

Vander Couto de Oliveira

" SEÇÃO DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO DO ^{238}U

NA REGIÃO DO QUASE-DEUTERON "

TESE DE MESTRADO

Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Rio de Janeiro, 1989

à Eny do Couto, minha mãe

à Fatima Batalha, minha esposa

AGRADECIMENTOS

Aos que me orientaram desde a escolha do tema :

Professores Jader Benuzzi Martins e Odilon Tavares

A todos os colegas do CBPF que dedicaram tempo e experiencia a este trabalho :

ao João de Deus, pela contribuicao com as micras;

a Elisabeth, pelos trabalhos de quimica ;

ao João Lucio, pelo apoio na confecção dos alvos;

a Celeste, pela coordenação da microscopia;

as microscopistas Helena, Hilda, Lésia e Luiza;

Ao professor Hervásio de Carvalho, pelo constante entusiasmo :

Ao Laboratorio Nacional de Frascati, pelas excelentes exposições das amostras;

Aos professores da Universidade de Roma, S. d'Angelo e R. Bernabei, pela participação na analise dos dados;

As secretárias Helena, do DNE, e Myriam, da CFC;

*Aos colegas do DNE e de outros Departamentos do CBPF, pela
comunhão de ideais :*

A CAPES, pelo apoio financeiro.

e

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas.

RESUMO

Foi medida a seção de choque de fotofissão do ^{238}U em seis energias distintas na região do quase-deuteron utilizando-se fótons quase monocromáticos^[1]. Foram utilizadas técnicas de detecção de traços de fragmentos de fissão em emulsão nuclear K0-Ilford e em folhas de mica muscovita. No primeiro caso foi feito um carregamento que resultou numa densidade média por película de 8×10^{18} átomos de urânio por cm^2 ; no segundo caso, camadas finíssimas de óxido de urânio foram depositadas sobre as folhas de mica resultando em densidades efetivas por amostra de 15×10^{18} átomos de urânio por cm^2 . Estes alvos foram expostos a feixes de fótons quase monocromáticos produzidos por Compton backscattering de luz laser em elétrons de alta energia no acelerador "ADONE", em Frascati, Itália. As películas de emulsão foram processadas com técnica especial de modo a discriminar os eventos de fissão dos traços de partículas alfa provenientes da desintegração "α" natural do urânio. As folhas de mica também foram processadas e juntamente com as emulsões foram encaminhadas a microscopia. A análise deste material gerou subsídios para a determinação da seção de choque de fotofissão do ^{238}U nas energias 46.4, 52.7, 59.7, 63.8, 70.9 e 71.9 MeV. Os resultados são comparados com os existentes na literatura e com a previsão do Modelo de Levinger Modificado.

SUMARIO

	<u>Pag.</u>
<i>Título</i>	i
<i>Dedicatória</i>	ii
<i>Agradecimentos</i>	iii
<i>Resumo</i>	v
<i>Sumário</i>	vi
<i>Lista de Figuras</i>	viii
<i>Lista de Tabelas</i>	ix
<i>Introdução</i>	1
<u>CAPÍTULO I</u> : ASPECTOS TEÓRICOS E HISTÓRICOS DA FOTOFISSÃO NA REGIÃO DO QUASEDEUTERON	3
<u>1.1</u> - Interações Fotonucleares e Ressonância Gigante	3
<u>1.2</u> - A Região do Quasedeuteron e o Modelo de Levinger	5
<u>1.3</u> - A Formula de Levinger e a Dependencia L(A)	9
<u>1.4</u> - Medidas Realizadas com Outras Fontes	11
<u>CAPÍTULO II</u> : O MÉTODO UTILIZADO	12
<u>2.1</u> - Os Feixes e os Detetores	12
<u>2.2</u> - Procedimentos da Microscopia; Dados Gerados	16

<u>CAPITULO III</u> : RESULTADOS E ANALISES	21
<u>3.1</u> - A contribuição da Ressonancia Gigante	21
<u>3.2</u> - A Determinação das Seções de Choque de Fotofissão	23
<u>3.3</u> - Comparação dos Resultados Experimentais com a Literatura	28
 <u>CAPITULO IV</u> : CONCLUSÃO	 30
 <i>APENDICES</i>	
 <u>APENDICE A1</u> : CARREGAMENTO E PROCESSAMENTO DAS PELICULAS DE EMULSÃO NUCLEAR	 32
<u>A1.1</u> - Breve Histórico e Características das Emulsões	32
<u>A1.2</u> - Preparação das Películas	34
<u>A1.3</u> - Revelação das Películas	38
 <u>APENDICE A2</u> : O CALCULO DE " ϵ "	 42
 <u>APENDICE A3</u> : A LORENTZ-LINE	 47
 <i>Referencias Bibliográficas</i>	 51

LISTA DE FIGURAS

	pág.
<u>Figura 1.3.1:</u> Comparação entre as previsões teóricas e experimentais da dependência LCA) da fórmula de Levinger.....	10
<u>Figura 2.1.1:</u> Arranjo experimental das exposições ao feixe LADON.....	14
<u>Figura 2.1.2:</u> Espectros dos feixes utilizados	15
<u>Figura 2.2.1:</u> Histogramas de alcance dos traços identificados.....	20
<u>Figura 3.3.1:</u> Resultado do presente trabalho juntamente com dados da literatura e com a previsão do Modelo de Levinger Modificado.....	29
<u>Figura A.1.2.1:</u> Identificação das películas de emulsão nuclear.....	37
<u>Figura A.2.1:</u> Distribuições teóricas de alcance e de ângulo de projeção.....	43
<u>Figura A.3.1:</u> Reta utilizada na determinação do parâmetro Γ da Lorentz-line.....	49
<u>Figura A.3.2:</u> A Lorentz-line.....	50

LISTA DE TABELAS

	pág.
<u>Tabela 1.2.1:</u> Valores atribuídos ao parâmetro "L" da fórmula de Levinger.....	8
<u>Tabela 3.2.1:</u> Dados relativos as exposições das películas de emulsão nuclear.....	25
<u>Tabela 3.2.2:</u> Dados resultantes da contagem de eventos de fissão.....	26
<u>Tabela 3.2.3:</u> Dados envolvidos no cálculo das seções de choque.....	27

INTRODUÇÃO

A fotofissão de núcleos pesados tem sido sistematicamente investigada nas últimas três décadas, principalmente nos limites da região de ressonância gigante, até aproximadamente 30 MeV, e acima do limiar de fotoprodução de mesons, 150 MeV. Neste intervalo, porém, 30 MeV - 150 MeV, conhecido como região do quase-deuteron, são poucos os dados experimentais disponíveis na literatura. Nesta região o modelo de fotoabsorção nuclear aceito é o Modelo de Levinger Modificado, o qual se baseia em interações primárias entre fótons incidentes e pares neutron-proton no interior do núcleo. Esperam-se seções de choque da ordem de milibarn, o que dificulta a constatação experimental.

Encontramos na literatura feixes de fótons produzidos por bremsstrahlung e por aniquilação de pares. Medidas recentes utilizando "tagged photons" resultaram na determinação da seção de choque absoluta de fotofissão do ^{238}U nesta região de energia [2].

O objetivo do presente trabalho foi medir as seções de choque de fotofissão do ^{238}U utilizando fótons monocromáticos e polarizados, obtidos por Compton backscattering de luz laser pelo acelerador de elétrons de alta energia "ADONE" no Laboratório Nacional de Frascati, Itália [1]. Este tipo de feixe permitiu um tratamento de dados mais simples e acurado se comparado com os

procedimentos normalmente empregados na determinação da seção de choque de fotofissão a partir de feixes contínuos de bremsstrahlung.

Os detetores utilizados foram: Emulsão nuclear K0-Ilford e folhas de mica muscovita. As emulsões foram carregadas com uranio em forma complexada de modo a não alterar suas características de registro de traços. As folhas de mica foram cobertas com uma finissima camada de oxido de uranio de modo a eliminar o problema da autoabsorção de fragmentos de fissão. O total de fotons por alvo estudado, ao todo seis, foi da ordem de 10^9 por cm^2 . Após o processamento dos detetores utilizaram-se microscópios oticos para análise e contagem dos eventos de fissão. As emulsões foram reveladas com uma técnica especial desenvolvida anteriormente por de Carvalho^[3] de modo a discriminar os eventos de fissão dos traços de particilas alfa provenientes da desintegração do uranio.

Os resultados experimentais do presente trabalho foram comparados com as previsões teóricas do Modelo de Levinger Modificado, sendo consistentes com estas e com os resultados de outros laboratorios que estão apresentados na literatura científica. Estes resultados sugerem valores de fissionabilidade não muito próximos da unidade. Tentou-se ainda correlacionar as orientações dos traços registrados com a polarização dos feixes, porem o numero total de eventos não foi suficiente para se identificar uma anisotropia nas distribuições de angulo.

CAPITULO I

ASPECTOS TEÓRICOS E HISTÓRICOS DA FOTOFISSÃO NA REGIÃO DO QUASE-DEUTERON

1.1 - INTERAÇÕES FOTONUCLEARES E RESSONANCIA GIGANTE

As interações das radiações eletromagnéticas com a matéria constituem assunto de grande interesse para a Física, particularmente para a Física Nuclear, onde essas radiações desempenham o papel de verdadeiras sondas, trazendo à luz informações sobre a estrutura dos núcleos atômicos.

A resolução de nossa ponta de prova está associada à quantidade λ - comprimento de onda da radiação.

Pelas equações

$$E = h\nu \quad (1.1.1)$$

$$\nu = c/\lambda \quad (1.1.2)$$

podemos relacionar a energia do foton incidente sobre um sistema, um núcleo atômico por exemplo, com as dimensões típicas que este irá perceber.

Em 1939, Bohr e Wheeler^[4] publicaram um extenso trabalho sobre os mecanismos da fissão nuclear baseados no modelo da gota

líquida. Neste trabalho foi prevista a fotofissão nuclear e feita uma estimativa da seção de choque. A fotofissão foi descoberta experimentalmente por Haxby e colaboradores^[5], e confirmada em vários trabalhos posteriores. O presente trabalho pretende contribuir para um maior conhecimento do fenômeno.

Esponaneamente ou induzido por perturbações, o núcleo se utiliza de diversos canais para atingir configurações estáveis. Estes podem ser emissão de partículas (prótons, neutrons, fotons, mesons), fissão nuclear, etc. Estes mecanismos competem entre si e o seu conhecimento é fundamental para a elaboração de modelos que expliquem a natureza da estrutura nuclear.

Baldwin e Klaiber^[6] foram os primeiros a estudar a fotofissão nuclear de maneira sistemática ao irradiarem vários elementos (U, Th, Bi, Pb, Te, Au, W, Sm) com feixes de Bremsstrahlung produzidos por um betatron de $E_{max} = 100\text{MeV}$. Conseguiram detetar produtos de fissão para o urânio e para o tório. Apesar de não conhecerem o espectro do feixe, realizaram um tratamento aproximado dos dados obtidos e verificaram o caráter ressonante da fissão desses elementos na região de energias que vai até 30 MeV. Estimaram inclusive os valores máximos das seções de choque de fotofissão nesta região: 50mb e 25mb para o urânio e para o tório, respectivamente, com ambos os picos próximos a 18MeV.

A partir deste trabalho, Goldhaber e Teller ^[7] formularam um modelo que explicava este caráter ressonante das reações fotonucleares nesta região de energia - $5 \text{ MeV} < E < 20 \text{ MeV}$ - que hoje é conhecida como região de ressonância gigante (GDR - giant dipole resonance). Segundo este modelo, os núcleos apresentam uma oscilação de dipolo sob a ação dos campos eletromagnéticos dos fótons absorvidos. Posteriormente, o Modelo Hidrodinâmico de Steinwedel e Jensen ^[8], em 1950, explicou a absorção da radiação eletromagnética por núcleos esféricos. Tudo se passa como se os prótons e os neutrons constituíssem dois fluidos independentes que vibrassem em sentidos opostos quando perturbados pelo campo eletromagnético dos fótons. Este modelo foi estendido em 1956 por Okamoto ^[9], e em 1958 por Danos ^[10], a núcleos deformados.

Sendo o comprimento de onda, λ , comparável às dimensões nucleares nesta região de energia, a interação se processa entre o fóton incidente e o momento de dipolo do núcleo, resultando em absorção e posterior desexcitação através de um dos vários canais mencionados: (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) , (γ, F) , etc...

1.2 - A REGIÃO DO QUASEDEUTERON E O MODELO DE LEVINGER

Fatores como a alta seção de choque de absorção, a relativa facilidade de se obterem feixes de bremsstrahlung na faixa de energias da GDR, ou feixes monocromáticos (ainda que de baixa intensidade), levaram a um grande acúmulo de dados experimentais naquela região.

Por outro lado, a região que se estende desde o final da ressonância gigante até o limiar de fotoprodução de mésons (aprox 150 MeV), permaneceu praticamente inexplorada. Isto porque, entre outros motivos, a técnica de se utilizar feixes de espectros contínuos, por exemplo bremsstrahlung, resulta inadequada ao estudo do fenómeno nesta região.

Em 1951, Levinger^[11] propôs um modelo para determinação da seção de choque de fotoabsorção nuclear que poderia ser aplicado nesta região de energia. Segundo o modelo, os fotons interagiriam com pares neutron-proton no interior do núcleo. Estes pares, conhecidos como "quase-deuterons", poderiam então absorver o foton incidente e desencadear um processo de aquecimento do núcleo que então se desexcitaria através dos processos normais conhecidos. Nesta região de energias, λ é comparável às dimensões dos pares n-p.

Basicamente, o modelo prevê que a seção de choque de fotoabsorção de um núcleo será diretamente proporcional à seção de choque de fotoabsorção do deuteron livre:

$$\sigma_{\text{AD}}(k) = L (NZ/A) \sigma_{\text{D}}(k), \quad (1.2.1)$$

onde NZ é o número total de pares n-p em um núcleo de número de massa A , número atômico Z e número de neutrons N ;

L = parâmetro de Levinger

$\sigma_D(k)$ = seção de choque de fotoabsorção do deuteron livre.

k = energia do foton.

Levinger determinou o valor de L teoricamente, atribuindo-lhe o valor $L=6.4$ e depois o valor $L=8.0$. Estes valores foram calculados em função do parâmetro r_0 o qual está presente quando introduzimos o raio nuclear: $R = r_0(A)^{1/3}$. Os dois valores de L acima correspondem a $r_0 = 1.4$ fm e $r_0 = 1.2$ fm, respectivamente. Porém, ao longo do tempo, varios autores atribuíram valores distintos ao parâmetro L , de acordo com ajustes aos seus pontos experimentais (ver Tabela 1.2.1). Em 1967, Levinger^[16] reveriu seu trabalho original e introduziu um fator de atenuação à formula original:

$$\sigma_{MQD}(k) = L NZ/A \sigma_D(k) e^{-D/k} \quad (1.2.2)$$

O modelo então ficou conhecido como modelo de Levinger modificado (MQD), e leva em consideração as influencias de transições proibidas pelo Principio de Exclusão de Pauli quando as energias dos fotons são proximas a energia de Fermi dos nucleos.

Em 1979, Levinger^[17] determinou $D = 60$ MeV como sendo o valor mais ajustado aos dados experimentais de Lepretre e colaboradores^[18] para a fotoabsorção no chumbo entre 25 MeV e 106 MeV.

TABELA 1.2.1

Reação	Energia de Bremsstrahlung (MeV)	Núcleo	Referência	L
(γ,np)	320	Li - Pb	[12]	3
				(†) 4.9
	300	16O	[13]	10.3±2.6
		7Li	[14]	9.6±2.3
	150 - 250	12C	[14]	12.4±3.0
		40Ca	[14]	8.7±2.1
(γ,p)	100	6Li	[15]	4.5±1.0

(†) Valor Calculado

Tabela 1.2.1 - Valores atribuídos ao parâmetro "L" da fórmula de Levinger

1.3 - A FORMULA DE LEVINGER E A DEPENDENCIA " L(A) "

Em 1980, Tavares e colaboradores^[19] determinaram para L uma dependencia em relação ao número de massa A. Utilizando a fórmula de Levinger modificada, representaram graficamente os pontos experimentais obtidos nos laboratórios de Saclay e de Mainz - Lepretre e colaboradores^[18] e Ahrens e colaboradores^[20]. A partir de representações gráficas de $\ln \left[\frac{\sigma_{\text{exp}}(k)}{\sigma_D(k)} \right] \times \left[1/k \right]$, puderam ajustar retas e determinar valores de L e D para cada núcleo. O resultado final foi a determinação da dependencia do parâmetro L em função do número de massa, L(A):

$$L \cong \frac{A^{2,147}}{NZ} \quad (1.3.1)$$

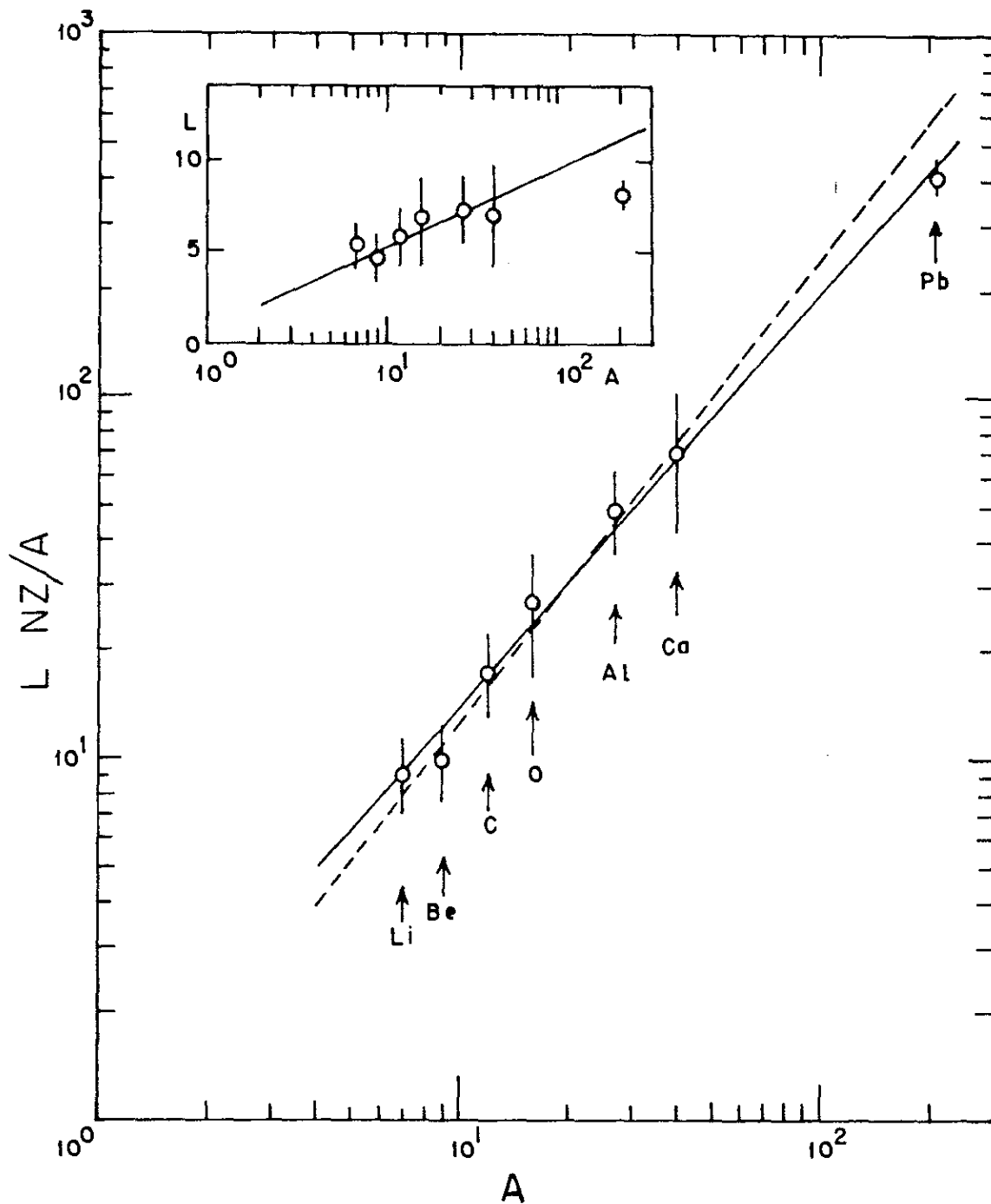
Havendo feito uma revisão do cálculo de Levinger para o parâmetro L, Tavares e colaboradores^[19] introduziram, segundo Elton^[21], uma dependencia $r_o = r_o(A)$:

$$r_o(A) = (1,12 + 2,35A^{-2/3} - 2,07A^{-4/3}) \text{fm} \quad (1.3.2)$$

Disto resultou a seguinte função para L:

$$L = (0,67/NZ) A^{2,28} \quad (1.3.3)$$

Comparando (1.3.1) e (1.3.3), vemos que o acordo é excelente (ver Fig. 1.3.1). A formula de Levinger então pode ser reescrita como:



A linha cheia representa a equação 1.3.1, obtida por ajuste de mínimos quadrados aos pontos experimentais mostrados. A linha tracejada representa a equação 1.3.3, teórica, obtida pela introdução da função $\rho(A)$ no modelo de Levinger.

Figura 1.3.1 - Comparação entre as previsões teóricas e experimentais da dependência $L(A)$ da fórmula de Levinger.

$$\sigma_{\text{MGD}}(k) = A^{1.147} \sigma_D(k) e^{-D/k} \quad (1.3.4)$$

A formula (1.3.4) será utilizada na avaliação da seção de choque total de fotoabsorção nuclear.

1.4 - MEDIDAS REALIZADAS COM OUTRAS FONTES DE FÓTONS

Medidas com fótons monocromaticos obtidos por aniquilação de pares, exceto as de Lepretre e colaboradores^[22], não foram obtidas acima de 30 MeV^[23-27]. Lepretre e colaboradores^[22] determinaram as seções de choque totais de fotoabsorção indiretamente via medidas de seções de choque (γ, n) totais para o U, Pb, Ta, Ce e Sn.

Recentes medidas foram feitas na região do quase-deuteron por Ries e colaboradores^[2]. Utilizando fótons "marcados" (tagged photons) conseguiram determinar em varios pontos deste intervalo os valores das seções de choque de fotofissão para o ^{238}U . Continuando este trabalho, Lepretre e colaboradores^[23] obtiveram as seções de choque absolutas de fotofissão para o ^{232}Th , ^{235}U e ^{238}U . Ao compararem estes resultados com as previsões de uma formula fenomenologica baseada no modelo de Levinger modificado, concluíram que a fissionabilidade do ^{238}U é de praticamente 1 no intervalo 30 MeV - 110 MeV.

CAPÍTULO II

O MÉTODO UTILIZADO

2.1 - OS FEIXES E OS DETETORES

Considerando as dificuldades implícitas à realização de medidas de seções de choque de fotofissão na região do quase deuteron, decidimos levar a cabo o presente trabalho uma vez que dispunhamos de uma nova fonte de gamas monocromáticos, a saber, o feixe "LADON" do Laboratorio Nacional de Frascati, Itália. Este feixe é obtido por Compton backscattering de luz laser por eletrons do acelerador de energia intermediária, "ADONE", do mesmo laboratório [29,30]. As principais características do feixe LADON são: a satisfatória resolução em energia ($\Delta E/E = 0.03$ e 0.05 para $E = 15$ MeV e 80 MeV, respectivamente); um baixo nível de radiação de fundo devido a fotons de bremsstrahlung ($\leq 5\%$ em todo o espectro do feixe); uma intensidade da ordem de 10^5 γ/s e fotons polarizados linearmente ($\cong 100\%$).

Foram utilizados dois tipos de sistemas alvo-detetor: Películas de emulsão nuclear K0-ILFORD carregadas com ^{238}U e sandwiches de folhas de mica com camadas delgadas de ^{238}U . As emulsões foram carregadas com complexos obtidos a partir do

nitrato de urânio, de tal modo que não houvessem desvios de suas propriedades de registro, tanto durante o carregamento quanto durante todo o tempo que precedeu o processamento (aprox. 75 dias). As quantidades exatas de urânio eram conhecidas e distribuídas uniformemente. Para evitar a perda da imagem latente, as películas foram seladas à vácuo e mantidas sob refrigeração.

Os sandwiches de mica muscovita foram preparados com folhas limpas e recém abertas, as quais passaram por um ataque químico de modo a evidenciar possíveis eventos fósseis presentes. Foram submetidas ao ácido fluorídrico a 49%. Com isto, qualquer evento anterior à irradiação pôde ser reconhecido e descartado. Sobre estas folhas foi depositada uma tênue e uniforme película de óxido de urânio em uma das faces, de modo que a autoabsorção de fragmentos de fissão fosse desprezível. Em seguida as folhas de mica foram empacotadas como sandwiches e seladas à vácuo em envelopes plásticos.

Durante as exposições, tanto o espectro do feixe quanto a dose total foram monitoradas (veja arranjo experimental na Fig. 2.1.1). Além disso, os níveis de background devido a fótons de bremsstrahlung foram controlados antes de cada exposição mediante a desativação da luz laser. Estes níveis mostraram-se desprezíveis. As distribuições dos feixes eram tais que as contribuições da ressonância gigante puderam ser desprezadas (Fig. 2.1.2).

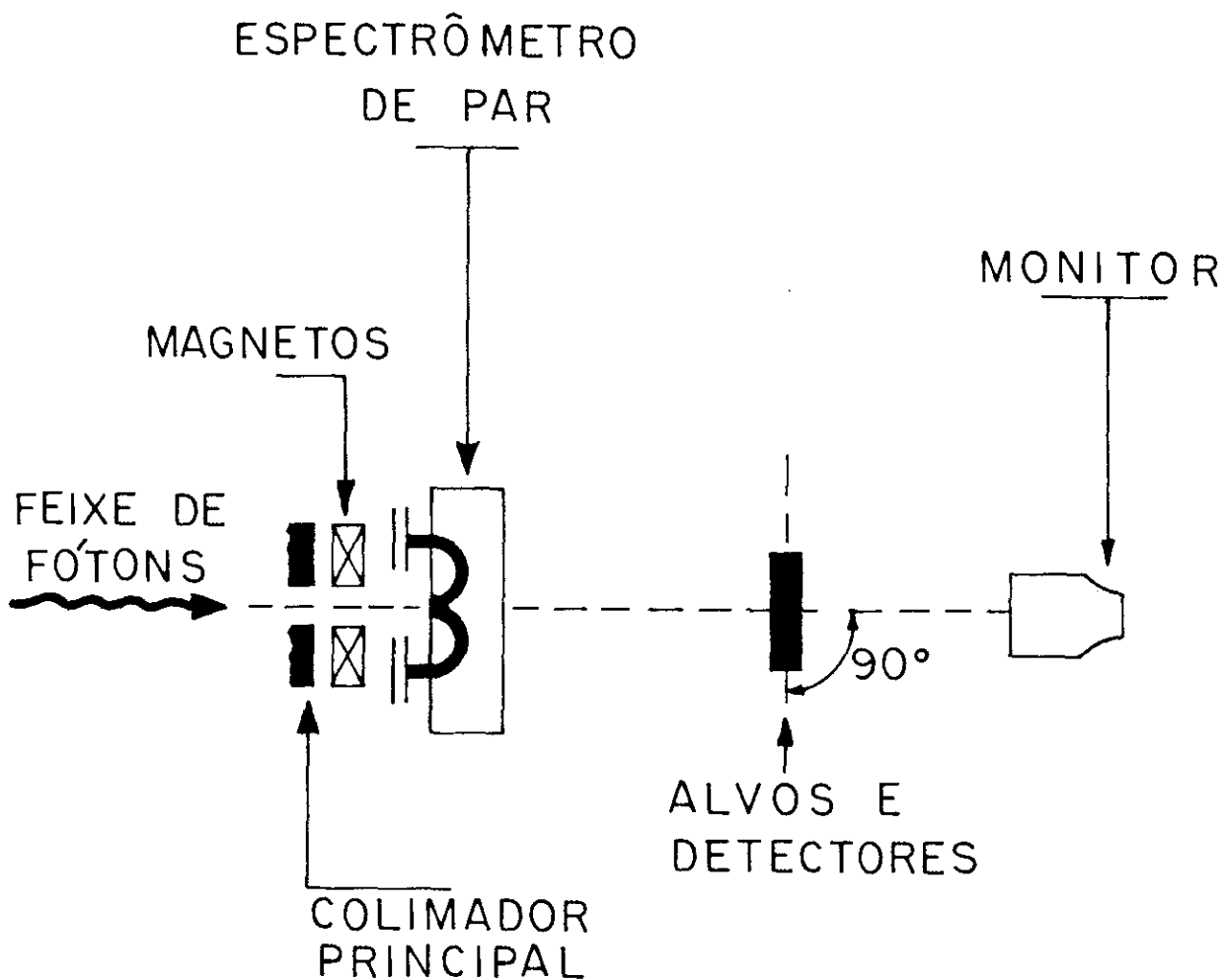


Figura 2.1.1 - Arranjo experimental das exposições ao feixe LADON

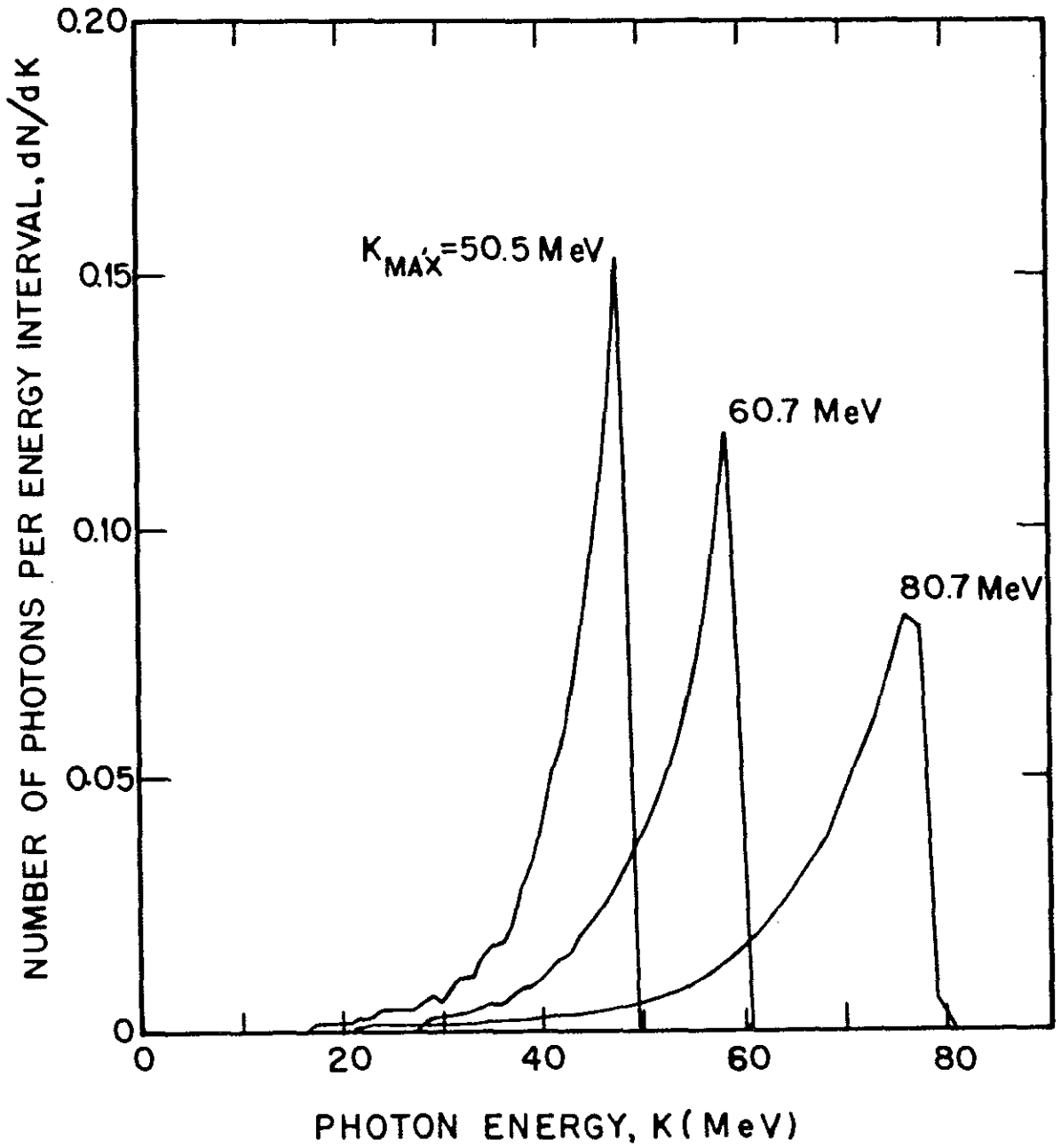


Figura 2.1.2 - Espectros dos feixes utilizados

Após as exposições, as emulsões foram reveladas utilizando-se uma técnica desenvolvida por de Carvalho^[3], segundo a qual podemos discriminar traços de fragmentos de fissão do ^{238}U em meio a um intenso background de partículas alfa (no nosso caso, $3 \times 10^5 \alpha/\text{cm}^2$, veja apêndice A1).

2.2 - PROCEDIMENTOS DA MICROSCOPIA; DADOS GERADOS

Uma vez reveladas, as películas foram encaminhadas à microscopia do DNC-CBPF para a identificação e contagem de eventos de fissão. O procedimento de praxe utilizado consta de: identificação do traço de fissão; medida da projeção horizontal; medida da profundidade; especificação das coordenadas. Para facilitar o trabalho, foi colada sobre cada película uma rede de referência, de tal modo que a região exposta ficou subdividida em células de fácil identificação ao microscópio.

Como as partículas alfa ainda constituíam um fundo intenso, ainda que sub-reveladas, foi necessário introduzir um ponto de corte na projeção dos traços de fissão identificados, de tal modo que traços de partículas alfa de grande ângulo de inclinação, " β ", não fossem confundidos com traços de fissão. Isto porque os grãos revelados constituintes do traço da partícula alfa ao se superporem podem atingir uma opacidade tal que seja impossível avaliar com segurança se o traço procede ou não de um evento de

fissão. Por isso, estabelecemos um corte para a projeção " P ", tal que traços de P menor que 8 divisões de escala não foram considerados.

Para que reproduzíssemos o número total de traços contados, foi necessário introduzir o fator eficiência " ϵ ",

$$\epsilon = \frac{\text{Número de casos } P \geq 8}{\text{Número total de casos}} \quad (2.2.1)$$

Para determinar " ϵ " desenvolvemos um cálculo de Monte Carlo baseado nas duas funções de distribuição admitidas para o alcance " R " e para o ângulo de inclinação " β " dos traços (veja apêndice A2).

A projeção dos traços é dada por,

$$P = R \cos(\beta) / \text{CAL} . \quad (2.2.2)$$

onde CAL é a calibração do sistema(*).

Sorteamos valores para R e β e calculamos, após um grande número de tentativas, o valor de " ϵ ". Este valor então é utilizado para determinar o número de eventos total que seriam contados se não houvesse corte em P.

(*) Cada microscópio foi calibrado por um padrão de comprimento.

CAL representa o ajuste ao padrão.

Além disso, o processo de contagem foi submetido ao método estatístico da dupla coincidência, pelo qual é possível determinar o número mais provável de eventos numa área examinada em função da eficiência dos observadores. Segundo a técnica desenvolvida por Geiger e Werner^[31], suponhamos que numa certa área de uma película de emulsão nuclear exista um número desconhecido de eventos "T", o qual é procurado independentemente por duas microscopistas que aplicam as mesmas regras de identificação. Se N_1 e N_2 são os números de eventos achados por cada observador, ϵ_1 e ϵ_2 são suas eficiências individuais definidas por

$$\epsilon_1 = N_1/T \quad \text{e} \quad \epsilon_2 = N_2/T . \quad (2.2.3)$$

admitindo que $\epsilon_1 \epsilon_2$ seja a probabilidade de que um mesmo evento seja visto por ambos os observadores, então espera-se que o número de coincidências(eventos observados por ambos) seja

$$N_{12} = \epsilon_1 \epsilon_2 T \quad (2.2.4)$$

Com isto, podemos escrever:

$$\epsilon_1 = N_{12}/N_2 ; \quad \epsilon_2 = N_{12}/N_1$$

$$T = N_1 N_2 / N_{12} \quad (2.2.5)$$

A hipótese básica da técnica de coincidências é que todos os eventos têm, a priori, igual probabilidade de serem observados.

Cada evento contado pelas microscopistas foi ainda reexaminado, antes de se verificarem as coincidências, de modo que não houvessem dúvidas quanto à natureza dos mesmos.

O trabalho de microscopia gerou o seguinte material:

- 1 - Histogramas de alcance de traços (Fig. 2.2.1).
- 2 - Histogramas de ângulos " α " relativos a direção de polarização do feixe.
- 3 - Número de eventos de fissão por unidade de área (Tab.3.2.2).

Dos histogramas de alcance determinamos os parâmetros para o cálculo de Monte Carlo. Dos histogramas de ângulo tentamos uma correlação entre o ângulo de polarização do feixe e o processo de fissão. Por fim, a partir da densidade de eventos foi possível determinar as seções de choque absolutas de fotofissão.

Os pacotes contendo os sandwiches de mica foram abertos e as camadas de óxido de urânio removidas antes do ataque químico propriamente, para o qual foi utilizado ácido fluorídrico a 40% por uma hora e a temperatura ambiente. Uma vez reveladas, as folhas de mica foram submetidas a contagem de eventos de fissão.

As contagens e análises dos traços foram feitas com microscópios óticos (Leitz e Ortholux), os quais foram calibrados por um mesmo padrão de comprimento.

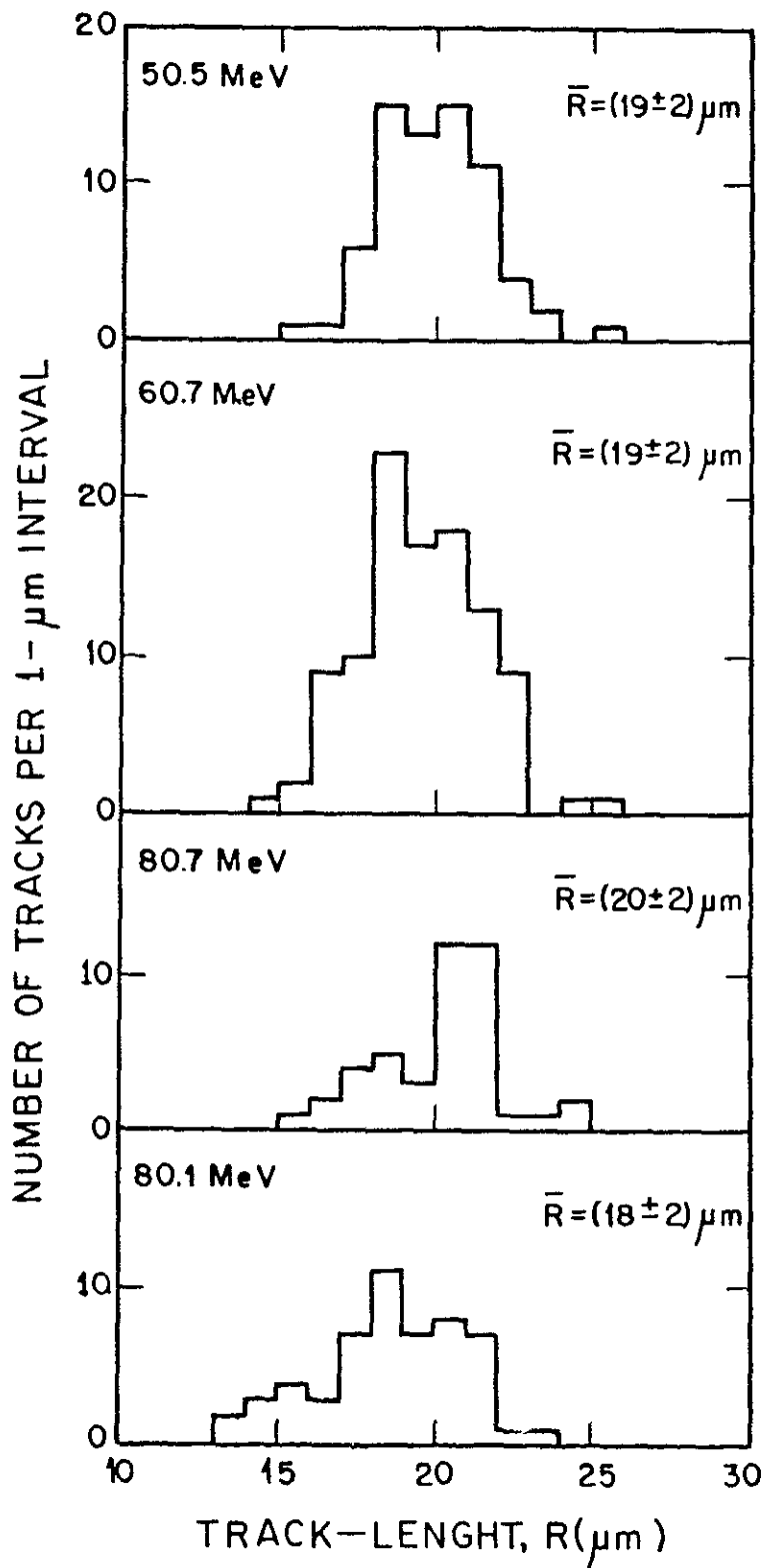


Figura 2.2.1-Histogramas de alcance dos traços identificados

CAPITULO III

RESULTADOS E DISCUSSÃO

3.1 - A CONTRIBUIÇÃO DA RESSONANCIA GIGANTE

Para calcular a seção de choque a partir do número de eventos de fissão, temos que considerar os eventos resultantes da região de ressonancia gigante, uma vez que os feixes possuem uma contribuição pequena, porem não nula, nesta região de energia.

O numero destes eventos é proporcional a integral:

$$I = \int_{k_t}^{k_u} \sigma_{GR}(k) \cdot n(k, k_{max}) dk \quad (3.1.1)$$

onde:

$\sigma_{GR}(k)$ = Seção de choque de fotofissão na região de ressonancia gigante;

$n(k, k_{max})$ = espectro do feixe;

k_t e k_u = limites à esquerda e à direita para o produto

$$\sigma_{GR}(k) \cdot n(k, k_{max}) \cdot dk$$

k_t é determinado pelo início do espectro $n(k, k_{max})$, e

$k_u \cong 30\text{MeV}$, correspondendo à $\sigma_{GR}(k) \longrightarrow 0$.

Para avaliar a integral (3.1.1), a função $\sigma_{GR}(k)$ foi parametrizada por uma Lorentz-line:

$$\sigma_{GR}(k) = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{(k^2 - k_0^2)^2}{k^2 \Gamma^2}} \quad (3.1.2)$$

As constantes σ_0 , k_0 e Γ foram determinadas a partir de um ajuste por mínimos quadrados dos dados experimentais de Ries e colaboradores^[27] (veja apêndice A3).

A integração foi então feita e resultou ser desprezível: no pior caso, equivale a um número de eventos menor que 3% do total de eventos produzidos pela exposição total considerada.

De igual modo, a contribuição das radiações de bremsstrahlung não gerou eventos em número acima do erro experimental, e foi considerada desprezível.

3.2 - A DETERMINAÇÃO DA SEÇÃO DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO

Para determinar a seção de choque de fotofissão nas energias disponíveis, ficamos com a equação:

$$N_e = N_a \cdot \phi \cdot \varepsilon \cdot \int_{k_t}^{k_{max}} \sigma(k) \cdot n(k, k_{max}) \cdot dk \quad (3.2.1)$$

onde N_e = Número de eventos de fissão (descontados os eventos de fissão espontânea)

N_a = Número de átomos de ^{238}U

ϕ = Número total de fótons

ε = Eficiência de detecção

$n(k, k_{max})$ é o espectro normalizado, e os limites de integração são os limites do feixe.

Considerando os espectros dos feixes disponíveis (veja Fig. 2.1.2), vemos que apesar de não serem absolutamente monocromáticos, possuem valores médios de energia muito próximos aos picos das distribuições. Tomamos então uma expansão da seção de choque absoluta no entorno desta média:

$$\sigma(k) = \sigma(\bar{k}) + \frac{d\sigma}{dk} \Big|_{\bar{k}} (k - \bar{k}) + \dots \quad (3.2.2)$$

onde

$$\bar{k} = \frac{\int_{kt}^{k_{max}} k \cdot n(k, k_{max}) \cdot dk}{kt} \quad (3.2.3)$$

A equação (3.2.2) porém assume uma forma simples, pois sabemos que a seção de choque nesta região tem um comportamento suave e quase constante^[2,24]. Tomamos, então, apenas o primeiro termo da expansão:

$$\sigma(k) \cong \sigma(\bar{k}) \quad (3.2.4)$$

Lembrando que $\int_{kt}^{k_{max}} n(k, k_{max}) \cdot dk = 1$, a equação (3.2.1) fica:

$$\sigma(\bar{k}) = N_e / N_a \cdot \phi \cdot \epsilon \quad (3.2.5)$$

A equação (3.2.5), então, permite calcular a seção de choque absoluta de fotofissão na região do quase-deuteron, uma vez que se conheçam os valores das grandezas nela envolvidos. Estes são mostrados na Tabela 3.2.3. As Tabelas 3.2.1 e 3.2.2 mostram dados relativos às condições de irradiação e a contagem dos eventos de fissão.

Todos os erros atribuídos às medidas são erros estatísticos.

TABELA 3.2.1

I	N_a [cm ⁻²] × 10 ¹⁸	$K_{m\acute{a}x}$ [MeV]	θ_{pol} [°]	ϕ_T × 10 ⁹	S [cm ²]	ϕ [cm ⁻²] × 10 ⁹
3	7.0 ± 0.3	50.5	—	6.79	0.72 ± 0.02	9.4 ± 0.3
5	8.0 ± 0.3	60.7	90	7.04	0.72 ± 0.02	9.8 ± 0.3
7	8.4 ± 0.3	80.1	56.5	4.32	0.72 ± 0.02	6.0 ± 0.2
9	9.8 ± 0.4	80.7	326.5	4.40	0.72 ± 0.02	6.1 ± 0.2

I - Película.

N_a - Número de átomos de ²³⁸U por cm².

$K_{m\acute{a}x}$ - Energia máxima do feixe.

θ_{pol} - Ângulo de Polarização.

ϕ_T - Dose total de fótons.

S - Área exposta na película.

ϕ - Número de fótons por cm².

Tabela 3.2.1 - Dados relativos às exposições das películas de emulsão nuclear.

TABELA 3.2.2

I	s [cm ²]	N_A	N_B	N_{AB}	T	ϵ	N_T [cm ⁻²]	$N_{T/s}$ [cm ⁻²]	N_{sf} [cm ⁻²]
3	0.171±0.007	70	82	56	103±10	0.37±0.04	278±41	(116±2)×10 ²	(15±1)×10
5	0.129±0.005	107	87	79	118±11	0.43±0.02	274±29	(21±2)×10 ²	(12±1)×10
7	0.104±0.004	51	52	49	54±7	0.65±0.03	83±12	(80±12)×10 ¹	(18±1)×10
9	0.163±0.006	44	21	17	54±7	0.52±0.04	104±16	(64±10)×10 ¹	(15±1)×10

I - Película.

s - Área observada.

N_A - Eventos observados por A.

N_B - Eventos observados por B.

N_{AB} - Eventos comuns a A e B.

T - Total de eventos = $\frac{N_A \times N_B}{N_{AB}}$

ϵ - Eficiência de identificação de traços devido do ao ponto de corte: 8 divisões de escala.

N_T - Número de traços corrigidos: $N_T = \frac{T}{\epsilon}$.

$N_{T/s}$ - Número de traços por cm².

N_{sf} - Número de traços devido à fissão espontânea: $N_{sf} = \lambda_{sf} N t$; t = 75 dias.

Tabela 3.2.2 - Dados resultantes da contagem de eventos de fissão.

TABELA 3.2.3

\bar{k} [MeV]	N_e/ϵ [cm ⁻²]	N_a [cm ⁻²] $\times 10^{18}$	ϕ [cm ⁻²] $\times 10^9$	$\sigma(\bar{k})$ [mb]
46.4	(145 \pm 20) $\times 10$	7.0 \pm 0.3	9.4 \pm 0.3	22 \pm 3
52.7	(198 \pm 20) $\times 10$	8.0 \pm 0.3	9.8 \pm 0.3	25 \pm 3
(+) 59.7	(82 \pm 28) $\times 10$	(1.5 \pm 0.1) $\times 10$	3.9 \pm 0.2	14 \pm 5
(+) 63.8	(127 \pm 30) $\times 10$	(1.6 \pm 0.1) $\times 10$	6.6 \pm 0.2	12 \pm 3
70.9	(62 \pm 12) $\times 10$	8.4 \pm 0.3	6.0 \pm 0.2	12 \pm 2
71.9	(49 \pm 10) $\times 10$	9.8 \pm 0.4	6.1 \pm 0.2	8 \pm 1

(+) Dados provenientes dos sanduiches mica/Urânio. Os outros são relativos às películas de emulsão nuclear.

\bar{k} - Energia média do feixe.

N_e/ϵ - Número total de eventos por cm², já descontados os de fissão espontânea; $N_e/\epsilon =$

$$= N_T/s - N_{sf}$$

N_a - Número de átomos de ²³⁸U por cm².

ϕ - Número de fótons por cm².

$\sigma(\bar{k})$ - Seção de choque de fotofissão do ²³⁸U nas energias \bar{k} .

Tabela 3.2.3 - Dados envolvidos no cálculo da seção de choque.

3.3 - COMPARAÇÃO DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS COM DADOS DA LITERATURA

Para uma melhor apreciação dos dados experimentais, os mesmos foram representados graficamente na Fig.3.3.1, juntamente com dados recentes de Ries e colaboradores^[2], além da previsão do modelo de Levinger modificado, equação(1.3.4). Nesta foram introduzidas a dependência $L(A)$ segundo Tavares e colaboradores^[19], e a seção de choque de fotoabsorção do deuteron livre medida por Bernabei e colaboradores^[32], em 1986, os quais também utilizaram as disponibilidades do LADON. São mostrados ainda trabalhos anteriores na região de ressonância gigante^[23,25,27].

Os resultados do presente trabalho são consistentes quando comparados com os existentes na literatura^[23,25,27] e com a previsão do Modelo de Levinger Modificado^[19].

Tomando a seção de choque total de fotoabsorção do Modelo de Levinger Modificado como referencia, vemos que a fissionabilidade do ^{238}U decresce no intervalo 40MeV - 80MeV, chegando a níveis de aproximadamente 50%. São poucos os dados na literatura sobre o assunto, sendo os mais recentes os de Ries e colaboradores^[2]. Estes determinaram uma fissionabilidade de aproximadamente 100% no intervalo de energia considerado.

Este resultado sugere uma retomada do problema com novas medidas de $\sigma(k)$ entre 20MeV e 100MeV, de modo a melhorar o conhecimento dos mecanismos de fotofissão.

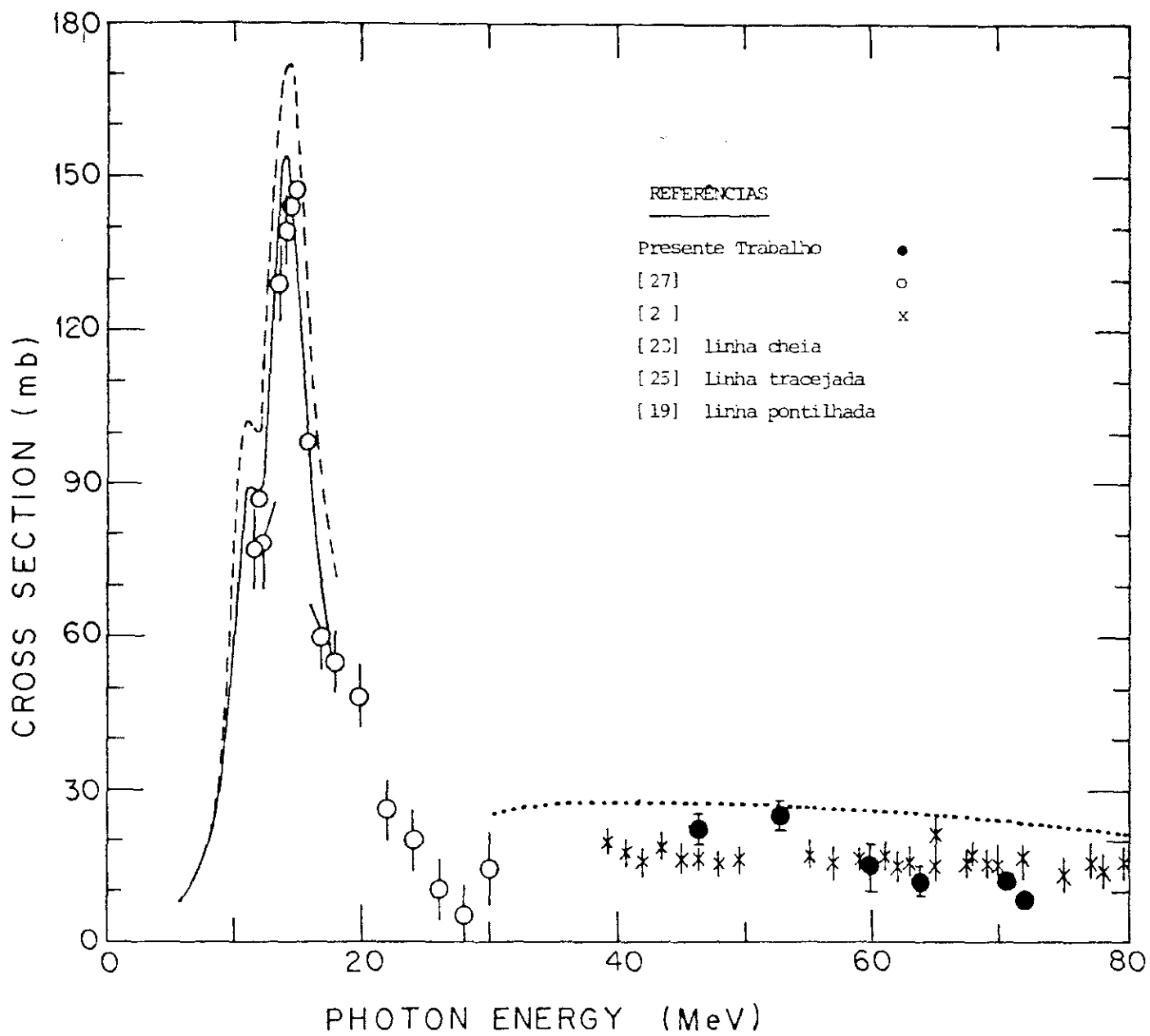


Figura 3.3.1 - Resultado do presente trabalho juntamente com dados da literatura e com a previsão do Modelo de Levinger Modificado.

CAPÍTULO 4

CONCLUSÃO

No presente trabalho, utilizou-se técnica de detecção de traços de fragmentos de fissão em películas de emulsão nuclear K0-Ilford e em folhas de mica muscovita para a determinação da seção de choque de fotofissão absoluta do ^{238}U . As amostras foram expostas em Frascati, Italia, a fótons monocromáticos e polarizados produzidos por Compton backscattering de luz laser em elétrons de alta energia do acelerador ADONE.

As películas de emulsão nuclear foram carregadas com urânio natural e, uma vez expostas aos feixes de fótons, processadas no Laboratório de Química do DNE-CBPF. Em seguida, foram enviadas à microscopia onde os eventos de fotofissão, após analisados, foram contados e geraram dados para o cálculo de $\sigma(k)$ em quatro pontos de energia distintos. De forma semelhante, as folhas de mica muscovita foram recobertas com filmes finos de urânio natural, processadas e analisadas no mesmo laboratório, gerando dados para o cálculo de $\sigma(k)$ em dois pontos de energia distintos.

Ao todo foram realizadas seis medidas, em energias diferentes, da seção de choque absoluta de fotofissão do ^{238}U na região do quase-deuteron. Os resultados revelaram-se de acordo com

aqueles encontrados na literatura e com a previsão do Modelo de Levinger Modificado. Os resultados obtidos com estas técnicas e com o feixe monocromático LADON de Frascati, sugerem que este sistema seja utilizado na determinação de novos pontos de energia visando um melhor conhecimento da função $\sigma(k)$, assim como dos mecanismos da fotofissão do urânio e de outros elementos na região do quase-deuteron.

O número de eventos por nós analisados não permitiu concluir sobre uma possível influência da polarização do feixe sobre o mecanismo de fotofissão. As distribuições de ângulos " α ", no plano das emulsões, não mostraram tendências para qualquer anisotropia.

A Fig. 3.3.1 mostra um bom acordo entre os nossos resultados e outros resultados da literatura. Podemos ver que as nossas seções de choque de fissão são sempre menores que a seção de choque total inelástica do Modelo de Levinger Modificado. Se tomarmos como referência a seção de choque total de fotoabsorção deste modelo, os dados do presente trabalho sugerem um decréscimo na fissionabilidade do ^{238}U no intervalo 40MeV - 80MeV, chegando a atingir níveis da ordem de 50%. Isto é razoável, pois admitimos outros mecanismos de desexcitação do núcleo, como por exemplo reações do tipo (γ, n) , $(\gamma, 2n)$, (γ, p) , (γ, np) , etc.

Finalmente, constatou-se a eficiência e a funcionabilidade do método experimental utilizado na determinação de $\sigma(k)$.

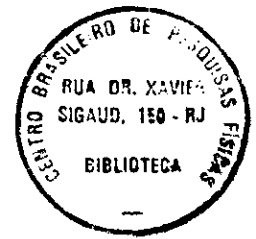
APENDICE A1

CARREGAMENTO E PROCESSAMENTO DAS PELICULAS DE EMULSÃO NUCLEAR

Será descrito aqui o procedimento de preparação, armazenamento e processamento das emulsões nucleares. O carregamento e processamento das folhas de mica, apesar de haverem sido preparadas no mesmo Laboratório e na mesma época, constitui assunto não tratado neste trabalho.

A1.1 - BREVE HISTÓRICO E CARACTERÍSTICAS DAS EMULSÕES

Em seguida à descoberta da fissão nuclear por Hahn e Strassmann [33], Perfilov [34] e Myssovsky e Jdanoff [35] produziram emulsões fotograficas capazes de registrar, em meio a intenso background, traços de ionização de núcleos de recuo de grande massa e grande poder de ionização produzidos pelo bombardeio de urânio por neutrons. Desde então, cientistas de todas as partes do mundo vêm utilizando esta técnica no estudo dos mais diversos fenomenos envolvendo reações nucleares: Fissão espontanea e fissão induzida de varios tipos de nucleos; emissão de particulas por



núcleos excitados; produção de mésons; identificação de novas partículas; etc. No CBPF, vários trabalhos, desde o início da década de sessenta, atestam a tradição da Instituição no desenvolvimento da técnica de emulsão nuclear (ver, por exemplo, [36-43]).

A emulsão nuclear é uma dispersão de grãos de halogeneto de prata (principalmente brometo) em gelatina e que apresenta as seguintes características: Películas de espessuras entre 25 μm e 1200 μm ; razão de peso 83/17 e razão de volume 49/51 para halogeneto de prata/gelatina; diâmetros dos grãos entre 0,1 μm e 0,4 μm . A alta concentração de halogeneto de prata caracteriza a emulsão, sendo cinco vezes maior do que a concentração usada em fotografia comum. Seu poder frenador é de cerca de 2000 vezes maior do que o dos gases a 1 atm. Registra continuamente partículas ionizantes durante a exposição. É altamente higroscópica.

A sensibilidade das emulsões nucleares está ligada ao diâmetro e densidade dos grãos. Depende ainda da temperatura, pressão, tensões internas e umidade relativa.

Vários fabricantes se destacaram na fabricação de emulsões para pesquisa, entre os quais: Ilford Ltda.(Londres), Eastman Kodak Company (Rochester), Nikfi Institute (Moscow), Fuji Films(Tokio), Kodak Ltda(Harrow). A composição química média das emulsões nucleares das séries G, K, L fabricadas pela Ilford

ELEMENTO	g/cm ³	
Prata	1.817	+ 0.029
Bromo	1.388	+ 0.020
Iodo	0.0120	+ 0.0002
Carbono	0.277	+ 0.006
Hidrogenio	0.0534	+ 0.0012
Oxigenio	0.249	+ 0.005
Nitrogenio	0.074	+ 0.002
Enxofre	0.0072	+ 0.0002

Temos então um detetor de grande valor, porem delicado e de eficiencia condicionada à aplicação correta dos métodos consagrados pela pesquisa.

A1.2 - PREPERAÇÃO DAS PELICULAS

O primeiro passo na preparação das películas foi dimensionar a densidade de uranio. Planejou-se um carregamento tal que teriamos 60 mg de uranio natural por cm³ de emulsão seca. Assim, considerando-se as dimensões da "pizza"(*), e o fato de termos utilizado nitrato de uranilo (peso molecular 502.13), ficamos com:

Massa total de uranio = 1040 mg :

Massa total de nitrato de uranila = 2200 mg.

(*) O gel fundido é colocado na bandeja ocupa um volume de geometria bem definida, denominado "pizza".

Para o sal de uranio não reagir com os átomos da emulsão, alterando assim as propriedades de registro desta, devemos introduzi-lo de forma complexada, isto é, com todas as suas valencias saturadas. Seguimos para tanto os procedimentos descritos na referencia [37], ou seja:

Pesamos em papel de filtro (0,333g) 0,70g de bicarbonato de sódio e 1,37 g de citrato de sódio.

Em um becher contendo 3ml de água destilada foi dissolvido o bicarbonato de sódio, sendo que para a dissolução total foi preciso acrescentar mais 1ml de água. Acrescentou-se em seguida o citrato de sódio, lentamente. O processo de dissolução foi lento e sob agitação magnética. Obtivemos ao final uma solução límpida e incolor.

A parte, em outro becher, foi diluído o nitrato de uranio em 3ml de água destilada. A solução de bicarbonato de sódio com citrato de sódio foi então filtrada e recolhida diretamente no becher contendo o nitrato de uranio dissolvido. Houve efervescência acompanhada da ocorrência de duas fases quando do contato das duas soluções.

Em seguida pesou-se o gel (K0 - Ilford), o qual foi fundido a 50°C e a este misturado o complexo de uranio de modo homogêneo. A secagem deu-se em atmosfera seca e aquecida tendo durado 48h. Foi utilizada uma bandeja de lucite (metacrilato de metila) a qual uma vez lavada e seca foi nivelada na bancada com o auxílio de três parafusos e uma esfera metálica polida.

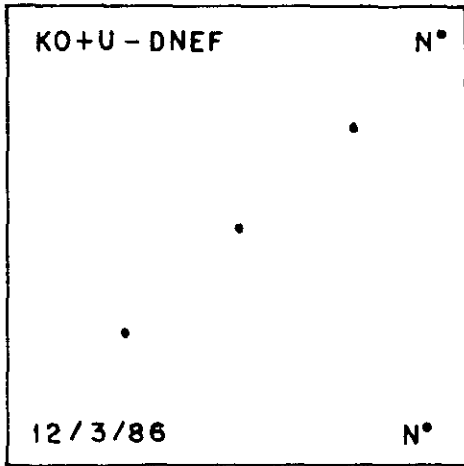
Os dados para o carregamento com urânio são mostrados a seguir:

Diâmetro das bandejas	21cm
Área das bandejas	346.4cm ²
Espessura das películas	500µm
Volume das películas	17.3cm ³
Carga recomendada	60mgU/cm ³
Total de urânio	1038mg
Total de nitrato de urânio	2193mg
Total de água destilada	7ml
Total de citrato de sódio	1.37g
Total de bicarbonato de sódio	0.70g
Total de gel	180g

Seguindo o mesmo procedimento acima descrito, foi também preparada, ao mesmo tempo, uma "pizza" de emulsão sem carregamento, a qual serviu de controle para o experimento.

Completada a secagem, as "pizzas" geraram películas de dimensões aproximadas 4x4x0.05cm.³ Estas foram identificadas, empacotadas e seladas a vácuo individualmente, conforme se vê na Fig. A1.2.1 .

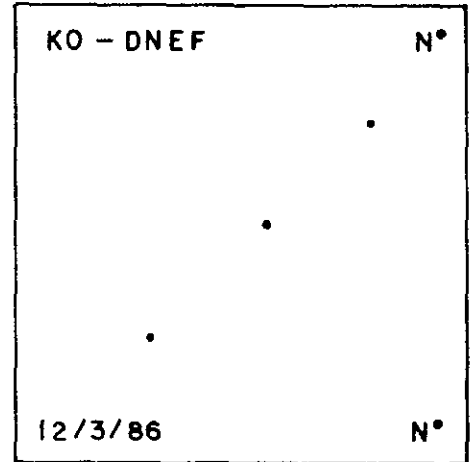
A identificação foi feita com pena a nanquim. A manipulação das películas foi planejada a fim de evitar contaminação de materiais de trabalho, vestimentas, papéis, de anotações, etc. Sendo as emulsões sensíveis à luz e às altas temperaturas, todo o procedimento descrito foi realizado em câmara escura e com refrigeração ambiente.



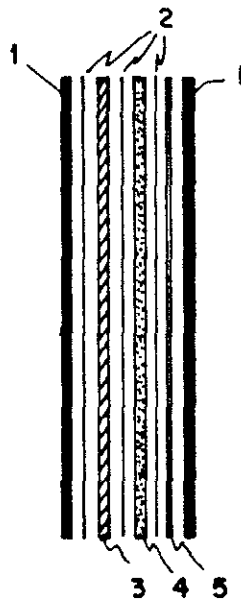
PELÍCULAS CARREGADAS

PONTOS DE
MEDIDA DE
ESPESSURA

N°= 1,2,.....,9



PELÍCULAS DE REFERÊNCIA



- 1- PAPELÃO PRETO
- 2- MYLAR
- 3- PELÍCULA CARREGADA
- 4- PELÍCULA DE REFERÊNCIA

SEÇÃO TRANSVERSAL
DOS PACOTES

Figura A1.2.1 - Identificação das películas de emulsão nuclear.

Ao todo foram preparados nove pacotes contendo cada um uma película carregada com urânio natural em concentração conhecida; uma outra película idêntica porém sem carga, para referência; folhas de mylar para isolar as películas dos materiais do pacote. Estes pacotes, uma vez selados a vácuo, foram numerados e levados à Frascati, Itália, para serem expostos aos feixes de fótons.

A1.3 - REVELAÇÃO DAS PELÍCULAS

As películas foram reveladas utilizando-se a técnica recomendada por de Carvalho^[3]. Segundo esta, através o processo de revelação podemos discriminar eventos produzidos por partículas de diferentes graus de ionização, como fragmentos de fissão e partículas alfa.

O poder de ionização das partículas varia muito. Uma partícula alfa, por exemplo, ioniza trinta vezes menos que um fragmento de fissão. Porém os traços produzidos por estas duas partículas serão indistinguíveis após uma revelação comum. É notório o fato de que as curvas de densidades de grãos versus tempo de revelação, de traços produzidos por fragmentos de fissão e traços produzidos por partículas alfa, possam ser completamente separadas. Os parâmetros que influenciam a taxa de revelação da imagem latente são: Tipo de emulsão, composição do banho

revelador, poder de ionização das partículas e temperatura. Utilizando-se um banho de baixo poder de revelação, podemos admitir um processo químico de primeira ordem, tal que a taxa de revelação seja proporcional ao número de grãos sensibilizados, porem ainda não revelados, ou seja:

$$\frac{dD}{dt} = k(D_t - D) \quad (A1.3.1)$$

onde, D = Número de grãos já revelados,
 D_t = Número total de grãos sensibilizados.
 k = Constante do processo.

Integrando esta equação ficamos com

$$D = D_t \left(1 - e^{-k(t-t_0)} \right) \quad (A1.3.2)$$

onde t_0 é o tempo de indução, ou seja, o tempo necessário para que um evento torne-se observável. Trabalhando-se com revelação de traços produzidos por partículas diferentes, podemos ajustar as escalas de tempo dos processos de tal modo que o tempo de indução " t_0 " dos traços das partículas de menor poder de ionização seja tão grande que permita aos traços das partículas de maior poder de ionização serem completamente revelados.

Não foi possível uma discriminação absoluta entre os dois tipos de traços. Após vários ensaios nos quais variou-se temperatura, concentração de revelador e tempo de revelação, concluiu-se que o melhor conjunto de valores para estes parâmetros era:

Revelador:	ácido bórico	2.0 g/l
	sulfito de sódio	3.0 g/l
	brometo de potássio	1.2 g/l
	amidol	0.2 g/l
Soking	minimo de 12 h	$\Theta_{max.} = 2^{\circ}C$
Cold stage	3 h	$\Theta = 2^{\circ}C$
Hot stage	1 h	$\Theta = 10^{\circ}C$
Stop	2 h	$\Theta_{max.} = 2^{\circ}C$
Fixador	18 h	$\Theta_{inicial} = -5^{\circ}C$

Com um tal conjunto de parâmetros obtivemos traços de fragmentos de fissão identificáveis num fundo de traços de partículas alfa sub-reveladas de densidade 3×10^5 traços /cm². Estes traços, ainda que sub-revelados, foram os responsáveis pelo estabelecimento de um ponto de corte para a projeção horizontal dos traços de fissão, visto que sendo de grande alcance poderiam dar margem a interpretações duvidosas no caso de se apresentarem com grande inclinação.

Dos nove pacotes enviados à Frascati, cinco foram expostos. Porém, como dois pacotes foram expostos com o mesmo fluxo, um deles foi escolhido para testes de revelação.

Antes de cada revelação as películas foram medidas: Dimensões laterais, espessura média e massa. Em seguida à revelação as mesmas foram lavadas em água destilada entre 1°C e 2°C com trocas a cada duas horas (4 banhos). Finalizando, foram imersas em solução água destilada + álcool etílico a 60% por 30 minutos e a 5°C. A colagem foi feita em vidro apropriado(Ilford - glass prepared for coating)com adição de uma camada de gelatina pura a 2%.

APENDICE A2

O CALCULO DE "ε"

Para determinar a eficiencia de identificação de traços, vamos admitir que as distribuições de alcance e de angulo de "dip", β , sejam dadas pelas seguintes funções:

$$f(R) = f_0 \cdot \exp\left[\frac{-(R - \bar{R})^2}{2\sigma^2} \right] \quad (A2.1)$$

$$\bar{R} - 2\sigma \leq R \leq \bar{R} + 2\sigma$$

$$g(\beta) = g_0 \cdot \cos(\beta) \quad (A2.2)$$

$$0^\circ \leq \beta \leq 90^\circ$$

A função (A2.1) é uma gaussiana (Fig. A2.1). Faremos a seguinte mudança de variável:

$$(R - \bar{R})^2 = X$$

$$f(X) = f_0 \cdot \exp\left[\frac{-X}{2\sigma^2} \right] \quad (A2.3)$$

$$0 \leq X \leq 4\sigma^2$$

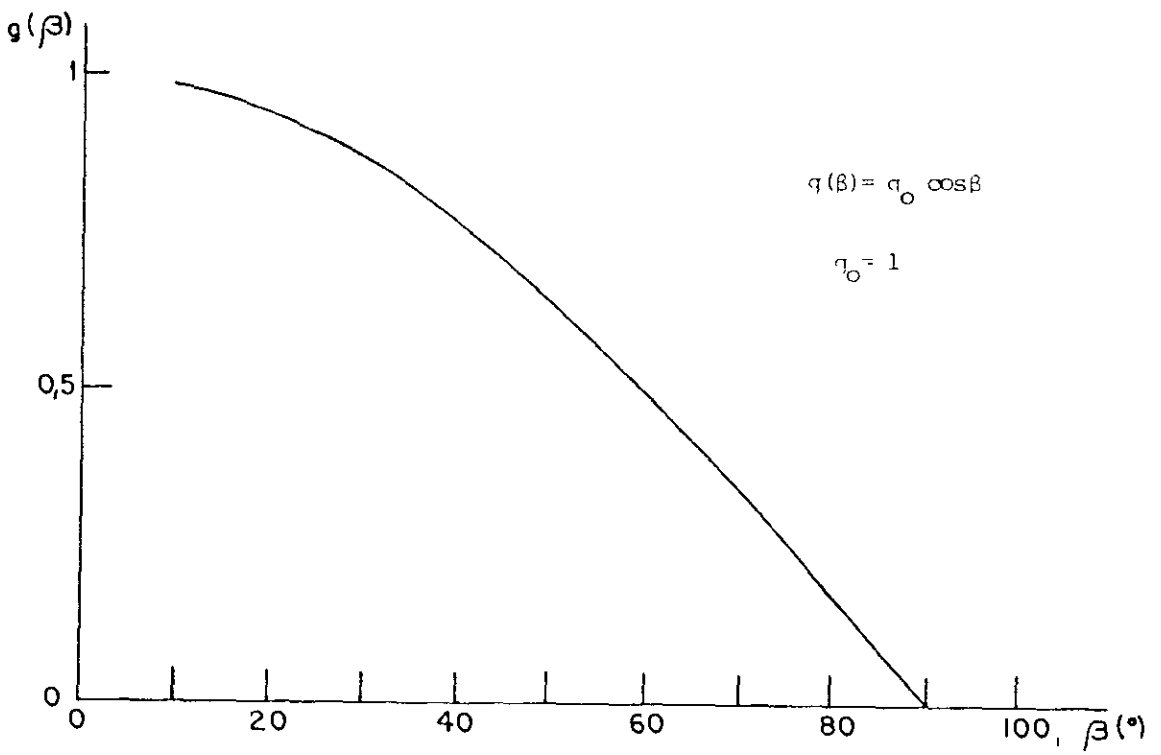
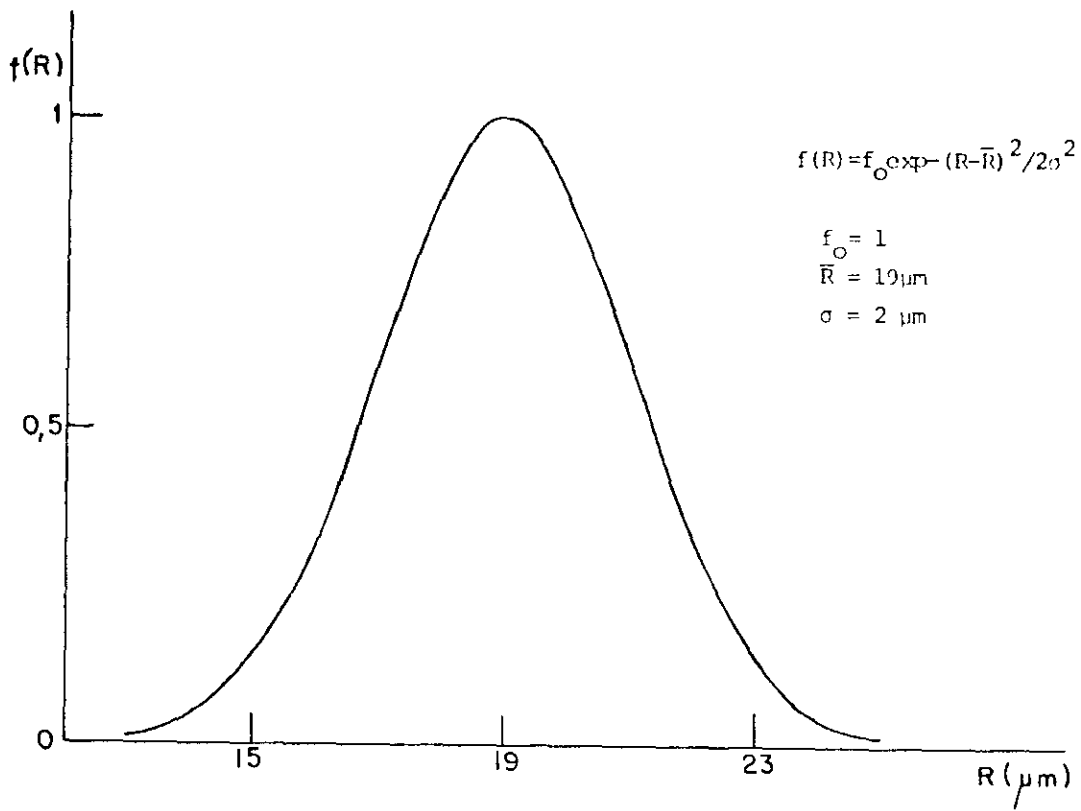


Figura A2.1 - Distribuições teóricas de alcance e de ângulo de projeção.

Dividiremos agora o domínio de X em 100 intervalos ponderados pela distribuição $f(X)$:

$$\frac{\int_{X_n}^{X_{n+1}} f_0 \cdot \exp\left(\frac{-X}{2\sigma^2}\right) dX}{\int_0^{4\sigma^2} f_0 \cdot \exp\left(\frac{-X}{2\sigma^2}\right) dX} = \frac{1}{100} \quad (A2.4)$$

Resolvendo (A2.4), ficamos com:

$$R = \bar{R} \pm \sqrt{X_n} \quad (A2.5)$$

$$\text{onde } X_n = -2\sigma^2 \cdot \ln\left(\frac{(e^{-2} - 1) \cdot n}{100} + 1\right) \quad (A2.6)$$

e "n" é um número ao acaso entre 1 e 100.

A distribuição (A2.2) é trabalhada de modo idêntico:

$$\frac{\int_{\beta_n}^{\beta_{n+1}} g_0 \cdot \cos(\beta) d\beta}{\int_0^{90^\circ} g_0 \cdot \cos(\beta) d\beta} = \frac{1}{100} \quad (A1.7)$$

com o que temos:

$$\cos(\beta) = \sqrt{1 - (n/100)^2} \quad (A2.8)$$

e "n" é um número ao acaso entre 1 e 100

Considerando que estamos limitando " P " ($P = R \cos(\beta)$) a um certo valor de corte, a nossa rotina para determinar " ϵ " será a seguinte :

1) Sortear um número ao acaso para calcular X_n ($1 \leq n \leq 100$):

equação (A2.6)

2) Sortear um número ao acaso para definir o sinal de $\sqrt{X_n}$;

equação (A2.5)

3) Sortear um número ao acaso para calcular $\cos(\beta)$;

equação (A2.8)

4) Definir as constantes do programa para cada chapa examinada:

4.1) Calibração " CAL" da ótica utilizada no corte de eventos (equação 2.2.2).

4.2) Corte na projeção do traço(em divisões).

4.3) \bar{R} e σ da distribuição de alcances.

5) Calculo da eficiencia " ϵ ":

$$\epsilon = \frac{\text{Número de casos favoráveis}(\ast)}{\text{Número total de casos}}$$

(*) $P \geq 8$ divisões

Foi então desenvolvido um programa em computador para determinar " ε " seguindo esta rotina. Os resultados estão na tabela abaixo:

chapa	R(μm)	σ (μm)	CAL(μm)	corde(div)	ε
3	19	2	2.11	8	0.37 \pm 0.04
5	19	2	2.05	8	0.43 \pm 0.02
7	20	2	2.04	8	0.52 \pm 0.04
9	18	2	1.67	8	0.65 \pm 0.03

Os erros atribuídos foram erros estatísticos correspondentes à média dos desvios.

APENDICE A3

A "LORENTZ-LINE"

Ries colaboradores^[27] mediram a seção de choque absoluta de fotofissão entre 11.5 MeV e 30.0 MeV utilizando fons monocromáticos produzidos por aniquilação de pares e detecção direta dos fragmentos de fissão. A partir detes dados, considerando que estão de acordo com os dados existentes até 18 MeV, medidas de Saclay^[23] e Livermore^[25], foi feito o ajuste de uma "Lorentz-line" a qual foi introduzida no cálculo da estimativa do número de eventos de fissão induzidos pelo feixe na região de ressonancia gigante.

Uma Lorentz-line $\sigma_{GR}(k)$ pode ser escrita como:

$$\sigma_{GR}(k) = \frac{\sigma_0}{1 + \frac{(k^2 - k_0^2)^2}{k^2 \Gamma^2}} \quad (A3.1)$$

Outra forma equivalente para esta expressão é

$$\sqrt{\frac{\sigma_0}{\sigma_{GR}(k)} - 1} = \Gamma^{-1} (k - k_0^2/k) \quad (A3.2)$$

ou
$$y = ax + b . \tag{A3.3}$$

com
$$a = \Gamma^{-1} ; b = 0$$

Da curva de Saclay, que é a que melhor se ajusta aos dados de Ries e colaboradores ^[27] (Giessen), determinamos k_0 e σ_0 :

$$k_0 = 14.0 \text{ MeV} ; \sigma_0 = 154 \text{ mb}$$

A partir dos dados de Giessen, obtemos os pontos da função $y(x)$, equação (A3.2), e fazemos o ajuste da reta por mínimos quadrados. Do coeficiente angular então obtido determinamos Γ (veja Fig. A3.1) como sendo

$$\Gamma = 5.417 \text{ MeV}$$

e, portanto,
$$\sigma_{GR}(k) = \frac{154}{1 + \frac{(k^2 - 14^2)^2}{5,417^2 \cdot k^2}} \text{ mb.} \tag{A3.4}$$

A Fig. A3.2 mostra o gráfico de $\sigma_{GR}(k) \times k$.

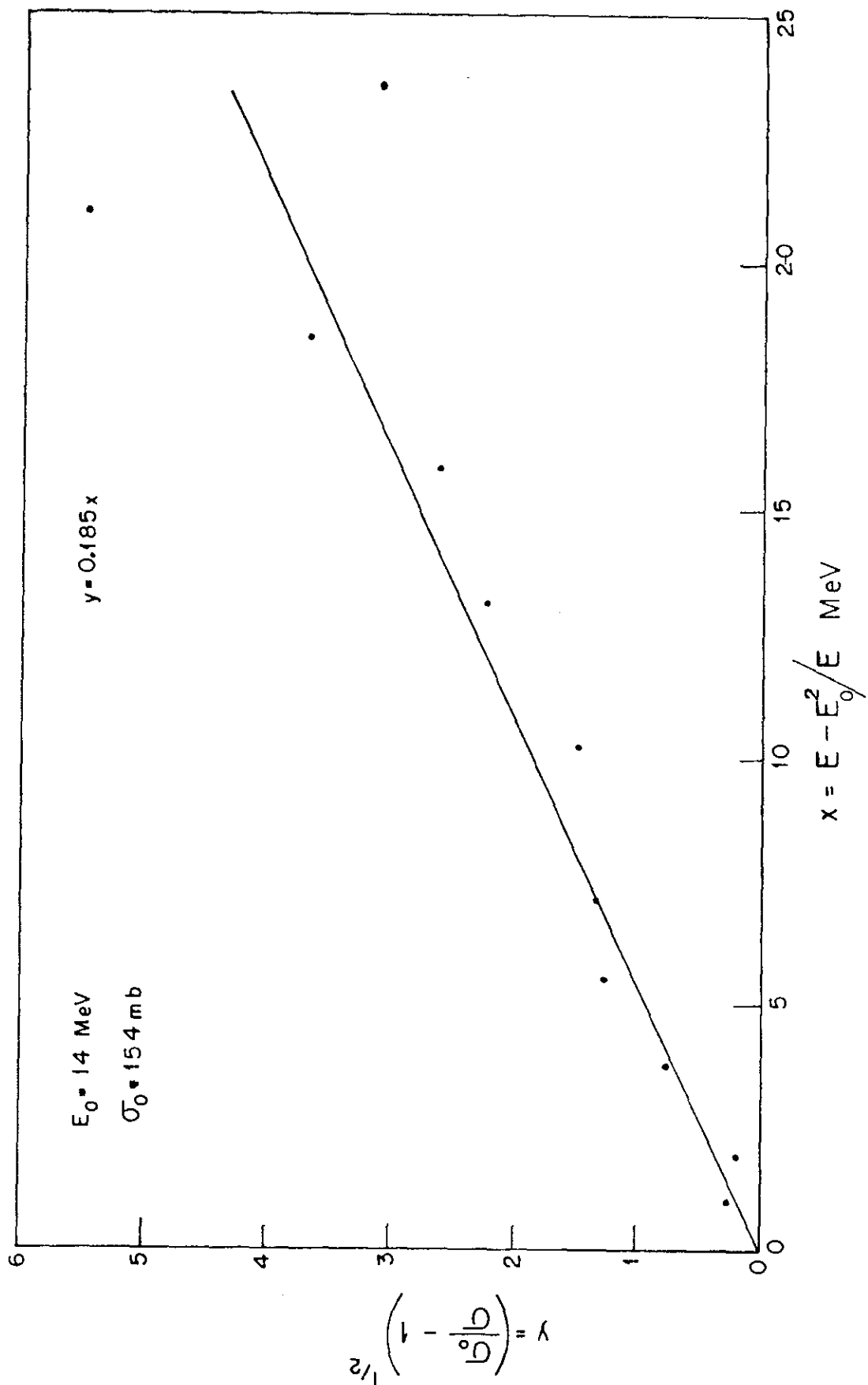


Figura A3.1 - Reta utilizada na determinação do parâmetro Γ da Lorentz-line.

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- [1] R. Bernabei, V.C. Oliveira, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, J.D. Pinheiro Filho, S. D'Angelo, M.P. De Pascale, C. Schaerf and B. Girolami. "Photofission Cross-Section of ^{238}U in the Quasi-Deuteron Region", *Nuovo Cimento A* 100 ,(1988), 131-137
- [2] H. Ries, U. Kneissl, G. Mank, H. Ströher, W. Wilke, R. Bergère, P. Bourgeois, P. Carlos, J.L. Fallou, P. Garganne, A. Veyssiére and L.S. Cardman. "Absolute Photofission Cross Sections of $^{235,238}\text{U}$ Measured with Tagged Photons Between 40 and 105 MeV", *Phys. Lett. B* 139 ,(1984), 254-258
- [3] H.G. de Carvalho, "The Processing and Loading of Nuclear Emulsions", *Prog.in Nucl.Tech.and Inst.*, vol.1, North-Holland Publishing CO., Amsterdam,(1965), 247
- [4] N.Bohr and J.A.Wheeler,"The Mechanism of Nuclear Fission", *Phys. Rev.* 56 ,(1939), 426-450
- [5] R.O.Haxby, W.E.Shoupp, W.E.Stephens, W.A.Wells, "Photo-Fission of Uranium and Thorium", *Phys. Rev.* 59 ,(1941), 57-62
- [6] G.C. Baldwin and G.S.Klaiber, "Photo-Fission in Heavy Elements", *Phys. Rev.* 71 ,(1947), 3-10

- [7] M. Goldhaber and E.Teller. "On Nuclear Dipole Vibrations".
Phys. Rev. 74 ,(1948), 1046-1049
- [8] Von Helmut Steinwedel und J.H.D. Jensen. "Hydrondynamik Von
Kerndipolschwingungen". Z. Naturforschg. 5a ,(1950), 413-420
- [9] K. Okamoto. "Relation Between the Quadrupole Moments and the
Widths of the Giant Resonance of Photonuclear Reaction".
Prog.Theor.Phys. 13 ,(1956), 75-77
- [10] M. Danos. "On the Long-Range Correlation Model Of the
Photonuclear Effect". Nucl.Phys. 5 ,(1958), 23-32
- [11] J.S.Levinger. "The High Energy Nuclear Photoeffect". Phys.
Rev. 84 ,(1951), 43-51
- [12] P.C. Stein. A.C. Odian. A. Wattenberg and R. Weinstein.
"Dependence on Atomic Number of the Nuclear Photoeffect at
High Energies". Phys. Rev. 119 ,(1960), 348-351
- [13] J.Garvey. B.H. Patrick. J.G. Rutherglen and I.L. Smith.
"Correlated Neutron-Proton Pairs from the Photodisintegration
of Oxigen". Nucl. Phys. 70 ,(1965), 241-263
- [14] I.L.Smith. J. Garvey. J.G. Rutherglen and G.R. Brookes. "The
Quasi-Deuteron Photodisintegration Process in Lithium, Carbon
and Calcium". Nucl. Phys. B 1 ,(1967), 483-493

- [15] J.L.Matthews, W. Bertozzi, S. Kowalski, C.P. Sargent and W. Turchinetz, "Photoprotons from Lithium and Carbon with 100MeV Bremsstrahlung", Nucl. Phys. A 112, (1968), 654-688
- [16] J.S.Levinger, "Nuclear Photodisintegration", Proc. Int. Conf. Low and Int. Energy Electromagnetic Interactions (Academy of Sciences, USSR, Moscow),3, (1967), 411-428
- [17] J.S. Levinger, "Modified Quasi-Deuteron Model", Phys. Lett. B 82, (1979), 181-182
- [18] A.Leprêtre, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, J.Fagot, A.Veyssiére, J. Ahrens, P. Axel and U.Kneissl, "Total Photonuclear Absorption Cross Section of Pb Measured With Photons Between 25 and 106 MeV", Phys. Lett. B 79, (1978), 43-46
- [19] O.A.P.Tavares, J.D. Pinheiro Filho, V. di Napoli, J.B. Martins and M.L. Terranova, "Total Nuclear Photoabsorption Cross-Sections and Levinger's Factor", Lett. Nuovo Cim. 27, (1980), 358-362
- [20] J. Ahrens, H. Borchert, K.H. Czock, H.B. Eppler, H. Gimm, H. Gundrum, M. Kröning, P. Riehn, G. Sita Ram, A. Ziegler and B. Ziegler, "Total Nuclear Photon Absorption Cross Sections for Some Light Elements", Nucl. Phys. A 251, (1975), 479-492

- [21] L.R.B.Elton, "Introductory Nuclear Theory", Pitman (London), (1965)
- [22] A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, J. Fagot, A. de Miniac, A. Veyssiére, "Measurements of the Total Photonuclear Cross Sections from 30 MeV to 140 MeV for Sn, Ce, Ta, Pb, and U Nuclei", Nucl. Phys. A 367 ,(1981), 237-268
- [23] A.Veyssiére, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos and A. Leprêtre, " A Study of the Photofission and Photoneutron Processes in the Giant Dipole Resonance of ^{232}Th , ^{238}U and ^{237}Np ", Nucl. Phys. A 199 ,(1973), 45-64
- [24] C.D.Bowman, G.F.Auchampaugh, S.C.Fultz, "Photodisintegration of U^{235} ", Phys. Rev. B 133 ,(1964), 676-683
- [25] J.T. Caldwell and E.J. Dowdy, "Giant Resonance for the Actinide Nuclei: Photoneutron and Photofission Cross Sections for ^{235}U , ^{236}U , ^{238}U and ^{232}Th ", Phys. Rev. C 21 ,(1980), 1215-1231
- [26] B.L. Berman, J.T. Caldwell, E.J. Dowdy, S.S. Dietrich, P. Meyer and R.A. Alvarez, "Photofission and Photoneutron Cross Sections and Photofission Neutron Multiplicities for ^{233}U , ^{234}U , ^{237}Np , ^{239}Pu ", Phys. Rev. C 34 ,(1986), 2201-2214

- [27] H. Ries, G. Mank, J. Drexler, R. Heil, K. Huber, U. Kneissl, R. Ratzek, H. Ströher, T. Weber and W. Wilke, "Absolute Photofission Cross Sections for $^{235,238}\text{U}$ in the Energy Range 11.5 - 30 MeV", Phys. Rev. C 29, (1984), 2346-2348
- [28] A. Leprêtre, R. Bergère, P. Bourgeois, P. Carlos, J. Fagot, J.L. Fallou, P. Garganne, A. Veysière, H. Ries, R. Göbel, U. Kneissl, G. Mank, H. Ströher, W. Wilke, D. Ryckbosch and J. Jury, "Absolute Photofission Cross Sections for ^{232}Th and $^{235,238}\text{U}$ Measured with Monochromatic Tagged Photons ($20\text{MeV} < E_\gamma < 110\text{MeV}$)", Nucl. Phys. A 472, (1987), 533-557
- [29] L. Federici, G. Giordano, G. Matoni, G. Pasquariello, P.G. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M.P. de Pascale, M. Mattioli, E. Poldi, C. Schaerf, M. Vanni, P. Pelfer, D. Prospero, S. Frullani and B. Girolami, "Backward Compton Scattering of Laser Light Against High-Energy Electrons: The Ladon Photon Beam at Frascati", Nuovo Cim. B 59, (1980), 247-256
- [30] M.P. De Pascale, G. Giordano, G. Matone, P. Picozza, R. Caloi, L. Casano, M. Mattioli, E. Poldi, D. Prospero and C. Schaerf, "High Energy Photon Beam Production by Head-On Collision of Laser Light Against Relativistic Electrons", Appl.Phys.B 28, (1982), 151
- [31] H. Geiger und A. Werner, "Die Zahl der von Radium ausgesandten α -Teilchen", Zeit. f. Phys. 21, (1924), 187-203

- [32] R. Bernabei, A. Incicchitti, M. Mattioli, P. Picozza, D. Prosperi, L. Casano, S. D'Angelo, M.P. de Pascale, C.Schaerf, G. Giordano, G. Matone, S. Frullani and B. Girolami, "Total Cross Section for Deuteron Photodisintegration Between 15 and 75 MeV", *Phys. Rev. Lett.* 57 ,(1986), 1542-1545
- [33] O.Hahn und F.Strassmann, "Über den Nachweis und das Verhalten der bei der Bestrahlung des Urans mittels Neutronen entstehenden Erdalkalimetalle", *Naturwiss* 27 ,(1939), 11-15
- [34] N.A.Perfilov, "Disintegration of Uranium by Neutrons", *Compt. Rend. Acad. Sci. URSS* 23 ,(1939), 896-898
- [35] L.Myssovsky and A.Jdanoff, "Tracks on Photographic Plates of the Recoil Nuclei of Disintegrations of Uranium", *Nature* 143, (1939), 794-795
- [36] H.G.de Carvalho and A.G.da Silva, "Discrimination of Tracks of Photofission Fragments with Very High Background of Alpha-Particles and Electrons in Nuclear Emulsions", *Suppl Nuovo Cim.* 19 ,(1961), 24-29
- [37] S.M.C.Barros, H.G.de Carvalho and A.G.da Silva, "Spontaneous Fission of Uranium".*Int.Atom.Energy Agency* 43.(1963).sess.VII
- [38] O.A.P. Tavares."Seções de Choque de Fotofissão do Urânio,

Tório e Bismuto em Altas Energias", Tese de Mestrado 07/73, CBPF(1973)

[39] H.G.de Carvalho and M.Muchnik, "The Loading of Nuclear Emulsions with Bismuth", Nucl.Inst.Meth. 15, (1962), 101-102

[40] H.G.de Carvalho, A. Celano, G Cortini and R. Rinzivillo, "The Photofission of Bi, Th and U Between 300 and 1000 MeV", Nuovo Cim. 19, (1961), 187-189

[41] G.B.Batista, "Fissão do U, Th e Bi Induzidas por Prótons na Região de 300 MeV". Tese de Mestrado 03/70, CBPF(1970)

[42] R.A.M.S.Nazareth, "Seções de Choque de Fissão do Urânio, Tório e Bismuto Induzidas por Prótons de 12,3 GeV". Tese Mestrado , CBPF(1971)

[43] H. Schechter, "Tripartição de Núcleos Pesados", Tese de Mestrado, PUC(1969)