

JOÃO LÚCIO VIEIRA

FISSÃO NUCLEAR DO ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ E ^{209}Bi INDUZIDA POR FÓTONS
MONOCROMÁTICOS E POLARIZADOS NA REGIÃO DO QUASE-DEUTERON

Tese de
Mestrado

668762
CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

- Rio de Janeiro, 1989 -

A meu pai,
que dorme para sempre
com um sono da idade
do gelo sobre o coração,
um presente de alguém
que o amou.

À minha mãe.

À minha mulher.

Aos meus filhos.

AGRADECIMENTOS

Ao Prof. JADER BENUZZI MARTINS pelo apoio, compreensão e orientação segura com a qual conduziu este trabalho.

Ao Prof. ODILON A. P. TAVARES pela especial atenção, incentivo, estímulo permanentes, valiosas discussões durante as várias etapas deste trabalho e a ajuda a mim dispensada em inúmeras dificuldades.

Aos Profs. RITA BERNABEI, CARLO SCHAEFER e SILIO D'ANGELO pelas possibilidades de irradiações com o feixe LADON do LABORATÓRIO NACIONAL DE FRASCATI (Itália) contribuindo de forma decisiva para os resultados deste trabalho.

À colega ELIZABETH MOREIRA pela assistência e empenho dado ao trabalho experimental.

Ao Prof. SÉRGIO DUARTE pelo apoio e incentivo para a realização deste trabalho.

Aos colegas MIOCO, MAURÍCIO, RENATO e VANDER pela colaboração e incentivo.

À calculista CELESTE LOPES pela fase inicial de tratamento de dados.

Às microscopistas HILDA VIEIRA, LUIZA FERREIRA, LÉSIA HRYHORCZUK e HELENA FERREIRA pelo excelente trabalho de microscopia.

À FATIMA DANTAS pela paciência, eficiência e capricho na composição gráfica deste trabalho.

À MYRIAM SIMÕES COUTINHO, Secretária da Coordenação de Formação Científica, pela simpatia e eficiência na sua área de atuação.

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas por ter proporcionado oportunidades de estudos e desenvolvimento na pesquisa científica.

RESUMO

É investigada a probabilidade de fissão de núcleos de ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi induzida por fótons monoenergéticos e polarizados de energia média de 60 e 64 MeV. Para tanto, foram utilizados empilhamentos de filmes dos diferentes alvos preparados por evaporação em vácuo sobre base de mylar em contato com folhas de policarbonato Makrofol usado como detetor de fragmentos de fissão. As amostras foram expostas a feixes de fótons monocromáticos e polarizados obtidos por "backscattering" de luz laser contra elétrons de alta energia do acelerador ADONE do Laboratório Nacional de Frascati, Itália (dose total $\sim 3\text{-}5 \times 10^9$ fótons). Identificação e contagem dos traços de fissão foram feitas utilizando microscópios óticos de LEITZ de luz transmitida. Após terem sido levadas em conta as correções de eficiência de identificação, contagem e geometria, bem como corrigidos os efeitos de atenuação dos fragmentos de fissão pelo próprio alvo, foram obtidas as seções de choque de fotofissão, σ_f . A partir de resultados experimentais de seção de choque total de fotoabsorção, σ_a^T , obtidos em Saclay para núcleos de $A > 100$ e $E_\gamma = 60$ e 64 MeV, foi possível avaliar valores de fissionabilidade nuclear (probabilidade de fissão $f = \sigma_f / \sigma_a^T$) em torno de 1% para os núcleos estudados. Os resultados experimentais são comparados com aqueles obtidos em outros laboratórios, bem como estimativas conseguidas a partir de um modelo simples que descreve as reações de fotofissão.

SUMÁRIO

AGRADECIMENTOS - - - - -	iii
RESUMO - - - - -	iv
LISTA DE FIGURAS - - - - -	vii
LISTA DE TABELAS - - - - -	x
INTRODUÇÃO - - - - -	I
CAPÍTULO I - CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS -	
FENOMENOLÓGICAS - - - - -	8
1.1 - Fotoabsorção Nuclear - - - - -	8
1.2 - Reação a Alta Energia - - - - -	10
1.3 - O Processo da Fissão -	
Fissionabilidade - - - - -	12
1.4 - Estimativa da Probabilidade de Fissão	
no Intervalo de Energia 30-80 MeV - - - - -	17
CAPÍTULO II - MÉTODO EXPERIMENTAL - - - - -	21
2.1 - Considerações Gerais - - - - -	21
2.2 - Filmes de ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi - - - - -	22
2.3 - Makrofol como Detetor - - - - -	23
2.4 - Arranjos de Alvos Detetores - - - - -	24
2.5 - Exposição aos Feixes de Fótons - - - - -	26
2.6 - Revelação - - - - -	28
2.7 - Microscopia - - - - -	33
CAPÍTULO III - RESULTADOS E DISCUSSÃO - - - - -	34

3.1 -	Seção de Choque de Fissão - - - - -	34
3.2 -	Fissionabilidade Nuclear - - - - -	36
3.3 -	Comparação entre os Resultados	
	Experimentais e Estimados - - - - -	37
	Conclusões - - - - -	46
APÊNDICE A -	ESTIMATIVA DA PROBABILIDADE	
	DE FISSÃO - - - - -	48
APÊNDICE B -	DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE	
	FISSÃO UTILIZANDO ALVO FINOS EM	
	CONTATO COM DETETORES SÓLIDOS DE	
	TRAÇOS - - - - -	57
BIBLIOGRAFIA -	- - - - -	80

LISTA DE FIGURAS

1.3.1 -	Fissionabilidade nuclear versus Z^2/A - - - - -	14
1.3.2 -	Barreira de Fissão - - - - -	16
2.4.1 -	Esquema de empilhamento dos filmes de Au, Pb, Bi com os detetores sólidos de traços - - - - -	25
2.5.1 -	Gráfico do espectro normalizado para o fóton produzido pelo sistema LADON - - - - -	27
2.5.2 -	Esquema do arranjo experimental - - - - -	29
2.6.1 -	Representação esquemática do sistema termostático utilizado no ataque químico dos detetores sólidos de traço - Makrofol - - - - -	30
2.6.2 -	Cinética do ataque químico - - - - -	32
3.2.1 -	Gráfico da seção de choque total de fotoabsorção nuclear, versus o número de massa A - - - - -	40
3.2.2 -	Gráfico da fissionabilidade nuclear versus Z^2/A , para diferentes núcleos com $E_\gamma = 60$ MeV - - - - -	41
3.3.1 -	Gráfico da fissionabilidade nuclear versus Z^2/A , onde é plotada a curva de primeira chance de fissão. Energia $E_\gamma = 60$ e 64 MeV - - - - -	42

A1 -	Parâmetro de espaçamento de nível <u>a</u> , como função do número de massa A. (reprodução do trabalho de E. Erba, U. Facchini & S. Menichella ^[79]) - - - - -	55
B1 -	Esquema do arranjo experimental onde feixe γ incide sobre o sistema alvo- detetor - - - - -	58
B2 -	Representação das curvas dos alcances dos fragmentos de fissão no alvo e no detetor - - - - -	62
B3 -	Representação de um fragmento de fissão que tem origem numa determinada distância da superfície de separação do detetor e do alvo - - - - -	63
B4 -	Representação esquemática dos ângulos de incidência ϕ_1 e ϕ_2 dos fragmentos de fissão que permitem visualizar os traços de fissão registrados no detetor - - - - -	64
B5 -	Esquema do traço de fissão revelados após o ataque químico - - - - -	66
B6 -	Gráfico de $f(u)$ versus u para o caso do alvo de ^{210}Bi , para diferentes valores de X - - - - -	68
B7 -	Representação esquemática da inclinação θ , que o plano amostra-detetor faz com o feixe de fótons incidentes - - - - -	73
B8 -	Esquema do empilhamento dos n conjuntos amostra-detetores que contribuem com	

eventos de fissão - - - - - 74

LISTA DE TABELAS

3.1.1 -	Dados pertinentes à determinação da seção de choque de fissão do ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi - - - - -	43
3.2.1 -	Seção de choque, fissionabilidade nuclear, e probabilidade de primeira chance de fissão para núcleos de $A \geq 200$ e $E_{\gamma} = 60 \text{ MeV}$ - - - - -	44
3.2.2 -	Seção de choque, fissionabilidade nuclear, e probabilidade de primeira chance de fissão para núcleos de $A \geq 200$ e $E_{\gamma} = 64 \text{ MeV}$ - - - - -	45
A1 -	Dados que permitem uma estimativa da probabilidade de primeira chance de fissão - -	56
B1 -	Dados relativos aos alvos de ^{197}Au e demais grandezas pertinentes à determinação da seção de choque de fissão para $E_{\gamma} = 64 \text{ MeV}$ - - - - -	79

INTRODUÇÃO

HISTÓRICO

Após a descoberta do nêutron, em 1932 por CHADWIK^[1], a Física Nuclear passou a ter um novo dado importante para a realização de Reações Nucleares. A captura de um nêutron, seguida de uma desintegração β , produz um novo nuclídeo de número atômico mais elevado e o processo sugeriu a FERMI^[2] a possibilidade de produção de novos elementos.

Por que não provocar uma captura de nêutrons no Urânio, último elemento (então conhecido) do sistema periódico? Se o Urânio se transformasse em um isótopo com instabilidade β , o produto de desintegração seria um elemento "Transurânico" de número atômico 93. Em 1934, Fermi e seus colaboradores^[3] realizaram uma série de experiências bombardeando Urânio com nêutrons lentos e encontraram resultados estranhos.

Em 1938, HAHN e STRANSSMAN^[4], e simultaneamente JOLIOT-I. CURIE e SAVITH^[5], publicaram seus trabalhos onde demonstravam que os elementos produzidos (produtos

radioativos), resultantes do bombardeamento de Urânio por nêutrons não eram elementos transurânicos, mas sim núcleos de massa intermediária.

A interpretação correta desses dados embaraçosos surgiu em 1939 quando HAHN e STRANSSMANN^[4], em uma comunicação à física austríaca L. MEITNER e VON FRISCH^[6], mostraram que os resultados puderam ser interpretados como sendo a divisão do núcleo de Urânio excitado (núcleo pai) em dois fragmentos (núcleos filhos) de massas intermediárias aproximadamente iguais.

Uma vez encarado como plausível este fenômeno, a evidência química de sua exatidão foi imediatamente reforçada pela evidência física.

Este fenômeno foi chamado de FISSÃO NUCLEAR, em analogia com a cisão de células. O valor de Q (quantidade de energia), dessa reação é da ordem de 200 MeV, cerca de dez vezes o da reação mais energética até então conhecida.

Observou-se, posteriormente, que a fissão do Urânio pode ser iniciada quando bombardeado com fótons, prótons, deuteronos, etc.

A fotofissão foi prevista por BOHR e WHEELER^[7] em 1939, em seu trabalho sobre a fissão nuclear, quando os primeiros modelos teóricos foram publicados.

A teoria de BOHR e WHEELER^[7] baseada no modelo da gota líquida do núcleo ofereceu uma base para a compreensão do fenômeno, cuja essência ainda é válida até hoje.

BALDWIN e KLAIBER^[8], em 1946, foram os pioneiros na utilização de um espectro de "BREMSSTRAHLUNG"* para o estudo das reações fotonucleares, usando o Betatron de 100 MeV do Laboratório de Pesquisas da General Electric. Eles foram os pioneiros na utilização de radiação de frenamento em reações fotonucleares .

GOLDHABER e TELLER^[9], em 1947, formularam um modelo para as reações fotonucleares em baixa energia (Modelo Coletivo Clássico), isto é, na região de RESSONÂNCIA GIGANTE, onde após a absorção da radiação eletromagnética, os prótons se movem coletivamente em direção oposta à dos nêutrons.

De 1933 a 1974 muitos trabalhos foram realizados com feixes de BREMSSTRAHLUNG e fótons monoenergéticos na região de baixa energia.

Um estudo sistemático de fotoprodução de nêutrons em núcleos complexos no intervalo de energia 300-1000 MeV, foi iniciado em 1964 por CARVALHO^[10-22].

* BREMSSTRAHLUNG - radiação de frenamento.

Nestes estudos foram utilizados os aceleradores do Laboratório Nacional de Frascati (Itália), do Laboratório de Orsay (França), e para energias de 1 GeV a 5,5 GeV, do Acelerador de Desy (Alemanha).

Nestes trabalhos houve a participação de pesquisadores do Grupo de Reações Fotonucleares do DNE (Departamento de Física Nuclear e Altas Energias) do CBPF (Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas), e as colaborações de pesquisadores do Instituto de Química Geral e Inorgânica da Universidade de Roma e do Laboratório de Desy (Alemanha).

De 1964 a 1989, foram estudadas, nos intervalos de energia descritos anteriormente, reações do tipo (γ, n) , e $(\gamma, 2n)$ e (γ, xn) nos seguintes núcleos: ^{12}C , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{52}Cr , ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{75}As , ^{103}Rh , ^{127}I , ^{197}Au e ^{238}U [10-22].

Pesquisadores do Instituto de Tecnologia de Lund [23-34] (Suécia), com seus trabalhos teóricos e experimentais realizados no campo da Fotoprodução de nêutrons, utilizando feixes de BREMSSTRAHLUNG produzidos pelo Elétron Síncrotron de Lund, de 1,2 GeV, deram uma grande contribuição a esse conjunto de pesquisas.

A interação de fótons de altas energias com núcleos

complexos dá origem a diferentes reações fotonucleares^[35], as quais podem ser classificadas como:

- i - Reações diretas: (γ, n) , (γ, p) , (γ, π^+) , ...
Ex.: $^{12}\text{C} (\gamma, n) ^{11}\text{C}$, $^{27}\text{Al} (\gamma, \pi^+) ^{27}\text{Al}$.
- ii - Reações de fragmentação: (γ, frag) .
Ex.: $^{197}\text{Au} (\gamma, \text{frag}) ^{24}\text{Na}$, $^{107}\text{Ag} (\gamma, \text{frag}) ^{11}\text{C}, \dots$
- iii - Reação de "spallation": (γ, ypxn) .
Ex.: $^{27}\text{Al} (\gamma, 2pn) ^{24}\text{Na}$, $^{12}\text{C} (\gamma, 2p3n) ^7\text{Be}, \dots$
- iv - Reações de fotofissão: (γ, f) .
Ex.: $^{197}\text{Au} (\gamma, f)$, $^{208}\text{Pb} (\gamma, f)$, $^{238}\text{U} (\gamma, f), \dots$

A fissão de núcleos complexos, principalmente núcleos pesados, induzida por fótons cobrindo um vasto intervalo de energias incidentes, tem sido investigada sistematicamente durante as últimas três décadas. A maioria dos resultados têm sido obtidos na região de Ressonância Gigante e para energias acima do limiar de fotoprodução de mésons^[36,37].

Em anos mais recentes, nos estudos da fotofissão de núcleos de números de massa $A \geq 200$, tem sido dada atenção a região de fotointeração assim chamada "Quase-déuteron" (E_γ , 30-140 MeV), onde a fotoabsorção nuclear tem sido descrita pelo modelo de LEVINGER^[38-40].

Dados experimentais sobre a seção de choque de fotofissão têm sido obtidos seja tratando os rendimentos de

eletrofissão com um espectro de fótons virtuais^[41], seja usando fótons monocromáticos mediante a técnica conhecida por "TAGGING PHOTON"^[42] e por aniquilamento do positron^[43].

Recentemente, a colaboração RIO-ROMA em reações fotonucleares tem usado feixe de fótons monocromáticos e polarizados (30-80 MeV), extraídos do sistema LADON do Laboratório Nacional de Frascati (INFN - LNF, FRASCATI - ITÁLIA)^[44,45], como uma fonte de fótons alternativa nas experiências de fotofissão de núcleos que exibem barreiras de fissão relativamente baixas. Resultados sobre seção de choque de fissão do ^{238}U ^[46], e do ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi ^[47] foram publicados recentemente.

O objetivo do presente trabalho é descrever e interpretar os resultados de seção de choque de fissão e fissionabilidade nuclear dos núcleos de ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi , induzida por fótons monocromáticos e polarizados de 60 e 64 MeV, obtidos através do sistema LADON^[44,45].

Os resultados serão comparados com aqueles obtidos de outros laboratórios, bem como com estimativas feitas a partir de uma descrição simples das reações de fotofissão.

No Capítulo I do nosso trabalho apresentamos um breve estudo do fenômeno da fissão, quando serão abordados modelos de CASCATA e EVAPORAÇÃO NUCLEAR, onde ocorre a competição FISSÃO-EVAPORAÇÃO.

O Capítulo II descreve os procedimentos experimentais utilizados, tais como obtenção dos filmes finos de ^{197}Au , $^{\text{mat}}\text{Pb}$, e ^{208}Bi , escolha dos detetores (Makrofol), arranjo dos alvos-detetores, exposição ao feixe, revelação e microscopia.

No Capítulo III são apresentados os resultados obtidos, contém uma descrição de como foram tratados os dados, é feita uma comparação com os de outros autores e apresentadas as conclusões finais.

Com a finalidade de tornar mais didático o presente trabalho, apresentamos dois Apêndices.

No Apêndice A é desenvolvido o método por nós empregado para a estimativa da Probabilidade de Fissão.

No Apêndice B é desenvolvido o método que permite obter a seção de choque de fissão, levando em conta o tratamento experimental por nós utilizado.

CAPÍTULO I

CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS E FENOMENOLÓGICAS

1.1 - Fotoabsorção Nuclear

Entre as interações da radiação com os núcleos complexos estão as reações fotonucleares que, dependendo da energia do fóton incidente, pode ocorrer emissão de nêutrons, prótons, produção de mésons, etc. O caráter da absorção de fótons pelo núcleo se processa de acordo com o comprimento de onda do fóton incidente.

Segundo RÖÖS e PETERSON^[48] as reações fotonucleares podem ser classificadas em função da energia E_γ e do comprimento de onda racionalizado, χ , do fóton incidente;

$$\chi = \frac{\hbar c}{E_\gamma} \approx \frac{197}{E_\gamma [\text{MeV}]} \text{ fm} \quad (1.1.1)$$

em três regiões:

a. Região de Ressonância Gigante

Nesta região ($E_\gamma \cong 5-30 \text{ MeV}$), o fóton incidente apresenta um comprimento de onda racionalizado da ordem de grandeza do diâmetro nuclear ($\cong 10-20 \text{ fm}$), onde a

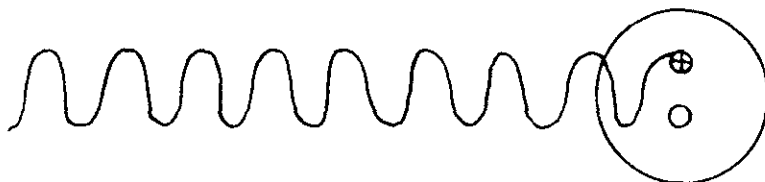
interação depende fundamentalmente do momento de dipolo induzido no núcleo como um todo.



O caráter ressonante das reações fotonucleares em baixa energia, é explicado como sendo devido à absorção da radiação de dipolo elétrico pelo núcleo como um todo.

b. Região do Quase Déuteron

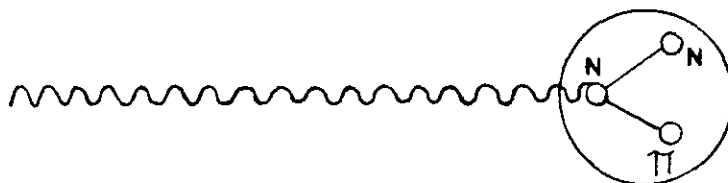
Acima de aproximadamente 30 MeV, o comprimento de onda racionalizado (λ) do fóton incidente é da ordem de grandeza de sub-unidades nucleares, havendo particularmente uma interação com o par nêutron-próton, denominado de Quase Déuteron no modelo de LEVINGER^[38-40].



A contribuição por intermédio da interação do fóton com o Quase Dêuteron é significativa a partir da Ressonância Gigante até aproximadamente 450 MeV, sendo a reação do tipo $\gamma + np \rightarrow n + p$.

c. Região Fotomesônica

Acima de aproximadamente 150 MeV o comprimento de onda racionalizado (λ) do fóton incidente é da ordem de grandeza da dimensão do nucleon havendo, portanto, uma interação dos fótons com os nucleons individuais.



O livre caminho médio dos fótons é grande na matéria nuclear, e o núcleo pode ser considerado como um aglomerado de nucleons livres. A interação primária ocorre entre o fóton e um único nucleon, havendo a produção de um ou mais mésons reais. O limiar para a produção de um méson é de aproximadamente 150 MeV, e para a dupla produção de mésons é de 350 MeV.

1.2 - Reação a Alta Energia

De acordo com SERBER^[49] e REFF^[50], o mecanismo de

interação de partículas ou fótons de altas energias com núcleos complexos pode ser dividido em dois estágios: Estágio de CASCATA e Estágio de EVAPORAÇÃO. Na fase rápida da reação, um fóton ou uma partícula interage com um nucleon individual, dando início a uma série de colisões no interior do núcleo (Cascata Nuclear). A fase de Cascata Nuclear caracteriza-se por ocorrer num intervalo de tempo da ordem de $\cong 10^{-23}$ segundos (Fase Rápida). Além disso, a emissão de partículas pelo núcleo é isotrópica, apresentando uma trajetória clássica^[51].

Nesta fase, há emissões de partículas (p,n, π , etc), ou emissão de um aglomerado de partículas (CLUSTERS) o que representa o fenômeno da fragmentação^[52].

Ao término da Cascata, se o núcleo residual apresentar uma energia de excitação menor que a energia de Corte^[53-55] não será permitida a emissão de outras partículas.

Isto ocorre nas reações chamadas diretas, do tipo (γ ,n), (γ ,p), (γ , π) e etc.

Caso o núcleo residual de Cascata apresente uma energia de excitação maior do que a energia de Corte, as colisões sucessivas podem resultar num aquecimento do núcleo como um todo, dando início ao segundo estágio da reação, chamado de estágio de Evaporação ou Fase Lenta.

A passagem da Fase Rápida ou estágio de Cascata para a Fase Lenta ou estágio de Evaporação, de acordo com alguns autores, apresenta um estágio intermediário que consiste num estágio de Pré-Equilíbrio^[56-59].

No estágio lento da reação o núcleo residual de cascata, que pode apresentar ou não uma certa energia de

excitação, se desexcita em um intervalo de tempo da ordem de 10^{-15} segundos, emitindo partículas que serão evaporadas do núcleo, resultando, então, o núcleo final de evaporação ou núcleo final de espalação (SPALLATION)^[60,61].

Os fenômenos decorrentes da emissão de partículas pelo núcleo nesta fase são descritos pela teoria da Evaporação de WEISSKOPF^[62]. Um estudo sistemático de reações de SPALLATION foi realizado recentemente por FOSHINA e outros^[63].

Durante esse processo de desexcitação, há uma competição entre a Evaporação de partículas e a Fissão Nuclear.

A fissão pode ocorrer durante o processo de evaporação, sendo fortemente dependente do parâmetro (Z^2/A) do núcleo residual e de sua energia de excitação.

1.3 - O Processo de Fissão - Fissionabilidade

A fissão pode ocorrer espontaneamente em alguns núcleos, ou ser induzida por partículas incidentes de energias apropriadas.

A fissão espontânea é comum para núcleos como ^{238}U , ^{248}Cm , ^{250}Cf , ^{256}Fm , ^{250}No , ^{254}Cf , ^{258}Fm , geralmente com massas nucleares $230 \leq A \leq 260$ e com N e Z pares. A fissão pode ser induzida até em núcleos leves.

Em vista das notáveis propriedades do processo de fissão, uma soma de esforços tem sido empregada em estudos teóricos do mecanismo da fissão nuclear. A primeira explicação deste mecanismo foi dada por BOHR e WHEELER^[7], em 1939, baseado no modelo da gota líquida aplicada ao núcleo atômico.

Até 1965^[64,65], a fissionabilidade nuclear havia sido estudada, para uma larga faixa de elementos entre o Urânio e a Prata.

A fissionabilidade nuclear, f , de um núcleo é definida como a razão entre a seção de choque de fissão (σ_f), e a seção de choque total inelástica.

$$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_T} \quad (1.3.1)$$

Os resultados experimentais mostram que a fissionabilidade decresce com o número de massa a partir do Urânio, é mínima na região da prata e do bromo, e volta a crescer na região dos núcleos leves. (Ver fig. 1.3.1)

PERFILOV^[65] encontrou uma relação empírica entre fissionabilidade e o parâmetro Z^2/A , nos estudos dos resultados experimentais das relações de fissão nuclear induzida por prótons.

$$f = \exp \left[0.682 \left(\frac{Z^2}{A} - 36.25 \right) \right]$$

(linha tracejada da figura 1.3.1)

Por esta relação, a fissionabilidade diminui com o decréscimo de Z^2/A . Entretanto, observou-se que a fissionabilidade de núcleos mais leves como a Prata, Lantânio e Antimônio eram maiores que a obtida por esta relação exponencial.

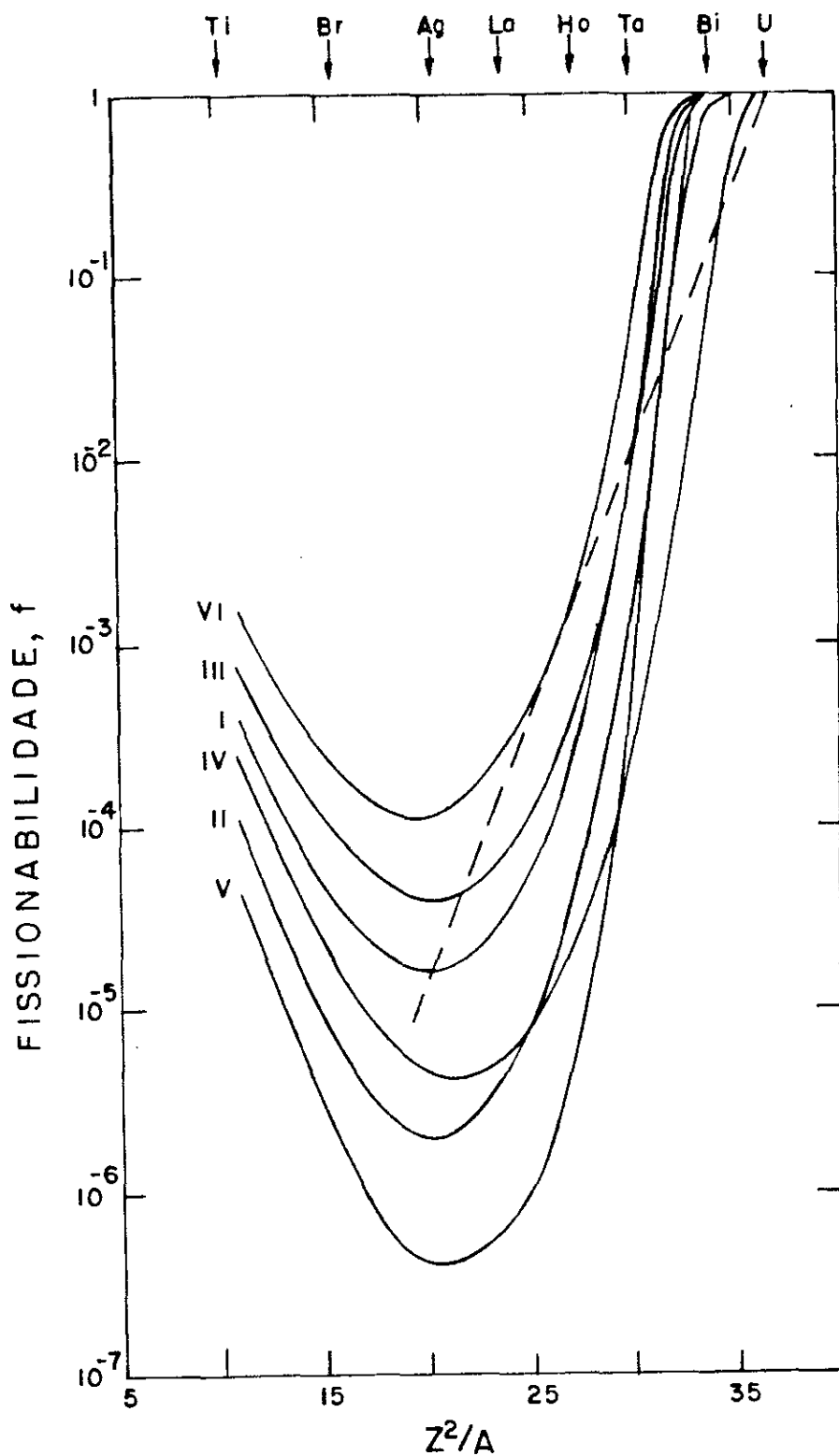


Figura 1.3.1 -

Fissionabilidade nuclear versus Z^2/A . As curvas I, II, III, IV, V e VI são estimativas de Nix e Sassi.⁽⁵⁶⁾ A reta tracejada é a relação empírica de fissionabilidade obtida por Perfilov⁽⁵⁵⁾ para reacções induzidas por prótons.

A explicação desse fato foi possível a partir de um trabalho onde várias estimativas de fissionabilidade ao longo da tabela periódica foram feitas por NIX e SASSI^[66], que levaram em consideração os efeitos da barreira de fissão sobre a fissionabilidade.

Estas estimativas para a fissionabilidade de NIX e SASSI^[66] podem ser vistas na fig. 1.3.1, bem como a relação empírica da fissionabilidade obtida por PERFILOV^[65].

A fig. 1.3.2 mostra a barreira de fissão que foi calculada com base no modelo da gota líquida no trabalho de MYERS e SWNATECKI^[67].

No trabalho de NIX e SASSI^[66] não foi considerada a fase de cascata nuclear, partindo-se tão somente de um Núcleo Composto excitado de final de Cascata para a fase final de Evaporação, onde também não foram consideradas emissões de partículas compostas como d, t, ^3H e α , mas somente a evaporação de nêutrons e prótons.

A emissão dessas partículas compostas na fase da evaporação foi introduzida por TAVARES^[68], no estudo da estimativa da fissionabilidade do Urânio, Tório e Bismuto, no intervalo de energia de 1 GeV a 6 GeV. Foi então calculada, através do método de Monte Carlo, a probabilidade que um dado núcleo composto com uma determinada energia de excitação possa se fissionar, em alguma etapa do processo de desexcitação.

As reações nucleares em energias mais altas, segundo SERBER^[49], apresentando dois estágios (Cascata e Evaporação), foram analisadas detalhadamente por BARASHENKOV et al.^[69] para energias de fótons entre 50 MeV e 1 GeV.

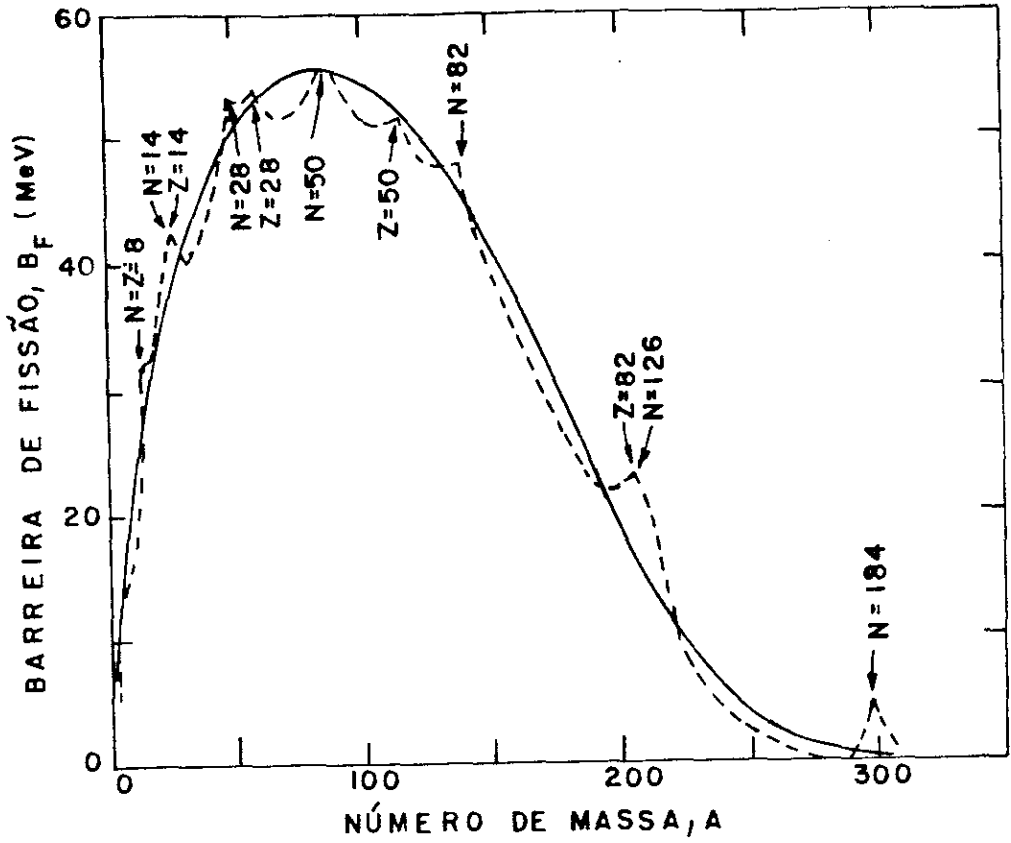


Figura 1.32 - Altura da barreira de fissão para núcleos segundo o modelo da gota líquida, reproduzida de Myers e Swiatecki^[67]. A curva tracejada mostra o efeito de camadas.

AS estimativas mais recentes de fissionabilidade de núcleos de $Z^2/A > 13$ foram obtidas por ILJINOV et al.^[70]. Estes autores consideraram além das fases de Cascata e Evaporação, a fase intermediária entre a formação do núcleo excitado e o estabelecimento do equilíbrio termodinâmico que, de acordo com alguns autores, consiste no Pré-Equilíbrio^[56-59].

1.4 - Estimativa da Probabilidade de Fissão no Intervalo de Energia 30-80 MeV

Na região de energia por nós estudada - de 30-80 MeV - é pequeno o número de trabalhos experimentais e o tratamento teórico desenvolvido nos estudos de fissionabilidade.

A partir de resultados experimentais obtidos pelo grupo de SACLAY^[71] é possível estabelecer expressões que permitem calcular com incerteza de aproximadamente 3% a seção de choque total de fotoabsorção nuclear.

Com o conhecimento da seção de choque total e da seção de choque de fotofissão, que é o objetivo deste trabalho, é possível estabelecer a fissionabilidade nuclear por via experimental,

$$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_t} \quad (1.4.1)$$

Uma estimativa de fissionabilidade nuclear foi obtida

no presente trabalho a partir das seguintes considerações. Um fóton incidente de energia $E_\gamma = 60$ MeV ou 64 MeV é absorvido pelo núcleo via um par nêutron-próton, (quase-déuteron) (Fotoabsorção Nuclear^[38-40]).

Como a energia absorvida é relativamente baixa, a probabilidade média de escape de um próton ou nêutron nesta fase da reação pode ser considerada desprezível, aproximadamente 3%^[72] resultando após o equilíbrio, um núcleo com energia de excitação média $E^* \approx E_\gamma$. Esta energia se distribui estatisticamente iniciando-se assim a fase Lenta ou de Evaporação.

Nesta fase, os canais de desexcitação significativos são a emissão de nêutrons e a fissão do núcleo. Assim, a largura de nível total para os modos de desexcitação é dada por:

$$\Gamma_t = \Gamma_n + \Gamma_f \quad (1.4.2)$$

Aqui, Γ_t é a largura total para o decaimento do núcleo composto, que é igual a soma das larguras parciais para a fissão Γ_f , e para a emissão de nêutrons Γ_n .

Da equação (1.4.2) temos:

$$\frac{\Gamma_t}{\Gamma_t} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_t} + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_t} = P_n + P_f = 1, \quad (1.4.3)$$

e ainda,

$$\frac{P_f}{P_n} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} , \quad (1.4.4)$$

onde, P_f é a probabilidade de fissão e P_n representa a probabilidade de emissão de nêutron.

Neste caso, a probabilidade de primeira chance de fissão resulta:

$$P_{f1} = \left(1 + \frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} \right)^{-1} \quad (1.4.5)$$

Evidentemente, P_{f1} não representa a fissionabilidade nuclear, pois esta quantidade não inclui as chances de fissão após sucessivas emissões de nêutrons.

Entretanto, quando $P_{f1} \simeq 1$, como é o caso de núcleos de $A \geq 220$, ou $P_{f1} \ll 1$, o que se verifica para núcleos de $A \leq 210$, tem-se $P_{f1} \simeq f$. Para os demais casos $P_{f1} < f$, com a expectativa de que o comportamento da probabilidade de primeira chance de fissão reflita àquele da fissionabilidade nuclear.

A razão Γ_n/Γ_f é obtida do modelo estatístico^[73], com o que pode se estimar a fissionabilidade nuclear, conforme:

$$f \simeq P_{f1} = \left[1 + \frac{2r^{1/2} A^{2/3} (E^* - B_n)}{15 a_n^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2}} \times \right. \\ \left. \times \exp \left[2 a_n^{1/2} \left\{ (E^* - B_n)^{1/2} - r^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} \right\} \right] \right]^{-1}$$

(1.4.6)

No Apêndice A apresentamos o desenvolvimento do do tratamento analítico para obtenção da equação anterior, bem como a descrição de cada parâmetro.

CAPÍTULO II

MÉTODO EXPERIMENTAL

2.1 - Considerações Gerais

Toda a experiência foi realizada com a finalidade de determinar a seção de choque de fissão, bem como a fissionabilidade nuclear, dos núcleos de ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi .

O chumbo natural é constituído por quatro isótopos, sendo 52,4% de ^{208}Pb , 22,1% de ^{207}Pb , 24,1% de ^{206}Pb , e 1,4% de ^{204}Pb , sendo o último radioativo com a meia vida de 10^{17} anos. O ^{197}Au e o ^{209}Bi são monoisotópicos.

Filmes destes alvos foram obtidos por evaporação em vácuo sobre folhas de Mylar, colocando-se os alvos em contato com folhas de Makrofol, servindo as últimas de detetores de fragmentos de fissão.

Cada conjunto de alvos-detetores foi encapsulado a vácuo e, posteriormente, expostos a um feixe de fóton.

O trabalho de identificação e contagem dos traços de fragmentos de fissão após a revelação, foi feito em microscópios óticos de luz transmitida, LEITZ ORTOLUX.

Finalmente, levados em conta os fatores de eficiência

de identificação, geometria e contagem de traços, bem como os efeitos de auto-absorção pelo alvo, foram obtidas as seções de choque de fissão e a fissionabilidade.

2.2 - Filmes de ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi

Foram preparados 24 alvos finos de Ouro de alta pureza, Chumbo natural e Bismuto metálico, respectivamente, obtidos por evaporação em vácuo sobre folhas de Mylar, no Laboratório do DNE no CBPF.

Sobre folhas de Mylar de $1,716 \text{ mg/cm}^2$, que serviram de suporte, foram obtidos,

- i. $\sim 1,5 \text{ mg/cm}^2$ de ^{197}Au ;
- ii. $\simeq 5,5 \text{ mg/cm}^2$ de ^{209}Bi ; e
- iii. $\simeq 4,3 \text{ mg/cm}^2$ de $^{\text{nat}}\text{Pb}$.

A eficiência do evaporador usado permitiu um aproveitamento de aproximadamente 60% de cada material escolhido para a obtenção dos filmes.

A quantidade de material, bem como a espessura, depositado sobre as folhas de Mylar foi obtido por diferença de massa.

As folhas de Mylar que serviram de suporte para os filmes foram previamente lavadas em água corrente e, em seguida, em água destilada, sendo depois postas para secar na temperatura ambiente. Este procedimento garantiu uma perfeita fixação dos filmes. O manuseio destes filmes, bem como o uso em experiências posteriores, mostraram terem sido corretos os

procedimentos adotados na fixação do material.

Os filmes, com dimensões de 3,5 cm x 3,5 cm, foram colocados em contato com folhas de Makrofol que serviram de detetor de fragmentos de fissão.

Finalmente, os dois conjuntos de 24 alvos-detetores para cada elemento, foram etiquetados para posterior identificação e encapsulados a vácuo.

2.3 - O Makrofol como Detetor

Na última década, nos estudos envolvendo a detecção de fragmentos de fissão, grande atenção tem sido dada ao uso de detetores sólidos de traços, como plásticos polimerizados e policarbonatos^[74]

Os detetores sólidos de traços^[74] têm mostrado ser, em princípio, recomendáveis para experiências de fissão de elementos de massa intermediária, cobrindo um largo intervalo de número de massa.

Tal é o caso do Makrofol que, além de suportar um intenso fluxo de fótons necessário à experiência, apresenta uma sensibilidade para registros de traços de fissão superior à da Mica e do Vidro^[75] sendo, inclusive, capaz de registrar traços deixados por partículas Alfa (α) de baixa energia, o que o torna recomendável para experiências de fissão de elementos de número de massa $A \geq 100$.

O Makrofol oferece, ainda, a vantagem de não apresentar, previamente, um background prejudicial à identificação e contagem de traços de fissão.

As diferenças de propriedades de registros para cada detetor plástico, determina qual é o mais adequado para o estudo da fissão de determinado elemento.

No presente trabalho, onde o objetivo é o estudo da fissão do Au, Pb e Bi na região de energia de 30-80 MeV, foi escolhido o Makrofol por suas características como detetor de fragmentos nucleares e de fissão.

As folhas de Makrofol* com espessura de aproximadamente 100 μm , após serem expostas aos feixes de fótons, foram atacadas quimicamente em uma solução de NaOH 6,25 N a uma temperatura de 60°C, durante o tempo de uma hora, tempo este necessário para uma completa revelação dos traços de fissão.

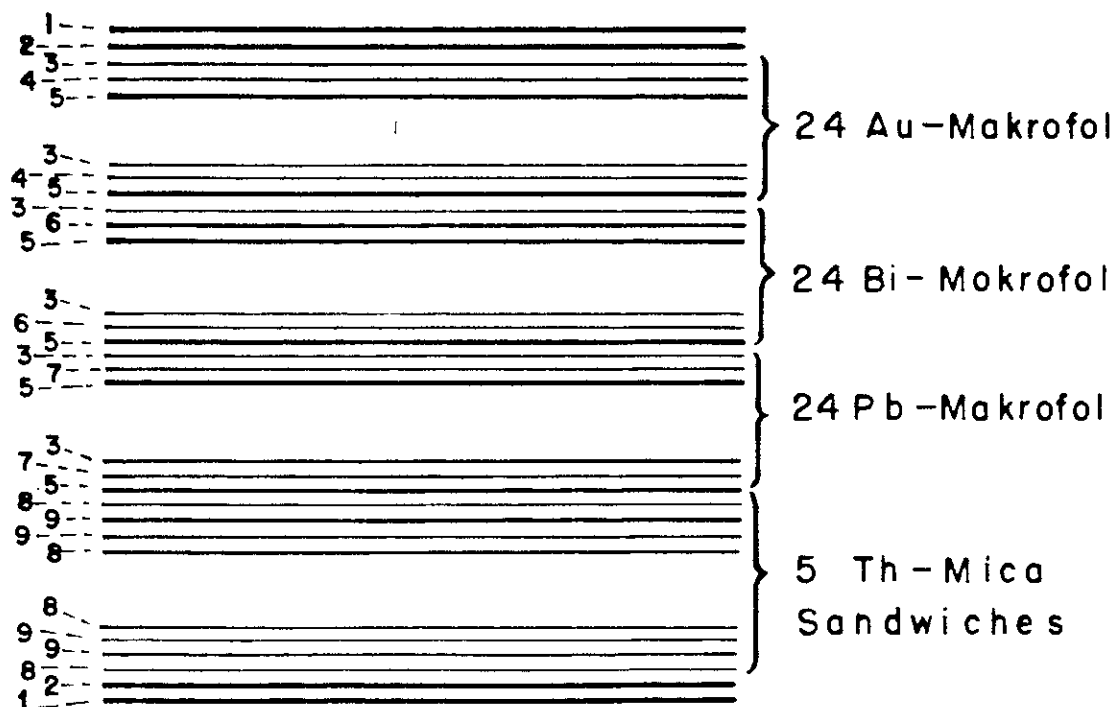
2.4 - Arranjos dos Alvos-detetores

Foram preparados dois conjuntos de alvos-detetores, formando um empilhamento (stack), contendo cada um 24 pares de Au-Makrofol, Pb-Makrofol e Bi-Makrofol, respectivamente.

Para montagem dos stacks, cada detetor foi previamente identificado quanto a sua posição no empilhamento e energia do fóton a ser exposto (E_1 e E_2).

Cada stack foi ainda identificado quanto à posição a ser colocado em relação à incidência do feixe de fótons (entrada do feixe - saída do feixe, etc.).

* Makrofol N Autfrag 90002 (0,7 kg), Bayer AG.



- 1 — Plasticos
- 2 — Etiquêtas
- 3 — Mylar
- 4 — Au
- 5 — Makrofol
- 6 — Bi
- 7 — Pb
- 8 — Mica
- 9 — Th

Figura 2.4.1 - Representação esquemática do empilhamento de filmes de Au, Pb, Bi e os detectores sólidos de traços de fissão (Makrofol).

Após estes procedimentos, cada stack foi finalmente encapsulado a vácuo, resultando cada stack com uma espessura de aproximadamente 10 mm. A figura (2.4.1) mostra, em detalhe, um esquema deste procedimento. A referência a filmes de Tório que aparece nesta figura refere a um trabalho posterior de fotofissão deste elemento.

2.5 - Exposição aos Feixes de Fótons

Cada conjunto formado pelos alvos-detetores foi exposto a feixes de fótons de diferentes energias, obtidas no sistema LADON^[44,45] do Laboratório Nacional de Frascati (Itália).

O sistema LADON produz feixes de fótons monocromáticos e linearmente polarizados como resultado do espalhamento de luz de laser contra um feixe de elétrons de alta energia (Compton backscattering)^[44].

Tais feixes de fótons têm uma resolução em energia de aproximadamente 7,6% para energia $E_{\gamma} \approx 60$ MeV, e são quase completamente polarizados (0,99%). A intensidade é próxima a 10^5 fótons por segundo. Os espectros dos feixes disponíveis por este sistema, apesar de não serem absolutamente monocromáticos, possuem valores médios de energia (\bar{E}), muito próximos aos picos das distribuições.

Os dois stacks foram expostos a feixes de fótons de energia nominal de 65 e 71 MeV, o que representa uma energia efetiva média, respectivamente, de 60 e 65 MeV (ver fig. 2.5.1) com uma dose total de fótons, respectivamente igual a $2,8 \times 10^9$ e $4,8 \times 10^9$ quanta. Para se obter uma melhor eficiência de

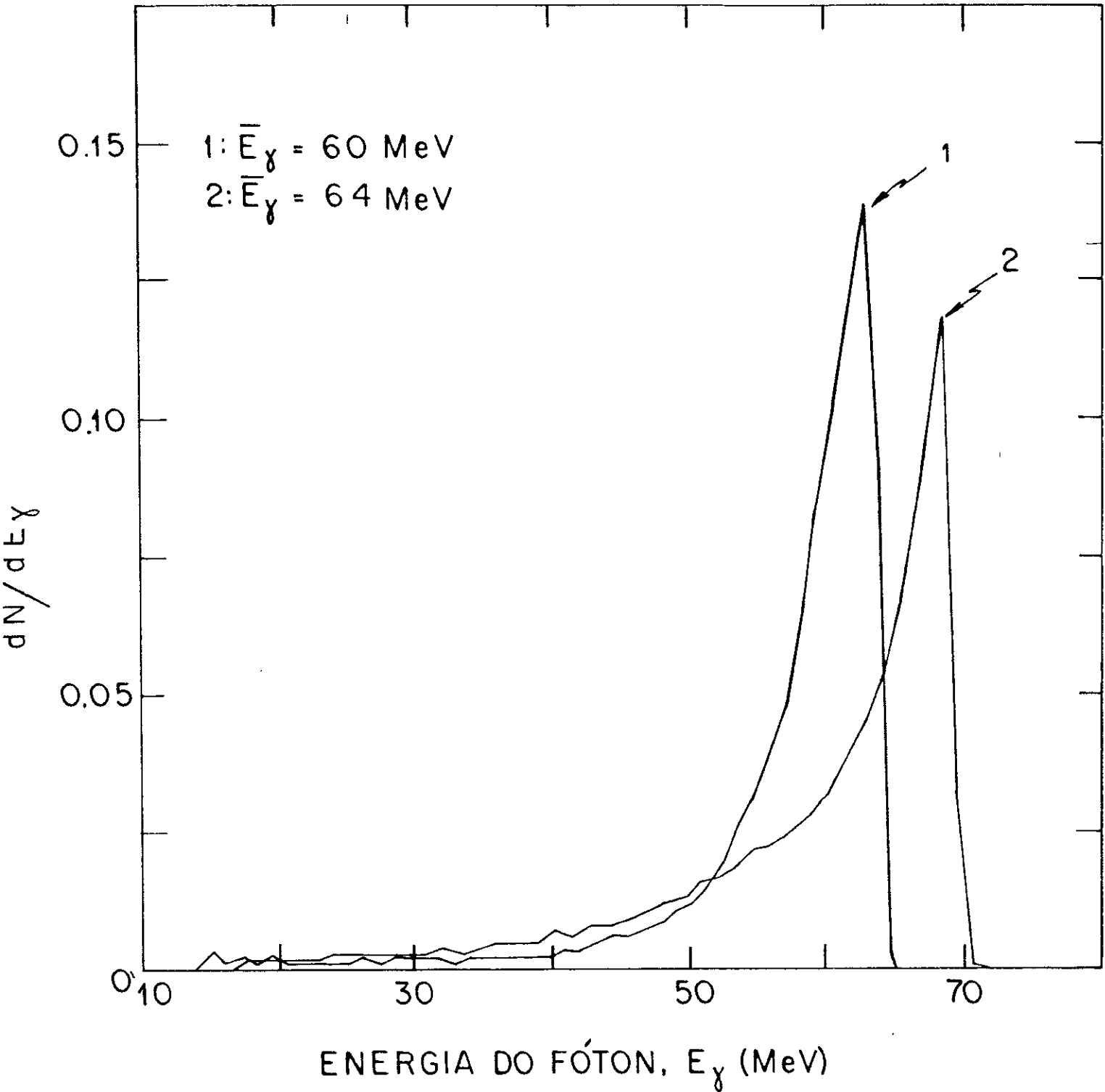


Figura 2.5.1 - Gráfico do espectro normalizado para o fóton produzido pelo Sistema Ladon para fótons de energia de 65 MeV (curva 1) e 75 MeV (curva 2). A energia média \bar{E}_γ é indicada para cada caso.

registro de traços, os stacks foram posicionados de modo que o conjunto alvo-detetor ficasse com uma inclinação de 45° em relação a direção do feixe incidente (ver fig. 2.5.2).

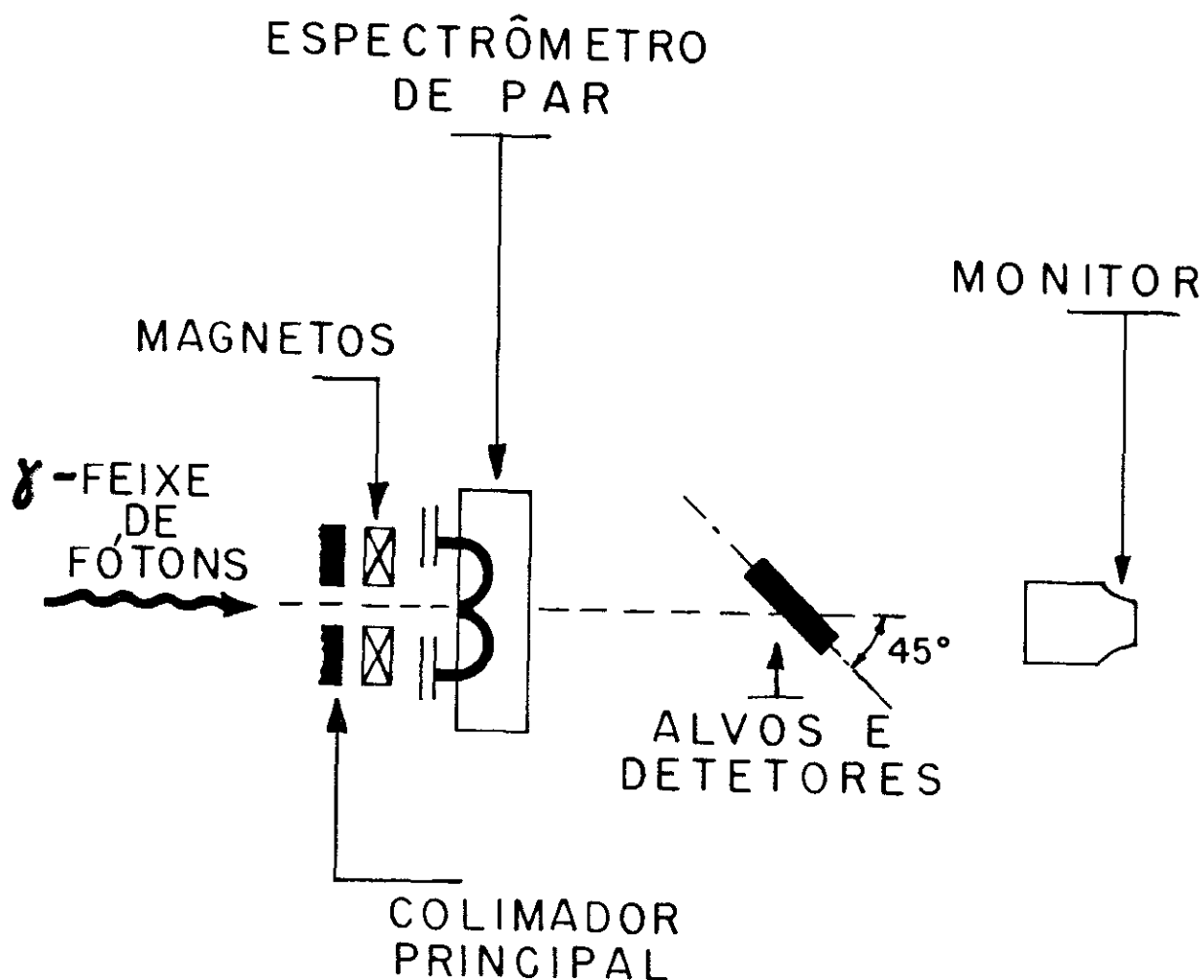
2.6 - Revelação

Após a exposição, as folhas de Makrofol foram submetidas a um processo químico de revelação, em solução de NaOH 6,25 N a uma temperatura de 60°C durante o tempo de ataque de uma hora, com a finalidade de tornar visíveis ao microscópio ótico as trajetórias deixadas pelos fragmentos nucleares.

As folhas de Makrofol foram colocadas em um becker contendo uma solução de NaOH 6,25 N.

O becker foi, por sua vez, colocado em uma cuba termostática contendo óleo a uma temperatura de 60°C , durante um tempo de uma hora.

A figura (2.6.1) mostra um esquema deste procedimento experimental.



- O Feixe de Fótons é inicialmente colimado mediante um par de Colimadores. Em seguida passa através de Magnetos com o objetivo de limpar o feixe de partículas carregadas. O Espectrômetro de Par tem a finalidade de medir a Energia E_{γ} dos Fótons incidentes sobre os alvos. Finalmente, a dose total é medida num Monitor de Cristal de NaI(Tl).

Figura 2.52 - Esquema do arranjo experimental. Inclinação do conjunto alvo detetor em relação ao feixe de foton incidente.

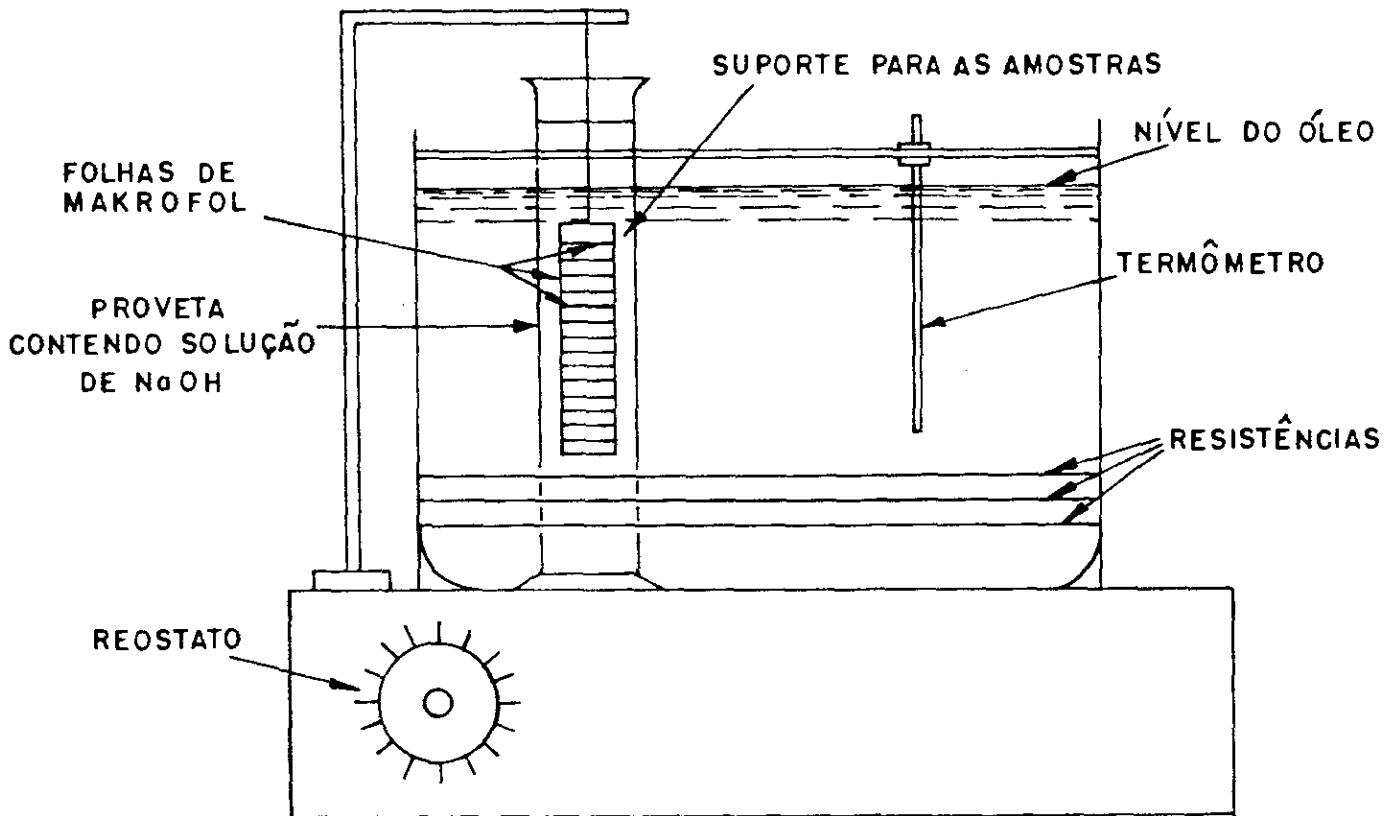


Figura 2.6.1 - Representação esquemática do sistema termostático utilizado no ataque químico das folhas de Makrofol.

A determinação da velocidade geral de ataque químico V_G , para o Makrofol, foi feita a partir de medidas da espessura removida em função do tempo de ataque químico.

Assim, as espessuras das folhas de Makrofol foram medidas com micrômetro de precisão, antes e após o período de ataque químico.

Foi obtida a espessura removida numa superfície pela expressão:

$$\Delta X = (X_0 - X) / 2, \quad (2.6.1)$$

onde X_0 é a espessura inicial e X a espessura após um tempo de ataque químico t .

A velocidade geral de ataque químico, V_G , é dada pelo coeficiente angular da reta que se obtém de um gráfico ΔX versus t (ver figura 2.6.2). Para o Makrofol utilizado no presente trabalho, e nas condições acima especificadas, a velocidade geral de ataque V_G obtida foi como:

$$V_G \approx 0,73 \pm 0,04 \mu\text{m/h.}$$

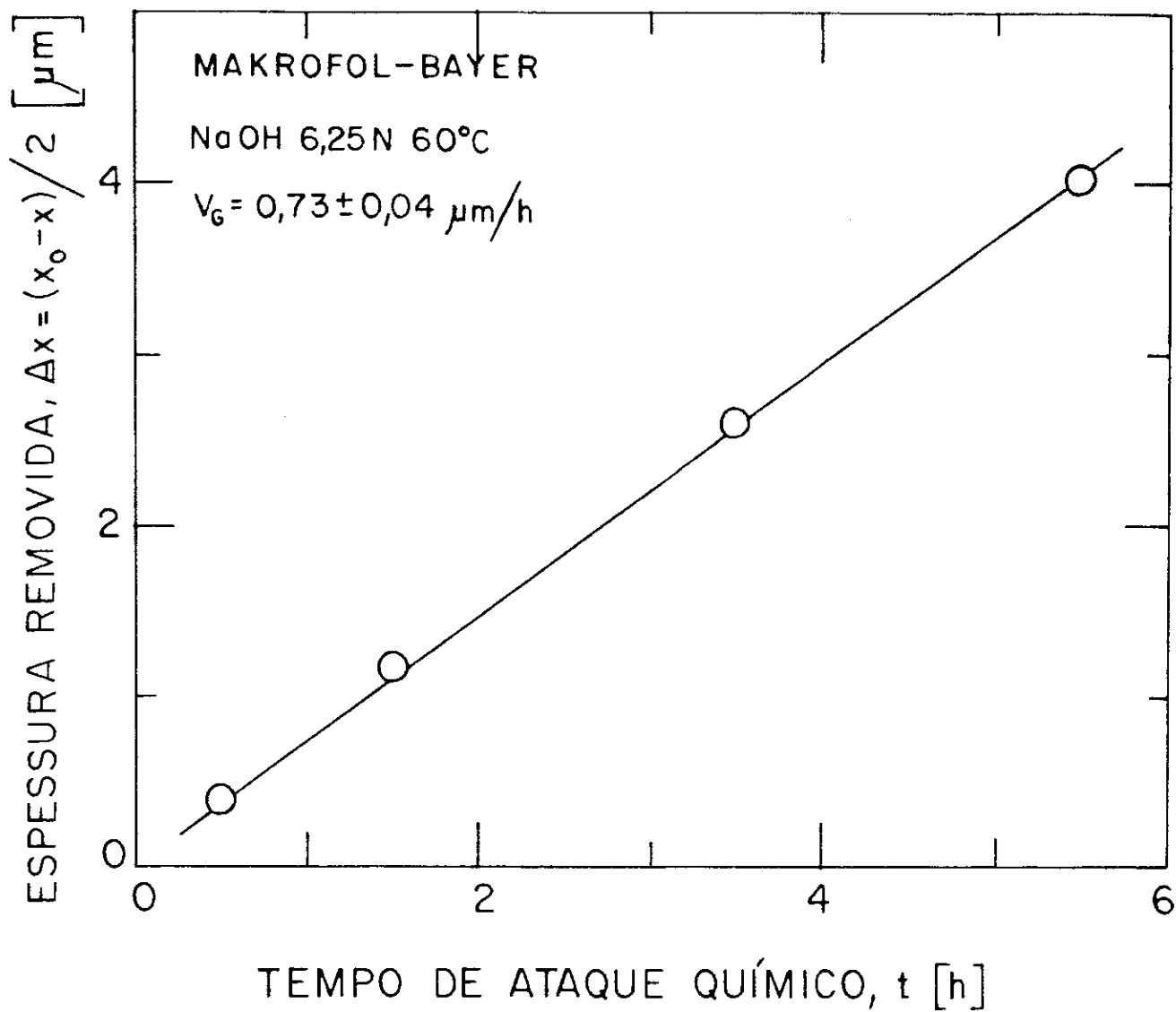


Figura 2.62 - Gráfico da espessura removida Δx versus o tempo de ataque químico Δt , a uma temperatura de 60°C, para o Makrofol.



No final de cada ataque químico, as folhas de Makrofol foram lavadas em água corrente e em água destilada, e, depois de secas, foram fixadas em lâminas de vidro, o que permite o seu manuseio ao microscópio ótico.

2.7 - Microscopia

O trabalho de identificação e contagem dos traços de fragmentos de fissão revelados no Makrofol, foi feito por dois observadores em cada detetor, e o resultado controlado por um terceiro observador.

Este procedimento permitiu obter o número de traços coincidentes para um duplo "scanning". O número total geral de eventos observados no Scanning de 24 detetores de cada elemento foi obtido então pela equação [80] ;

$$N = \frac{N_A \cdot N_B}{N_{AB}}$$

onde:

N_A é o número de eventos observados pelo observador A;

N_B é o número de eventos observados pelo observador B; e

N_{AB} é o número de eventos coincidentes.

Os eventos foram identificados ora utilizando-se ocular 12.5X e objetiva 10X, ora utilizando-se ocular 25X e objetiva 10X, tendo cada microscopista e microscópio correspondente sua própria calibração.

CAPÍTULO III

RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1 - Seção de Choque de Fissão

Uma vez obtidos os valores da fissionabilidade nuclear para ^{197}Au , ^{208}Pb e ^{208}Bi em função da energia incidente, conforme descrito no parágrafo 1.4, a grandeza que realmente importa conhecer e discutir é a seção de choque de fotofissão por fótons monocromáticos e polarizados na região de energia estudada. Com isto, nós poderemos determinar os valores experimentais da fissionabilidade nuclear e compará-los com aqueles estimados por via teórica.

Uma vez conhecidos o número de átomos por cm^2 para cada elemento alvo, N_a , o número total de eventos correspondentes aos fragmentos de fissão registrados, N_e , e o fluxo de fótons incidentes, Q , para cada irradiação com fótons monocromáticos e polarizados de energias E_γ , as seções de choque poderiam ser obtidas mediante a equação abaixo.

$$\sigma(E_0) = \frac{N_e}{N_a \cdot Q} \quad (3.1.1)$$

Para o presente trabalho é necessário, no entanto,

introduzir correções para a determinação da seção de choque de fissão, em virtude do arranjo experimental que é mostrado no Capítulo II, (fig. 2.5.2) e da constituição do conjunto alvos-detetores (fig. 2.4.1).

Em virtude dessas condições experimentais, a fórmula da seção de choque passa a ser escrita:

$$\sigma = \frac{N \cdot \text{sen}\theta}{Q_t \cdot N_a \cdot 1/2 \cdot \sum_{i=1}^n X_{Mi} \epsilon_{oi}} \quad , \text{ para } X_o > X_M \quad (3.1.2)$$

$$\sigma = \frac{N \cdot \text{sen}\theta}{Q_t \cdot N_a \cdot 1/2 \cdot \sum_{i=1}^n X_{oi} \epsilon_{oi} \left(2 - \frac{X_{oi}}{X_{Mi}} \right)} \quad , \text{ para } X_o < X_M \quad (3.1.3)$$

Sendo:

N = número total geral de traços de fissão observados no scanning de n detetores do empilhamento;

θ = ângulo de inclinação da direção do feixe com o plano formado pelo conjunto alvo-detetor (45°);

X_o = espessura da amostra alvo;

X_M = maior valor de X_o permitido para a espessura dos alvos;

ϵ_o = eficiência de detecção para alvo fino;

Q_t = número total de fótons incidentes.

Nessas equações, levamos em conta a inclinação dos

alvos em relação ao feixe de fótons incidentes de 45° , e o fato de nossos alvos constituírem-se em um empilhamento (stack), de um número de filmes contendo os núcleos que estão sendo estudados e os respectivos detetores.

No Apêndice B, apresentamos o desenvolvimento do tratamento analítico para a obtenção dessas fórmulas, bem como a descrição dos parâmetros nelas utilizados. Na Tabela (3.1.1) apresentamos os dados relevantes para a determinação final dos valores da seção de choque. Os erros indicados são apenas estatísticos.

3.2 - Fissionabilidade Nuclear

A fissionabilidade nuclear (probabilidade de fissão) é definida pela relação entre a seção de choque de fissão σ_f , e a seção de choque total inelástica ou de fotoabsorção nuclear, σ_a^T , isto é:

$$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_a^T} . \quad (3.2.1)$$

No presente trabalho, a seção de choque total de fotoabsorção nuclear foi estimada a partir de resultados experimentais obtidos pelo grupo de SACLAY^[7], dos quais foi possível deduzir expressões simples que permitem avaliar σ_a^T com incerteza média de 3%. A Figura (3.2.1) é uma representação gráfica dos dados de SACLAY de σ_a^T para núcleos de número de massa $A \geq 100$, e para energias do fóton de 60 e 64 MeV. O

método de mínimos quadrados aplicado aos pontos experimentais nesta figura permitiu obter as expressões:

$$\sigma_{\alpha}^T = 0.089 A^{0.97} \text{ mb} , E_{\gamma} = 60 \text{ MeV} \quad (3.2.2)$$

$$\sigma_{\alpha}^T = 0.060 A^{1.042} \text{ mb} , E_{\gamma} = 64 \text{ MeV} \quad (3.2.3)$$

Os valores encontrados para a seção de choque de fissão, σ_f , para os núcleos de ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ e ^{209}Bi considerados no presente trabalho, são apresentados nas Tabelas (3.2.1) e (3.2.2), onde são comparados com os obtidos por outros laboratórios e com diferentes técnicas [41-43,46,76].

Na figura (3.2.2), representamos a fissionabilidade nuclear versus Z^2/A , $E_{\gamma} = 60 \text{ MeV}$, para os núcleos estudados no presente trabalho, onde incluímos também resultados obtidos por outros autores para ^{154}Sm , ^{174}Yb , ^{232}Th e $^{235,238}\text{U}$.

Valores obtidos para a fissionabilidade nuclear são mostrados nas Tabelas (3.2.1) e (3.2.2).

3.3 - Comparação entre os Resultados Experimentais e Estimados

Nas tabelas acima referidas serão apresentados ainda os resultados das estimativas para a probabilidade de primeira chance de fissão obtidas da equação (1.4.6).

Nos elementos pesados, a fissionabilidade decresce com a diminuição da razão Z^2/A , como mostrado na figura

(1.3.1). Podemos ver que do Urânio até o Ouro, a fissionabilidade é uma função monótona decrescente. Nos elementos leves podemos verificar que a fissionabilidade varia de modo inverso, isto é, crescendo com a diminuição da razão Z^2/A . Ver figura (1.3.1).

No caso do presente trabalho, os valores de Z^2/A que utilizamos, são os valores dos próprios núcleos alvos iniciais. Na verdade, o núcleo que se fissiona é aquele que emitiu poucas partículas (nêutrons, essencialmente) na fase da Evaporação.

Como, em virtude da barreira Coulombiana, e já que as energias dos nucleons que saem são baixas, nesta faixa de energia por nós estudada, é mais provável a saída de um número bem maior de nêutrons do que de prótons.

Isto faz com que haja um aumento da razão Z^2/A aumentando, em consequência, a fissionabilidade no caso dos núcleos estudados.

No caso da probabilidade de primeira chance de fissão, lembramos que, evidentemente, P_{f1} , não representa a fissionabilidade nuclear, pois esta quantidade não inclui as chances após sucessivas emissões de nêutrons. Entretanto, quando $P_{f1} \approx 1$, como é o caso de núcleos de $A \geq 220$, ou $P_{f1} \ll 1$, o que se verifica para núcleos de $A \leq 210$, tem-se $f \approx P_{f1}$.

Para os demais casos $P_{f1} < f$, com a expectativa de que o comportamento da probabilidade da primeira chance de fissão reflita aquele da fissionabilidade nuclear.

Evidentemente, em virtude dos números mágicos de prótons e nêutrons, verificamos que há uma variação da

fissionabilidade em decorrência da variação da barreira de fissão para núcleos que exibem estrutura de camada fechada (ou seus vizinhos). No caso dos núcleos por nós estudados, devemos levar em conta o seguinte: ^{197}Au com 79 prótons e 118 nêutrons está relativamente afastado dos números mágicos, 82 (prótons) e 126 (nêutrons). ^{208}Pb apresenta o chumbo 208 com uma proporção de 52,4%. Este isótopo do chumbo é um duplo mágico. O Bismuto 209 é mágico no número de nêutrons, 126. Estas características são levadas em consideração na obtenção das fissionabilidades calculadas.

Para o ^{197}Au , cujo resultado experimental é o único na literatura nestas energias, verificamos que os valores encontrados estão abaixo da estimativa teórica na qual levamos em conta a primeira chance de fissão, figura (3.3.1). No caso de 60 MeV, o resultado da fissionabilidade do ouro praticamente coincide com a probabilidade da primeira chance de fissão.

Para 64 MeV, o resultado estimado é maior que o encontrado experimentalmente, porém, no conjunto, o acordo entre resultados calculados e medidos de fissionabilidade pode ser considerado satisfatório, tendo em vista as incertezas associadas aos valores estimados, bem como as dificuldades experimentais.

Finalmente, pode-se ver os efeitos de camada na barreira de fissão e/ou no parâmetro a_n claramente manifestados na região do chumbo.

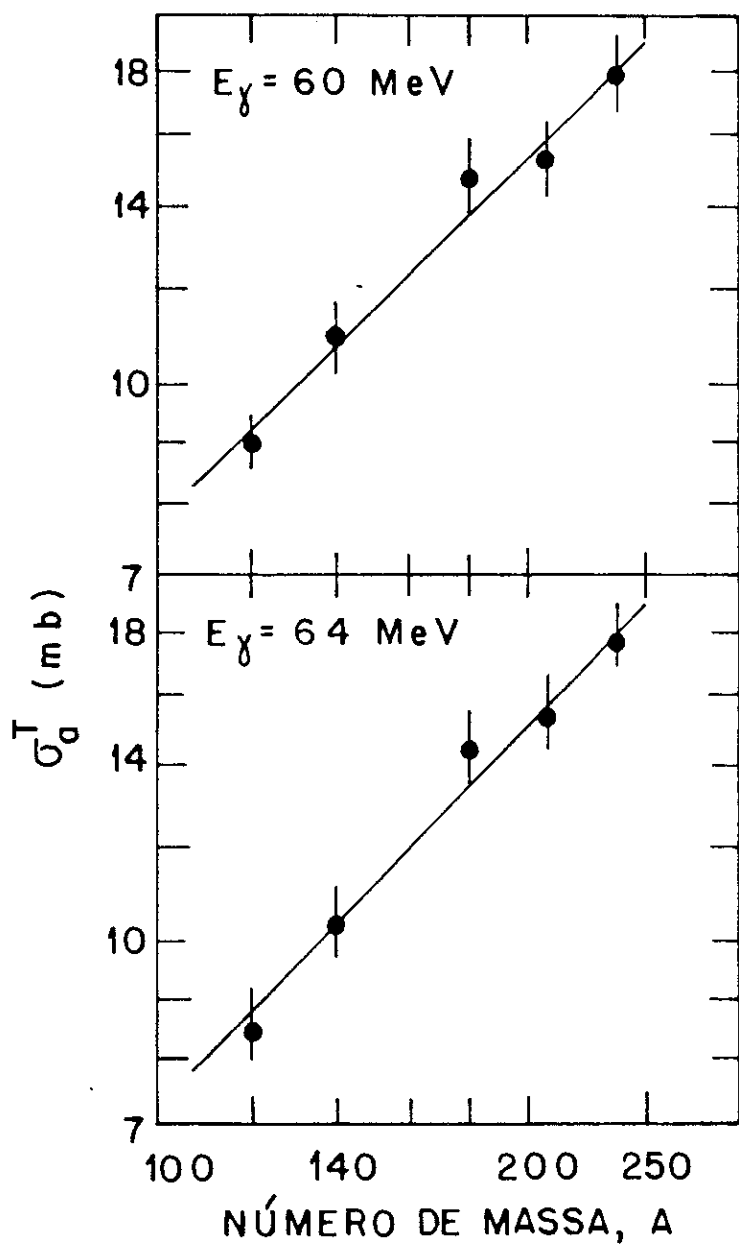


Figura 3.2.1 - Seção de choque total de fotoabsorção, σ_a^T , versus o número de massa A, para os núcleos de Sn, Ce, Ta, Pb e U, com $E_\gamma = 60$ MeV e 64 MeV.

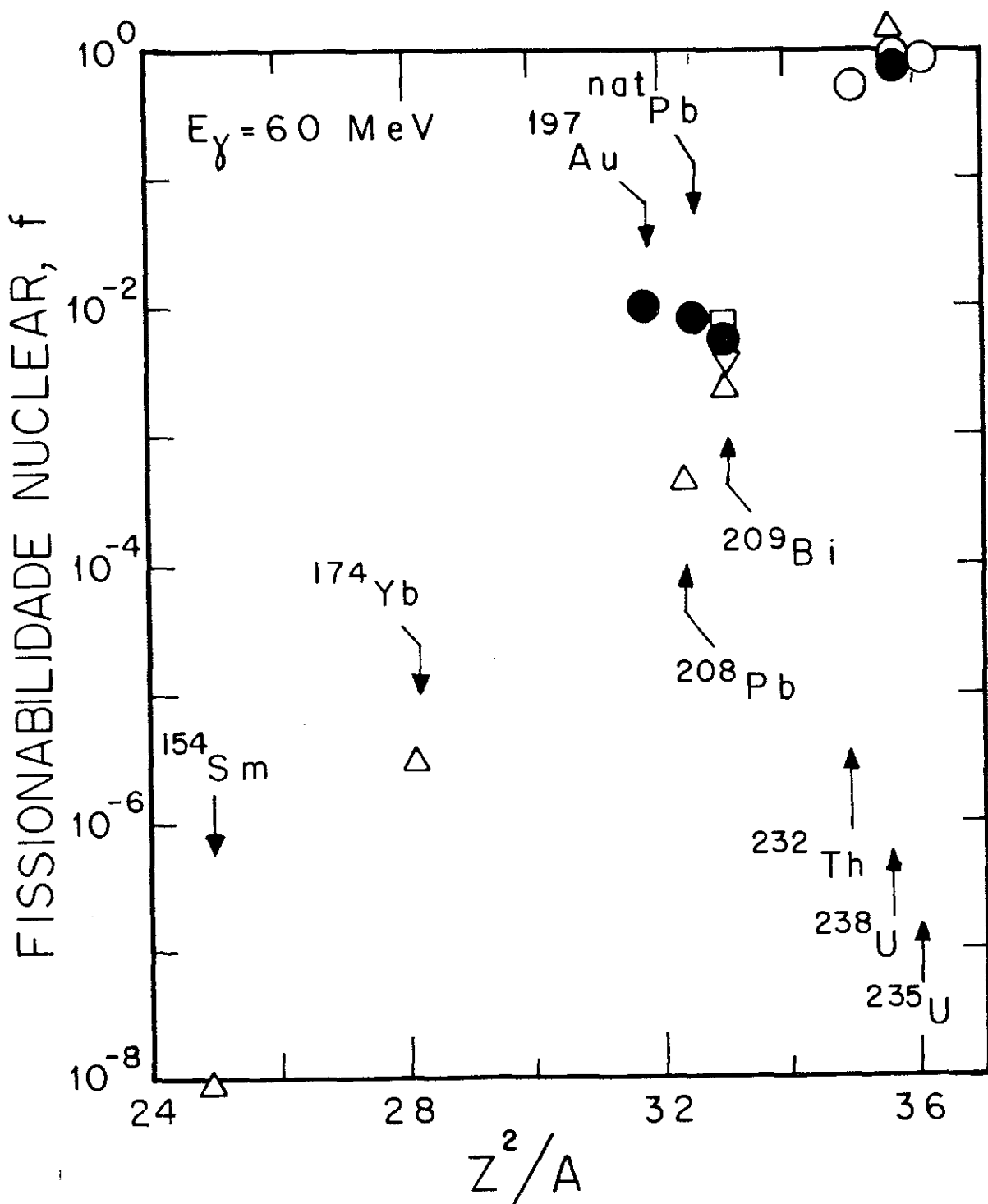


Figura 3.2.2 - Gráfico da fissionabilidade versus Z^2/A para a energia $E_\gamma = 60$ MeV. Os dados que aqui aparecem são: ●, presente trabalho e ref. [46]; ○, ref. [42]; ▲, ref. [76]; □, ref. [41]; ▼, ref. [43]

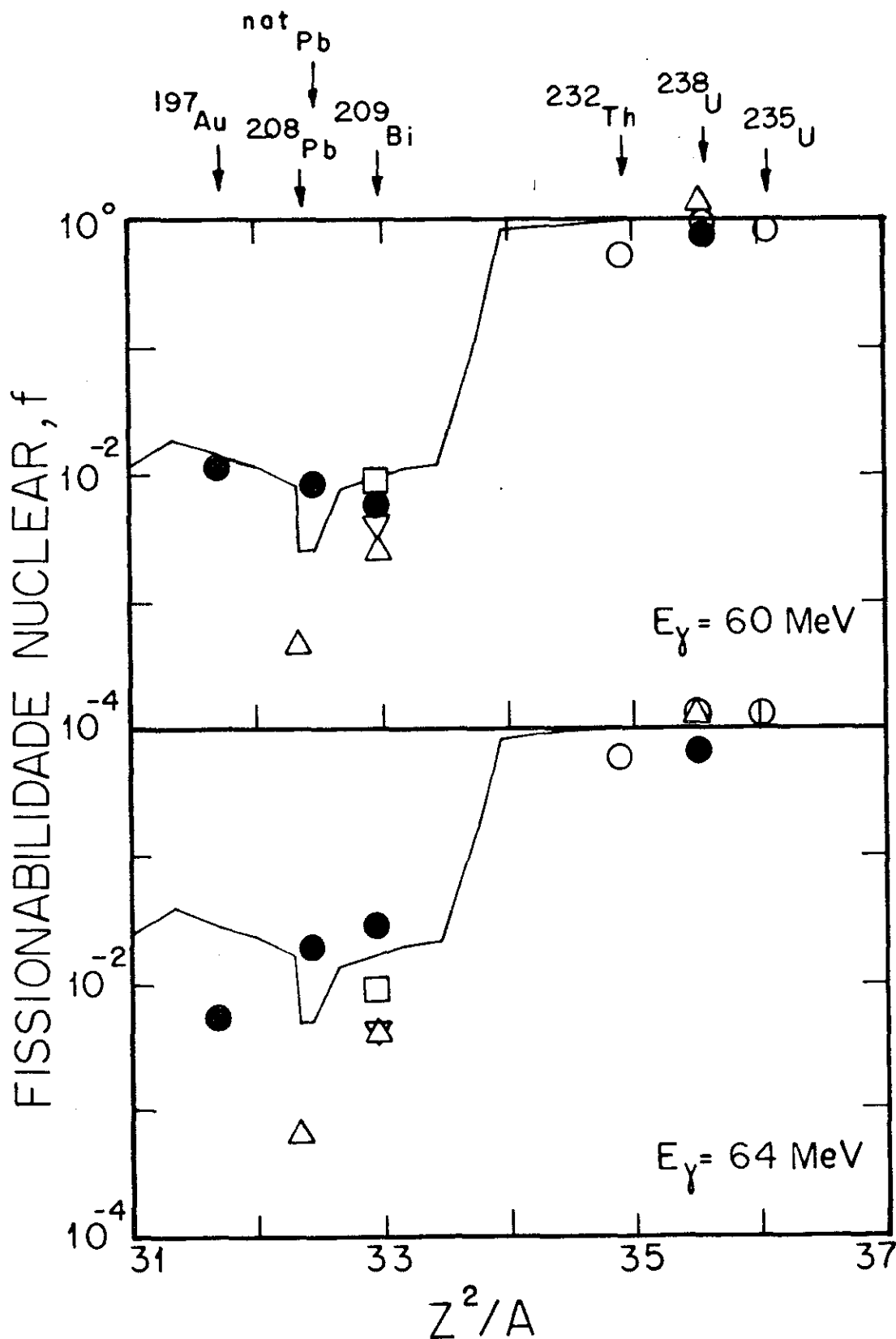


Figura 3.3.1 - Gráfico da fissionabilidade nuclear versus Z^2/A obtidos através dos dados das tabelas (3.2.1) e (3.2.2) para $E_\gamma = 60 \text{ MeV}$ e 64 MeV . A linha cheia representa a Probabilidade de primeira chance de fissão. Os pontos experimentais representam: ●, presente trabalho e ref. [46]; ○, ref. [42]; △, ref. [76]; □, ref. [41]; ▽, ref. [43].

TABELA 3.1.1 - DADOS PERTINENTES À DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FISSÃO DO ^{197}Au ; natPb e ^{209}Bi

E_{γ}^{\dagger} (MeV)	Dose total Q_t ($10^9 \gamma$)	Núcleo Alvo	ρ ($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	x_0 (μm)	$N^{\#}$	$\sum_{i=1}^{24} X_i^*$	σ_f (mb)
60 -	2.81	^{197}Au	19.32	0.7 ± 0.2	27 ± 5	14.3	0.16 ± 0.03
		natPb	11.35	3.6 ± 0.5	32 ± 6	38.5	0.13 ± 0.03
		^{209}Bi	9.77	5.8 ± 0.8	24 ± 5	49.0	0.09 ± 0.02
64	4.75	^{197}Au	19.32	0.7 ± 0.1	18 ± 4	13.7	0.07 ± 0.02
		natPb	11.35	3.1 ± 0.9	105 ± 10	34.4	0.28 ± 0.06
		^{209}Bi	9.77	5.2 ± 0.9	150 ± 12	38.9	0.41 ± 0.09

$\dagger \bar{E}_{\gamma}$ é a energia média do espectro de energia dos fótons.

$\# N$ é o número total de eventos observados.

* $X = x_0 \cdot \epsilon_0 \left(2 - \frac{x_0}{x_m} \right)$, $x_0 < x_m$

$X = x_m \epsilon_0$, $x_0 > x_m$

$$^1 \sigma_f [\mu\text{b}] = 23.5 x \frac{N}{\sum_i^{24} X_i} \frac{\rho}{A} Q_t [10^9]$$

TABELA 3.2.1 - SEÇÃO DE CHOQUE, FISSIONABILIDADE NUCLEAR, E PROBABILIDADE DE PRIMEIRA CHANCE DE FISSÃO PARA NÚCLEOS DE $A \geq 200$ E $E_\gamma = 60$ MeV.

Núcleos alvos	Z^2/A	σ_a^T [mb]*	σ_f^{exp} [mb]	$f = \sigma_f / \sigma_a^T$	$P_{f_1}^\dagger$
^{235}U	36.02	17.8	15 ± 4^a	0.84 ± 0.22	1
^{238}U	35.56	18.0	16 ± 2^a 14 ± 5^b 25 ± 1^d	0.89 ± 0.11 0.78 ± 0.27 1.4 ± 0.1	1
^{232}Th	34.91	17.5	9 ± 1^a	0.51 ± 0.06	1
^{209}Bi	32.96	15.8	$(9 \pm 2) \times 10^{-2c}$ $(4.5 \pm 0.7) \times 10^{-2d}$	$(5.7 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ $(2.8 \pm 0.4) \times 10^{-3}$	9.1×10^{-3}
natPb	32.45	15.7	0.12 ± 0.02^e $(6 \pm 1) \times 10^{-2f}$	$(7.6 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ $(3.8 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	2.6×10^{-3}
^{209}Pb	32.33	15.8	$(13 \pm 3) \times 10^{-2c}$ $(7 \pm 1) \times 10^{-3d}$	$(8.3 \pm 1.9) \times 10^{-3}$ $(4.4 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	2.5×10^{-3}
^{197}Au	31.68	15.0	$(16 \pm 3) \times 10^{-2c}$	$(1.1 \pm 0.2) \times 10^{-2}$	1.4×10^{-2}

* $\sigma_a^T = 0.089A^{0.97}$ mb, $A > 100$ (deduzido a partir de resultados experimentais da ref. [71]).

^aref. [42]; ^bref. [46]; ^cPresente trabalho; ^dref. [76]; ^eref. [41]; ^fref. [43].

[†]Valores para a primeira chance de fissão, P_{f_1} , calculado pela eq. (1.4.6)

TABELA 3.2.2 - SEÇÃO DE CHOQUE, FISSIONABILIDADE NUCLEAR E PROBABILIDADE DE PRIMEIRA CHANCE DE FISSÃO PARA NÚCLIOS DE $A \geq 200$ e $E_\gamma = 64$ MeV

Núcleos alvos	Z^2/A	σ_a^T [mb] †	σ_f^{exp} [mb]	$f = \sigma_f / \sigma_a^T$	$P_{f,1}$ †
^{235}U	36.02	17.7	19 ± 3^a	1.1 ± 0.2	1
^{238}U	35.56	18.0	21 ± 3^a 12 ± 3^b 22 ± 1^d	1.2 ± 0.2 0.66 ± 0.17 1.2 ± 0.1	1
^{232}Th	34.91	17.5	9.8 ± 0.9^a	0.56 ± 0.05	1
^{209}Bi	32.96	15.7	0.41 ± 0.09^c $(6.0 \pm 0.9) \times 10^{-2d}$ 0.13 ± 0.02^e $(6 \pm 1) \times 10^{-2f}$	$(2.6 \pm 0.6) \times 10^{-2}$ $(3.8 \pm 0.5) \times 10^{-3}$ $(8.3 \pm 1.3) \times 10^{-3}$ $(3.8 \pm 0.6) \times 10^{-3}$	1.6×10^{-2}
natPb	32.45	15.6	$(28 \pm 6) \times 10^{-2c}$	$(1.8 \pm 0.4) \times 10^{-2}$	4.9×10^{-3}
^{208}Pb	32.33	15.6	$(10 \pm 1) \times 10^{-3d}$	$(6.4 \pm 0.6) \times 10^{-4}$	4.6×10^{-3}
^{197}Au	31.68	14.8	$(7 \pm 2) \times 10^{-2c}$	$(5 \pm 1) \times 10^{-3}$	2.9×10^{-2}

† $\sigma_a^T = 0.060A^{1.042}$ mb, $A \geq 100$ (deduzido a partir de resultados experimentais da ref. [71]).

^a ref. [42]; ^b ref. [46]; ^c presente trabalho; ^d ref. [76]; ^e ref. [41]; ^f ref. [43].

† Valores para a primeira chance de fissão, $P_{f,1}$, calculado pela eq. (1.4.6)

CONCLUSÕES

No desenvolvimento do presente estudo de reações de fotofissão, foi considerada a região de energia onde o fóton incidente interage com o par nêutron-próton (região do Quase-Déuteron), onde medimos e estimamos as probabilidades de fissão de ^{197}Au , ^{208}Pb e ^{209}Bi nas energias de 60 e 64 MeV.

Com a técnica de detetores sólidos de traços para registro de traços de fragmentos de fissão determinamos as seções de choque de fotofissão para os núcleos mencionados. Os resultados de nossas medidas e as seções de choque calculadas foram confrontados, inclusive com os obtidos por diferentes autores.

Embora possam existir ainda imprecisões nos cálculos, bem como erros inerentes às medidas realizadas e descritas nos parágrafos precedentes, nossos resultados são suficientes para concluir que:

- 1 - A fotofissão na região da energia estudada, apresenta seção de choque muito pequena, da ordem de décimos de milibarn nas condições experimentais do presente trabalho. É pequeno o número de eventos de fotofissão obtidos para $E_{\gamma} \leq 100$ MeV, o que torna pobre a estatística.
- 2 - A probabilidade de emissão de nêutrons é muito pequena (3%), logo após a absorção de fótons de energia

$$E_{\gamma} \leq 100 \text{ MeV.}$$

- 3 - O comportamento básico da seção de choque de fotofissão na região de energia 30-80 MeV pode ser entendido pelo mecanismo de interação via quase-déuteron, seguido da competição Fissão-Evaporação.
- 4 - Foi obtido um bom acordo entre as fissionabilidades calculadas e as estimadas, apesar das baixas probabilidades de fissão dos núcleos estudados.
- 5 - O resultado obtido para o ^{197}Au é único na literatura. O resultado do ^{201}Pb , comparado com o de outros laboratórios para ^{208}Pb , mostra que a fissionabilidade determinada por estes laboratórios é muito menor em relação à previsão da curva relativa à primeira chance de fissão. No caso do ^{209}Bi , os nossos resultados estão em bom acordo com os de outros laboratórios.

Continuaremos o estudo sistemático, que estamos realizando para outras energias do fóton incidente. Isto permitirá esclarecer melhor o comportamento da fissão de núcleos de $A \approx 180-210$ induzida por fótons de energia na região do quase-déuteron.

APÊNDICE A

ESTIMATIVA DA PROBABILIDADE DE FISSÃO

No Capítulo I, seção 1.4., apresentamos um resumo do estudo da estimativa da probabilidade de fissão induzida por fótons de energia $E_{\gamma} \approx 60-64$ MeV. Apresentaremos aqui o desenvolvimento do tratamento analítico para a obtenção de uma equação que permita obter valores estimados da fissionabilidade nuclear, bem como a descrição dos parâmetros envolvidos nesta equação.

Uma estimativa da fissionabilidade nuclear foi obtida a partir das seguintes considerações, descritas a seguir. Um fóton incidente de energia $E_{\gamma} = 60$ ou 64 MeV, é absorvido pelo núcleo via um par nêutron-próton, quase dêuteron (fotoabsorção nuclear)^[38-40]. Como a energia absorvida é relativamente baixa, a probabilidade média de escape de um próton ou nêutron nessa fase da reação pode ser considerada desprezível ($\leq 3\%$)^[72], resultando após o equilíbrio, um núcleo de energia de excitação média $E^* \approx E_{\gamma}$, o que caracteriza a fase de Evaporação.

Para energias de excitação relativamente baixas, os canais de desexcitação significativos são a emissão de nêutrons

e a fissão do núcleo. Assim, a largura de nível total para os modos de desexcitação, é dada por:

$$\Gamma_t = \Gamma_n + \Gamma_f . \quad (A1)$$

Aqui, Γ_t é a largura total para o decaimento do núcleo composto, que é igual a soma das larguras parciais para a fissão Γ_f , e para emissão de partículas, no caso nêutrons, Γ_n .

Da equação (A1) temos:

$$\frac{\Gamma_t}{\Gamma_t} = \frac{\Gamma_n}{\Gamma_t} + \frac{\Gamma_f}{\Gamma_t} = P_n + P_f = 1 , \quad (A2)$$

e também

$$\frac{P_f}{P_n} = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = F , \quad (A3)$$

onde P_f é a probabilidade de fissão e P_n é a probabilidade de emissão de um nêutron.

Das equações (A2) e (A3) podemos escrever:

$$\frac{1}{P_f} = \frac{F + 1}{F} = 1 + \frac{1}{F} . \quad (A4)$$

Assim, a probabilidade de fissão pode ser calculada como:

$$P_f = \frac{F}{1 + F} \quad (A5)$$

Neste caso, a probabilidade de primeira chance de fissão, resulta na equação:

$$P_{f1} = (1 + \Gamma_n / \Gamma_f)^{-1}. \quad (A6)$$

Evidentemente, P_{f1} não representa a fissionabilidade nuclear, pois aquela quantidade não inclui as chances de fissão após sucessivas emissões de nêutron.

Entretanto, quando $P_{f1} \approx 1$, como é o caso de núcleos de $A \geq 220$, ou $P_{f1} \ll 1$, o que se verifica para núcleos de $A \leq 210$, tem-se $P_{f1} \approx f$

Para os demais casos $P_{f1} < f$, com a expectativa de que o comportamento da probabilidade da primeira chance de fissão reflita aqueie da fissionabilidade nuclear.

A razão Γ_f / Γ_n é obtida do modelo estatístico^[73], com o que pode-se estimar a fissionabilidade nuclear, como mostramos a seguir:

$$F = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{\kappa_0 \cdot a_n \left[2 \cdot \sqrt{a_f} \cdot \sqrt{E^* - B_f} - 1 \right]}{4 \cdot a_f \cdot A^{2/3} (E^* - B_n)} \times \exp \left[2 \sqrt{a_f} \cdot \sqrt{E^* - B_f} - 2 \sqrt{a_n} \times \sqrt{E^* - B_n} \right] \quad (A7)$$

$$\text{sendo } K_n = \frac{h^2}{g.m.r_0^2}, \text{ onde :}$$

$$g = 2,$$

m = massa do nêutron, e

r_0 = parâmetro do raio nuclear. Podemos

calcular o valor da constante K_0 , tomando $r_0 = 1.17$ fm, obtendo $K_0 = 15$ MeV.

Na equação (A6) o termo -1 do colchete pode ser desprezado para $E^* \gg B_f$. Logo, expressando as energias em MeV, temos:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{15}{4} \cdot \frac{2a_n \sqrt{a_f} \cdot \sqrt{E^* - B_f}}{a_f \cdot A^{2/3} (E^* - B_n)} \times$$

$$\exp \left[2 \sqrt{a_n} \left(\sqrt{E^* - B_f} \cdot \sqrt{a_f/a_n} - \sqrt{E^* - B_n} \right) \right]$$

(A8)

Sendo a_f o parâmetro de densidade de nível do núcleo no ponto de seia de fissão, e a_n aquele para o núcleo residual após emissão de um nêutron, fazemos:

$$r = \frac{a_f}{a_n} \tag{A9}$$

Assim, a equação (A8) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{15}{2} \cdot \frac{\sqrt{a_n} \cdot \sqrt{E^* - B_f}}{\sqrt{\Gamma} \cdot A^{2/3} (E^* - B_n)} \times$$

$$\exp \left[2 \cdot \sqrt{a_n} \left[\sqrt{E^* - B_f} \cdot \sqrt{\Gamma} - \sqrt{E^* - B_n} \right] \right]$$

(A10)

Combinando as equações (A6) e (A9) obtemos a probabilidade de fissão para a assim chamada "primeira chance de fissão", isto é, antes da evaporação de um nêutron. De outro modo, estas equações fornecem uma estimativa da fissionabilidade nuclear mediante a fórmula:

$$f \approx P_{f,1} = \left[1 + \frac{2 \cdot \Gamma^{1/2} \cdot A^{2/3} (E^* - B_n)}{15 \cdot a_n^{1/2} \cdot (E^* - B_f)^{1/2}} \times \right.$$

$$\left. \exp \left[2 \cdot a_n^{1/2} \cdot \left[(E^* - B_n)^{1/2} - \Gamma^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} \right] \right] \right]^{-1}$$

(A11)

Nesta equação:

$\Gamma = a_f/a_n$ é a razão entre os parâmetros de densidade de nível do núcleo no ponto de sela de fissão e do núcleo residual após a emissão de nêutrons;

B_n é a energia de ligação do nêutron;

B_f é a barreira de fissão em que admitimos uma correção para a temperatura nuclear da forma:

$$B_f = B_f^c (1 - E^*/B); \quad (A12)$$

onde

B_f^c é a barreira de fissão do núcleo "frio",

e

B é a energia de ligação do núcleo.

Para o cálculo, foram tomados os valores de B_n e B obtidos por WAPSTRA e AUDI^[77], e os valores de B_f^c calculados por MYERS^[78].

Para baixas energias, r resulta invariavelmente em valores maiores do que um, usualmente, 1,20 - 1,30, de acordo com R. VANDEMBOSH e J. R. HUIZENGA^[73]. Como hipótese de cálculo, adotamos $r = 1,25$, e os valores de a_n foram estimados da análise de ERBA et.al.^[79].

Sendo assim, as grandezas envolvidas na equação (A11) são:

$$r = \frac{a_f}{a_n}$$

$$E^* \approx E_\gamma$$

$$\sqrt{a_n} \approx \sqrt{a} \left(1 - 1,3 \frac{N - Z}{A^2} \right) =$$

$$\sqrt{a} \left[1 - 1,3 \times \frac{A - 2Z}{A^2} \right] \approx \sqrt{a}, \text{ para } A \geq 150.$$

$$\bar{R}_1 = B_f^c \left(1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right)$$

$$\text{como } E^* = a T^2 \text{ e } B = a T_c^2 ;$$

$$\frac{T^2}{T_c^2} = \frac{E^*}{B}$$

o que dá:

$$\bar{R}_1 = B_f^c \left(1 - \frac{E^*}{B} \right).$$

As quantidades B_n , a , B_f^0 e B mostram estrutura de "camada". Como pode ser visto na figura (A1), mostram o efeito de camada no parâmetro de espaçamento de nível.

Na tabela A.1, são listados os principais dados que permitem uma estimativa da probabilidade de fissão.

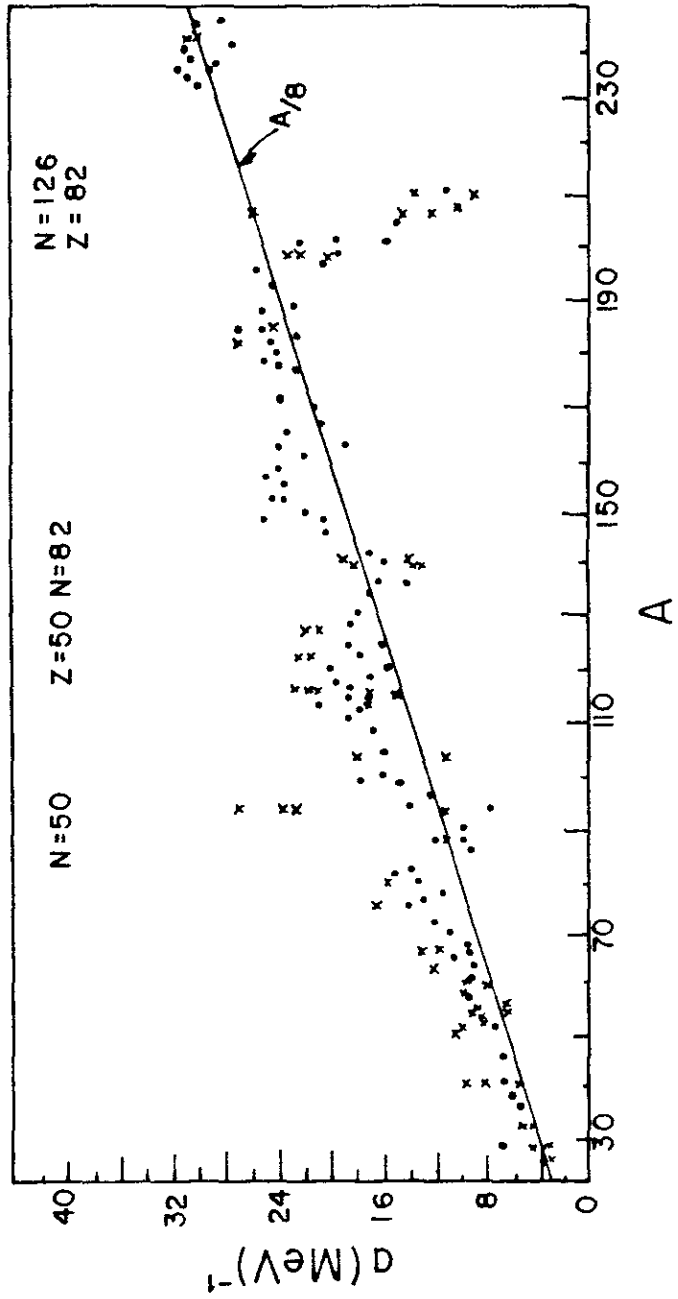


Figura A.1

Parâmetro de espaçamento de nível a , como função do número de massa A . (Reprodução do trabalho de E. Erba, U. Facchini and S. Menichella (79).

TABELA A1

DADOS QUE PERMITEM UMA ESTIMATIVA DA PROBABILIDADE DE PRIMEIRA CHANCE
DE FISSÃO

$E_{\gamma} = 64 \text{ MeV}, \quad r = 1.25$

Z	A	z^2/A	B_n	B	$a_n [\text{MeV}^{-1}]$	B_{fo}	B_f	P_{f1}
77	191	31.04	8.07	1518	24.7	21.90	20.98	2.70×10^{-2}
78	194	31.06	8.37	1540	25.0	21.68	20.78	3.84×10^{-2}
79	197	31.68	8.07	1559	22.0	21.81	20.91	2.86×10^{-2}
80	200	32.00	8.03	1581	19.0	22.11	21.21	2.26×10^{-2}
81	203	32.32	7.85	1601	16.5	22.46	21.56	1.63×10^{-2}
82	206	32.64	8.09	1622	13.7	23.03	22.12	1.35×10^{-2}
83	208	33.12	6.89	1634	11.8	21.66	20.81	1.76×10^{-2}
84	211	33.44	4.55	1650	12.2	19.48	18.72	1.99×10^{-2}
85	214	33.76	4.87	1664	14.3	15.95	15.34	0.16
86	218	33.93	6.51	1687	17.2	11.85	11.40	0.88
87	220	34.40	5.23	1696	18.6	9.75	9.38	0.94
88	222	34.88	6.71	1709	20.0	7.75	7.46	0.99
89	225	35.20	6.66	1725	22.2	5.41	5.21	1
90	228	35.53	7.13	1743	24.3	4.91	4.73	1
91	231	35.85	6.81	1760	26.5	4.79	4.62	1
92	234	36.17	6.84	1779	25.6	4.69	4.52	1
83	209	32.96	7.46	1640	11.0	22.37	21.50	1.55×10^{-2}
82	207	32.45	6.74	1629	12.7	23.68	22.75	4.86×10^{-3}
82	208	32.33	7.37	1636	11.8	24.36	23.41	4.63×10^{-3}

APÊNDICE B

DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FISSÃO UTILIZANDO ALVOS FINOS EM CONTACTO COM DETETORES SÓLIDOS DE TRAÇOS

Considerando que na presente experiência foram utilizados alvos finos, isto é, alvos com espessura da ordem do alcance médio de fragmento de fissão no próprio alvo e que, além disso, os alvos foram colocados em contato direto com os detetores (geometria 2π), torna-se necessário levar em conta o efeito de absorção dos fragmentos de fissão no próprio alvo, visto que muitos dos fragmentos dos núcleos fissionados não chegam a atingir o detetor. Isto acontece em função da direção da trajetória e do ponto origem do fragmento no interior do alvo.

Assim sendo, é de fundamental importância ter conhecimento dos efeitos de absorção dos fragmentos de fissão no próprio alvo, para que se possa obter uma boa estimativa da espessura "efetiva" do alvo e da eficiência do detetor (B1).

A figura (B1) representa a situação experimental onde um feixe γ incide sobre o sistema alvo detetor.

O objetivo é determinar a seção de choque para a

reação que produziu um número de eventos, Ne [cm^{-3}], por Q [cm^{-2}] fótons, a partir do número de átomos, Na [cm^{-3}].

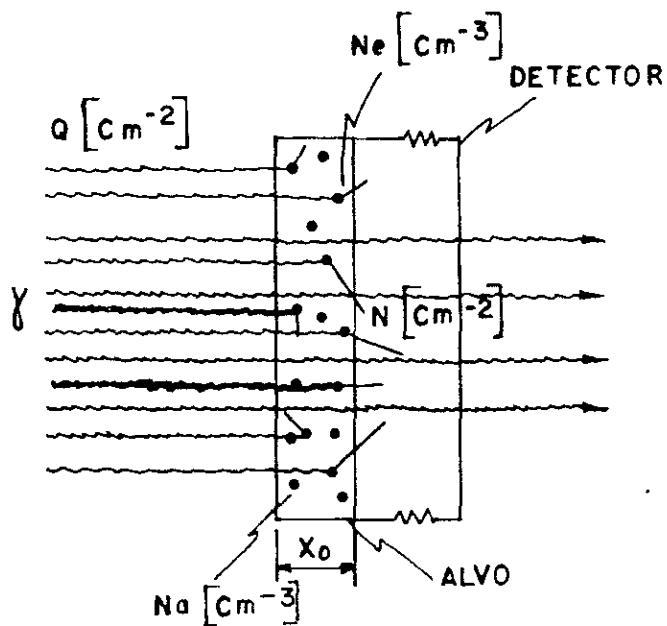


Figura B1 - Representação esquemática do arranjo experimental onde um feixe γ incide sobre o sistema alvo-detector.

É observado um número de traços de fissão N [cm^{-2}] no detector sólido de traços em contato com o alvo fino de espessura X_0 [μm].

Temos:

$$N_e [\text{cm}^{-3}] = \sigma \cdot N_a [\text{cm}^{-3}] \cdot Q [\text{cm}^{-2}] ; \quad (\text{B1})$$

$$\sigma = \frac{N_e [\text{cm}^{-3}]}{Q [\text{cm}^{-2}] \cdot N_a [\text{cm}^{-3}]} \quad (\text{B2})$$

Uma parte dos N_e [cm^{-3}] eventos será registrada no detector, produzindo N [cm^{-2}] traços observados. Deve-se procurar, pois, a relação entre N e N_e .

1 - Perda de Energia por Unidade de Comprimento e Alcance de Fragmentos de Fissão no Alvo e no Detector:

Admitindo que a perda de energia por unidade de comprimento, tanto no detector quanto no alvo, seja descrita por uma expressão simplificada, podemos escrever:

$$- \frac{dE}{dX} = \xi \cdot E^\alpha , \quad (\text{B3})$$

onde ξ e α são constantes e E é a energia cinética do fragmento.

Uma parte dos Q fótons incidentes interage com uma

parte dos Na átomos (ou núcleos) produzindo um número N_e de eventos de fissão. Cada fissão dará origem a dois fragmentos. Seja (Z_f, A_f) o núcleo que sofre fissão e (Z, A) o fragmento típico de fissão produzido com energia cinética inicial de E_0 . Então, a perda de energia por unidade de comprimento no alvo será:

$$\left[- \frac{dE}{dX} \right]_{\text{alvo}} = \xi_a E^\alpha, \quad (B4)$$

sendo ξ_a uma constante característica do alvo.

A perda de energia por unidade de comprimento no detetor será:

$$\left[- \frac{dE}{dX} \right]_{\text{detetor}} = \xi_d E^\alpha, \quad (B5)$$

sendo ξ_d uma constante do detetor.

Com $0 < \alpha < 1$ e $\xi_a > \xi_d$, os alcances são obtidos por:

$$- \frac{dE}{E^\alpha} = \xi \cdot dX \quad (B6)$$

$$- \int_{E_0}^0 \frac{dE}{E^\alpha} = \xi \int_0^R dX \quad (B7)$$

$$\int_0^{E_0} E^{-\alpha} \cdot dE = \xi \cdot R \quad (B8)$$

$$R(E) = \frac{E^{1-\alpha}}{\xi (1-\alpha)}, \quad (B9)$$

sendo R o alcance residual.

Assim, para o alvo temos:

$$R_a(E) = \frac{E^{1-\alpha}}{\xi_a (1-\alpha)}, \quad (B10)$$

e para o detetor,

$$R_d(E) = \frac{E^{1-\alpha}}{\xi_d (1-\alpha)}. \quad (B11)$$

Os alcances máximos serão, respectivamente, no alvo e no detetor:

$$a_o = R_a(E) = \frac{E^{1-\alpha}}{\xi_a (1-\alpha)} \quad (B12)$$

$$r_o = R_d(E) = \frac{E^{1-\alpha}}{\xi_d (1-\alpha)} \quad (B13)$$

Como o material constituinte do alvo possui número atômico e densidade maiores que os do detetor, tendo em vista que aquele é um filme fino e este último é um plástico, segue-se que, como $\xi_a > \xi_d$ teremos, $r_o > a_o$.

A figura (B2) abaixo é um esquema das curvas

alcance-energia no detetor e no alvo.

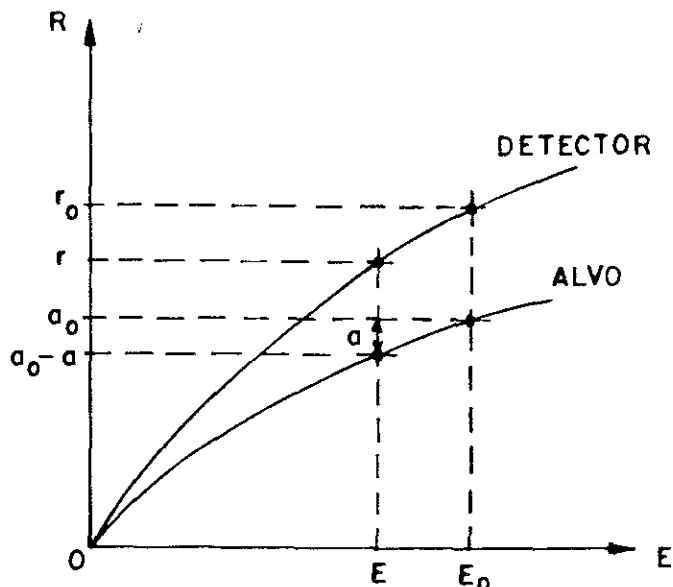


Figura B2 - Esquema das curvas alcance versus energia no detetor e no alvo.

Nas equações apresentadas para o alvo e detetor verifica-se que o valor de α é aproximadamente o mesmo. Logo, em termos de alcance tem-se a seguinte relação:

$$\frac{a_0}{r_0} = \frac{\xi_d}{\xi_a} \quad (B14)$$

Da figura (B2) e das equações (B12) e B(13), podemos escrever a relação entre os alcances:

$$\frac{a_0 - a}{r} = \frac{a_0}{r_0} \quad (B15)$$

Suponhamos, agora, que o fragmento (Z, A) de energia cinética inicial E_0 seja produzido na posição X acima da superfície de separação dos meios detetor e alvo (ver fig. B3), e percorra uma trajetória a no alvo, e uma trajetória residual r no detetor, segundo a direção ϕ .

Da figura (B3) temos:

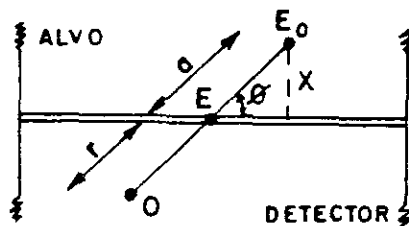


Figura B3 - Representação de um fragmento que tem origem a numa posição que se encontra a X μ m da superfície de separação do detetor e do alvo.

$$\text{sen } \phi = \frac{x}{a} \therefore a = \frac{x}{\text{sen } \phi} ,$$

Levando na eq. (B15), resulta:

$$\frac{a_0}{r} - \frac{x}{r \sin \phi} = \frac{a_0}{r_0} \therefore a_0 \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{r_0} \right) = \frac{x}{r \sin \phi},$$

onde obtemos o valor de x da eq. (B16):

$$x = a_0 \left(1 - \frac{r}{r_0} \right) \sin \phi. \quad (B16)$$

2 - Determinação da Relação entre N e N_e .

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

$$\frac{d^2 N}{d\Omega dx} = \frac{N_e}{4\pi} \times 2. \quad (B17)$$

Como $d\Omega = 2\pi \cos \phi d\phi$, substituindo na equação anterior, e de acordo com a figura (B4) temos:

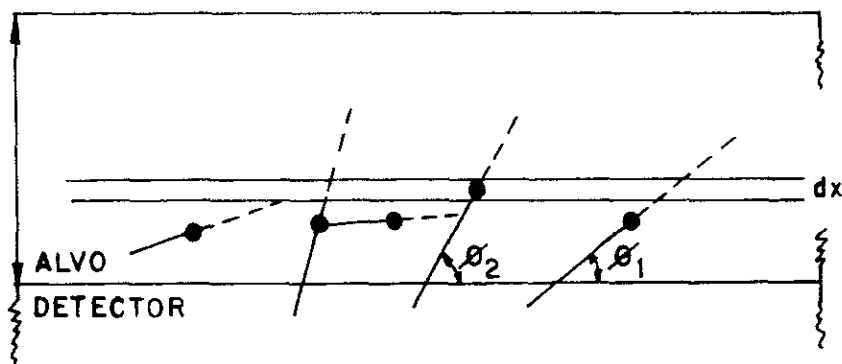


Figura B4 - Representação esquemática dos ângulos de incidência ϕ e $\hat{\phi}$ dos fragmentos de fissão que permitem visualizar os tracos de fissão registrados no detector.

$$\frac{d^2 N}{2\pi \cdot \cos\phi \cdot d\phi \, dx} = \frac{N_e}{2\pi} , \quad (B18)$$

e, portanto,

$$d^2 N = N_e \cos\phi \, d\phi \, dx \quad \therefore \quad (B19)$$

$$N = N_e \int_0^{X_m} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \cos\phi \, d\phi \, dx , \quad (B20)$$

onde ϕ_1 e ϕ_2 são os ângulos que permitem visualizar os traços de fissão e X_m o maior valor de X_0 permitido para a espessura dos alvos.

A figura (B5) abaixo mostra os ângulos ϕ_1 e ϕ_2 , importantes para a integração da equação (B20). $V_G \cdot t$ é a espessura da camada superficial do detetor removida por "etching", e P_m é a projeção mínima capaz de ser observada ao microscópio.

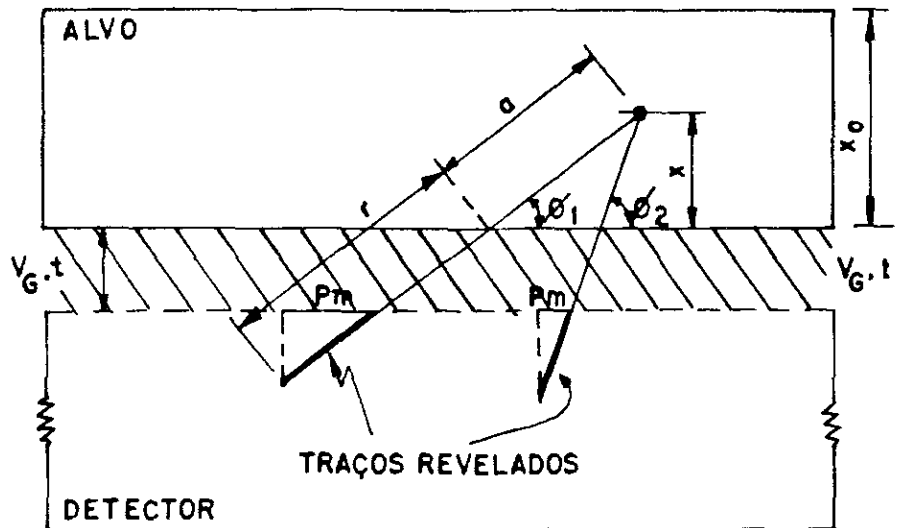


Figura B5 - Representação esquemática dos tracos de fissão revelados após o ataque químico.

Da figura temos:

$$r = \frac{P_m}{\cos \phi} + \frac{V_G \cdot t}{\sen \phi}, \quad (B21)$$

Combinando a equação (B21) com a equação (B16) temos:

$$\frac{x}{a_0} + \frac{V_G \cdot t}{r_c} = \text{sen}\phi - \frac{P_m}{r_0} \text{tg}\phi . \quad (\text{B22})$$

ϕ_1 e ϕ_2 são as soluções da equação (B22).

A equação (B22) não possui solução explícita para ϕ ou $\text{sen}\phi$. Uma solução idealizada é obtida da seguinte maneira:

$$A = \frac{x}{a_0} + \frac{V_G \cdot t}{r_c}$$

$$B = \frac{P_m}{r_0}$$

$$u = \text{sen}\phi$$

Logo, temos:

$$A = u - \frac{B \cdot u}{\sqrt{1 - u^2}}$$

ou ainda,

$$f(u) = u - A - \frac{B \cdot u}{\sqrt{1 - u^2}} = 0 \quad (\text{B23})$$

Na figura (B6) representamos um gráfico de $f(u)$ versus u para o caso de um alvo de Bismuto, e para três diferentes valores de X .

Verificamos que a equação (B23) só possui valores de $f(u_m) = 0$.

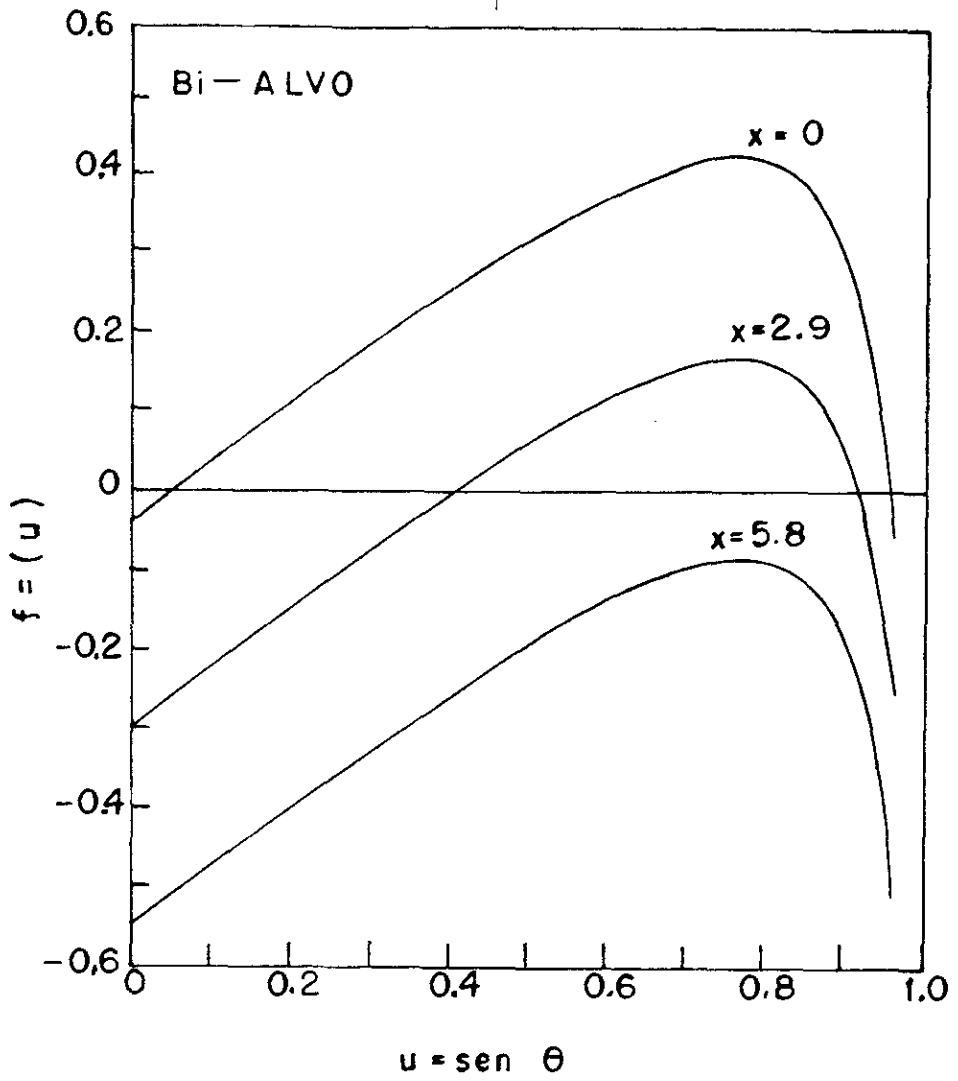


Figura B6 - Gráfico de $f(u)$ versus u para o caso do alvo de ^{209}Bi , para três diferentes valores de X .

Calculando, encontramos:

$$f'(u) = 1 - \frac{B}{(1 - u^2)^{3/2}} \quad (B24)$$

$$f'(u_m) = 0 \quad \dots \quad u_m = \sqrt{1 - B^{2/3}} \quad (B25)$$

$$f(u_m) = 0 \quad \therefore \quad \sqrt{1 - B^{2/3}} - \frac{B \cdot \sqrt{1 - B^{2/3}}}{\sqrt{B^{2/3}}} - A = 0$$

$$X_m = \rho_0 \left[\left(1 - B^{2/3} \right)^{3/2} - \frac{V_G \cdot t}{r_c} \right] \quad (B26)$$

Se a espessura do alvo, X_0 , for menor do que X_m , a equação (B.23) só possui solução em $(0, X_0)$. Além disso, a medida que X varia no intervalo $(0, X_m)$, $(0, X_0)$, a diferença $\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1$ que determina a eficiência, vai variando de modo proporcional ao máximo das curvas (ver figura (B.6)).

Isto permite escrever que:

$$\frac{\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 \Big|_{x=0}}{f(u_m)_{x=0}} = \frac{\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 \Big|_x}{f(u_m)_x} \quad (B27)$$

Desenvolvendo e definindo $\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 \Big|_{x=0} = \epsilon_0$,

onde ε_0 é a eficiência para $X = 0$, vem:

a) Para a condição de $X_0 > X_M$ (Alvo Não Fino)

$$f(u_m)_{x=0} = \frac{X_M}{a_0},$$

e

$$f(u_m)_x = \frac{X_M}{a_0} + \frac{X}{a_0}, \quad (B28)$$

Logo, a equação (B27) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{\varepsilon_0 \cdot a_0}{X_m} = \frac{\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 \Big|_x}{\frac{1}{a_0} (X_M - X)}$$

ou

$$\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 \Big|_x = \varepsilon_0 \left[1 - \frac{X}{X_M} \right] \quad (B29)$$

Voltando a equação (B20), temos:

$$N = N_e \int_0^{X_M} (\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1) dx = N_e \int_0^{X_M} \varepsilon_0 \left[1 - \frac{X}{X_M} \right] dx .$$

logo,

$$N = \frac{1}{2} \cdot N_e \cdot \epsilon_o \cdot X_M, \quad X_o > X_M \quad (B30)$$

Assim, a equação (B30) é a relação entre N e N_e procurada.

b) Para a condição de $X_o < X_M$ (Alvo Fino)

$$f(u_m)_{x=0} = (1 - B^{2/3})^{3/2} - \frac{V_G t}{r_c},$$

que chamaremos de f_m .

$$f(u_m)_x = f_m - \frac{X}{a_o}$$

Com estas considerações, da equação (B27), podemos escrever:

$$\frac{\epsilon_o}{f_m} = \frac{\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 \Big|_x}{f_m - \frac{X}{a_o}}$$

$$\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1 \Big|_x = \frac{\epsilon_o}{f_m} \left(f_m - \frac{X}{a_o} \right) = \epsilon_o \left(1 - \frac{X}{X_M} \right)$$

Voltando a equação (B20), obtemos:

$$N = N_e \int_0^{X_0} (\text{sen}\phi_2 - \text{sen}\phi_1) dx = N_e \int_0^{X_0} \epsilon_0 \left(1 - \frac{X}{X_M} \right) dx ,$$

o que dá como resultado:

$$N = \frac{1}{2} \cdot N_e \cdot \epsilon_0 \cdot X_0 \left(2 - \frac{X_0}{X_M} \right) , \quad 0 \leq X_0 \leq X_M . \quad (\text{B31})$$

A equação anterior (B31) fornece a relação entre N e N_e .

3 - Seção de Choque

De posse das relações N e N_e para os casos tanto de alvo fino ($X_0 < X_M$) e não finos ($X_0 > X_M$), podemos voltar a equação (B1) e obter a seção de choque em cada caso.

Então temos, partindo de:

$$\sigma = \frac{N_e [\text{cm}^{-3}]}{Q [\text{cm}^{-2}] \cdot N_a [\text{cm}^{-3}]}$$

para obter os seguintes resultados:

$$\sigma = \frac{N}{Q \cdot N_a \cdot \frac{1}{2} \cdot X_M \cdot \epsilon_0} , \quad X_0 > X_M \quad (\text{B32})$$

$$\sigma = \frac{N}{Q \cdot N_a \cdot \frac{1}{2} \cdot X_0 \cdot \epsilon_0 \left(2 - \frac{X_0}{X_M} \right)} , \quad X_0 < X_M \quad (\text{B33})$$

Como a área de incidência do feixe é a mesma onde se encontram os eventos (ver figura (B1), incidência normal) podemos substituir N [cm^{-2}] e Q [cm^{-2}] por seus valores totais correspondentes. Além disso, a equação (B32) e (B33) são válidas somente para incidência normal.

A figura (B7) abaixo, mostra a situação em que o feixe incidente faz um ângulo θ com o plano amostra-detetor. Nesta situação, a espessura atravessada pelo feixe é aumentada por um fator $1/\text{sen}\theta$.

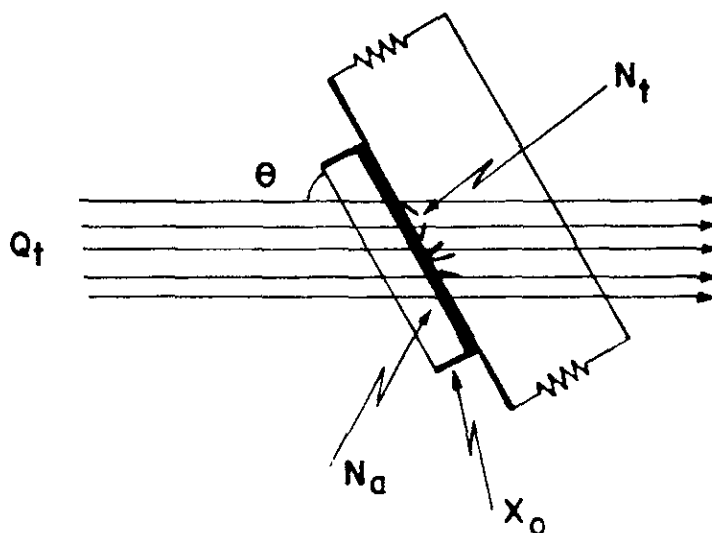


Figura B7 - Representação esquemática da inclinação que o plano amostra-detetor faz com o feixe de fóton incidente.

Nesta situação, a seção de choque é dada por:

$$\sigma = \frac{N_t \cdot \text{sen}\theta}{Q_t \cdot N_a \cdot \frac{1}{2} \cdot X_M \cdot \epsilon_0}, \quad X_0 > X_M \quad (B34)$$

$$\sigma = \frac{N_t \cdot \text{sen}\theta}{Q_t \cdot N_a \cdot \frac{1}{2} \cdot X_c \cdot \epsilon_o \left[2 - \frac{X_o}{X_M} \right]}, \quad X_c < X_M \quad \dots \quad (B35)$$

Como nesta experiência, cada "stack" é formado de um empilhamento de n conjuntos amostra-detetor, como mostrado na figura (B8) abaixo, cada um contribuirá com eventos.

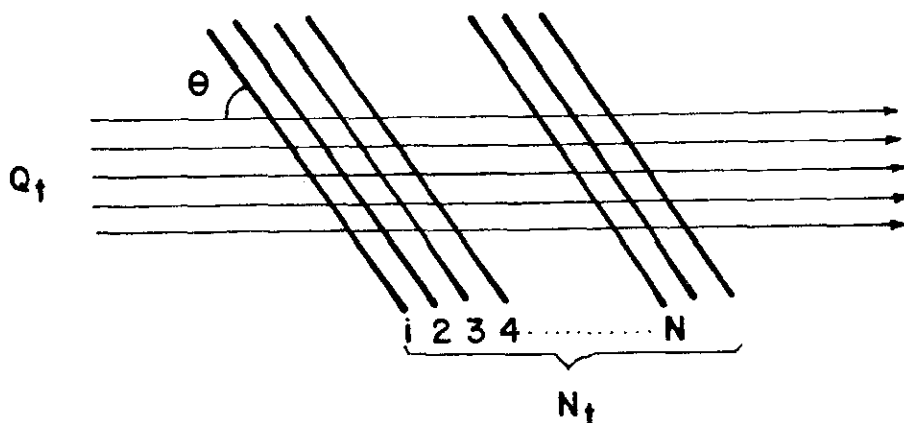


Figura B8 - Representação esquemática do empilhamento de n conjuntos amostra-detetor que contribui com eventos de fissão.

Por exemplo, na situação $X_o > X_M$, o número total de traços registrados nos detetores seria dado por:

$$N_{t_i} = \frac{\sigma \cdot Q_t \cdot N_a}{2 \text{sen}\theta} \cdot X_{M_i} \cdot \epsilon_{o_i}$$

O número total geral N de traços observados no "scanning" sobre os n detetores do empilhamento será dado por:

$$N = \sum_{i=1}^n N_{t_i} = \frac{\sigma \cdot Q_t \cdot N_a}{2 \operatorname{sen}\theta} \cdot \sum_{i=1}^n X_{M_i} \cdot \varepsilon_{o_i},$$

para o caso de $X_o > X_M$.

Com estas considerações, a seção de choque para cada caso será obtida pelas equações abaixo:

$$\sigma = \frac{N \cdot \operatorname{sen}\theta}{Q_t \cdot N_a \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^n X_{M_i} \cdot \varepsilon_i} \quad (\text{B36})$$

para o caso de $X_o > X_M$.

$$\sigma = \frac{N \cdot \operatorname{sen}\theta}{Q_t \cdot N_a \cdot \frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^n X_{o_i} \cdot \varepsilon_{o_i} \left(2 - \frac{X_{o_i}}{X_{M_i}} \right)} \quad (\text{B37})$$

para o caso de $X_o < X_M$.

Onde cada termo envolvido nestas equações representa:

- N = número total geral de eventos observados no "scanning" de n detetores do empilhamento.
- θ = ângulo de inclinação da direção do feixe com o plano do conjunto detetor-amostra.
- Q_t = número total de fótons incidentes.
- N_a = número de átomos (ou núcleos) por cm^3 na amostra.
- X_o = espessura da amostra alvo.
- X_m = maior espessura permitida para os alvos.
- ϵ_o = eficiência de detecção para amostra fina ($X_o \approx 0$).
- a_o = alcance do fragmento de fissão típico no alvo.
- $V_G \cdot t$ = espessura removida da superfície do detetor por "etching" num determinado tempo.
- r_o = alcance do fragmento de fissão típico no detetor.
- p_m = projeção mínima observável do traço ao microscópio; é estimada como sendo o valor da calibração da escala micrométrica da ocular do sistema ótico, isto é, $p_m \approx C [\mu\text{m}]$.
- N_e = número total de eventos de fissão observados em cada amostra.

As expressões (B36) e (B37) podem ser colocadas numa forma operacional para a experiência descrita no presente trabalho. Assim, expressando espessura e comprimento em $[\mu\text{m}]$, temos:

$$\theta = 45^\circ ; \quad \text{sen}\theta = 0.707 .$$

$$N_a = \frac{\rho \text{ [g/cm}^3\text{]}}{A \text{ [g]}} \cdot 6.023 \cdot 10^{23} .$$

$$Q_t \rightarrow Q_t \text{ [} 10^\circ \text{]}\gamma .$$

$$\sigma = \frac{N \text{ sen } 45^\circ \cdot 2 \cdot 10^{30}}{Q_t \text{ [} 10^\circ \text{]} \cdot 10^\circ \cdot \frac{\rho}{A} \cdot 6.023 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-4} \sum_{i=1}^n X_{m_i} \varepsilon_{o_i}} \mu\text{b}$$

$$\text{para } X_o > X_m .$$

(equação para $X_o < X_m$)

o que finalmente fornece:

$$\sigma \text{ [}\mu\text{b]} = 23.5 \cdot \frac{N}{Q_t \text{ [} 10^\circ \text{]} \cdot \frac{\rho}{A} \cdot \sum_{i=1}^n X_{o_i} \cdot \varepsilon_{o_i} \left(2 - \frac{X_{o_i}}{X_m} \right)}$$

(B38)

para alvos onde $X_o < X_m$.

$$\alpha [\mu\text{b}] = 23.5 \cdot \frac{N}{Q_i [10^9 \gamma] \frac{\rho}{A} \cdot \sum_{i=1}^n X_{o_i} \cdot \epsilon_{o_i}} \quad (\text{B39})$$

para alvos onde $X_o > X_m$.

Na tabela B1, são apresentados como exemplo, os dados relativos ao alvo de $^{197}_{79}\text{Au}$ e demais grandezas que permitem a determinação da seção de choque de fissão para $\bar{E} = 64 \text{ MeV}$. Na primeira coluna são listados os números das folhas de Makrofol, os quais representam sua posição no empilhamento ("stacks").

TABELA B1

DADOS RELATIVOS AOS ALVOS DE $^{197}_{79}\text{Au}$ E DEMAIS GRANDEZAS PERTINENTES A DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FISSÃO - $\bar{E}_\gamma = 64 \text{ MeV}$

$a_o = 5,5 \text{ } \mu\text{m}$; $r_r = 15,3 \text{ } \mu\text{m}$; $V_G \cdot t = 0,73 \text{ } \mu\text{m}$; $P_m = C [\text{ } \mu\text{m}]$

Nº	$x_o [\mu\text{m}]$	$P_m [\mu\text{m}]$	$x_m [\mu\text{m}]$	ϵ_o	$x_m \epsilon_o$	$x_o \epsilon_o (2 - x_o/x_m)$
1	0.57	9.17	0.59	0.67		0.39
2	0.72	6.16	1.42	0.84		0.90
3	0.90	9.25	0.57	0.64	0.36	
4	0.85	6.21	1.41	0.84		1.00
5	0.93	9.17	0.59	0.67	0.40	
6	0.90	9.25	0.57	0.64	0.36	
7	0.56	9.17	0.59	0.67		0.39
8	0.88	6.21	1.41	0.84		1.02
9	0.57	6.16	1.42	0.84		0.77
10	0.52	9.25	0.57	0.64		0.36
11	0.61	9.25	0.57	0.64	0.36	
12	0.56	9.17	0.59	0.67		0.39
13	0.72	6.21	1.41	0.84		0.90
14	0.70	9.25	0.57	0.64	0.36	
15	0.80	6.16	1.42	0.84		0.97
16	0.72	9.17	0.59	0.67	0.40	
17	0.70	6.21	1.41	0.84		0.88
18	0.75	9.17	0.59	0.67	0.40	
19	0.68	9.25	0.57	0.64	0.36	
20	0.62	6.16	1.42	0.84		0.81
21	0.60	9.17	0.59	0.67	0.40	
22	0.70	9.25	0.57	0.64	0.36	
23	0.58	6.21	1.41	0.84		0.77
24	0.64	9.17	0.59	0.67	0.40	

$$x_m = a_o [(1 - B^{2/3})^{3/2} - V_G \cdot t / r_o] , \quad B = P_m / r_o$$

BIBLIOGRAFIA

- [1] J. CHADWICK - "The existence of a neutron." Proc Roy. Soc. A136, 692 (1932).
- [2] E. FERMI - "Possible production of elements of atomic number higher." Than 92-Nature 133, 898 (1934).
- [3] E. AMALDI, O. D'AGOSTINO, E. FERMI, B. PONTECORVO, F. RASETTI & E. SEGRÉ - "Artificial radioactivity produced by neutron bombardment." Proc. Roy. Soc. A149, 522 (1935); A146, 438 (1934).
- [4] G. HAHN & F. STRASSMANN - "Liber den nachweis und das verhalten der bestrahlung des urans mittels neutronen entstehenden erdalkalimetable." Naturniss 27, 11 (1939).
- [5] I. CURIE & P. SAAVITCH - J. of Phys. 8, 385 (1937); 9, 355 (1938).
- [6] L. MEITNER & O. R. FRISCH - "Desintegration of uranium by neutrons; a new type of nuclear reaction - Products of fission of the uranium nucleus." Nature 143, 239, 471 (1939).
- [7] N. BOHR & J. A. WHEELER - "The mechanism of nuclear fission." Phys. Rev. 56, 426 (1939).
- [8] G. C. BALDWIN & G. S. KLAIBER - "Photo-fission in heavy elements." Phys. Rev. 71, 3 (1947).
- [9] N. GOLDBABER & E. TELLER - "On nuclear dipole vibrations." Phys. Rev. 74, 1046 (1948).
- [10] V. DI NAPOLI, F. DOBICI, F. SALVETTI & H. G. DE CARVALHO - "Photonuclear reactions above the mesonic threshold: gamma neutron in iodine at energies between 300-1000 MeV." Il Nuovo Cimento, 48, 1 (1967).

- [11] V. DI NAPOLI, F. DOBICI, D. FORIMA, F. SALVETTI & H. G. DE CARVALHO - "Photonuclear reactions in carbon at energies between 300-1000 MeV." *Il Nuovo Cimento*, 55B, 95 (1968).
- [12] H. G. DE CARVALHO, V. DI NAPOLI, D. MORGADONNA, F. SALVETTI & T. TESCH - " (γ, n) reactions in the energy range 1.0 - 5.5 GeV." *Nucl. Phys.*, A126, 505 (1969).
- [13] V. DI NAPOLI, D. MORGADONNA, F. SALVETTI, H. G. DE CARVALHO & J. BENUZZI MARTINS - "The (γ, n) reaction in gold at energies between 0.4 GeV and 0.9 GeV." *Lett. al Nuovo Cim.* 1, 121 (1969).
- [14] V. DI NAPOLI, D. MORGADONNA, F. SALVETTI, H. G. DE CARVALHO & J. BENUZZI MARTINS - "Gamma-Neutron in Rhodium at energies between 0.4 GeV and 0.9 GeV." *Lett. al Nuovo Cim.* 1, 308 (1969).
- [15] V. DI NAPOLI, D. MORGADONNA, F. SALVETTI, H. G. DE CARVALHO & J. BENUZZI MARTINS - "Some yield measurements of (γ, n) and $(\gamma, 2n)$ processes in gold at energies between 0.3 GeV and 1 GeV." *Lett. al Nuovo Cim.* 1, 65 (1971).
- [16] V. DI NAPOLI, D. MORGADONNA, F. SALVETTI, H. G. DE CARVALHO & J. BENUZZI MARTINS - "Monitor reaction for high energy Bremsstrahlung beams". *Nucl. Inst. Methods* 93, 77 (1971).
- [17] V. DI NAPOLI, F. SALVETTI, H. G. DE CARVALHO & J. BENUZZI MARTINS - "Cross-section of the $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$ reaction at energies between 300 MeV and 1000 MeV." *Lett. Nuovo Cim.* 1, 538 (1971).
- [18] H. G. DE CARVALHO, J. BENUZZI MARTINS, O. P. TAVARES, V. DI NAPOLI, F. SALVETTI - "Photonuclear reactions in ^{55}Mn between 300 MeV and 1000 MeV." *Proc. Int. Conference on Photonuclear Reactions and Applications, Pacific Group (California)*, 8C5-1 (1973).
- [19] F. SALVETTI, G. AURISICCHIO, V. DI NAPOLI, M. L. TERRANOVA, H. G. DE CARVALHO & J. BENUZZI MARTINS - "The (γ, n) reaction in ^{19}F and ^{23}Na at energies between

- 0.3 GeV and 1 GeV." Gazz. Chim. Ital. 103, 1003 (1973).
- [20] V. DI NAPOLI, F. SALVETTI, M. L. TERRANOVA, H. G. DE CARVALHO, J. BENUZZI MARTINS & O. A. DE TAVARES - " (γ, n) reactions in complex nuclei at intermediate energies." Gazz. Chim. Ital. 105, 67 (1975).
- [21] V. DI NAPOLI & M. L. TERRANOVA. Gazz. Chim. Ital. 103, 551 (1973).
- [22] V. DI NAPOLI, M. L. TERRANOVA, H. G. DE CARVALHO & J. BENUZZI MARTINS - "The (γ, n) reactions in ^{12}C and ^{14}N and $(\gamma, 2n)$ reactions in ^9Be at energies between 0.3 GeV and 1 GeV." Gazz. Chim. Ital. 104, 463 (1974).
- [23] G. ANDERSON & B. FORKMAN, University of Lund - Annual Report Sec. 5-A:1d (1969).
- [24] G. ANDERSON & B. FORKMAN, University of Lund - Annual Report, 48 (1970).
- [25] G. G. JONSSON, B. FORKMAN & K. LINDGREN. Phys. Lett. 26B, 508 (1968).
- [26] G. HYLTEEN - "An investigation of the $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ Reaction for E_γ up to 1 GeV." Nucl. Phys. A158, 225 (1970).
- [27] G. G. JONSSON, B. FORKMAN & K. LINDGREN - "Determination of some $^{127}\text{I}(\gamma, xn)$ yields." Phys. Lett. 26B, 508 (1967).
- [28] G. G. JONSSON & K. LINDGREN - "Pion effects in $^{127}\text{I}(\gamma, xn)$ reactions of high multiplicity." Nucl. Phys. A141, 355 (1970).
- [29] G. G. JONSSON & B. PERSSON - "High-energy photon induced spallation reactions in ^{127}I ." Nucl. Phys. A153, 32 (1970).
- [30] K. LINDGREN & G. G. JONSSON - "High-energy (γ, xn) reaction in ^{197}Au ." Nucl. Phys. A166, 643 (1971).
- [31] G. ANDERSSON, B. FORKMAN & B. FRIBERG - "Calculations of mesonic contributions to (γ, n) reactions." Nucl. Phys. A171, 529 (1971).
- [32] B. FRIBERG, G. ANDERSSON & B. FORKMAN - "Photomeson

- effects in (γ, n) and (γ, p) reactions." Nucl. Phys. A171, 551 (1971).
- [33] J. O. ALDER, G. ANDERSSON, B. FORKMAN, G. G. JONSSON & K. LINDGREN - "The $^{16}\text{O}(\gamma, n)^{15}\text{O}^*$ and $^{16}\text{O}(\gamma, p)^{15}\text{N}^*$ reactions at intermediate energies." Nucl. Phys. A171, 560 (1971).
- [34] G. ANDERSSON, B. FORKMAN, B. FRIBERG. Ann. Report 1968. Lund Institute of Technology, Lund University, NP 6901, Sect. 4b (1969).
- [35] G. ANDERSSON, I. BLOMQVIST, B. FORKMAN, G. G. JONSSON, A. JARUND, I. KRÖON, K. LINDGREN & S. SCHODER. "Proton-Induced nuclear reactions above 1 GeV." (I). Experimental, Nucl. Phys. A197, 44 (1972).
- [36] V. G. NEDOREZOV & YU. N. RANYUK - "Photon-and electron-induced fission at intermediate energies." Fiz. Elem. Chastits At. Yadra 15, (1989) 379, [Sov. J. Part. Nucl. 15(2), 172 (1984)].
- [37] C. GUARALDO, V. IUCHERINI, E. DE SANCTIS, P. LEVI SANDRI, E. POLLI, A. R. REOLON, S. LO NIGRO, S. AIELLO, V. BELLINI, V. EMMA, C. MILONE & G. S. PAPPALARDO - "Photoexcitation mechanisms and photofission cross section for Bi by 100-300 MeV quasi-monochromatic photons." Phys. Rev. C 36, 1027 (1987).
- [38] J. S. LEVINGER - "The high energy nuclear photoeffect." Phys. Rev. 84, 43 (1951).
- [39] J. S. LEVINGER - "Modified quasi-deuteron model." Phy. Lett. 82, B181 (1979).
- [40] J. S. LEVINGER - "Nuclear Photodesintegration. Oxford University Press (1960).
- [41] J. D. T. ARRUDA-NETO, M. SUGAWARA, T. TAMAE, O. SASAKI, H. OGINO, H. MIYASE & K. ABE- "Photoexcitation mechanisms and fission of ^{209}Bi from threshold to the Δ region." Phys. Rev. C 34, 935 (1986).
- [42] A. LEPRÉTRE, R. BERGÈRE, P. BOURGEOIS, P. CARLOS, J.

- FAGOT, J. L. FALLOU, P. GARGANNE, A. VEYSSIÈRE, H. RIES, R. GÖBEL, U. KNEISSL, G. MANK, H. STRÖHER, W. WILKE, D. RYCKBOSCH & J. JURY - "Absolute photofission cross sections for ^{232}Th and $^{235,238}\text{U}$ measured with monochromatic tagged photons ($20 \text{ MeV} < E_{\gamma} < 110 \text{ MeV}$)." Nucl. Phys. A472, 533 (1987).
- [43] H. D. LEMKE, B. ZIEGLER, M. MUTTERER, J. P. THEOBALD & N. CARJAN - "Absolute photofission cross section of ^{209}Bi in the energy range from 40 to 65 MeV." Nucl. Phys. A342, 37 (1980).
- [44] A. M. SANDORFI, M. J. LEVINE, C. E. THORN, G. GIORDANO, G. MATONE & G. SCHAERF - "High energy gamma ray beams from compton backscattering laser light." IEEE Trans. on Nucl. Sci., NS-30(4), 3083 (1983).
- [45] L. FEDERICI et. al. - "Backward compton scattering of laser light against high-energy electrons: the LADON photon beam at Frascati." Nuovo Cimento 59B(2), 247 (1980).
- [46] R. BERNABEI, V. C. DE OLIVEIRA, J. B. MARTINS, O. A. P. TAVARES, J. D. PINHEIRO FILHO, S. D'ANGELO, M. P. DE PASCALE, G. SCHAERF & B. GIROLAMI - "Photofission cross section of ^{238}U in the quasi-deuteron region." Il Nuovo Cimento 100A, 131 (1988).
- [47] J. B. MARTINS, E. L. MOREIRA, O. A. P. TAVARES & J. L. VIEIRA - "Nuclear fission of ^{197}Au , $^{\text{nat}}\text{Pb}$ and ^{209}Bi induced by polarized and monochromatic photons of 60 and 64 MeV." Il Nuovo Cimento 101A, 789 (1989).
- [48] C. E. ROOS & V. Z. PETERSON - "Photodissociation of complex nuclei at energies between the mesons Threshold and 1150 MeV." Phys. Rev. 124, 1610 (1961).
- [49] R. SERBER. "Nuclear reactions at high energies." Phys. Rev. 72, 1114 (1943).
- [50] I. REFF - "Nuclear photostar production." Phys. Rev. 91, 150 (1953).

- [51] P. A. BERNIOFF - "Nuclear structure and simple nuclear reactions." Phys. Rev. 119, 324 (1960).
- [52] J. B. MARTINS, V. DI NAPOLI, F. SALVETTI, M. L. TERRANOVA, H. G. DE CARVALHO - "Photon-induced fragmentation in ^{27}Al and ^{32}S by $i\text{-GeV}$ Bremsstrahlung." Phys. Rev. C8, 206 (1973).
- [53] H. G. DE CARVALHO, M. FOSHINA, J. D. P. FILHO, V. DI NAPOLIS, J. B. MARTINS, F. SALVETTI, O. A. P. TAVARES & M. L. TERRANOVA - "Analysis of intermediate-energy (γ, n) reactions in complex nuclei." Rev. Bras. Fis. 8, 51 (1978).
- [54] N. METROPOLIS et. al. - "Monte Carlo calculations on intranuclear cascades. I. Low-energy studies". Phys. Rev. 110, 185 (1958).
- [55] N. METROPOLIS et. al. - "Monte Carlo calculations on intranuclear cascades. II. High-energies studies and pion process." Phys. Rev. 110, 204 (1958).
- [56] G. K. CLINE - "The pre-equilibrium statistical model: description of the nuclear equilibration process and parameterization of the model." Nucl. Phys. A193, 417 (1971).
- [57] G. K. CLINE - "Extensions to the pre-equilibrium statistical model and a study of complex particle emission." Nucl. Phys. A193, 417 (1972).
- [58] J. J. GRIFFIN - "Statistical model of intermediate structure." Phys. Rev. Letters, v. 17, n. 9, 478 (1966).
- [59] M. BLANN - "Pre-equilibrium decay." Ann. Rev. Nucl. Sc. 25, 123 (1975)
- [60] V. DI NAPOLI, F. SALVETTI, M. L. TERRANOVA, H. G. DE CARVALHO, J. B. MARTINS & O. A. P. TAVARES - "Photodisintegration of light and mediumweight nuclei at intermediate energies - III spallation of vanadium, manganese, iron and cobalt." J. Inorg. Nucl. Chem., 40, 175 (1978).

- [61] A. S. DANAGHILYAN, N. A. DEMEKHINA & G. A. VARTAPETYAN - "Photonuclear reactions in medium weight nuclei ^{51}V , ^{55}Mn and Cu ." Nucl. Phys. A285, 482 (1977).
- [62] V. WEISSKOPF - "Statistics and nuclear reaction." Phys. Rev. 52, 295 (1937).
- [63] M. FOSHINA - "Um estudo sistemático de reação de espalação." (Tese de Doutorado no CBPF) - (1982).
- [64] J. A. JUGERMAN & H. M. SEINER - "Photofission cross section of ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th , ^{209}Bi and ^{192}Au at energies of 150 to 500 MeV." Phys. Rev. 160, 585 (1957).
- [65] N. A. PERFILOV - "Fissionability of nuclei by high energy proton." JETP (URSS) 41, 871 (1961); JETP (Soviet Physics) 14, 623 (1962).
- [66] J. R. NIX & E. SASSI - "Estimates of the variation of nuclear fissionabilities throughout the periodic table." Nucl. Phys. 81, 61 (1966).
- [67] W. D. MYERS & W. J. SWIATECKI - "Nuclear masses and deformations." Nucl. Phys. 81, 1 (1966).
- [68] ODILON A. P. TAVARES - "Seções de choque de fotofissão do urânio, tório e bismuto em altas energias." (Tese de Mestrado no CBPF) - (1973).
- [69] V. R. BARASKENKOV, F. G. GERECHI, A. S. ILJINOV, G. G. JONSSON & V. D. TONEEV - "A cascade evaporation model for photonuclear reactions." Nucl. Phys. A321, 462 (1974).
- [70] A. S. ILJINOV et al. - "Probability of fission by particles of intermediate energy." Sov. J. Nucl. Phys. 32, 166 (1980)
- [71] A. LEPRÉTE, H. REU, R. BERGÈRE, P. CARLOS, J. FAGOT, A. DE MINIAC & A. VEYSSIÈRE - "Measurements of the total photonuclear cross sections from 30 MeV to 140 MeV for Sn, Ce, Ta, Pb and U nuclei." Nucl. Phys. A367, 237 (1981).
- [72] H. G. DE CARVALHO, J. B. MARTINS, O. A. P. TAVARES, R. A. M. S. NAZARETH & V. DI NAPOLI - "Transparencies of complex

- nuclei to photoproduced pions." *Lettere al Nuovo Cimento*, 2, 1139 (1971).
- [73] R. VANDENBOSH & J. R. HUIZENGA - "Nuclear fission." (Academic Press, N. Y., 1973) cap. VII.
- [74] R. L. FLEISCHER, P. B. PRICE & R. M. WALKER - "Nuclear tracks in solids." Univ. of California Press, Berkeley (1975).
- [75] B. G. CARTWRIGHT, E. K. SHIRK & P. B. PRICE - "A nuclear track-recording polymer of unique sensitive and resolution." *Nucl. Instr. and Meth.* 153, 457 (1979).
- [76] L. G. MORETTO, R. C. GATTI, S. G. THOMPSON, J. T. ROUTTI, J. H. HEISENBERG, L. M. MIDDLEMAN, M. R. YEARIAN & R. HOFSTADTER - "Electron-and bremsstrahlung-induced fission of heavy and medium-heavy nuclei." *Phys. Rev.* 179, 1176 (1969).
- [77] A. H. WAPSTRA & G. AUDI - "The 1983 atomic mass evaluation (I, II)". *Nucl. Phys.* A432, 1 (1985).
- [78] W.D. MYERS - "Droplet model of atomic nuclei." (Plenum, N. York, 1977).
- [79] E. ERBA, V. FAGGIONI & E. S. MENICHELLA - "Statistical emission in nuclear reactions and nuclear level density." *Il Nuovo Cimento* XXIII, 1237 (1961).
- [80] S. N. SOKOROV & K. D. TOLSTOV - "Control of scanning efficiency and estimation of the true number of events". *korpuskularphotographie*. IV, 468 (1963).
- [81] O. A. P. TAVARES, Comunicação particular, Julho (1988).

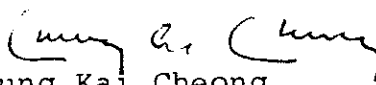
"FISSÃO NUCLEAR DO ^{197}Au , $^{\text{mat}}\text{Pb}$, E ^{209}Bi INDUZIDA POR FÓTONS
MONOCROMÁTICOS E POLARIZADOS NA REGIÃO DO QUASE-DEUTERON"

JOÃO LUCIO VIEIRA

Tese de Mestrado 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


Silvio Bruno Herdade


Chung Kai Cheong

Rio de Janeiro, 17 de outubro de 1989