5: Probabilidades médias de obtenção dos diferentes núcleos residuais para vários núcleos-alvos.

A probabilidade total de fissão do núcleo residual excitado a 69 MeV se escreve como

$$P_f = P_{f_1} + P_{n_1}P_{n_f} + P_{p_1}P_{p_f} + \dots \quad (\text{III.8})$$

onde P_{f_1} é a probabilidade de primeira chance de fissão; P_{n_1} e P_{p_1} são as probabilidades de primeira chance de emissão de nêutron e próton; P_{n_f} e P_{p_f} são as probabilidades de fissão após evaporação de um nêutron e um próton, respectivamente. A Figura III.1 mostra um esquema deste processo, em que E_n^{**} e E_p^{**} são as energias de excitação dos núcleos, inicialmente a 69 MeV, após evaporação de nêutron e próton.

A energia dispendida para evaporar um nêutron é $B_n + \epsilon_m$, e para evaporar um próton é $B_p + V_p + \epsilon_m$, onde ϵ_m é a energia cinética mais provável do nucleon evaporado. Das curvas de Weisskopf para evaporação^[66] se obtém que

$$\epsilon_m = T_m, \quad (\text{III.9})$$

sendo T_m a temperatura correspondente à energia de excitação máxima do núcleo residual formado após emissão de um nucleon.

$$T_m = \sqrt{\frac{E^* - B_n}{a_n}} \quad \text{para nêutron}, \quad (\text{III.10})$$

$$T_m = \sqrt{\frac{E^* - B_p - V_p}{a_n}} \quad \text{para próton}. \quad (\text{III.11})$$

Portanto

$$E_n^{**} = E^* - \left[B_n + \sqrt{\frac{E^* - B_n}{a_n}} \right], \quad (\text{III.12})$$

$$E_p^{**} = E^* - \left[B_p + V_p + \sqrt{\frac{E^* - B_p - V_p}{a_n}} \right], \quad (\text{III.13})$$

com a_n dado pela expressão (II.54) usando o seguinte conjunto de parâmetros^[69] :

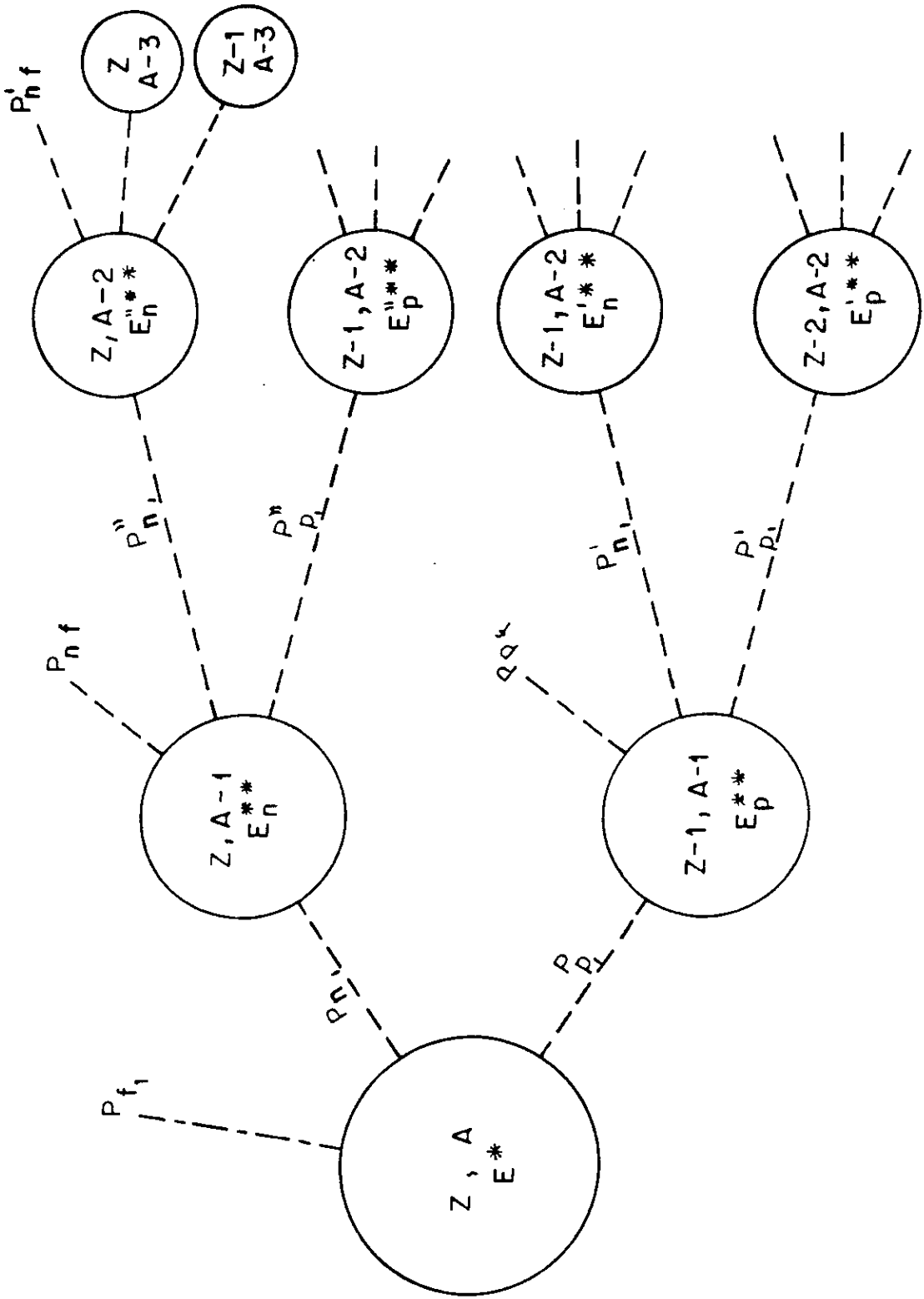


Figura III-1: Chances sucessivas de fissão.

$$\left. \begin{aligned} \alpha' &= 0,090 \\ \beta' &= -0,040 \\ \gamma' &= 0,070 \end{aligned} \right\}. \quad (\text{III.14})$$

Tal conjunto de parâmetros reproduziram melhor os dados experimentais de densidade de níveis e foram obtidos levando-se em conta efeitos coletivos e correções de camadas na fórmula de massa nuclear devidas a Myers e Swiatecki^[72].

Os cálculos indicaram que a evaporação de um nucleon de cada um dos núcleos analisados, inicialmente com energia de excitação de 69 MeV, chega a retirar até 20 MeV de sua energia. Então, é de se esperar que contribuições de ordens mais altas para a fissão sejam pouco prováveis, como inicialmente mostrado por E. de Paiva^[26]. Assim, considerando apenas até a segunda chance de fissão, a expressão (III.8) fica

$$P_f \simeq P_{f_1} + P_{n_1}P_{n_f} + P_{p_1}P_{p_f},$$

ou ainda

$$P_f \simeq P_{f_1} + P_{n_1}P_{n_f} + (1 - P_{f_1} - P_{n_1})P_{p_f}. \quad (\text{III.15})$$

Lembrando que $P_{f_1}/P_{n_1} = \Gamma_f/\Gamma_n = F$, resulta finalmente que

$$P_f \simeq \frac{P_{f_1}}{F} [F + P_{n_f} - (1 + F)] + P_{p_f}. \quad (\text{III.16})$$

III.2 A RAZÃO ENTRE OS PARÂMETROS DENSIDADE DE NÍVEIS.

A razão a_f/a_n entre os parâmetros densidade de níveis pode ser considerada um parâmetro livre no modelo descrito nas páginas precedentes, o qual pode ser determinado semi-empiricamente por meio de dados experimentais de fissionabilidade e/ou probabilidade de fissão induzida em vários núcleos por fótons e por outras partículas. Portanto o valor do parâmetro $r = a_f/a_n$, dito aqui experimental, é o valor numérico que satisfaz a equação (III.16), sendo P_f obtido da expressão (III.4) para o caso de dados de fissão por

fótons. Deve ser notado que P_{f_1} e F são dados respectivamente por (II.48) e (II.49) com grandezas do núcleo ($Z, A, 69 \text{ MeV}$); P_{n_f} é dado por (II.48) com grandezas do núcleo ($Z, A - 1, E_n^*$), e P_{p_f} é dado também por (II.48), só que para o núcleo ($Z - 1, A - 1, E_p^*$).

Uma expressão para a probabilidade média de se ter o núcleo-alvo como sendo o próprio núcleo excitado que sofre fissão, \bar{p}_3 , para o caso de dados de fotofissão a 69 MeV , pode ser obtida dos resultados da Tabela III.5 :

$$\bar{p}_3 = 0,372A^{0,0807}. \quad (\text{III.17})$$

Na determinação semi-empírica do parâmetro $r = a_f/a_n$ por meio de (III.16) foram considerados apenas dados de sistemas fissionantes com Z^2/A na faixa $6 < Z^2/A < 37$, e com energias de excitação na faixa $60 \leq E^*(\text{MeV}) \leq 80$, conforme mostrado na Tabela III.6. Além disso, ainda foi feita a aproximação de que a razão a_f/a_n seja constante ao longo da cadeia evaporativa considerada, i.é., primeira e segunda chance.

Os valores numéricos do parâmetro r (r_{exp}) obtidos da forma descrita acima são mostrados na Tabela III.7. Como o gráfico de r_{exp} como função do parâmetro Z^2/A apresentou uma grande flutuação dos pontos, uma alternativa então foi tentar uma correlação do parâmetro a_f com Z^2/A . Os valores de a_f ($r_{\text{exp}} \times a_n$) mostrados na última coluna da Tabela III.7 e na Figura III.2, quando tratados pelo método dos mínimos quadrados permitiram obter o seguinte andamento

$$a_f = 15,76 - 0,5622 \times (28,50 - Z^2/A), \text{ para } Z^2/A \leq 27,99, \quad (\text{III.18})$$

$$a_f = 15,32 + 0,1286 \times (Z^2/A - 29,07)^2, \text{ para } Z^2/A \geq 27,99 \quad (\text{III.19})$$

NÚCLEO ALVO	PARTÍCULA INCIDENTE	NÚCLEO FISSIONANTE	Z^2/A	E^* (MeV)	f_{exp}	\bar{P}_3	P_f	Refer.
$^{235}_{92}U$	γ	^{235}U	36,02	69	$0,58 \pm 0,13$	0,544	$(7,0 \pm 1,6) \times 10^{-1}$	[24] O
$^{235}_{92}U$	γ	^{235}U	36,02	69	$0,97 \pm 0,19$	0,544	$1,41 \pm 0,28$	[19] ■
$^{238}_{92}U$	γ	^{238}U	35,56	69	$0,65 \pm 0,06$	0,578	$(7,8 \pm 0,7) \times 10^{-1}$	[24] O
$^{238}_{92}U$	γ	^{238}U	35,56	69	$0,97 \pm 0,06$	0,578	$1,33 \pm 0,08$	[19] ■
$^{238}_{92}U$	γ	^{238}U	35,56	69	$0,84 \pm 0,13$	0,578	$1,11 \pm 0,15$	[70] Δ
$^{232}_{90}Th$	γ	^{232}Th	34,91	69	$0,40 \pm 0,06$	0,583	$(3,4 \pm 0,5) \times 10^{-1}$	[24] O
$^{232}_{90}Th$	γ	^{232}Th	34,91	69	$0,58 \pm 0,06$	0,583	$(6,5 \pm 0,7) \times 10^{-1}$	[19] ■
$^{209}_{83}Bi$	γ	^{209}Bi	32,96	69	$(5 \pm 2) \times 10^{-3}$	0,568	$(8,8 \pm 3,5) \times 10^{-3}$	[24] O
$^{209}_{83}Bi$	γ	^{209}Bi	32,96	69	$(5,3 \pm 0,4) \times 10^{-3}$	0,568	$(9,3 \pm 0,7) \times 10^{-3}$	[40] ◇
$^{209}_{83}Bi$	γ	^{209}Bi	32,96	69	$(1,2 \pm 0,2) \times 10^{-2}$	0,568	$(2,1 \pm 0,4) \times 10^{-2}$	[41] ▲
$^{209}_{83}Bi$	γ	^{209}Bi	32,96	69	$(8 \pm 1) \times 10^{-3}$	0,568	$(1,4 \pm 0,2) \times 10^{-2}$	[a] Δ
$^{197}_{79}Au$	α	^{201}Tl	32,64	58,8	—	—	4×10^{-3}	[67] ●
$^{nat}_{82}Pb$	γ	^{208}Pb	32,45	69	$(3 \pm 1) \times 10^{-3}$	0,568	$(5,3 \pm 1,8) \times 10^{-3}$	[24] O
$^{208}_{82}Pb$	γ	^{208}Pb	32,33	69	$(8 \pm 1) \times 10^{-4}$	0,568	$(1,4 \pm 0,2) \times 10^{-3}$	[40] ◇
$^{208}_{82}Pb$	γ	^{208}Pb	32,33	69	$(1,2 \pm 0,2) \times 10^{-3}$	0,568	$(2,1 \pm 0,4) \times 10^{-3}$	[42] ◆
$^{197}_{79}Au$	p	^{198}Hg	32,32	56,8	—	—	$1,7 \times 10^{-3}$	[67] ●
$^{197}_{79}Au$	γ	^{197}Au	31,68	69	$(1,6 \pm 0,9) \times 10^{-3}$	0,590	$(2,7 \pm 1,5) \times 10^{-3}$	[24] O
$^{nat}_{78}Pt$	γ	^{194}Pt	31,18	69	$(6,4 \pm 1,3) \times 10^{-4}$	0,596	$(1,1 \pm 0,2) \times 10^{-3}$	[30] O
$^{185}_{75}Re$	p	^{186}Os	31,05	69	—	—	$3,5 \times 10^{-4}$	[71] □

Tabela III.6: Dados utilizados na determinação semi-empírica do parâmetro r . Referência [a] citada em [8].

NÚCLEO ALVO	PARTÍCULA INCIDENTE	NÚCLEO FISSIONANTE	Z^2/A	E^* (MeV)	f_{exp}	\bar{p}_3	P_f	Refer.
$^{187}_{75}\text{Re}$	α	^{191}Ir	31,04	75	-	-	$8,2 \times 10^{-4}$	[67] ●
$^{184}_{74}\text{W}$	^3He	^{187}Os	30,89	67	-	-	$3,3 \times 10^{-4}$	[71] □
$^{184}_{74}\text{W}$	α	^{188}Os	30,72	66,5	-	-	$1,5 \times 10^{-4}$	[71] □
$^{177}_{72}\text{Hf}$	^3He	^{180}W	30,42	70	-	-	$1,7 \times 10^{-4}$	[71] □
$^{177}_{72}\text{Hf}$	α	^{181}W	30,25	66,5	-	-	$1,1 \times 10^{-4}$	[71] □
$^{178}_{72}\text{Hf}$	^3He	^{181}W	30,25	69	-	-	$1,1 \times 10^{-4}$	[71] □
$^{180}_{72}\text{Hf}$	^3He	^{183}W	29,92	69	-	-	5×10^{-5}	[71] □
$^{175}_{71}\text{Lu}$	α	^{179}Ta	29,77	75	-	-	$4,2 \times 10^{-5}$	[67] ●
$^{175}_{71}\text{Lu}$	α	^{179}Ta	29,77	67	-	-	3×10^{-5}	[71] □
$^{184}_{74}\text{W}$	γ	^{184}W	29,76	69	$(3,4 \pm 0,8) \times 10^{-4}$	0,560	$(6,1 \pm 1,4) \times 10^{-4}$	[30] ○
$^{181}_{73}\text{Ta}$	γ	^{181}Ta	29,44	69	$(3,2 \pm 0,7) \times 10^{-4}$	0,600	$(5,3 \pm 1,2) \times 10^{-4}$	[30] ○
$^{169}_{69}\text{Tm}$	α	^{173}Lu	29,14	75,5	-	-	$1,2 \times 10^{-5}$	[67] ●
$^{169}_{69}\text{Tm}$	α	^{173}Lu	29,14	68	-	-	$1,0 \times 10^{-5}$	[71] □
$^{167}_{68}\text{Er}$	^3He	^{170}Yb	28,82	69	-	-	$1,0 \times 10^{-5}$	[71] □
$^{170}_{68}\text{Er}$	^3He	^{173}Yb	28,32	68	-	-	$2,2 \times 10^{-6}$	[71] □
$^{174}_{70}\text{Yb}$	γ	^{174}Yb	28,16	69	$(4 \pm 1) \times 10^{-6}$	0,558	$(7 \pm 2) \times 10^{-6}$	[40] ◇
$^{154}_{62}\text{Sm}$	γ	^{154}Sm	24,96	69	$(1,4 \pm 0,3) \times 10^{-8}$	0,550	$(2,5 \pm 0,5) \times 10^{-8}$	[40] ◇
$^{27}_{13}\text{Al}$	γ	^{27}Al	6,26	69	$(5,5 \pm 1,1) \times 10^{-2}$	0,456	$(1,2 \pm 0,2) \times 10^{-1}$	[31] ○

Tabela III.6 - Continuação.

Z	A	Z^2/A	E^* (MeV)	r_{exp}	a_n (MeV ⁻¹)	$a_f = r_{\text{exp}} \times a_n$ (MeV ⁻¹)
92	235	36,02	69	$1,004 \pm 0,006$	19,17	$19,25 \pm 0,12$ ○
	235	36,02	69	$1,058 \pm 0,007$	19,17	$20,28 \pm 0,13$ ■
92	238	35,56	69	$1,049 \pm 0,002$	19,58	$20,54 \pm 0,04$ ○
	238	35,56	69	$1,061 \pm 0,002$	19,58	$20,77 \pm 0,04$ ■
	238	35,56	69	$1,052 \pm 0,002$	19,58	$20,60 \pm 0,04$ △
90	232	34,91	69	$1,007 \pm 0,004$	19,22	$19,35 \pm 0,08$ ○
	232	34,91	69	$1,041 \pm 0,003$	19,22	$20,01 \pm 0,06$ ■
83	209	32,96	69	$1,189 \pm 0,015$	14,32	$17,03 \pm 0,21$ ○
	209	32,96	69	$1,192 \pm 0,003$	14,32	$17,07 \pm 0,04$ ◇
	209	32,96	69	$1,228 \pm 0,007$	14,32	$17,58 \pm 0,10$ ▲
	209	32,96	69	$1,210 \pm 0,005$	14,32	$17,33 \pm 0,07$ △
81	201	32,64	58,8	$0,986 \pm 0,010$	14,31	$14,11 \pm 0,14$ ●
82	208	32,45	69	$1,219 \pm 0,013$	13,90	$16,94 \pm 0,18$ ○
	208	32,33	69	$1,158 \pm 0,005$	13,90	$16,10 \pm 0,07$ ◇
	208	32,33	69	$1,176 \pm 0,007$	13,90	$16,35 \pm 0,10$ ◆
80	198	32,32	56,8	$1,123 \pm 0,011$	14,47	$16,25 \pm 0,16$ ●
79	197	31,68	69	$1,115 \pm 0,019$	14,93	$16,65 \pm 0,28$ ○
78	194	31,18	69	$1,072 \pm 0,006$	15,07	$16,16 \pm 0,09$ ○
76	186	31,05	69	$1,037 \pm 0,010$	14,97	$15,52 \pm 0,15$ □

Tabela III.7: Determinação semi-empírica do parâmetro a_f .

Z	A	Z^2/A	E^* (MeV)	τ_{exp}	a_n (MeV ⁻¹)	$a_f = \tau_{\text{exp}} \times a_n$ (MeV ⁻¹)
77	191	31,04	75	$1,116 \pm 0,011$	15,23	$17,00 \pm 0,17$ ●
76	187	30,89	67	$1,059 \pm 0,011$	15,01	$15,90 \pm 0,17$ □
	188	30,72	66,5	$1,019 \pm 0,010$	15,03	$15,32 \pm 0,15$ □
74	180	30,42	70	$1,076 \pm 0,011$	14,65	$15,76 \pm 0,16$ □
	181	30,25	66,5	$1,096 \pm 0,011$	14,64	$16,04 \pm 0,16$ □
	181	30,25	69	$1,081 \pm 0,011$	14,65	$15,84 \pm 0,16$ □
	183	29,92	69	$1,054 \pm 0,011$	14,74	$15,54 \pm 0,16$ □
73	179	29,77	75	$1,043 \pm 0,010$	14,61	$15,24 \pm 0,15$ ●
	179	29,77	67	$1,066 \pm 0,011$	14,59	$15,55 \pm 0,16$ □
74	184	29,76	69	$1,150 \pm 0,008$	14,87	$17,10 \pm 0,12$ ○
73	181	29,44	69	$1,183 \pm 0,009$	14,66	$17,34 \pm 0,13$ ○
71	173	29,14	75,5	$1,050 \pm 0,011$	14,17	$14,88 \pm 0,16$ ●
	173	29,14	68	$1,086 \pm 0,011$	14,15	$15,37 \pm 0,16$ □
70	170	28,82	69	$1,108 \pm 0,011$	13,94	$15,44 \pm 0,15$ □
	173	28,32	68	$1,085 \pm 0,011$	14,01	$15,20 \pm 0,15$ □
	174	28,16	69	$1,117 \pm 0,012$	14,13	$15,78 \pm 0,17$ ◇
62	154	24,96	69	$1,092 \pm 0,009$	12,88	$14,06 \pm 0,12$ ◇
13	27	6,26	69	$1,589 \pm 0,021$	2,02	$3,21 \pm 0,04$ ○

Tabela III.7 - Continuação.

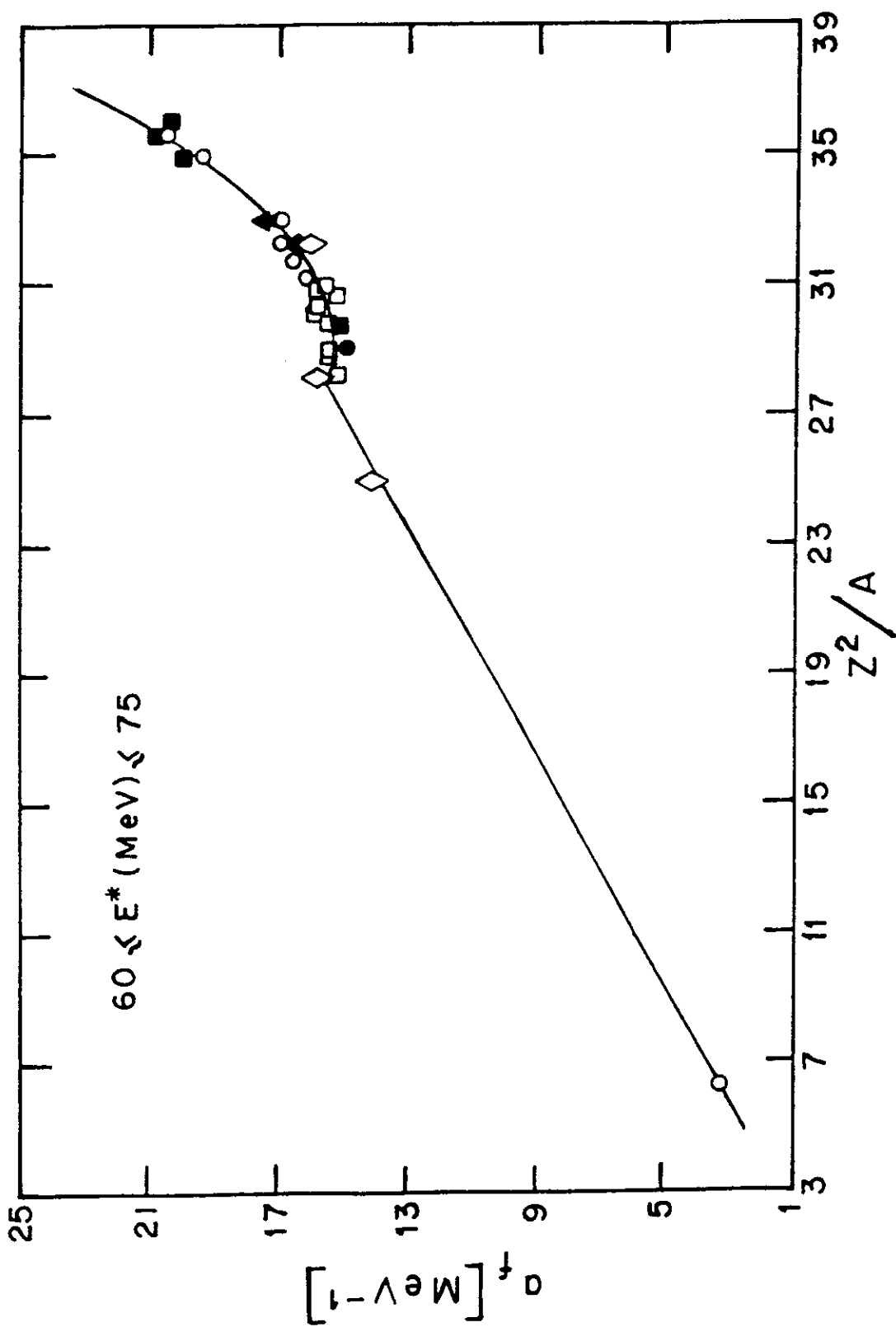


Figura III-2: Parâmetro densidade de níveis no ponto de sela de fissão como função de Z^2/A do núcleo fissitante.

III.3 ESTIMATIVAS DE FISSIONABILIDADE NUCLEAR A 69 MeV.

Os valores de fissionabilidade nuclear, calculados para fótons incidentes de 69 MeV segundo o método descrito nas páginas anteriores, são mostrados na Figura III.3 como função do parâmetro Z^2/A para vários núcleos ao longo do vale de beta-estabilidade, desde alumínio até urânio. Para efeitos de comparação são mostrados resultados experimentais de fotofissionabilidade nuclear obtidos também a 69 MeV, sendo em geral muito bom o acordo apesar das incertezas associadas com a obtenção dos dados experimentais utilizados na determinação do parâmetro a_f .

A Figura III.3 mostra ainda que o modelo adotado das reações de fotofissão na região de interação via quase-déuteron, ainda que simples, reproduz a variação esperada da fissionabilidade nuclear de várias ordens de grandeza ao longo da Tabela Periódica e confirma as estruturas devidas à efeitos de camadas fechadas próximos a Z e/ou N mágicos.

O andamento mostrado na Figura III.3 indica também que a fissionabilidade nuclear de núcleos leves não decresce exponencialmente com a diminuição de Z^2/A mas, ao contrário, aumenta com a diminuição de Z^2/A com um mínimo nas proximidades da prata, como predito pelo mecanismo de competição entre evaporação de partículas e fissão das reações nucleares e do modelo da gota líquida.

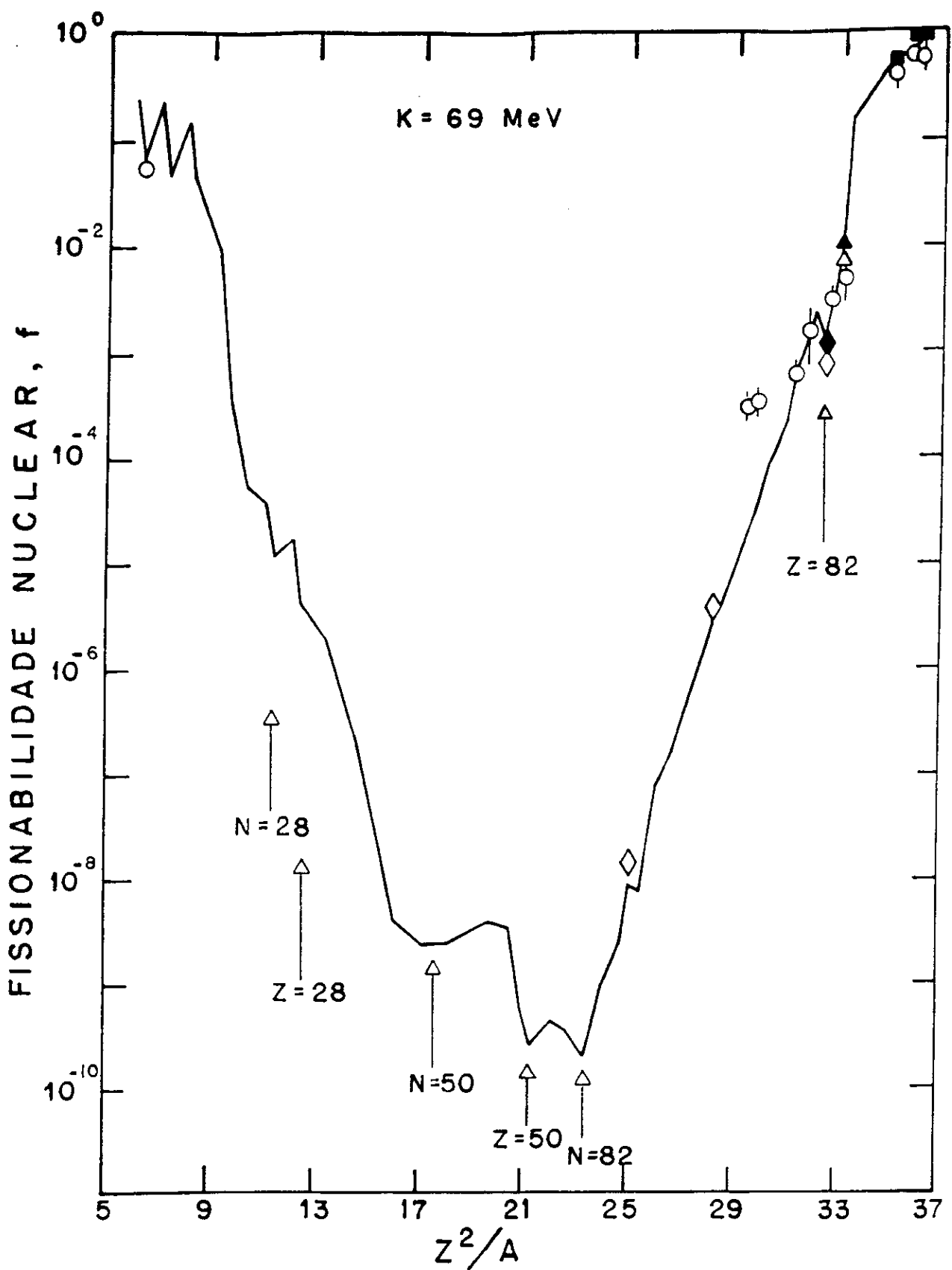


Figura III-3: Fissionabilidade nuclear como função do parâmetro Z^2/A para fótons incidentes de 69 MeV . Os pontos experimentais são aqueles de fotofissão a 69 MeV mostrados na Tabela III.6.

Parte IV

CONCLUSÕES

A utilização do sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati (INFN-LNF, Frascati, Itália) permitiu a investigação experimental sistemática de reações de fotofissão de vários núcleos, desde alumínio até urânio, na região de interação primária via quase-déuteron e paralelamente estimulou importantes investigações teóricas. Assim sendo, o objetivo principal deste trabalho foi a análise do conjunto de dados de fissão induzidas em núcleos de ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi , ^{nat}Pb , ^{197}Au , ^{nat}Pt , ^{nat}W , ^{181}Ta e ^{27}Al por fótons monocromáticos de 69 MeV.

Os feixes de fótons utilizados nas experiências foram obtidos mediante espalhamento Compton inverso de luz, fornecida por um laser, por elétrons altamente energéticos provenientes do anel de armazenamento ADONE. Os alvos expostos aos feixes de fótons consistiram em lâminas ou filmes metálicos dos núcleos estudados e como técnica de detecção dos fragmentos de fissão foram empregados detectores sólidos de registro de traços, principalmente makrofol N, em contacto íntimo com os alvos segundo uma geometria 2π . Após cada uma das exposições, os detectores foram revelados com soluções ácidas (HF 40 %) ou básicas (NaOH 6,25 N), dependendo de cada tipo, à temperaturas que variaram de 26 °C a 80 °C. O conjunto dos detectores assim revelados foram posteriormente submetidos a exame por microscopia ótica convencional (microscópios Leitz-Ortholux).

No caso dos dados analisados no presente trabalho o rendimento de fotofissão foi determinado por meio das expressões (I.36), (I.37) e (I.38) conforme o caso de alvo definido como tipo espesso, tipo fino e tipo finíssimo, as quais levam em conta correções adequadas para a atenuação do feixe ao longo dos "stacks" e efeitos de auto-absorção dos fragmentos de fissão pelo próprio alvo. A correção para as doses totais nominais se fez necessária para as exposições dos alvos de *Pt*, *W* e *Ta*, dada as dimensões do pacote contendo os alvos e detectores, e para tanto foi feito uso da lei exponencial de decréscimo da intensidade do feixe de fótons ao passar pela matéria. A atenuação total ao longo do pacote foi estimada ser em torno de 11 % .

Para a correção devida à efeitos de auto-absorção foi necessário a determinação de duas grandezas : a espessura efetiva de cada alvo, x_{ef} , e a eficiência total média, ϵ , do método de detecção. As expressões que permitem a determinação das espessuras efetivas e

eficiências para cada tipo de alvo dependem dos alcances residuais máximos do fragmento típico de fissão no alvo (\bar{a}_0) e no detector (\bar{r}_0), admitindo o modo simétrico de divisão do núcleo; da espessura da superfície do detector removida durante o ataque químico, $v_g t$, e da projeção mínima observável do traço revelado, p (quando este tem a forma de bastão) ou do diâmetro do traço revelado, d (quando este tem a forma cônica). Portanto, a determinação experimental do rendimento de fotofissão, no caso de experimentos em que um detector sólido de registro de traços fica em contacto com um alvo fissionável, depende do conhecimento das seguintes grandezas :

- i) espessura de cada alvo, x_0 ;
- ii) projeção mínima observável, p , ou diâmetro, d , do traço revelado;
- iii) espessura do detector removida durante o ataque químico, $v_g t$ (onde v_g é a velocidade geral de remoção do material do detector e t é o tempo de "etching");
- iv) alcances máximos dos fragmentos de fissão no alvo, \bar{a}_0 , e no detector, \bar{r}_0 .

A relação entre o rendimento de fotofissão medido, Y , e a seção de choque de fotofissão, σ_f , pôde ser obtida integrando as contribuições para os eventos de fissão devido a todos os fótons do espectro de energia média efetiva $\bar{k} = 69$ MeV, conforme a integral (I.1), considerando a forma de pico dos espectros e ainda aproximando a seção de choque de fissão por uma função linear da energia no intervalo $k_{th} - k_f$, tendo sido obtido uma expressão do tipo

$$\sigma_f(\bar{k}) = eY.$$

Portanto a seção de choque de fotofissão a 69 MeV para os núcleos investigados foi obtida multiplicando as medidas de rendimento de fotofissão pelo fator e , o qual resultou ser igual 1 para os núcleos de ^{235}U , ^{238}U , Th , Bi , Pb e Au ; 1,1 para os núcleos de W , Ta e Al ; 1,5 para Pt .

A fotofissionabilidade nuclear, f , foi determinada para cada núcleo por meio da razão entre a seção de choque de fotofissão, σ_f , e a seção de choque de fotoabsorção nuclear total, σ_f^T , ambas medidas à mesma energia do fóton incidente, sendo os valores de σ_f^T avaliados para cada núcleo-alvo através do modelo de Levinger modificado do quase-

dêuteron. Na Tabela I.6 estão apresentados os valores de σ_f^T , σ_f e f determinados na energia de 69 MeV para os núcleos analisados neste trabalho, juntamente com medidas de outros laboratórios, sendo que os resultados para os núcleos de *Pt*, *W*, *Ta* e *Al* representam a primeira determinação experimental de seção de choque de fotofissão e fissionabilidade nuclear na região de interação primária via quase-dêuteron.

Os resultados de fissionabilidade nuclear medidos na energia de 69 MeV foram comparados com estimativas baseadas em um modelo que considera que a reação ocorre em duas etapas distintas. Na primeira etapa o fóton incidente interage com pares nêutron-próton ("quase-dêuterons") do núcleo-alvo, e na segunda etapa o núcleo residual formado se desexcita por meio da competição entre evaporação de partículas e fissão nuclear.

Durante o primeiro estágio da reação foi investigado a contribuição da emissão de nucleons para a formação do núcleo residual. Para tanto foi admitido que o núcleo-alvo é formado por um gás degenerado de Fermi de nêutrons e prótons levemente interagentes confinados dentro de um potencial nuclear esfericamente simétrico, sendo o princípio de Pauli e as leis de conservação de energia e momentum usados para avaliar as energias cinéticas dos nucleons após a interação primária. Dependendo das energias do nêutron e do próton um núcleo residual é formado como consequência da saída ou não do núcleo de um ou ambos os nucleons, sendo em número de quatro as possibilidades :

- i) nêutron escapa do núcleo e próton fica retido;
- ii) próton escapa do núcleo e nêutron fica retido;
- iii) nêutron e próton ficam retidos no núcleo simultaneamente;
- iv) nêutron e próton escapam do núcleo simultaneamente.

A probabilidade de ocorrência de cada um dos casos foi obtida considerando-se o conceito de transparência nuclear (quantidade que fornece a probabilidade de um nucleon escapar do núcleo sem sofrer interações secundárias). Os resultados dos cálculos mostraram que a contribuição mais significativa para a formação do núcleo residual é aquela em que nenhum nucleon escapa, ficando o núcleo residual excitado com energia igual à do fóton incidente e, conforme Tabela III.5, esta contribuição resultou ser em média de 60 %.

No segundo estágio da reação foi suposto que o núcleo residual se desexcita ou por

fissão ou por emissão de nucleons, já que para a faixa de energia considerada a emissão de partículas de massas maiores pode ser desprezada.

Utilizando as curvas de Weisskopf para evaporação de partículas foi possível calcular as energias dispendidas para evaporar um próton e um nêutron de um núcleo excitado à 69 MeV. Os cálculos indicaram que a evaporação de um nucleon pode retirar até 20 MeV da energia de cada um dos núcleos analisados, inicialmente com energia de excitação de 69 MeV. Sendo assim, foi considerado que a probabilidade total de fissão é o resultado da contribuição da probabilidade de primeira e segunda chance de fissão somente.

Grandezas críticas para as estimativas de fissionabilidade nuclear a 69 MeV são as quantidades a_n (parâmetro densidade de níveis do núcleo residual após evaporação de nêutron) e a_f (parâmetro densidade de níveis do núcleo residual no ponto de sela de fissão) que aparecem nas expressões que descrevem o processo de competição entre evaporação de nucleons e fissão. O parâmetro a_n utilizado nos cálculos foi obtido segundo a expressão proposta por Iljinov e colaboradores, que leva em conta efeitos de energia de excitação e correções de camadas na massa nuclear. Já o parâmetro a_f foi determinado semi-empiricamente por meio de dados experimentais de fissionabilidade nuclear e/ou probabilidade de fissão induzidas em vários núcleos por fótons ou por outras partículas, mas sempre considerando apenas dados de sistemas fissionantes com o parâmetro Z^2/A na faixa $6 < Z^2/A < 37$ e com energias em torno de 70 MeV. Os valores de a_f determinados desta forma semi-empírica resultou no andamento mostrado na Figura III.2. com uma dependência linear até $Z^2/A = 27,99$ e daí em diante com uma dependência parabólica.

Finalmente os valores de fissionabilidade nuclear foram calculados na energia de 69 MeV para vários núcleos ao longo da Tabela Periódica e comparados com dados experimentais de fotofissão disponíveis na literatura, tendo sido encontrado um acordo satisfatório entre as estimativas e os resultados experimentais, conforme Figura III.3. Apesar do pequeno número de medidas e das incertezas associadas com os valores medidos e calculados de fissionabilidade nuclear, os resultados mostrados na Figura III.3 confirmam a presença de efeitos de camadas na fissão próximos de núcleos com Z e/ou N mágicos e também indicam que a fissionabilidade nuclear de elementos leves não decresce expo-

nencialmente com o decréscimo de Z^2/A mas, pelo contrário, aumenta com a diminuição de Z^2/A com um mínimo na vizinhança da prata, como predito pelo mecanismo de competição evaporação-fissão das reações nucleares e do modelo da gota líquida da fissão.

Como uma extensão das investigações experimentais de reações de fissão utilizando feixes de fótons monocromáticos de 69 MeV do sistema LADON e das investigações teóricas suscitadas pelo acúmulo de dados, presentemente estão em andamento pesquisas relevantes sobre reações de fissão induzidas em núcleos de ^{209}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pt}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, ^{181}Ta , ^{51}V e $^{\text{nat}}\text{Ti}$ por feixes de fótons monocromáticos de energias mais altas (porém ainda na região de interação via quase-dêuteron) produzidos no sistema ROKK-1M (BINP, Novosibirsk, Rússia), tendo sido recentemente publicados os primeiros resultados.

Parte V

APÊNDICE A

V.1 ESPALHAMENTO COMPTON INVERSO.

Em 1923 A. H. Compton descobriu que um feixe de radiação eletromagnética podia ser espalhado ao atravessar uma lâmina metálica^[73], tendo a radiação espalhada uma componente de comprimento de onda bem definido e maior do que o comprimento de onda da radiação incidente. Compton ainda observou que a diferença entre o comprimento de onda da radiação espalhada e o da radiação incidente aumenta com o ângulo de espalhamento e é constante para todos os materiais espalhadores. Segundo a teoria clássica de ondas a radiação espalhada deveria ter o mesmo comprimento de onda da radiação incidente, assim sendo a explicação para este fenômeno, conhecido mais tarde como efeito Compton, deveria ser conseguida com o auxílio da teoria quântica.

Como foi observado que a frequência da radiação espalhada é independente do tipo de material espalhador usado, sugerindo que o espalhamento não envolve os átomos como um todo. Compton supôs que ele fosse devido a colisões entre os fótons da radiação incidente e os elétrons da lâmina metálica, considerados livres já que sua energia de ligação ao átomo não é muito forte, principalmente quando é comparada com a energia do fóton incidente. Seja então uma colisão entre um elétron livre e um fóton no sistema do laboratório, conforme Figura V.1, onde ω é a energia inicial do fóton; ε é a energia do elétron; θ_1 é o ângulo entre a direção de movimento do elétron e a direção do fóton incidente; θ_2 é o ângulo entre a direção de movimento do elétron e o fóton espalhado; θ é o ângulo de espalhamento, entre a radiação espalhada e a radiação incidente; φ é o ângulo entre a direção de movimento do elétron de recuo e a direção do fóton incidente; k é energia do fóton espalhado; ε' é a energia do elétron de recuo, e $\vec{p}_\gamma, \vec{p}'_\gamma$ e \vec{p}_e, \vec{p}'_e são os momenta do fóton e elétron, antes e depois da interação, respectivamente.

Pela lei de conservação de momentum temos

$$p_\gamma + p_e \cos \theta_1 = p'_\gamma \cos \theta + p'_e \cos \varphi, \quad (\text{V.1})$$

$$p_e \sin \theta_1 = p'_\gamma \sin \theta + p'_e \sin \varphi. \quad (\text{V.2})$$

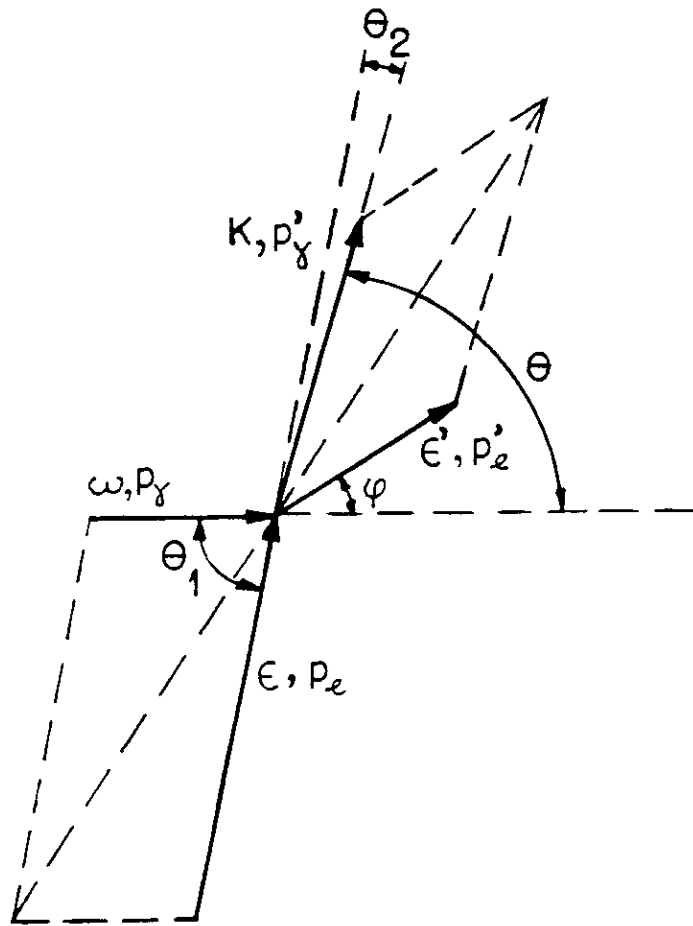


Figura V-1: Conservação de momentum no espalhamento Compton.

Quadrando estas expressões e somando, obtemos

$$p_\gamma^2 + p_e^2 + p_\gamma'^2 - 2p_e p_\gamma' (\cos \theta_1 \cos \theta + \text{sen} \theta_1 \text{sen} \theta) + 2p_\gamma p_e \cos \theta_1 - 2p_\gamma p_\gamma' \cos \theta = p_e'^2.$$

ou, como $(\cos \theta_1 \cos \theta + \text{sen} \theta_1 \text{sen} \theta) = \cos(\theta_1 - \theta) = \cos \theta_2$,

$$p_\gamma^2 + p_e^2 + p_\gamma'^2 - 2p_e p_\gamma' \cos \theta_2 + 2p_\gamma p_e \cos \theta_1 - 2p_\gamma p_\gamma' \cos \theta = p_e'^2. \quad (\text{V.3})$$

A conservação da energia relativística total exige que

$$\omega + \varepsilon = k + \varepsilon',$$

ou

$$\omega - k = \varepsilon' - \varepsilon. \quad (\text{V.4})$$

Uma relação geral entre o momentum de uma partícula de massa de repouso m e energia relativística total E é

$$E^2 = c^2 p^2 + m^2 c^4. \quad (\text{V.5})$$

Esta relação, quando aplicada para o elétron e o fóton antes e depois da interação, tendo em conta o resultado (V.4), fornece :

$$p_e^2 = \frac{\varepsilon^2}{c^2} - m^2 c^2, \quad (\text{V.6})$$

$$p_e'^2 = \frac{\varepsilon'^2}{c^2} - m^2 c^2 = \frac{(\omega - k + \varepsilon)^2}{c^2} - m^2 c^2, \quad (\text{V.7})$$

$$p_\gamma = \frac{\omega}{c}, \quad (\text{V.8})$$

$$p_\gamma' = \frac{k}{c}. \quad (\text{V.9})$$

Inserindo as expressões (V.6) a (V.9) em (V.3) resulta

$$k[\omega(1 - \cos\theta) - cp_e \cos\theta_2 + \varepsilon] = \omega(\varepsilon - cp_e \cos\theta_1). \quad (\text{V.10})$$

Tendo em conta que o termo cp_e pode ser escrito como

$$cp_e = \varepsilon\beta, \quad (\text{V.11})$$

temos finalmente

$$k = \omega \frac{1 - \beta \cos\theta_1}{1 - \beta \cos\theta_2 + \frac{\omega}{\varepsilon}(1 - \cos\theta)}. \quad (\text{V.12})$$

Vê-se da expressão acima que no caso de colisão frontal ($\theta_1 = \pi$), a energia do fóton espalhado será máxima quando ele retrocede ($\theta = \pi$):

$$k_f = \omega \frac{1 + \beta}{1 - \beta + \frac{2\omega}{\varepsilon}}. \quad (\text{V.13})$$

Considerando a relação entre a energia total do elétron e sua velocidade,

$$\varepsilon = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (\text{V.14})$$

podemos escrever

$$k_f \simeq \frac{\omega}{\left(\frac{mc^2}{2\varepsilon}\right)^2 + \frac{\omega}{\varepsilon}}. \quad (\text{V.15})$$

O valor de k_f pode inclusive ser maior que a energia do fóton incidente, como no caso de luz laser espalhada por elétrons ultrarelativísticos provenientes de um acelerador. Assim sendo, a energia do fóton espalhado pode até ser comparável à energia do elétron incidente. Este processo, chamado de efeito Compton inverso, representa um meio de transformar luz laser em radiação gama de comprimento de onda pequeno e com alto grau de polarização.

Parte VI

APÊNDICE B

VI.1 CINEMÁTICA DA INTERAÇÃO ENTRE O FÓTON E O QUASE-DÊUTERON.

Pode-se admitir que inicialmente o fóton colide com um quase-déuteron (par nêutron-próton) que se move aleatoriamente no núcleo, sendo sua energia totalmente cedida aos dois nucleons. Antes da colisão ocorrer, no sistema do laboratório (s.lab.), o fóton incidente, o nêutron e o próton possuem energia e momentum respectivamente dados por k, E_n, E_p e $\vec{k}, \vec{p}_n, \vec{p}_p$, e no sistema do centro de massa (s.c.m.) por k', E'_n, E'_p e $\vec{k}', \vec{p}'_n, \vec{p}'_p$. Após a colisão ter ocorrido, o nêutron e o próton se movem com energia e momentum E_n^*, \vec{p}_n^* e E_p^*, \vec{p}_p^* no s.lab. e $E_n'^*, \vec{p}_n'^*$ e $E_p'^*, \vec{p}_p'^*$ no s.c.m. A figura a seguir ilustra a interação primária, onde ϕ é o ângulo entre a direção do fóton incidente e a direção do quase-déuteron no s.lab.; α_1 e α_2 são os ângulos de espalhamento do próton e do nêutron relativos à direção do fóton incidente no s.lab. e θ' é o ângulo da direção do próton no estado final no s.c.m.

O uso do s.c.m. simplifica bastante o tratamento relativístico de reações entre duas partículas. A seguir vamos então obter a energia total do sistema fóton mais quase-déuteron no s.c.m. em termos das grandezas dadas no s.lab.

A quantidade $E^2 - P^2c^2 = M^2c^4$ é um invariante. Assim, aplicando-a antes da interação ocorrer, no s.lab., e depois da interação ocorrer, no s.c.m., obtém-se

$$(k + 2T + 2m)^2 - (\vec{k} + \vec{p}_n + \vec{p}_p)^2 = (E_n'^* + E_p'^*)^2 = E'^2, \quad (\text{VI.1})$$

para a energia total disponível no s.c.m., onde foi considerado $m_n \simeq m_p = m$. $T_n = T_p = T$ e por simplicidade as massas e momenta foram expressos em unidades de energia.

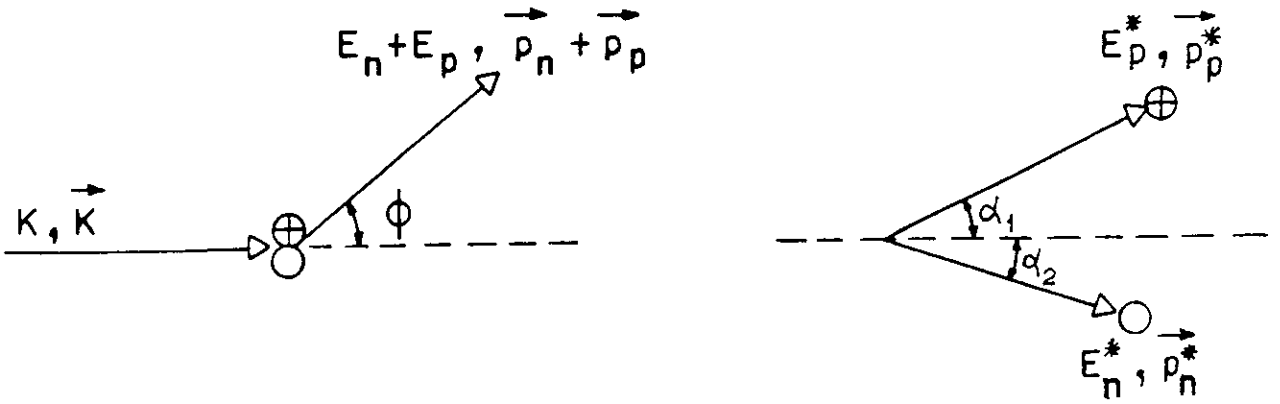
Efetuando os quadrados acima e tendo em conta que a relação entre o momentum e a energia cinética de uma partícula de massa m é dada por

$$P^2 = 2mT + T^2, \quad (\text{VI.2})$$

ANTES

DEPOIS

SISTEMA DO LABORATÓRIO



SISTEMA DO CENTRO DE MASSA

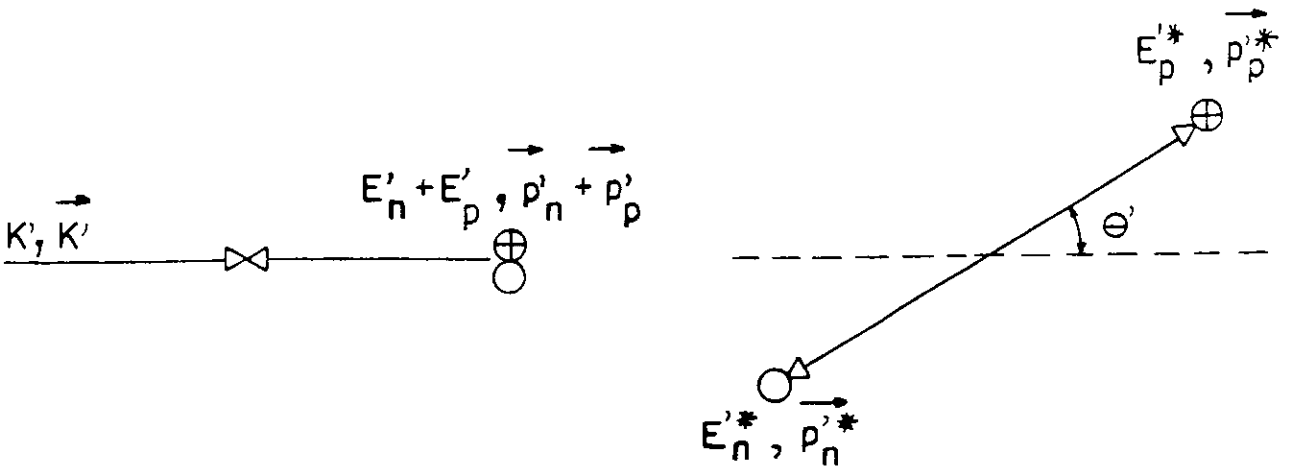


Figura VI-1: Cinemática da interação entre o fóton e o quase-déuteron.

resulta que

$$E'^2 = 2[m^2 + (T + m)(2k + T + m) - \vec{k} \cdot (\vec{p}_n + \vec{p}_p) - \vec{p}_n \cdot \vec{p}_p]. \quad (\text{VI.3})$$

Para obter as energias relativísticas finais do nêutron e próton no s.lab. deve-se usar uma transformação de Lorentz adequada. Para o próton, por exemplo, temos

$$\begin{bmatrix} p_{px}^* \\ p_{py}^* \\ p_{pz}^* \\ iE_p^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma_c & 0 & 0 & -i\gamma_c\beta_c \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ i\gamma_c\beta_c & 0 & 0 & \gamma_c \end{bmatrix} \begin{bmatrix} p_{px}' \\ p_{py}' \\ p_{pz}' \\ iE_p' \end{bmatrix}, \quad (\text{VI.4})$$

onde β_c é a velocidade do centro de massa e γ_c é o fator gama para o centro de massa, e os índices x, y, z denotam as direções de um sistema de eixos ortogonais. Considerando a direção do fóton incidente como sendo a direção do eixo-x positivo tem-se

$$\left. \begin{aligned} p_{px}' &= p_p' \cos \theta' \\ p_{py}' &= p_p' \sin \theta' \\ p_{pz}' &= 0 \end{aligned} \right\}. \quad (\text{VI.5})$$

Com isto a equação matricial acima fornece

$$\left. \begin{aligned} p_{px}^* &= \gamma_c p_p' \cos \theta' + \gamma_c \beta_c E_p' \\ p_{py}^* &= p_p' \sin \theta' \\ p_{pz}^* &= 0 \\ iE_p^* &= i\gamma_c \beta_c p_p' \cos \theta' + i\gamma_c E_p' \end{aligned} \right\}. \quad (\text{VI.6})$$

A velocidade do centro de massa de um sistema de partículas é dada pela relação entre o momentum e a energia total :

$$\vec{\beta}_c = \frac{\vec{P}}{E} = \frac{\vec{k} + \vec{p}_n + \vec{p}_p}{k + 2T + 2m}. \quad (\text{VI.7})$$

E assim o fator γ_c fica

$$\gamma_c = \frac{1}{(1 - \beta_c^2)^{1/2}} = \frac{1}{\left[1 - \left(\frac{\vec{k} + \vec{p}_n + \vec{p}_p}{k + 2T + 2m} \right)^2 \right]^{1/2}},$$

ou, tendo em conta a expressão (VI.1)

$$\gamma_c = \frac{k + 2T + 2m}{E'} \quad (\text{VI.8})$$

Como as energias e momenta dos nucleons no s.c.m. são iguais, isto é,

$$\left. \begin{aligned} E_p^* &= E_n^* = E'/2 \\ p_p^* &= p_n^* = p'^* \end{aligned} \right\}, \quad (\text{VI.9})$$

resulta que

$$E' = \sqrt{(m^2 + p'^*{}^2)} + \sqrt{(m^2 + p'^*{}^2)},$$

ou

$$p'^*{}^2 = \frac{E'^2}{4} - m^2. \quad (\text{VI.10})$$

Inserindo os resultados (VI.7) a (VI.10) na última das equações (VI.6) . a energia do próton no s.lab. fica expressa como :

$$E_p^* = \left(\frac{k + 2T + 2m}{E'} \right) \left\{ \left[1 - \left(\frac{E'}{k + 2T + 2m} \right)^2 \right]^{1/2} \cdot \left[\frac{E'^2}{4} - m^2 \right]^{1/2} \times \cos \theta' + \frac{E'}{2} \right\}.$$

ou

$$E_p^* = \left(\frac{k}{2} + T + m \right) \left\{ \left[1 - \left(\frac{2m}{E'} \right)^2 \right]^{1/2} \cdot \left[1 - \frac{E'^2}{(k + 2T + 2m)^2} \right]^{1/2} \times \cos \theta' + 1 \right\}.$$

ou ainda

$$E_p^* = g(1 + l \cos \theta'), \quad (\text{VI.11})$$

com

$$g = \frac{k}{2} + T + m \quad (\text{VI.12})$$

e

$$l = \left\{ \left[1 - \left(\frac{2m}{E'} \right)^2 \right] \left[1 - \frac{E'^2}{(k + 2T + 2m)^2} \right] \right\}^{1/2}. \quad (\text{VI.13})$$

A energia final do nêutron no s.lab. pode ser obtida analogamente por uma transformação de Lorentz, ou mais diretamente por

$$E_n^* = k + 2T + 2m - E_p^*,$$

$$E_n^* = k + 2T + 2m - g - gl \cos \theta',$$

$$E_n^* = g(1 - l \cos \theta'). \quad (\text{VI.14})$$

As energias cinéticas dos nucleons no estado final no sistema do laboratório são obtidas facilmente subtraindo de (VI.11) e (VI.14) a massa de repouso :

$$T_p^* = g(1 + l \cos \theta') - m, \quad (\text{VI.15})$$

$$T_n^* = g(1 - l \cos \theta') - m. \quad (\text{VI.16})$$

Parte VII
APÊNDICE C

VII.1 LARGURAS PARCIAIS DE DECAIMENTO.

Quando uma partícula ou fóton colide com um núcleo, a grande facilidade de troca de energia dá origem a uma característica bastante interessante das reações nucleares, a qual consiste em dividir todo o processo em duas etapas bem definidas. A primeira etapa é a formação do núcleo composto em um estado bem determinado quando a energia e momentum da radiação incidente é distribuída entre os constituintes do núcleo; a segunda etapa é a desintegração do núcleo composto, o qual perdeu completamente a memória dos detalhes de seu modo de formação^[74], ou sua transição para um estado menos excitado por meio da emissão de raios gama.

Para energias de excitação do núcleo composto não superiores a 80 MeV os canais possíveis de desexcitação são a emissão de nucleons e a fissão^[47,65]. Deste modo a largura de nível total se escreve

$$\Gamma_T = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_f, \quad (\text{VII.1})$$

onde Γ_n , Γ_p e Γ_f são respectivamente as larguras de níveis para emissão de nêutrons, emissão de prótons e fissão. Das relações gerais da teoria estatística para emissão de partículas^[66,67] e da teoria de Bohr e Wheeler para a fissão^[4] obtém-se a dependência das larguras de níveis com a energia de excitação, E^* ,

$$\Gamma_n = \frac{g_s m}{\pi^2 \hbar^2 \rho_0(E^*)} \int_0^{E^* - B_n} \sigma(\epsilon) \rho_n(E^* - B_n - \epsilon) \epsilon d\epsilon, \quad (\text{VII.2})$$

$$\Gamma_p = \frac{g_s m}{\pi^2 \hbar^2 \rho_0(E^*)} \int_{V_p}^{E^* - B_p} \sigma(\epsilon) \rho_p(E^* - B_p - \epsilon) \epsilon d\epsilon, \quad (\text{VII.3})$$

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi \rho_0(E^*)} \int_0^{E^* - B_f} \rho_f(E^* - B_f - \epsilon) d\epsilon, \quad (\text{VII.4})$$

onde ρ_0 , ρ_n , ρ_p e ρ_f são respectivamente as densidades de níveis do núcleo composto, do núcleo residual formado após emissão de nêutron, emissão de próton e no ponto de sela de fissão; g_s e m são o fator de spin e a massa do nucleon emitido; V_p , B_n , B_p e B_f

são respectivamente a energia de Coulomb, a energia de ligação do nêutron, a energia de ligação do próton e a altura da barreira de fissão; $\sigma(\epsilon)$ é a seção de choque do processo inverso de absorção do nucleon de energia cinética ϵ pelo núcleo residual,

$$\sigma(\epsilon) = \begin{cases} \pi R^2 \left(1 - \frac{V_p}{\epsilon}\right) & \text{para } \epsilon > V_p \\ 0 & \text{para } \epsilon < V_p \end{cases} \quad (\text{VII.5})$$

Portanto as larguras de níveis para emissão de nêutron, caso em que $V_p = 0$, e emissão de próton se escrevem

$$\Gamma_n = \frac{g_s m R^2}{\pi \hbar^2 \rho_0(E^*)} \int_0^{E^* - B_n} \rho_n(E^* - B_n - \epsilon) \epsilon d\epsilon, \quad (\text{VII.6})$$

$$\Gamma_p = \frac{g_s m R^2}{\pi \hbar^2 \rho_0(E^*)} \int_{V_p}^{E^* - B_p} \left(1 - \frac{V_p}{\epsilon}\right) \rho_p(E^* - B_p - \epsilon) \epsilon d\epsilon. \quad (\text{VII.7})$$

A densidade de níveis nucleares como uma função da energia de excitação geralmente é estimada adotando o modelo de gás de Fermi de partículas levemente interagentes:⁷⁵

$$\rho(E^*) = c \exp 2\sqrt{aE^*}. \quad (\text{VII.8})$$

sendo a conhecido como parâmetro densidade de níveis, e c é uma constante.

Inserindo (VII.8) em (VII.6) resulta

$$\Gamma_n = \frac{g_s c m R^2}{\pi \hbar^2 \rho_0(E^*)} \int_0^{E^* - B_n} \exp 2\sqrt{a_n(E^* - B_n - \epsilon)} \epsilon d\epsilon, \quad (\text{VII.9})$$

onde a_n é o parâmetro densidade de níveis do núcleo residual após evaporação de nêutron. Fazendo uma mudança de variáveis do tipo $4a_n(E^* - B_n - \epsilon) = x^2$, a integração de (VII.9) fornece

$$\Gamma_n = \frac{g_s c m R^2}{\pi \hbar^2 \rho_0(E^*) 2a_n} \times \left\{ (E^* - B_n)[(x_n - 1)(\exp x_n) + 1] - \frac{1}{4a_n} [6 + (x_n^3 - 3x_n^2 + 6x_n - 6) \exp x_n] \right\}, \quad (\text{VII.10})$$

com

$$x_n = 2\sqrt{a_n(E^* - B_n)}, \quad (\text{VII.11})$$

ou ainda

$$\Gamma_n = \frac{cA^{2/3}}{\pi k_0 \rho_0(E^*) 2a_n} \times \left\{ (E^* - B_n)[(x_n - 1)(\exp x_n) + 1] - \frac{1}{4a_n} [6 + (x_n^3 - 3x_n^2 + 6x_n - 6) \exp x_n] \right\}, \quad (\text{VII.12})$$

em que foi usado

$$R = r_0 A^{1/3} \quad (\text{VII.13})$$

e foi feito

$$\frac{\hbar^2}{g_s m r_0^2} = k_0. \quad (\text{VII.14})$$

A expressão para a largura de níveis para emissão de prótons, com as relações (VII.8) e (VII.14), fica

$$\Gamma_p = \frac{cA^{2/3}}{\pi k_0 \rho_0(E^*)} \int_{V_p}^{E^* - B_p} \left(1 - \frac{V_p}{\epsilon}\right) \exp 2\sqrt{a_p(E^* - B_p - \epsilon)} \epsilon d\epsilon, \quad (\text{VII.15})$$

onde a_p é o parâmetro densidade de níveis do núcleo residual após evaporação de próton.

A integração de (VII.15) conduz ao resultado

$$\Gamma_p = \frac{cA^{2/3}}{\pi k_0 \rho_0(E^*) 2a_p} \times \left\{ (E^* - B_p - V_p)[(x_p - 1)(\exp x_p) + 1] - \frac{1}{4a_p} [6 + (x_p^3 - 3x_p^2 + 6x_p - 6) \exp x_p] \right\}, \quad (\text{VII.16})$$

com

$$x_p = 2\sqrt{a_p(E^* - B_p - V_p)}. \quad (\text{VII.17})$$

Analogamente, para a largura de níveis para a fissão obtém-se

$$\Gamma_f = \frac{c\{(x_f - 1) \exp x_f\} + 1}{4\pi\rho_0(E^*)a_f} \simeq \frac{c(x_f - 1) \exp x_f}{4\pi\rho_0(E^*)a_f}, \quad (\text{VII.18})$$

com

$$x_f = 2\sqrt{a_f(E^* - B_f)}, \quad (\text{VII.19})$$

sendo a_f o parâmetro densidade de níveis do núcleo no ponto de sela de fissão.

O termo entre chaves na expressão (VII.12) de Γ_n pode ser reescrito como :

$$\begin{aligned} \{ \quad \} &= (E^* - B_n)(\exp x_n) \left(2 + \frac{1}{\exp x_n} - \frac{6}{x_n^2 \exp x_n} - \frac{6}{x_n} + \frac{6}{x_n^2} \right) \\ &\simeq 2(E^* - B_n) \exp x_n. \end{aligned} \quad (\text{VII.20})$$

Analogamente, para o termo entre chaves na expressão de Γ_p :

$$\{ \quad \} \simeq 2(E^* - B_p - V_p) \exp x_p. \quad (\text{VII.21})$$

Com estes resultados finalmente obtém-se

$$\Gamma_n \simeq \frac{cA^{2/3}}{\pi k_0 \rho_0(E^*)} \frac{(E^* - B_n)}{a_n} \exp x_n. \quad (\text{VII.22})$$

$$\Gamma_p \simeq \frac{cA^{2/3}}{\pi k_0 \rho_0(E^*)} \frac{(E^* - B_p - V_p)}{a_p} \exp x_p. \quad (\text{VII.23})$$

Para o cálculo da probabilidade de fissão é importante conhecer as razões $F = \Gamma_f/\Gamma_n$ e $G = \Gamma_p/\Gamma_n$. Assim, de (VII.18) e (VII.22) :

$$F = \frac{k_0}{4A^{2/3}} \frac{a_n}{a_f} \frac{(x_f - 1)}{(E^* - B_n)} \exp(x_f - x_n),$$

ou

$$F = \frac{k_0}{4A^{2/3}} \frac{a_n}{a_f} \frac{[2\sqrt{a_f(E^* - B_f)} - 1]}{(E^* - B_n)} \times \exp 2 \left[\sqrt{a_f(E^* - B_f)} - \sqrt{a_n(E^* - B_n)} \right], \quad (\text{VII.24})$$

ou ainda

$$F = \frac{k_0}{4A^{2/3}} \frac{[2\sqrt{ra_n(E^* - B_f)} - 1]}{r(E^* - B_n)} \times \exp \left\{ 2\sqrt{a_n} \left[\sqrt{r(E^* - B_f)} - \sqrt{(E^* - B_n)} \right] \right\}, \quad (\text{VII.25})$$

onde

$$r = \frac{a_f}{a_n}. \quad (\text{VII.26})$$

De (VII.22) e (VII.23) :

$$G = \frac{(E^* - B_p - V_p)}{(E^* - B_n)} \frac{a_n}{a_p} \times \exp \left\{ 2 \left[\sqrt{a_p(E^* - B_p - V_p)} - \sqrt{a_n(E^* - B_n)} \right] \right\},$$

ou considerando $a_p \simeq a_n$,

$$G = \frac{E^* - B_p - V_p}{E^* - B_n} \times \exp \left\{ 2\sqrt{a_n} \left[\sqrt{(E^* - B_p - V_p)} - \sqrt{(E^* - B_n)} \right] \right\}. \quad (\text{VII.27})$$

As expressões (VII.25) e (VII.27) acima são exatamente as expressões (II.49) e (II.50) usadas nos cálculos, pois $k_0 \simeq 15$ MeV quando se usa um valor de ~ 1.18 fm para o parâmetro de raio nuclear.

Parte VIII

REFERÊNCIAS

REFERÊNCIAS

- [1] J. Chadwick and M. Goldhaber, *Nature* 134, 237 (1934).
- [2] O. Hahn and F. Strassman, *Naturwiss.* 27, 11 (1939); *Naturwiss.* 27, 89 (1939).
- [3] E. Feenberg, *Phys. Rev.* 55, 504 (1939).
- [4] N. Bohr and J. A. Wheeler, *Phys. Rev.* 56, 426 (1939).
- [5] R. O. Haxby, W. E. Shoupp, W. E. Stephens, and W. H. Wells, *Phys. Rev.* 59, 57 (1941).
- [6] C. E. Roos and V. Z. Peterson, *Phys. Rev.* 124, 1610 (1961).
- [7] A. Veysi ere , H. Beil, R. Berg ere, P. Carlos, J. Fagot, A. Lepr etre, and J. Ahrens. *Nucl. Instr. Meth.* 165, 417 (1979).
- [8] H. -D. Lemke, B. Ziegler, M. Mutterer, J. P. Theobald, and N. C arjan, *Nucl. Phys.* A342, 37 (1980).
- [9] A. Lepr etre, H. Beil, R. Berg ere, P. Carlos, J. Fagot, A. De Miniac, and A. Veysi ere. *Nucl. Phys.* A367, 237 (1981).
- [10] G. P. Capitani, E. De Sanctis, C. Guaraldo, P. Di Giacomo, V. Lucherini, E. Polli, A. R. Reolon, R. Scrimaglio, M. Anghinolfi, P. Corvisiero, G. Ricco, M. Sanzone, and A. Zucchiatti, *Nucl. Instr. Meth.* 216, 307 (1983).
- [11] A. M. Sandorfi, M. J. Levini, C. E. Thorn, G. Giordano, G. Matone, and C. Schaerf, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* NS-30, 3083 (1983).
- [12] V. Bellini, V. Emma, S. Lo Nigro, C. Milone, G. S. Pappalardo, E. De Sanctis, P. Di Giacomo, C. Guaraldo, V. Lucherini, E. Polli, and A. R. Reolon, *Nuovo Cim. Lett.* 36, 587 (1983).
- [13] H. Ries, U. Kneissl, G. Mank, H. Str oher, W. Wilke, R. Berg ere, P. Bourgeois, P. Carlos, J. L. Fallou, P. Garganne, A. Veysi ere, and L. S. Cardman, *Phys. Lett.* 139B, 254 (1984).
- [14] J. Ahrens, J. Arends, P. Bourgeois, P. Carlos, J. L. Fallou, N. Floss, P. Garganne, S. Huthmacher, U. Kneissl, G. Mank, B. Mecking, H. Ries, R. Stenz, and A. Veysi ere, *Phys. Lett.* B146, 303 (1984).

- [15] M. P. De Pascale, G. Giordano, G. Matone, D. Babusci, R. Bernabei, O. M. Bilaniuk, L. Casano, S. D'Angelo, M. Mattioli, P. Picozza, D. Prosperi, C. Schaerf, S. Frullani, and B. Girolami, *Phys. Rev. C* 32, 1830 (1985).
- [16] V. Bellini, V. Emma, S. Lo Nigro, C. Milone, G. S. Pappalardo, E. De Sanctis, P. Di Giacomo, C. Guaraldo, V. Lucherini, E. Polli, and A. R. Reolon, *Nuovo Cim.* A85, 75 (1985).
- [17] 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, *Phys. Rev. Lett.* 57, 1542 (1986).
- [18] C. Guaraldo, V. Lucherini, E. De Sanctis, P. Levi Sandri, E. Polli, A. R. Reolon, S. Lo Nigro, S. Aiello, V. Bellini, V. Emma, C. Milone, and G. S. Pappalardo, *Phys. Rev. C* 36, 1027 (1987).
- [19] A. Leprêtre, R. Bergère, P. Bourgeois, P. Carlos, J. Fagot, J. L. Fallou, P. Garganne, A. Veyssièrè, H. Ries, R. Göbel, U. Kneissl, G. Mank, H. Ströher, W. Wilke, D. Ryckbosch, and J. Jury, *Nucl. Phys.* A472, 533 (1987).
- [20] S. Lo Nigro, S. Aiello, G. Lanzaò, C. Milone, A. Pagano, A. Palmeri, G. S. Pappalardo, V. Lucherini, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, P. Levi Sandri, V. Muccifora, E. Polli, A. R. Reolon, and P. Rossi, *Nuovo Cim.* A98, 643 (1987).
- [21] 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. Schaerf, and B. Girolami, *Nuovo Cim.* A100, 131 (1988).
- [22] V. Lucherini, C. Guaraldo, E. De Sanctis, P. Levi Sandri, E. Polli, A. R. Reolon, A. S. Iljinov, S. Lo Nigro, S. Aiello, V. Bellini, V. Emma, C. Milone, G. S. Pappalardo, and M. V. Mebel, *Phys. Rev. C* 39, 911 (1989).
- [23] 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, *Nuovo Cim.* A101, 789 (1989).
- [24] 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, *Phys. Rev.*

- C 44, 354 (1991).
- [25] 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. *Phys. Rev. C* 44, 1683 (1991).
- [26] Eduardo de Paiva, Tese de Mestrado, Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas-CBPF/CNPq, 1992.
- [27] E. de Paiva, J. B. Martins, E. L. Moreira, O. A. P. Tavares, J. L. Vieira, M. Capogni, L. Casano, A. D'Angelo, D. Moricciani, C. Schaerf, M. L. Terranova, D. Babusci, and B. Girolami, *Proc. Inter. Nuclear Physics Conference, Wiesbaden-Germany (GSI Darmstadt, 1992)*, page 3.2.35.
- [28] O. A. P. Tavares, J. B. Martins, E. de Paiva, E. L. Moreira, J. L. Vieira, M. L. Terranova, M. Capogni, L. Casano, A. D'Angelo, D. Moricciani, F. Ghio, B. Girolami, and D. Babusci, *Proc. Particles and Nuclei XIII Inter. Conference. Perugia-Italy (1993)*, page 397.
- [29] G. Ya. Kezerashvili, A. M. Milov, and B. B. Wojtsekhowski, *Nucl. Instr. Meth.* A328, 506 (1993).
- [30] O. A. P. Tavares, J. B. Martins, E. de Paiva, E. L. Moreira, J. L. Vieira, M. L. Terranova, M. Capogni, L. Casano, A. D'Angelo, D. Moricciani, F. Ghio, B. Girolami, and D. Babusci, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 19, 805 (1993).
- [31] O. A. P. Tavares, J. B. Martins, E. L. Moreira, M. L. Terranova, M. Capogni, L. Casano, A. D'Angelo, D. Moricciani, C. Schaerf, B. Girolami, F. Ghio, and D. Babusci, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 19, 2145 (1993).
- [32] M. L. Terranova, O. A. P. Tavares, G. Ya. Kezerashvili, V. A. Kiselev, A. M. Milov, N. Yu. Muchnoi, A. I. Naumenkov, V. V. Petrov, I. Ya. Protopopov, E. A. Simonov, E. de Paiva, and E. L. Moreira, *Pré-print CBPF-NF-004/96 (1996)*; *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 22, 511 (1996).
- [33] G. Bernardini, R. Reitz, and E. Segrè, *Phys. Rev.* 90, 573 (1953).
- [34] J. A. Jungerman and H. M. Steiner, *Phys. Rev.* 106, 585 (1957).
- [35] E. V. Minarik and V. A. Novikov, *Sov. Phys. JETP* 5, 253 (1957).

- [36] Yu. N. Ranyuk and P. V. Sorokin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **5**, 26 (1967).
- [37] A. V. Mitrofanova, Yu. N. Ranyuk, and P. V. Sorokin, *Sov. J. Nucl. Phys.* **6**, 512 (1968).
- [38] R. V. Warnock and R. C. Jensen, *J. Inorg. Nucl. Chem.* **30**, 2011 (1968).
- [39] V. Bellini, V. Emma, S. Lo Nigro, C. Milone, G. S. Pappalardo, and G. Bologna. *Nuovo Cim.* **A55**, 182 (1980).
- [40] L. G. Moretto, R. C. Gatti, S. G. Thompson, J. T. Routti, J. H. Heisenberg, L. M. Middleman, M. R. Yearian, and R. Hofstadter, *Phys. Rev.* **179**, 1176 (1969).
- [41] J. D. T. Arruda-Neto, M. Sugawara, T. Tamae, H. Ogino, H. Miyase, and K. Abe. *Phys. Rev. C* **34**, 935 (1986).
- [42] 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, *Phys. Rev. C* **41**, 354 (1990).
- [43] J. D. T. Arruda-Neto, T. Saito, M. Sugawara, T. Tamae, H. Miyase, K. Abe, K. Takahisa, O. Konno, M. Oikawa, and Simionatto, *Phys. Rev. C* **48**, 1594 (1993).
- [44] L. Federici, G. Giordano, G. Matone, G. Pasquariello, P. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M. P. De Pascale, M. Mattioli, S. Frullani, and B. Girolami. *Nuovo Cim.* **B59**, 247 (1980).
- [45] M. P. De Pascale, G. Giordano, G. Matone, P. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M. Mattioli. E. Poldi, D. Prospero, and C. Schaerf, *Appl. Opt.* **21**, 2660 (1982).
- [46] J. S. Levinger, *Phys. Lett.* **82B**, 181 (1979).
- [47] O. A. P. Tavares and M. L. Terranova, *Z. Phys.* **A343**, 407 (1992).
- [48] J. B. Martins e E. de Paiva, XVII Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil, Angra dos Reis-RJ (1994), Livro de Resumos, página 61.
- [49] A. L. F. de Barros, E. de Paiva e J. B. Martins, XVIII Reunião de Trabalho em Física Nuclear no Brasil, Águas de Lindóia-SP (1995), Livro de Resumos, página 46.
- [50] H. Yagoda, *Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions* (Wiley, New York, 1949).

- [51] O. A. P. Tavares, *Rad. Eff. Def. Sol.* 118, 105 (1991).
- [52] J. Tripier, G. Remy, J. Ralarosy, M. Debeauvais, R. Stein, and D. Huss, *Nucl. Instr. Meth.* 115, 29 (1974).
- [53] O. A. P. Tavares, *Nucl. Tracks Radiat. Measur.* 21, 239 (1993).
- [54] O. A. P. Tavares and M. L. Terranova, *Nuovo Cim.* A105, 723 (1992).
- [55] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling, *Nucl. Data Tables* A7, 233 (1970).
- [56] J. H. Hubbell, *Relatório NSRDS-NBS 29* (US Government Printing Office, Washington, 1969).
- [57] G. Audi and A. H. Wapstra, *Nucl. Phys.* A565, 1 (1993).
- [58] P. Rossi, E. De Sanctis, P. Levi Sandri, N. Bianchi, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A. R. Reolon, and G. M. Urciuoli, *Phys. Rev. C* 40, 2412 (1989).
- [59] O. A. P. Tavares and M. L. Terranova, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 18, 521 (1992).
- [60] M. L. Terranova, D. A. de Lima, and J. D. Pinheiro Filho, *Europhys. Lett.* 9, 523 (1989).
- [61] J. Ahrens, H. Borchert, K. H. Czoek, H. B. Eppler, H. Gimm, H. Gundrum, M. Kröning, P. Riehn, G. Sita Ram, A. Zieger, and B. Ziegler, *Nucl. Phys.* A251, 479 (1975).
- [62] H. G. de Carvalho, J. B. Martins, O. A. P. Tavares, R. A. M. S. Nazareth, and V. di Napoli, *Nuovo Cim.* 2, 1139 (1971).
- [63] K. Kikuchi and M. Kawai, *Nuclear Matter and Nuclear Reactions* (1st ed. pp. 33. Amsterdam : North-Holland 1968).
- [64] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J. M. Miller, and G. Friedlander, *Phys. Rev.* 110, 185 (1958).
- [65] M. L. Terranova, G. Ya. Kezerashvili, V. A. Kiselev, A. M. Milov, S. I. Mishnev, I. Ya. Protopopov, V. N. Rotaev, D. N. Shatilov, and O. A. P. Tavares, *Pré-print CBPF-NF-038/96* (1996); *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 22, 1661 (1996).
- [66] V. F. Weisskopf, *Phys. Rev.* 52, 295 (1937).


- [67] R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, Nuclear Fission (Academic, New York, 1973), chap. VII.
- [68] Y. Fujimoto and Y. Yamaguchi, Prog. Theor. Phys. 5, 76 (1950).
- [69] A. S. Iljinov, M. V. Mebel, N. Bianchi, E. De Sanctis, C. Guaraldo, V. Lucherini, V. Muccifora, E. Polli, A. R. Reolon, and P. Rossi, Nucl. Phys. A543, 517 (1992).
- [70] D. I. Ivanov, G. Ya. Kezerashvili, V. V. Muratov, V. G. Nedorezov, A. S. Sudov, and V. A. Zapevalov, Proc. Inter. Conference, Fiftieth Anniversary of Nuclear Fission, Leningrad (1989).
- [71] A. V. Ignatyuk, G. N. Smirenkin, M. G. Itkis, S. I. Mul'gin, and V. N. Okolovich, Sov. J. Part. Nucl. 16, 307 (1985).
- [72] W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Ark. Fysik, 36, 343 (1967).
- [73] A. H. Compton, Phys. Rev. 22, 409 (1923).
- [74] N. Bohr, Nature 137, 344 (1936).
- [75] H. A. Bethe, Phys. Rev. 50, 332 (1936).


**“ANÁLISE DE REAÇÕES DE FOTOFISSÃO DE
 ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{109}Bi , $^{\text{nat}}\text{Pb}$, ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pt}$, $^{\text{nat}}\text{W}$, ^{181}Ta E ^{27}Al
POR FÓTONS DE 69 MeV”**

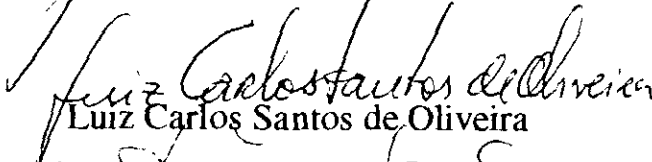
Eduardo de Paiva

Tese de Doutorado apresentada no 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


Iuda Dawid Goldman Vel Lejbman


João Dias Toledo de Arruda Neto


Luiz Carlos Santos de Oliveira


Sérgio José Barbosa Duarte

Rio de Janeiro, 04 de abril de 1997