

SEÇÕES DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO DO URÂNIO, TÓRIO E BISMUTO

EM ALTAS ENERGIAS

TESE DE MESTRADO

A SER DEFENDIDA

POR

ODILON ANTÔNIO PAULA TAVARES

NO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1973 -

Ciência Pura não é tecnologia, nem engenhos, nem algum culto misterioso, nem um grande monstro mecânico. A Ciência é uma aventura do espírito humano; é essencialmente uma iniciativa artística, grandemente estimulada pela curiosidade servida, em grande parte, pela imaginação disciplinada, e baseada, em grande parte, sobre fé e racionalidade, a ordem e a beleza do universo de que o homem faz parte.

- Warsen Weaver em *Gods for Americans*.

## R E S U M O

A fotofissão tem sido investigada desde 1939 até o presente, existindo ainda pouca informação na região de altas energias ( $E_\gamma > 1 \text{ GeV}$ ). Em particular, o conhecimento das seções de choque de fotofissão é importante porque nos informa sobre o mecanismo de absorção da radiação eletromagnética pelos núcleos complexos. Com o intuito de dar uma contribuição a mais para o conhecimento deste assunto em altas energias, elaboramos este trabalho.

Os elementos por nós investigados foram o  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$  por cobrirem um grande intervalo de valores do parâmetro  $Z^2/A$ ; a técnica utilizada foi a de emulsões nucleares por permitir uma eficiência de quase 100% na detecção dos fragmentos de fissão. Utilizamos nas irradiações feixes de fótons de radiação de frenamento (bremsstrahlung) obtidos em alvos finos de tungstênio por incidência de elétrons acelerados no "Deutsches Elektronen Synchrotron" (DESY) de Hamburgo, no intervalo de energia de 1 GeV a 5,5 GeV e em alvos de alumínio por elétrons acelerados a 16 GeV no "Stanford Linear Accelerator Center" (SLAC). Uma técnica de revelação especial desenvolvida anteriormente em nosso laboratório, permitiu uma discriminação entre os traços de fragmentos de fissão e os traços de partículas alfa para as películas de emulsão nuclear carregadas com urânio e tório. As seções de choque de fotofissão foram obtidas a partir das medidas das seções de choque por fóton equivalente mediante a aproximação  $1/k$  ( $k$  é a energia do fóton) do

espectro de bremsstrahlung, nos intervalos de energia de 1 GeV a 5,5 GeV e 5,5 GeV a 16 GeV. Os resultados indicam um decréscimo nas seções de choque, estando em bom acordo, dentro dos erros experimentais, com as conclusões de outros autores que usaram não só esta técnica como também as de mica e vidro.

Por outro lado, as estimativas feitas a partir do mecanismo a dois estágios para reações nucleares a altas energias (cascata e evaporação), mostram que o modelo fotomesônico de interação primária e a interação quase-déuteron explicam de uma maneira satisfatória o comportamento geral apresentado pelas seções de choque de fotofissão para os elementos por nós investigados. Os cálculos indicam a existência de uma estrutura de caráter ressonante em torno de 300 MeV com uma largura à meia altura da ordem de 200 MeV e uma outra, menos acentuada, na vizinhança de 700 MeV. Para energias superiores a 1 GeV, as seções de choque de fotofissão decrescem assintoticamente de cerca de 50 vezes o seu valor máximo a 300 MeV, no caso do  $U^{238}$  e  $Th^{232}$ , e de 12 vezes no caso do  $Bi^{209}$ .

## S U M M A R Y

Although photofission has been investigated ever since 1939 there still exists little information about the high energy region ( $E_\gamma > 1$  GeV). Knowledge of photofission cross sections is particularly important since they inform us about the absorption mechanism of the electromagnetic radiation by complex nuclei, and it is hoped that this work will contribute toward a better understanding of this matter at high energies.

In the present experiment we used  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$  and  $^{209}\text{Bi}$  as target nuclei, since they cover a wide range of  $Z^2/A$  values. The nuclear emulsion technics was employed, as it allows a fission fragment detection of 100% effectivity. Bremsstrahlung beams produced in a thin tungsten radiator by incident electrons accelerated in the "Deutsches Elektronen Synchrotron" (Hamburg) at energies ranging from 1 GeV to 5,5 GeV, and in an aluminum radiator by electrons accelerated at 16 GeV in the "Two Miles Stanford Linear Accelerator" (SLAC), were used in our experiments. Using a special treatment of the development process carried out previously in our laboratory, discrimination between fission fragments tracks and alpha particles tracks was possible for nuclear emulsion pellicles loaded with uranium and thorium. The photofission cross sections were obtained from measurements of the cross sections per equivalent quantum by using the  $1/k$  bremsstrahlung spectrum approximation ( $k$  is the photon energy) in energy ranges 1 GeV-5,5 GeV and 5,5 GeV-16 GeV. The

result shows a decrease in the cross sections, which is in good agreement, within experimental errors, with the conclusions of the other authors who used not only this technique but mica and glass detectors as well.

Otherwise, the estimates obtained from the two-step mechanism for high energy nuclear reactions (intranuclear cascade followed by fission-evaporation competition) show that the primary interaction according to the photomesonic model and the quasi-deuteron photon interaction are sufficient to explain the general behavior exhibited by photofission cross sections for the nuclei investigated in the present work. Furthermore, the calculations show clearly the existence of a resonance structure at about 300 MeV, with a width at half maximum of 200 MeV and an another, less pronounced, near 700 MeV. For photon energies higher than 1 GeV, the photofission cross sections decrease asymptotically by about fifty times their maximum value at 300 MeV in the case of  $^{238}\text{U}$  and  $^{232}\text{Th}$ , and twelve times in the case of  $^{209}\text{Bi}$ .

## AGRADECIMENTO

Chegou uma hora, que me é muito cara; a dos agradecimentos. Agradecer a quem nos beneficiou não é só um dever de justiça, é também uma riqueza que se incorpora à nossa vida. Pois agradecer é reviver aqueles encontros, aquelas lições, auxílios, que nos deram da solidariedade humana uma idéia confortadora e feliz.

Tudo que há de positivo na vida é uma resultante de esforços conjugados. É esta uma das nobrezas da existência humana muito especialmente no campo do trabalho científico. Este trabalho não poderia existir se não tivesse disposto do saber, da especialização e da capacidade de outros. Um trabalho de tese depende da contribuição de um conjunto de competências como a apresentação de uma sinfonia depende de um conjunto orquestral.

Com a alegria de quem contou com o auxílio de muitos e fez, digamos, uma experiência de fraternidade; deixo aqui os meus mais profundos agradecimentos.

- Ao Professor Hervasio G. de Carvalho pelas oportunidades que me proporcionou de me iniciar e aprofundar com segurança nos domínios da Física Nuclear; pela orientação segura que durante anos me deu, e o incentivo e estímulo permanentes que foram o seu interesse e sua atenção ao meu trabalho.

- Ao Dr. Klaus Tesch pelas possibilidades de irradiações no "Deutsches Elektronen Synchrotron" de Hamburgo.

- Ao Dr. Gary Warren por ter possibilitado a irradiação no "Stanford Linear Accelerator Center".

- Ao Professor Vito di Napoli pelas valiosas discussões entretidas comigo durante várias etapas do trabalho e a acolhida a mim dispensada em Roma.

- Ao Prof. Jader Benuzzi Martins, pela especial atenção dada ao meu trabalho e a ajuda a mim dispensada em inúmeras dificuldades.

- Àqueles que de um modo especial me ajudariam: os da Divisão de Física da Fissão e Radioatividade, Professores Helio Schechter, Iraci O. de Souza, Monica M. de Araujo Penna, Mico Foshina e Rui A.M.S. Nazareth pela colaboração nas diversas fases do trabalho e pelos úteis debates sobre diversos temas, sem os quais não teria sido possível vencer muitas das dificuldades.

- Agradecimento aos grupos de máquina junto ao Eletro-Sincrotron de DESY e ao Acelerador Linear de Stanford, à sua assistência durante as irradiações.

- Também às microscopistas Hilda Vieira da Silva, Jane d'Avila Martins, Lucy Ferreira dos Reis, Lésia Hryhorczuk e Luiza Ferreira da Rosa pela paciente dedicação posta nos seus excelentes trabalhos de microscopia.

- À calculista Celeste Aida Brito Lopes pela valiosa colaboração prestada nas diversas fases de cálculo.

- Aos desenhistas Paulo Mendo e Antônio Alves Madeira, pelos seus ótimos desempenhos no trabalho gráfico.

- À equipe da biblioteca do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas pela sua disponibilidade em localizar publicações indispensáveis ao prosseguimento do meu trabalho.

- Aos membros da Divisão do Computador do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas pelo seu empenho em facilitar-me a execução dos programas.

- À Dulce de Mello Baptista e Walkyria de S. Magalhães que não mediram esforços colaborando durante a preparação dos manuscritos, o meu agradecimento.

- À datilógrafa Helena de Souza Ciccarino o meu grande agradecimento pelo seu magnífico desempenho, a impecável apresentação que tanto valorizou o meu trabalho.

- Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas que me vem acolhendo durante todos esses anos, proporcionando-me oportunidades de estudos de pós-graduação e o desenvolvimento na pesquisa científica.

- O mesmo faço às instituições "Comissão Nacional de Energia Nuclear" e "Conselho Nacional de Pesquisas" pela ajuda financeira a mim concedida através de bolsas durante os anos de minha formação científica.

Enfim, o meu reconhecimento a todos que, direta ou indiretamente, deram sua contribuição para a concretização desse trabalho.

## I N D I C E

	Página
RESUMO .....	iii
SUMMARY .....	v
AGRADECIMENTO .....	vii
INTRODUÇÃO .....	1
<u>CAPÍTULO I</u> - O MODELO FOTOMESÔNICO PARA A FOTOFISSÃO EM ALTAS ENERGIAS, UMA ESTIMATIVA DAS SEÇÕES DE CHOQUE .....	16
1.1 - Introdução .....	16
1.2 - O Modelo Fotomesônico .....	17
1.3 - Uma Estimativa das Seções de Choque de Fotofis- são em Altas Energias .....	22
1.3.1 - A Seção de Choque Total de Fotoabsorção em Núcleons e a Fotodesintegração do Deuteron. ....	24
1.3.2 - A Probabilidade de Excitação do Núcleo.....	27
1.3.3 - O Cálculo de Monte Carlo para a Fissionabi- lidade Nuclear .....	28
1.3.4 - O Cálculo das Seções de Choque .....	38
<u>CAPÍTULO II</u> - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL .....	40
2.1 - Introdução .....	40
2.2 - Arranjo Experimental .....	41
2.3 - Determinação da Dose do Feixe de Bremsstrahlung .....	42
2.4 - Espectros de Bremsstrahlung .....	44
2.5 - Microscopia .....	47
2.5.1 - Contagem dos Eventos .....	48
2.5.2 - Medida dos Alcances .....	50
2.5.3 - Eficiência das Medidas .....	52
<u>CAPÍTULO III</u> - RESULTADOS EXPERIMENTAIS, DISCUSSÕES .....	55
3.1 - Considerações Gerais .....	55
3.2 - Seções de Choque por Fóton Equivalente .....	56
3.3 - As Seções de Choque de Fotofissão .....	63
3.4 - Discussão dos Resultados .....	66
3.4.1 - Urânio-238 .....	66

3.4.2 - Tório-232 .....	68
3.4.3 - Bismuto-209 .....	69
3.5 - Conclusões .....	70
REFERÊNCIAS .....	73
TABELAS .....	79
RELAÇÃO DE FIGURAS .....	85
FIGURAS .....	90
Figuras do Capítulo I.....	90
Figuras do Capítulo II.....	104
Figuras do Capítulo III.....	113
<b>APÊNDICE A</b> .....	123
A.1 - Seleção do Núcleo Residual do Final de Cas- cata, Energia de Excitação e Energia das Partículas Evaporadas .....	123
A.2 - Seleção da Via de Desexcitação do Núcleo Residual .....	126
A.3 - Fluxograma das Operações Realizadas no Cál- culo da Fissionabilidade Nuclear .....	129
<b>APÊNDICE B</b> - A EMULSÃO NUCLEAR COMO DETETOR DE FRAGMENTOS DE FISSÃO .....	132
B.1 - Emulsões Nucleares .....	136
B.1.1 - A Gelatina e Suas Propriedades .....	138
B.1.2 - Cristais de Halogeneto de Prata .....	139
B.2 - Mecanismo de Registro da Trajetória de Par- tículas Carregadas em Emulsão .....	142
B.2.1 - Formação da Imagem Latente .....	144
B.2.2 - Desaparecimento da Imagem Latente .....	145
B.3 - Uma Síntese do Processo Fotográfico .....	146
B.3.1 - A Revelação e os Parâmetros que a In- fluenciam .....	147
B.3.2 - O "Stop", a Fixação e a Lavagem das Películas .....	151
B.4 - Discriminação entre Traços de Fragmentos de Fissão e Traços de Partículas Alfa .....	153
B.4.1 - Considerações Gerais .....	153
B.4.2 - Técnica Experimental .....	156
B.5 - Carregamento de Emulsões Nucleares com Urân- nio, Tório e Bismuto .....	158
B.5.1 - A Técnica do Carregamento .....	160
Bibliografia Geral sobre o Apêndice B .....	162

## INTRODUÇÃO

Um dos campos de investigação mais ricos em Física Nuclear é o dos fenômenos decorrentes da interação da radiação eletromagnética com os núcleos atômicos. Entre muitos fenômenos resultantes desse tipo de interação, conhecidos sob a denominação geral de reações fotonucleares, observa-se, dependendo da energia do fóton incidente, a emissão de neutrons, de prótons, a fissão nuclear, a produção de mésons e outros. Assim, a fotofissão constitui um tema particular das interações de fótons com os núcleos.

A fotofissão pode ocorrer tanto antes como após a emissão de partículas pelo núcleo, dependendo da energia dos fótons. A seção de choque de fissão para todos os processos nucleares induzidos por um fóton nos quais a fissão ocorre é dada por  $\sigma(\gamma, F) = \sigma(\gamma, f) + \sigma(\gamma, nf) + \sigma(\gamma, 2nf) + \dots + \sigma(\gamma, pf) + \dots$  (1) onde  $\sigma(\gamma, f)$  é a seção de choque de fotofissão no caso dela ocorrer antes da emissão de partículas pelo núcleo e  $\sigma(\gamma, nf)$ ,  $\sigma(\gamma, 2nf)$ , ...,  $\sigma(\gamma, pf)$ , ... são as seções de choque de fotofissão após a emissão de um neutron, dois neutrons, ..., um próton, ... (\*).

O objetivo primordial deste trabalho é a determinação da grandeza  $\sigma(\gamma, F)$  para os núcleos de urânio, tório e bismuto bombardeados por fótons de altas energias. O conhecimento das seções de choque de fotofissão é de grande importância pois que um maior número de dados experimentais possibilitará a formulação de uma teoria satisfatória que explique a fissão nuclear decorrente da absor

---

(\*) Essa notação foi introduzida por Gindler e colaboradores<sup>1</sup>.

ção de fótons pelo núcleo.

Até o início da década passada foram acumulados uma série de resultados sobre a fotofissão a baixas e altas energias, do limiar (\*) até 1000 MeV. O posterior desenvolvimento dos aceleradores de elétrons (Eletro-Sincrotron e Acelerador Linear) possibilitou a obtenção de feixes de fótons de energias mais altas, até 20 GeV, mediante radiação de frenamento, conhecida por "bremsstrahlung", abrindo assim um novo caminho de investigação, qual seja as reações fotonucleares em altas energias. Em particular, a escassez de dados relativos à fotofissão nos conduziu ao presente trabalho de pesquisa. De outra parte, resultados de medidas de seções de choque de fotofissão a energias mais altas podem ser utilizados para se obter informação a respeito de resultados a energias mais baixas.

A fotofissão foi prevista por Bohr e Wheeler<sup>7</sup> em seu famoso trabalho de 1939 sobre mecanismo da fissão nuclear. No ano seguinte, Haxby, Shoupp, Stephens e Wells<sup>8</sup> obtiveram a primeira evidência experimental do processo, bombardeando urânio e tório com raios gama de 6,1 MeV provenientes da reação  $F^{19}(p,\gamma)O^{16}$ . A presença de fragmentos de fissão foi observada num osciloscópio após

---

(\*) Devemos esclarecer quanto ao significado de "limiar de fotofissão". Energeticamente, uma vez que o  $U^{238}$  é espontaneamente fissível, o seu limiar de fotofissão seria menor que zero. Por outro lado, do ponto de vista experimental, é necessária uma certa energia de excitação para dar uma taxa de fissão detetável (digamos, uma fissão por hora). Isto significa que o limiar dependerá da sensibilidade do detetor. Assim é que, segundo Koch e colaboradores<sup>2</sup> os limiares de fotofissão para o  $U^{238}$  e  $Th^{232}$  são 5,08 MeV e 5,40 MeV, respectivamente; de acordo com Katz e colaboradores<sup>3</sup> esses valores são 4,6 MeV e 5,16 MeV, respectivamente. A fotofissão do  $Bi^{209}$  foi detetada por Sugarman<sup>4</sup> a 85 MeV e mais recentemente, por Warnock e Jensen<sup>5</sup>, a 28 MeV.

a amplificação do pulso provocado pela passagem do fragmento numa câmara de ionização. Esses resultados foram confirmados logo a seguir por Arakatsu e colaboradores<sup>9</sup>.

Em 1946, Baldwin e Klaiber<sup>10</sup> utilizando um espectro contínuo de raios gama com auxílio do Betatron de 100 MeV do laboratório de pesquisas da General Electric e usando uma câmara de ionização como detetor, investigaram a fotofissão do urânio, tório, tungstênio, chumbo, bismuto, ouro, tântalo e samário, irradiando diversas substâncias formadas por esses elementos. Exceto para os óxidos de urânio e tório, nenhuma delas irradiadas a 100 MeV deu qualquer indicação de fissão. A fotofissão do bismuto foi pela primeira vez encontrada por Sugarman<sup>4</sup> analisando radioquimicamente os produtos obtidos após ter irradiado nitrato de bismuto e bismuto metálico com bremsstrahlung de 85 MeV produzido em tungstênio no Betatron da Universidade de Chicago. O trabalho de Baldwin e Klaiber<sup>10</sup> é de particular importância por dois motivos. Em primeiro lugar, eles foram os pioneiros em utilizar fótons de radiação de frenamento em reações fotonucleares e em desenvolver um método de análise da seção de choque de fotofissão a partir das curvas de excitação. Em segundo lugar, a existência de uma ressonância responsável pela fissão juntamente com o comportamento análogo<sup>11</sup> observado nas reações ( $\gamma, n$ ), levaram Goldhaber e Teller<sup>12</sup> a formular pela primeira vez um modelo coletivo clássico para as reações fotonucleares em baixas energias baseado em "vibrações de dipolo", segundo o qual os prótons se movem coletivamente em direção oposta a dos neutrons. A "ressonância gigante", como é conhecida esta região de energia dos fótons (5MeV-20MeV), foi mais tarde explicada

também com sucesso por Wilkinson<sup>13</sup> com seu modelo de partícula independente. O caráter ressonante da fotofissão para núcleos pesados induzida por fótons de energias até 20 MeV, foi constatada numa série de trabalhos<sup>1,3,14-20</sup>, quer seja utilizando raios gama monoenergéticos, quer seja usando-se espectros de radiação de frenamento, com diferentes técnicas de detecção. Aqui não devemos esquecer a contribuição de Koch e colaboradores<sup>21</sup> sobre os limiares de fotofissão dos isótopos do urânio, do plutônio e do tório; a de McElhinney e Ogle<sup>22</sup> sobre as seções de choque relativas de fotofissão para vários elementos fissionáveis; a de Duffield e Huizenga<sup>23</sup> sobre a fotoprodução de neutrons e fotofissão do urânio, numa primeira tentativa de estudar a competição entre esses dois processos, a de Schmitt e Sugarman<sup>24</sup> sobre a distribuição de massa na fotofissão do urânio e a de Huizenga e colaboradores<sup>25</sup> que relacionaram empiricamente com o parâmetro nuclear  $Z^2/A$  as seções de choque de fotofissão de diversos núcleos pesados relativas à do  $U^{238}$ .

A fotofissão a energias mais altas foi investigada a partir de 1953 quando então Bernardini, Reitz e Segrè<sup>26</sup> detectaram em emulsão nuclear os fragmentos da fissão do bismuto induzida por fótons de energia até 319 MeV. Pela exposição de emulsões nucleares Ilford carregadas com bismuto ao feixe de bremsstrahlung do Beta-tron da Universidade de Illinois, esses investigadores obtiveram a curva de excitação da qual resultou a seção de choque de fotofissão pela aplicação do método desenvolvido dois anos antes por Katz e Cameron<sup>27</sup> e a utilização da forma teórica do espectro de bremsstrahlung dada por Schiff<sup>28</sup>. O resultado das experiências sugeriu que o mecanismo da fissão consiste na criação de mésons  $\pi$  dentro

do núcleo de bismuto e sua subsequente reabsorção a qual gera nucleons de alta energia que conduzem o núcleo à fissão. Esta idéia conduziu aos modelos fotomesônicos correntemente aceitos.

Seguiram-se as investigações até 300 MeV de energia sobre a fotofissão do urânio por Schmitt e Sugarman<sup>24</sup> usando a técnica radioquímica e por Gindler e Duffield<sup>29</sup> observando a ionização proveniente dos fragmentos de fissão em cristais de cintilação.

Não menos importantes são as contribuições mais recentes<sup>5, 30-33</sup> para a fotofissão na região de energia dos fótons que vai do final da "ressonância gigante" ao limiar fotomesônico (20 MeV-150 MeV). Nesse intervalo de energia, a maioria dos resultados observados nas reações fotonucleares são explicados com base no modelo do "quase-déuteron" desenvolvido por Levinger<sup>34</sup>, segundo o qual o fóton é absorvido por um par neutron-próton (\*) e a seção de choque de absorção do fóton pelo núcleo está, de um modo simples, relacionada à seção de choque de fotodesintegração do déuteron. Em particular, a probabilidade de fissão para os núcleos pesados, nesta região de energia, é baixa, como se pode concluir da comparação entre a seção de choque de fotoprodução de partículas carregadas<sup>35</sup> e a seção de choque de fissão<sup>26, 29, 36</sup>.

Foi sugerido pela primeira vez em 1957 por Jungerman e Steiner<sup>37</sup>, que a criação e reabsorção de mésons no núcleo pode desempenhar um papel importante na fotofissão em energias intermediárias. Esses autores mediram as seções de choque de fotofissão para o urânio, tório, bismuto e ouro usando feixes de bremsstrahlung cujas energias máximas variaram de 150 MeV até 500 MeV; os fragmentos de fissão foram detetados com uma dupla câmara de ionização. A

(\*) quase-déuteron

forma das curvas de seção de choque por eles obtidas para o bismuto e o ouro, confirmaram as hipóteses aventadas. Entretanto, com o urânio e o tório, não foram tão bem sucedidos porque qualquer efeito mesônico provavelmente teria sido mascarado por efeitos de raios gama de baixa energia. Posteriormente, em 1969, Wakuta e colaboradores<sup>38</sup>, utilizando detetores de estado sólido de silício, obtiveram a correlação entre a fotofissão e a fotoprodução de mésons ratificando a idéia original de Jungerman e Steiner<sup>37</sup> sobre a importância da fotoprodução de mésons como o mecanismo básico da fotofissão. Dois anos após, Wakuta<sup>39</sup> apresentou um trabalho de análise dos resultados das seções de choque de fotofissão no urânio e tório de 200 MeV a 1150 MeV onde assumiu que a excitação nuclear resultante da reabsorção dos mésons fotoproduzidos dentro do núcleo e a absorção fotonuclear através do quase-dêuteron são ambos responsáveis pela fotofissão nos núcleos pesados em energias intermediárias. Com efeito, as seções de choque mostraram uma ressonância a 330 MeV e 350 MeV com um valor de pico de 120mb e 40 mb para o urânio e tório, respectivamente. Um ano antes, Methasiri<sup>40</sup> utilizando a técnica de vidro para detetar os fragmentos de fissão achou para os valores de pico das seções de choque de fotofissão no urânio e tório 80mb e 60mb, respectivamente. Entretanto, para ambos os elementos estudados o pico de ressonância encontrado por Methasiri<sup>40</sup> foi a 350 MeV, sugerindo mais uma vez que a fotofissão em energias intermediárias pode, pelo menos em parte, ser explicada pelo processo de fotoprodução de mésons.

Em 1960 um grupo da Universidade de Nápoles, sob a orientação do Professor de Carvalho, iniciou um estudo sistemático da

fotofissão de elementos pesados e intermediários utilizando a técnica de emulsão nuclear e os feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron do Laboratório Nacional de Frascati<sup>41</sup>. Neste mesmo ano, esse grupo apresentou os resultados parciais da fotofissão do urânio, tório e bismuto no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV, sendo os pioneiros em obter tais medidas<sup>42</sup>. Três anos após, o mesmo grupo obteve os resultados para a fotofissão do bismuto, tungstênio e prata<sup>43</sup>. Os resultados encontrados para a fissionabilidade (\*) do bismuto, tungstênio e prata foram 0,12; 0,012 e 0,0015, respectivamente. O estudo da fotofissão do urânio e tório<sup>44</sup> foi possível graças a uma nova técnica desenvolvida por de Carvalho e colaboradores<sup>45,47</sup>, segundo a qual discriminaram sem ambiguidade traços de fragmentos de fissão e traços de partículas alfa em emulsão nuclear. As seções de choque de fotofissão foram independentes da energia dentro dos erros experimentais, no intervalo de 300 MeV a 1000 MeV, valendo  $67 \pm 7 \text{ mb}$  e  $37 \pm 4 \text{ mb}$  para o urânio e tório, respectivamente. Esses resultados foram comparados com os de fissão induzida por prótons de alta energia, do que concluíram que o decréscimo da seção de choque de fissão por prótons pode ser atribuída a intensas cascatas nucleares progressivas, as quais estão ausentes ou são muito fracas no caso de fótons. Ao contrário dos elementos intermediários por eles investigados, a fissionabilidade foi alta, sendo 0,84 para o urânio e 0,47 para o tório.

---

(\*) A fissionabilidade nuclear é definida como a razão entre a seção de choque de fissão e a seção de choque total inelástica.

São também notórias as contribuições de Mitrofanova e colaboradores<sup>48</sup>, Ranyuk e Sorokin<sup>49</sup>, Sanin e colaboradores<sup>50</sup>, Moretto e colaboradores<sup>51</sup>, Schröder e colaboradores<sup>52</sup>, Methasiri e Johansson<sup>53</sup>, Kroon e Forkman<sup>54</sup>, e Emma e colaboradores<sup>55</sup> sobre a fotofissão de elementos pesados e intermediários ( $U^{238}$ ,  $U^{235}$ ,  $Th^{232}$ , Bi, Pb, Tl, Hg, Au, Ta, Yb, Ho, Sm, Gd, Nd, La, Sn, Ag, Mo, Cu e Ni), no intervalo de energia de 100 MeV a 1200 MeV, usando diferentes técnicas de detecção de fragmentos de fissão quais sejam: vidrâmica, câmara de fissão e detetores de estado sólido. Os resultados das diversas medidas para os núcleos pesados concordam satisfatoriamente com aqueles estimados com base no modelo fotomesônico da fissão nuclear. Para esses, a fotofissão apresenta, além da ressonância gigante, um caráter também ressonante para fótons de energia da ordem de 300 MeV. Esse comportamento, entretanto, não foi observado para núcleos mais leves os quais exibiram uma seção de choque independente da energia acima do limiar de energia de fotofissão. Contrariamente ao que foi afirmado por Jungerman e Stejner<sup>37</sup>, Moretto e colaboradores<sup>51</sup> acharam que o rápido crescimento na seção de choque, para o bismuto e elementos mais leves, com o aumento da energia do fóton, é devido ao crescimento da probabilidade de fissão com a energia e não ao mecanismo da fotoprodução de mésons. Esses autores afirmaram também que a seção de choque de foto-interação predita pelo modelo do "quase-déuteron"<sup>34</sup> parece descrever todas as interações que levam à fissão desses elementos, mesmo a energias acima do limiar fotomesônico. Para os elementos pesados, no entanto, a fotoprodução de mésons e a interação "quase-déuteron" estão ambas envolvidas na excitação do núcleo le-

vando-o à fissão. A diferença entre o comportamento dos núcleos pesados e dos leves é entendida em termos de diferenças entre as barreiras de fissão e a energia de excitação associada com os dois mecanismos de interação.

Schröder, Nydahl e Forkman<sup>52</sup> propuseram um modelo qualitativo para a fotofissão em energias intermediárias para núcleos pesados salientando o caráter altamente assimétrico da fissão, o qual, segundo eles, é explicado como uma consequência do longo livre caminho médio dos mésons de baixa energia no núcleo. Além disso a seção de choque total de reação está totalmente relacionado à seção de choque de fotoprodução de mésons em nucleons livres. Methasiri e Johansson<sup>53</sup>, apesar das incertezas na eficiência de suas medidas, determinaram que o limiar de fotofissão para os elementos por eles estudados (Pb, Au, Ta, Yb, Ho, Gd, Nd, La, Sn, Ag, Mo, Cu, Ni) situa-se entre 300 MeV e 500 MeV e não encontraram qualquer aspecto ressonante nas seções de choque, concordando com as conclusões de Schröder e colaboradores<sup>52</sup>. Tal comportamento foi atribuído a várias razões, uma delas sendo obviamente que a barreira de fissão é alta, necessitando uma grande energia de excitação para ocorrer a fissão. Outra é que a emissão de prótons é capaz de competir com a de neutrons e, em consequência, o aumento do parâmetro  $Z^2/A$  durante a evaporação seria menos pronunciado, e portanto, para os elementos intermediários, existiria um decréscimo no valor de tal parâmetro. Além do mais a altura da barreira de fissão, de acordo com o modelo da gota líquida<sup>56</sup>, não aumentaria continuamente com o decréscimo de massa, porem, existe um máximo, e para esses elementos mais leves a altura da barreira diminui. O resultado é

que a emissão de neutrons não levaria sempre a um aumento da probabilidade de fissão. Apesar de grandes incertezas, a conclusão é que para os elementos investigados por Methasiri e Johansson<sup>53</sup> a fissão teria lugar durante grande parte do processo de evaporação e que, na média, ela ocorre antes, durante a cascata, ao contrário do que nos elementos pesados (\*).

Evidências experimentais sobre a fotofissão de elementos leves foi encontrada por Sherman<sup>58</sup> em 1963 quando então obteve em emulsão nuclear a fotofissão binária do  $Mg^{24}$  segundo a reação  $Mg^{24}(\gamma, C^{12})C^{12}$ , o que resultou da irradiação de óxido de magnésio com bremsstrahlung de 70 MeV. O fenômeno, segundo Sherman, é uma evidência de que o  $Mg^{24}$  é um estado de ressonância quasimolecular. Atualmente, um grupo da Universidade de Toronto se ocupa do estudo da fissão dos núcleos leves (Mg, Al) utilizando detetores plásticos (Makrofol) e a conclusão preliminar por eles chegada é a de que existem estados "quasimoleculares" (nível nuclear) em que os núcleos leves são constituídos de "clusters" de elementos mais leves e que a absorção do fóton nesse nível é de caráter elétrico quadrupolar<sup>59</sup>.

A fotofissão em altas energias ( $E_\gamma > 1000$  MeV) foi pela primeira vez investigada em 1965 por de Carvalho e colaboradores<sup>60</sup> os quais irradiaram emulsões nucleares carregadas com urânio com feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron de 7 GeV do Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY), Hamburgo. O alto valor en

---

(\*) Um exame crítico dos problemas concernentes à fotofissão em energias intermediárias (100 MeV a 1000 MeV) para elementos desde o ferro até o urânio foi apresentada por Forkman e Schröder<sup>57</sup>.

contrado por eles (35mb) para a seção de choque de fotofissão no intervalo de energia entre 1 GeV e 5,5 GeV sugeriu a existência de outros processos que contribuiriam para o fenômeno, uma vez que o valor estimado com base no modelo fotomesônico foi de apenas 17mb. Dois anos após, Schneider<sup>61</sup>, na Universidade de Hamburgo, defendia uma tese sobre interações de fótons de altas energias (até 5,5 GeV) com urânio e os núcleos presentes em emulsão nuclear. O resultado por ela obtido para a seção de choque de fissão do urânio foi mais baixo que o do trabalho anterior (19,8mb) resultando uma fissionabilidade igual a 0,49 em contradição com o valor próximo da unidade aceito por Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup>. Esses investigadores realizaram experiências sobre a fotofissão do  $U^{235}$ ,  $U^{238}$ ,  $Bi^{209}$ ,  $Au^{197}$  e  $Ta^{181}$  para diferentes energias máximas do feixe de bremsstrahlung no intervalo de energia de 1 GeV a 5 GeV, utilizando os aceleradores de elétrons do Instituto Físico-Técnico da Academia de Ciências da Ucrânia e do Eletro-Sincrotron do Instituto de Física de Erevan; a técnica de detecção empregada foi a do vidro. Segundo eles a fissionabilidade do bismuto, por exemplo, cresce de 0,1 a 0,35 para energia dos fótons de 300 MeV a 5 GeV.

Devemos mencionar também a investigação de Fulmer e colaboradores<sup>63</sup> a respeito da fotofissão do ferro e do alumínio. A primeira evidência experimental deste processo para o ferro<sup>64</sup> foi obtida em 1967. O trabalho de Fulmer consistiu em bombardear amostras de ferro com feixes de elétron de 1,5; 3; 5 e 16 GeV no Acelerador Linear de Stanford, e alumínio com um feixe de elétrons de 16 GeV. Técnicas de espectrometria gama e radioquímica foram usadas para medir os radionuclídeos produzidos nos alvos. Nestas expe

riências tanto ocorrem as reações de fotodesintegração como as de eletrodesintegração. Entretanto, usando o conceito de fóton virtual, proposto originalmente por Weizacker<sup>65</sup> e Williams<sup>66</sup>, a eletrodesintegração à alta energia pode ser considerada como uma reação fotonuclear. Neste trabalho os autores não fizeram distinção entre fótons reais e virtuais. Para poderem explicar os resultados obtidos, eles tiveram que admitir que o ferro é mais fissionável do que a prata, fato esse que concorda com as avaliações de Nix e Sassi<sup>67</sup> sobre as barreiras de fissão e energias de ligação de partículas baseadas no modelo da gota líquida, as quais indicam que a fissionabilidade dos elementos mais leves do que a prata deveriam crescer com o decréscimo de  $Z^2/A$ .

Recentemente o Departamento de Física Nuclear do Instituto de Tecnologia da Universidade de Lund, em colaboração com o Deutsches Elektronen Synchrotron de Hamburgo, realizou uma série de experiências sobre a fotofissão do ouro, chumbo e urânio em energias superiores a 1 GeV. Amostras de ouro e chumbo foram irradiadas a nove energias máximas do espectro de bremsstrahlung no intervalo de energia de 1 GeV a 7,4 GeV no Electron Synchrotron de DESY<sup>68,69</sup>. Os fragmentos de fissão foram detectados empregando a técnica do vidro. Os resultados mostraram que as seções de choque para o ouro e o chumbo são independentes da energia e os valores obtidos com a aproximação quadrada do espectro de bremsstrahlung incluindo os resultados a energias intermediárias foram de  $1,44 \pm 0,10$ mb e  $3,8 \pm 0,3$ mb para o ouro e o chumbo, respectivamente, concordando com medidas similares de outros autores<sup>48,53,55</sup>. Entretanto, uma análise mais detalhada, levando em conta a forma corre-

ta do espectro de *Bremsstrahlung*<sup>70</sup>, mostrou que as seções de choque são inferiores aos valores obtidos pela aproximação quadrada do espectro e que um pico ressonante não-intenso, porém largo, foi visível em torno de 400 a 500 MeV o qual pode ser devido à fotoprodução de mésons. Essas experiências mostraram que as seções de choque de fotofissão para os elementos com número de massa em torno de 200 são constantes no intervalo de energia de 1 GeV a 7 GeV, sendo da ordem de 5% e 12% da seção de choque total de foto-reação para o ouro e o chumbo, respectivamente. A forma geral da curva da seção de choque foi a mesma que a obtida por Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup>, embora a análise destes autores tenha indicado um decréscimo na seção de choque acima de 1 GeV. Em seguida estudaram a distribuição de massa da fotofissão do urânio natural irradiado com *Bremsstrahlung* de 6 GeV<sup>71</sup>. A curva de distribuição de massa dos fragmentos de fissão foi separada na parte simétrica e assimétrica com o que estimaram o número de neutrons emitidos antes da fissão encontrando-se os valores 2 a 4 para a fissão assimétrica e 9 a 11 neutrons para os eventos de fissão simétrica. Também, com base na curva de distribuição de massa, foi estimada a seção de choque total por fóton equivalente encontrando-se o valor  $316 \pm 32 \text{ mb}$  que pode ser comparado com os resultados de de Carvalho e colaboradores<sup>60</sup> ( $350 \text{ mb}$ ), Schneider<sup>61</sup> ( $296 \text{ mb}$ ), Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup> ( $274 \pm 28 \text{ mb}$ ) e o presente trabalho ( $304 \pm 20 \text{ mb}$ ).

Finalmente, resta-nos mencionar a investigação de David e colaboradores<sup>72</sup> que estudaram a fotofissão do  $\text{Au}^{197}$  e  $\text{U}^{238}$  com feixe de *Bremsstrahlung* do Elettron Sincrotron de Bonn no intervalo de 0,8 GeV a 2,2 GeV utilizando folhas de mica como detetor. Dos re

sultados das medidas experimentais, e com a aproximação quadrada dos espectros de bremsstrahlung, determinaram as seções de choque encontrando os valores  $1,4 \pm 0,1 \text{ mb}$  e  $43,2 \pm 4,4 \text{ mb}$  para o ouro e urânio, respectivamente. O resultado para o ouro concorda bem com os obtidos por outros autores a altas energias<sup>62,68</sup> porém, para o urânio, o desacordo é grande. O estudo de David e colaboradores<sup>72</sup> indica que no caso do ouro a fotoabsorção por mésons contribue mais para a fissão no intervalo de energia  $0,8-2,2 \text{ GeV}$  do que no caso do urânio.

Apesar dos resultados experimentais obtidos por diversos pesquisadores serem algumas vezes controvertidos, o quadro que se nos apresenta é altamente significativo em Física Nuclear de baixa e alta energia, representando uma valiosa contribuição ao entendimento das interações da radiação gama com os núcleos.

A Divisão de Física da Fissão e Radioatividade do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas iniciou em 1965, sob a orientação do Professor de Carvalho, em colaboração com o Deutsches Elektronen Synchrotron de Hamburgo, uma série de investigações em reações fotonucleares em geral, a altas energias, no intervalo de  $1 \text{ GeV}$  a  $5,5 \text{ GeV}$ . Após ter sido investigada a fotofissão do urânio<sup>60</sup> a  $5,5 \text{ GeV}$ , foram estudadas reações<sup>73</sup>  $(\gamma, n)$  no  $\text{U}^{238}$ ,  $\text{Au}^{197}$ ,  $\text{I}^{127}$  e  $\text{C}^{12}$ . O presente trabalho é um relatório da investigação sobre a fotofissão do urânio, tório e bismuto, no intervalo de energia de  $1 \text{ GeV}$  a  $5,5 \text{ GeV}$ . Incluímos também o resultado da fotofissão do bismuto que foi irradiado por fótons de  $16 \text{ GeV}$  no Acelerador Linear de Stanford.

Constitue propósito deste trabalho determinar as seções

de choque de fotofissão do urânio, tório e bismuto em energias superiores a 1 GeV, utilizando a técnica de emulsões nucleares, comparando os resultados com os obtidos por outros autores e discutindo-os à luz dos modelos fotomesônicos existentes. No primeiro Capítulo teceremos considerações a respeito dos mecanismos que conduzem o núcleo à fissão, onde será apresentado um cálculo de Monte Carlo com o intuito de se dar uma estimativa para as seções de choque. O procedimento experimental será descrito no segundo Capítulo, quando então salientaremos a influência da geometria das irradiações no espectro contínuo de bremsstrahlung. Finalmente, no terceiro Capítulo, apresentaremos os resultados experimentais obtidos comparando-os com os de outros autores e discutindo-os com base no modelo fotomesônico.

## C A P Í T U L O I

### O MODELO FOTOMESÔNICO PARA A FOTOFISSÃO EM ALTAS ENERGIAS UMA ESTIMATIVA DAS SEÇÕES DE CHOQUE

#### 1.1. Introdução

Relativamente ao carater das reações fotonucleares, pode se esperar que varie com o comprimento de onda da radiação incidente. Para fótons de energia desde 5 MeV a 20 MeV, o comprimento de onda é comparável às dimensões nucleares e a interação se processa entre o fóton incidente e o momento de dipolo do núcleo como um todo, resultando uma emissão de partículas que pode ser descrita por um processo estatístico ou de evaporação<sup>74</sup>. Devido à barreira de Coulomb, nesta região de energia a emissão de neutrons prevalece cerca de 100 vezes mais do que a de prótons. Com efeito, observa-se experimentalmente uma "ressonância gigante" nas seções de choque para as reações  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$  e  $(\gamma, F)$ , esta última sendo favorecida pelo aumento do parâmetro  $Z^2/A$ , decorrente da evaporação de neutrons pelo núcleo.

Para energias dos fótons superiores ao final da ressonância gigante ( $E_\gamma > 20\text{MeV}$ ) o comprimento de onda do fóton é comparável às dimensões dos pares n-p e como o "quase-dêuteron" (assim são chamadas essas associações) tem um momento de dipolo, é razoável que o modelo do quase-dêuteron, pela primeira vez proposto por Levinger<sup>34</sup>, explique a maioria dos fenômenos observados das interações dos fótons com os núcleos complexos. Segundo este modelo, o fóton é absorvido pelo par n-p, estando a seção de choque de absor

ção do fóton pelo núcleo relacionada de uma maneira simples à seção de choque de fotodesintegração do deuteron. Como se verá adiante, particularmente para os núcleos pesados, a contribuição do quase-deuteron se estende apreciavelmente até 600 MeV.

### 1.2. O Modelo Fotomesônico

Para energias do fóton acima do limiar fotomesônico ( $E_\gamma > 150$  MeV), o seu comprimento de onda permite a interação direta com os nucleons do núcleo. Este efeito se torna mais pronunciado acima de 300 MeV, onde se pode considerar o núcleo como um conjunto de nucleons livres. As reações fotonucleares em altas energias, particularmente a fotofissão, podem ser entendidas como um mecanismo a dois estágios, similar ao proposto por Serber<sup>75</sup> para reações nucleares em altas energias induzidas por partículas em núcleos complexos. O mecanismo compreende um primeiro estágio, rápido (da ordem de  $10^{-23}$  segundos) segundo o qual o fóton interage com os nucleons, havendo a fotoprodução de mésons e nucleons de recuo, os quais podem ser reabsorvidos pelo núcleo, interagir com a matéria nuclear ou escapar do núcleo deixando ou não qualquer energia. Neste primeiro estágio, conhecido por "cascata nuclear", a reabsorção dos fotomésons e/ou as colisões dos nucleons de recuo na matéria nuclear produzem uma emissão de partículas carregadas e de muitos nucleons às expensas de alta energia de excitação transferida ao núcleo. Segue-se um segundo estágio, lento, segundo o qual o núcleo residual resultante do final da fase de cascata nuclear se deexcita por um processo competitivo entre a evaporação de partículas e a fissão nuclear. A fissão poderá ocorrer durante ou após o

processo de evaporação, sendo fortemente dependente do parâmetro,  $Z^2/A$  do núcleo residual, bem como de sua energia de excitação.

Bernardini Reitz e Segrè<sup>26</sup>, estudando a fotofissão do bismuto para fótons de energia de até 300 MeV, foram os primeiros a admitir que a absorção de energia pelo núcleo se faz através de um processo intermediário, qual seja a fotoprodução de mésons na matéria nuclear e sua subsequente reabsorção. A forma da curva da seção de choque por eles obtida sugeriu que a fissão ocorre principalmente por causa do mecanismo acima descrito, com a contribuição dos diferentes tipos de mésons. Eles relacionaram a seção de choque de fissão com as seções de choque de fotoprodução de mésons livres mediante uma expressão do tipo

$$\sigma_f = A(\sigma_{\pi 0} + q\sigma_{\pi \pm})(1-p)(\Gamma_f/\Sigma\Gamma), \quad (1.1)$$

onde  $A$  é o número de massa;  $\sigma_{\pi 0}$ ,  $\sigma_{\pi \pm}$  são as seções de choque para fotoprodução de mésons em nucleons livres,  $q$  é o fator que leva em conta o princípio de exclusão de Pauli,  $p$  é a probabilidade de escape do méson do núcleo e  $\Gamma_f/\Sigma\Gamma$  é a probabilidade de que o núcleo fissione. Para o bismuto, eles admitiram o seguinte resultado

$$\sigma_f = 209(1,5 \times 10^{-28} + 0,55 \times 10^{-28})0,8(\Gamma_f/\Sigma\Gamma) \text{ cm}^2 \quad (1.2)$$

que combinado com o valor experimental da seção de choque de fotofissão conduziu ao seguinte valor da probabilidade de fissão:

$$\sigma_f/\Sigma\Gamma = 0,25 \quad (1.3)$$

Jungerman e Steiner<sup>37</sup>, por causa da analogia da forma

das curvas das seções de choque de fotofissão para o bismuto e o ouro e a fotoprodução de mésons em nucleons, procuraram relacionar também estes dois processos. Como Bernardini Reitz e Segrè<sup>26</sup>, eles admitiram também que a fotoprodução de mésons no núcleo e sua reabsorção daria um adicional mecanismo pelo qual o núcleo pode absorver a energia do fóton. Eles observaram, entretanto, que as curvas de seção de choque de fotofissão do bismuto e ouro apresentavam seus máximos deslocados para a direita cerca de 100 MeV em relação aos máximos das curvas de seção de choque de fotoprodução de mésons. Além do mais, a largura da "ressonância mesônica" foi maior do que a correspondente largura na fotoprodução de mésons. Tais diferenças foram explicadas admitindo primeiro, que o movimento dos nucleons dentro do núcleo causa um alargamento na fotoprodução de mésons por causa do efeito Doppler, e segundo, que o princípio de exclusão de Pauli é tal que quando um fotoméson é produzido no núcleo o nucleon atingido deve preencher um estado desocupado. Pelo fato de que os estados de nucleon de baixa energia já estão preenchidos, a fotoprodução de mésons de alta energia é favorecida. Além disso, como várias experiências mostraram que o livre percurso médio da absorção de mésons na matéria nuclear diminui com o aumento da energia do méson<sup>76</sup>, a absorção de mésons de alta energia é favorecida, contribuindo novamente para um deslocamento do valor máximo da seção de choque de fotofissão em direção a energias mais altas do que 300 MeV.

De Carvalho e colaboradores<sup>60</sup> relacionaram a seção de choque de fotofissão a energias intermediárias com a seção de choque de fotoprodução de mésons em nucleons livres usando o Modelo

Ótico e utilizando os resultados do método de Monte Carlo de Metropolis e colaboradores<sup>77,78</sup> para calcular a probabilidade,  $P$ , de interação dos mésons ou dos nucleons de recuo com a matéria nuclear. A expressão por eles admitida foi a seguinte:

$$\sigma_f = A \sigma_{\pi} P G \quad (1.4)$$

onde  $A$  é o número de massa;  $P = P_{\pi} + P_n - P_{\pi} P_n$ , sendo  $P_{\pi}$  a probabilidade de absorção de mésons e  $P_n$  a probabilidade de que o nucleon de recuo interaja com a matéria nuclear;  $G$  é a fissionabilidade,  $G = \Gamma_f / \Gamma_t$ , isto é, a razão entre a largura de nível do processo de fissão e todos os processos inelásticos.

A idéia básica do modelo fotomesônico isto é, a criação e a subsequente reabsorção dos fotomésons dentro do núcleo como sendo o mecanismo dominante na fotofissão em altas energias, é hoje aceito pela maioria dos investigadores, havendo no entanto diferenças quanto aos detalhes quantitativos na aplicação do modelo. Por exemplo, Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup> consideram um fator que leva em conta a probabilidade de excitação do núcleo após a cascata bem como um coeficiente que corrige o efeito de blindagem do núcleo pela superfície nuclear; Wakuta<sup>39</sup>, por outro lado, admite a contribuição combinada do quase-déuteron e da fotoprodução de mésons até energias da ordem de 600 MeV; Schroeder e colaboradores<sup>52</sup> dividem a desexcitação nuclear após a cascata em dois ramos, um levando a um núcleo "frio" e outro a um núcleo "quente", cada um deles sendo caracterizado pelas probabilidades (assumidas serem independentes da energia do fóton incidente) de que o núcleo produza fissão durante sua desexcitação nos dois ramos. Consideram ain-

da, para cada ramo, dois canais de fissão, um assimétrico e outro simétrico e assim fazem um estudo mais detalhado do fenômeno.

As estimativas sobre as seções de choque de fotofissão que podem ser feitas com base no modelo fotomesônico vão depender fundamentalmente da seção de choque de fotoprodução de mésons, do coeficiente da fórmula de Levinger (se a contribuição do quase-dêuteron for levada em conta) e da fissionabilidade nuclear.

Moretto e colaboradores<sup>51</sup> analisaram as seções de choque de fotofissão em termos da seção de choque de foto-interação e da probabilidade de fissão. Eles admitiram que um rápido aumento na seção de choque de fotofissão para o Bi<sup>209</sup> (e elementos mais leves) é devido ao aumento da probabilidade de fissão com a energia e não ao mecanismo fotomesônico, como correntemente aceito. A seção de choque de foto-interação predita pelo "quase-dêuteron", segundo eles, parece explicar todas as interações que levam os núcleos intermediários à fissão, mesmo a energias do fóton superiores ao limiar fotomesônico. No caso do U<sup>238</sup>, entretanto, uma vez que a probabilidade de fissão é independente da energia, o comportamento da seção de choque de fissão reflete as características da seção de choque total de foto-interação. Neste caso, eles admitem que tanto a fotoprodução de mésons  $\pi$  como a interação quase-dêuteron estão ambas envolvidas em produzir excitação no núcleo, levando-o à fissão. A diferença entre o comportamento do U<sup>238</sup> e os elementos mais leves (como o Bi<sup>209</sup>, por exemplo) é entendida em termos de diferença nas barreiras de fissão e em modos diferentes de deposição de energia associada com os dois mecanismos de interação (fotomesônico e quase-dêuteron).

### 1.3. Uma Estimativa das Seções de Choque de Fotofissão em Altas Energias.

Neste parágrafo será visto como podemos estimar as seções de choque de fotofissão em altas energias para o  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$  aplicando o modelo fotomesônico e introduzindo certos parâmetros que levam em conta a probabilidade de excitação do núcleo após a cascata nuclear, o efeito Doppler resultante da movimentação dos nucleons, o efeito de blindagem pela superfície nuclear e a fissionabilidade nuclear que será obtida mediante um cálculo de Monte Carlo. Admitiremos que o modelo seja igualmente válido para os núcleos acima mencionados. O cálculo será feito para energias do fóton desde 150 MeV a 16 GeV e consideraremos a contribuição combinada da fotoprodução de mésons e a do quase-dêuteron, esta última sendo estendida até cerca de 600 MeV. No Capítulo III confrontaremos os resultados com os obtidos por via experimental.

A seção de choque de fotofissão pode ser calculada mediante a seguinte expressão:

$$\sigma_F(k) = \left[ A \sigma_{\pi}(k) P_{\pi} + L \frac{NZ}{A} \sigma_d(k) P_d \right] \delta(k) \cdot f(k) \quad (1.5)$$

onde  $k$  é a energia do fóton;  $N$ ,  $Z$  e  $A$  são o número de neutrons, prótons e nucleons do núcleo alvo, respectivamente;  $\sigma_{\pi}(k)$  é a seção de choque total de fotoprodução de mésons levando-se em conta o movimento dos nucleons no núcleo;  $L$  é a constante da fórmula de Lvinger<sup>34</sup>;  $\sigma_d(k)$  é a seção de choque total de fotodesintegração do dêuteron;  $P_{\pi}$  e  $P_d$  são as probabilidades de excitação do nucleon após a cascata nuclear, segundo os mecanismos fotomesônico e quase-dêuteron, respectivamente;  $\delta(k)$  é um coeficiente que leva em

conta o efeito de blindagem do núcleo pela superfície nuclear e  $f(k)$  é a fissionabilidade.

O primeiro termo na Eq. (1.5) é o mais importante pois representa a contribuição fotomesônica para a fotofissão e traduz o fato de que o fóton incidente interage inicialmente com o nucleon individualizado. O segundo termo, devido a Levinger<sup>34</sup>, constitui a contribuição do quase-déuteron segundo a qual o fóton incidente com energias de 150 MeV a 600 MeV ainda pode interagir inicialmente com os pares n-p. Originalmente, quando foi introduzida a idéia da interação do fóton com o quase-déuteron, os cálculos de Levinger deram para o carbono o valor  $L=6,4$ . Posteriormente, Garvey e colaboradores<sup>79</sup> realizando experiências de coincidência nêutron-próton, encontraram para o  $O^{16}$  o valor  $L=10,3$  e mais recentemente o mesmo grupo<sup>80</sup> obteve da análise de experiências sobre a fotodesintegração de núcleos complexos via quase-déuteron os valores  $L=12,4$  para o  $C^{12}$ ;  $9,6$  para o  $Li^6$  e  $8,7$  para o  $Ca^{40}$ . No presente cálculo, a constante  $L$  na Eq. (1.5) será assumida a mesma para o  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$  valendo  $L=10$  e sendo independente da energia do fóton incidente. O efeito de blindagem do núcleo pela superfície nuclear se faz sentir principalmente para energias superiores a 2 GeV. De acordo com o modelo VDM<sup>(\*)</sup>, um fóton de alta energia pode se comportar no núcleo como uma partícula de interação forte através do méson- $\rho$ . O alcance de um méson- $\rho$  na matéria nuclear é cerca de  $3F$  o qual é apreciavelmente menor do que as dimensões nucleares<sup>(\*\*)</sup>. Para o caso extremo de um alcance nulo, a seção de

---

(\*) VDM - "Vector Dominance Model"

(\*\*)  $1F = 10^{-13}$  cm.

choque total de fotointeração nuclear é proporcional à área da superfície nuclear, isto é,  $\sigma_{\gamma A} = A^{2/3} \sigma_{\gamma p}$ , de modo que, na realidade, o expoente de A está compreendido entre 2/3 e 1. Assim é que, por exemplo, para fótons com energia compreendida entre 7 GeV e 18 GeV a seção de choque total de fotoabsorção nuclear varia com o número de massa de acordo com  $A^{0,9}$  (veja a Ref. 81). No presente cálculo, nós usaremos os valores teóricos do coeficiente  $\delta(k) = \sigma_{\gamma A} / A \sigma_{\gamma p}$ , calculados para o chumbo por Brodsky e Pumplin<sup>82</sup>, os quais estão de acordo com os valores experimentais de Caldwell e colaboradores<sup>81</sup>. A dependência do coeficiente  $\delta$  com a energia do fóton, bem como o expoente de A em  $\sigma_{\gamma A} = A^m \sigma_{\gamma p}$ , podem ser vistos na Fig. I.1.

### 1.3.1. A Seção de Choque Total de Fotoabsorção em Nucleons e a Fotodesintegração do Dêuteron.

Roos e Peterson<sup>35</sup> apresentam, em seu trabalho sobre a fotodesintegração de núcleos complexos, uma excelente compilação das seções de choque de fotoprodução de mésons em nucleons livres para energias dos fótons até 1150 MeV. Entretanto, nos últimos anos, experiências realizadas em DESY, SLAC, CALTECH, CORNELL e em outros laboratórios de altas energias, permitiram a obtenção de dados mais precisos sobre a fotoprodução de mésons como também estenderam os resultados até energias do fóton cerca de 20 GeV. Por isso, resolvemos tomar para a seção de choque total de fotoabsorção no hidrogênio, até  $k=2$  GeV, os resultados encontrados por Damashek e Gilman<sup>83</sup> a partir de experiências sobre espalhamento inelástico de elétrons no hidrogênio realizados no SLAC; acima de 2 GeV, as seções de choque totais de fotoabsorção no hidrogênio e no neutron

foram tomadas dos trabalhos de Bloom e colaboradores<sup>84</sup> e Caldwell e colaboradores<sup>81</sup>, respectivamente.

Os resultados das seções de choque apresentados acima foram obtidos das interações de fótons com nucleons livres. Para que os mesmos possam ser aplicados às interações de fótons com os nucleons dentro do núcleo (como acontece nas reações fotonucleares em altas energias em núcleos complexos), torna-se necessário introduzir alguma correção que leve em conta este fato. Para tanto, nós vamos considerar o núcleo como sendo um gás de Fermi confinado a uma esfera de raio  $R=r_0 A^{1/3}$ , e admitir que os nucleons se movimentam em média com uma energia  $\bar{E} = \frac{3}{5} E_F$ , onde a energia de Fermi é dada pela conhecida expressão

$$E_F = \frac{3}{5} \sqrt{3^4 \left(\frac{\pi}{4}\right)^2 \frac{\hbar^2}{2m} \frac{1}{r_0^2} \left(\frac{N}{A}\right)^{2/3}} \quad (1.6)$$

na qual  $h$  é a constante de Planck;  $m$  é a massa do nucleon;  $N$  é o número de prótons ou neutrons (conforme se considera o gás de prótons ou o de neutrons);  $A$  é o número de massa e  $r_0$  é o parâmetro do raio nuclear que tomaremos igual a  $1,17F$  para o  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$ , conforme sugerido por Elton<sup>85</sup>. Na Tabela I.1 relacionamos os valores de  $E_F$  de acordo com a expressão (1.6). Em seguida, consideramos as energias disponíveis para as interações dos fótons com os nucleons em movimento no núcleo, no sistema de referência no qual estes se encontram em repouso. Do efeito Doppler relativístico sabe-se que

$$k^\pm = k (1 \pm \beta) \gamma \quad (1.7)$$

onde  $k$  é a energia do fóton incidente como medida no sistema laboratório e  $\gamma$  e  $\beta$  são obtidos da expressão da energia cinética relativística para o nucleon e valem, respectivamente:

$$\gamma = 1 + \frac{\bar{E}}{m_0 c^2} \quad (1.8)$$

$$\beta = \sqrt{1 - \left(\frac{1}{\gamma}\right)^2} \quad (1.9)$$

sendo  $m_0 c^2$  a energia de repouso do nucleon. Para uma dada energia do fóton, a correção na seção de choque é então obtida tirando-se uma média das seções de choque em nucleons livres no intervalo de energia  $k^- \leq k \leq k^+$  mediante a expressão

$$\bar{\sigma}(k) = \frac{\int_{k^-}^{k^+} \sigma(k) dk}{k^+ - k^-} \quad (1.10)$$

onde  $\sigma(k)$  é a seção de choque em nucleons livres e  $k^+$  e  $k^-$  são dados pela relação (1.7). Na Fig. I.2 podemos ver o efeito do movimento dos nucleons no núcleo sobre a seção de choque de fotoabsorção no próton, de acordo com o exposto acima. Observa-se, por exemplo, que o valor máximo mais acentuado da seção de choque diminui cerca de 18% enquanto que o valor mínimo aumenta aproximadamente da mesma quantidade. Acima de 2 GeV, não notamos qualquer modificação na curva, uma vez que a seção de choque é praticamente independente da energia do fóton incidente. Um outro efeito que podemos notar decorrente do movimento dos nucleons no núcleo é a redução da energia limiar da fotoprodução de mésons. Assim, por exemplo, para a reação  $\gamma + p \longrightarrow n + \pi^+$ , cujo limiar é 150 MeV, ele fica reduzi

do para 126 MeV. Na Fig. I.2 incluímos também para comparação os cálculos de Roos e Peterson<sup>35</sup>.

A fotodesintegração do dêuteron foi investigada por vários autores desde 2,23 MeV a 455 MeV e os resultados das diversas experiências acham-se compilados no trabalho de Lvinger sobre Regras de Soma para a Fotodesintegração do Dêuteron<sup>86</sup>. Myers e colaboradores<sup>87</sup> estenderam as medidas da seção de choque para a reação  $\gamma+d \rightarrow p+n$  até 900 MeV. Na Fig. I.3 podemos ver a dependência da seção de choque de fotodesintegração do dêuteron com a energia do fóton, no intervalo de 100 MeV a 900 MeV.

### 1.3.2. A Probabilidade de Excitação do Núcleo

Durante o estágio rápido de cascata nuclear, os mésons e/ou os nucleons de recuo, resultantes da interação primária do fóton com os nucleons do núcleo, colidem elástica ou inelasticamente com a matéria nuclear, deixando o núcleo com uma certa energia de excitação. Há, no entanto, uma probabilidade de que os mésons e/ou os nucleons de recuo escapem do núcleo sem sofrerem qualquer interação, tão logo sejam fotoproduzidos. Neste caso, dizemos que o núcleo é transparente para essas partículas. Suponhamos uma reação de fotoprodução de duas partículas,  $i$ ,  $j$  e sejam  $T_i$  e  $T_j$  as transparências nucleares para essas partículas. A probabilidade de que o núcleo se excite pela absorção ou por escape da partícula  $i$  deixando parte de sua energia no núcleo será  $P_i=1-T_i$ , e para a partícula  $j$ ,  $P_j=1-T_j$ . Então, a probabilidade combinada de que o núcleo se excite através de um processo deste tipo será:

$$P = P_i + P_j - P_i P_j \quad (1.11)$$

que é o mesmo que

$$P = 1 - T_i T_j \quad (1.12)$$

Isto é o que acontece para as reações de fotoprodução de 1 méson  $\pi$  em nucleons ( $\gamma+p \rightarrow p+\pi^0$ ,  $\gamma+p \rightarrow n+\pi^+$ ,  $\gamma+n \rightarrow n+\pi^0$ ,  $\gamma+n \rightarrow p+\pi^-$ ) ou na fotodesintegração dos pares n-p (quase-dêuteron) de acordo com a reação  $\gamma+d \rightarrow p+n$ . Para as reações em que são produzidas três partículas (como por exemplo  $\gamma+p \rightarrow p+\pi^+\pi^-$ ) a probabilidade de que o núcleo se excite via tais processos será

$$P = P_i + P_j + P_k - (P_i P_j + P_i P_k + P_j P_k) + P_i P_j P_k \quad (1.13)$$

que conduz ao resultado

$$P = 1 - T_i T_j T_k \quad (1.14)$$

onde  $P_i$ ,  $P_j$  e  $P_k$  são as probabilidades de excitação do núcleo conforme definidas acima.

Cálculos feitos com base nos valores de transparência para nucleons e mésons obtidos recentemente por de Carvalho e colaboradores<sup>88</sup> mostram que os valores de P podem ser considerados iguais a 1 dentro de um erro máximo de 5%.

### 1.3.3. O Cálculo de Monte Carlo para a Fissionabilidade Nuclear

Para que possamos usar a Eq. (1.5) afim de obter as seções de choque de fotofissão torna-se necessário conhecer a dependência da fissionabilidade nuclear com a energia do fóton, isto é,  $f(k)$ . Como até o presente não existe na literatura tal in-

formação (\*), resolvemos utilizar a técnica de cálculo de Monte Carlo para obtê-la.

Devido à complexidade em descrever detalhadamente todas as interações dos núcleons de recuo e dos fôtons com a matéria nuclear durante a fase rápida da reação (cascata nuclear), nós vamos assumir certas funções de distribuição com as quais serão obtidos o núcleo final de cascata e sua energia de excitação (\*\*). Assim, sendo  $A^*$  e  $Z^*$  o número de massa e o número atômico do núcleo residual após a cascata, temos

$$\begin{aligned} A^* &= A - \Delta A \\ Z^* &= Z - \Delta Z \end{aligned} \tag{1.15}$$

onde  $A$  e  $Z$  são o número de massa e o número atômico do núcleo alvo e  $\Delta A$  e  $\Delta Z$  o número de nucleons e prótons emitidos na cascata, respectivamente, os quais são selecionados ao acaso (\*\*\*) de distribuições do tipo

$$N(x)dx = \text{Cte.} \cdot x^2 \cdot e^{-\frac{3x}{\bar{x}}} dx, x \geq 0 \tag{1.16}$$

sendo  $x$  a variável  $\Delta A$  ou  $\Delta Z$  e  $\bar{x}$  o valor médio de  $x$ , isto é,  $\overline{\Delta A}$  ou  $\overline{\Delta Z}$ . A escolha da distribuição (1.16) foi feita para concordar, pelo menos formalmente, com os resultados de cascatas nucleares ini-

(\*) Os dados disponíveis na literatura sobre a fissionabilidade nuclear nas reações de fotofissão, além de serem muitas vezes discrepantes, são, de um modo geral, valores médios obtidos para um grande intervalo de energia como, por exemplo, 200 MeV a 800 MeV, 300 MeV a 1000 MeV, 0,8 GeV a 2,2 GeV.

(\*\*) Com efeito, os cálculos de Monte Carlo de Gabriel e Alsmiller<sup>89</sup> e Gúdima e colaboradores<sup>90</sup> são limitados na energia, o primeiro sendo estendido até cerca de 400 MeV e o segundo até 1,3 GeV.

(\*\*\*) Para detalhes do cálculo veja o Apêndice A.

ciadas por prótons de energia intermediária em núcleos complexos obtidos por Rudstam<sup>91</sup>, Meadows e colaboradores<sup>92</sup> e Metropolis e colaboradores<sup>77</sup>. Recentemente, Lindgren e Jonsson<sup>93</sup>, analisando os resultados das reações fotonucleares no iôdo e no ouro, baseados na fórmula de cinco parâmetros de Rudstam<sup>94</sup> e no cálculo de Monte Carlo de Gabriel e Alsmiller<sup>89</sup>, concluíram que embora os mecanismos de interação primária sejam diferentes, o número médio de nucleons emitidos na cascata é o mesmo tanto para reações induzida por fótons quanto por prótons de igual energia incidente. Supondo válido este resultado também para energias superiores a 400 MeV, nós adotamos para os valores médios  $\overline{\Delta A}$  e  $\overline{\Delta Z}$  aqueles obtidos por Metropolis<sup>78</sup>, extrapolando-os para energias mais altas (veja Fig. I.4). Por outro lado, a energia de excitação do núcleo residual,  $E^*$ , é selecionada ao acaso de uma distribuição da forma

$$N(u)du = \begin{cases} \text{Cte.} \cdot u e^{-\frac{2u}{\bar{u}}} & , \quad 0 \leq u \leq \bar{u} \\ 0 & , \quad u > \bar{u} \end{cases} \quad (1.17)$$

onde  $u$  representa a variável  $E^*$  e  $\bar{u}$  o valor médio de  $u$ . A escolha da distribuição (1.17) foi feita para concordar também formalmente com as obtidas nos trabalhos de Metropolis<sup>77,78</sup> e Barashenkov<sup>95</sup>. Como para energias intermediárias, em princípio, a energia de excitação pode tomar valores que vão desde zero (caso em que as partículas emitidas levam toda a energia) até a energia incidente,  $E_1$  (caso em que o núcleo absorve totalmente a energia do fóton incidente), devemos ter  $\bar{u} = E_1$ . No entanto, para altas energias do fóton incidente, a energia de excitação não deve ultrapassar a energia

de ligação do núcleo residual devido à própria estabilidade nuclear. De modo que, na distribuição (1.17) devemos fazer

$$\begin{aligned} \bar{u} &= E_1 & \text{para } E_1 \leq B^* \\ \bar{u} &= B^* & \text{para } E_1 > B^* \end{aligned} \quad (1.18)$$

sendo  $B^*$  a energia de ligação do núcleo residual.

Uma vez determinados os valores de  $A^*$ ,  $Z^*$  e  $E^*$ , isto é, o núcleo residual e sua energia de excitação, segue-se a sua desexcitação por um mecanismo competitivo entre a evaporação de partículas e a fissão nuclear. O procedimento que adotamos a seguir é, em linhas gerais, o mesmo que o de Dostrovskye e colaboradores<sup>96,97</sup>.

A teoria da evaporação de partículas é baseada sobre o modelo estatístico do núcleo e está fundamentada na fórmula de Weisskopf<sup>74</sup>

$$P_j(E_c) dE_c = \gamma_j \sigma E_c \frac{\rho(f)}{\rho(i)} dE_c \quad (1.19)$$

onde  $P_j(E_c) dE_c$  é a probabilidade por unidade de tempo de emissão da partícula  $j$  com energia cinética compreendida entre  $E_c$  e  $E_c + dE_c$ ,  $\sigma$  é a seção de choque total de captura da partícula pelo núcleo final,  $\rho(f)$  e  $\rho(i)$  são as densidades de níveis do núcleo final e inicial, respectivamente, e  $\gamma_j = \frac{gm}{\pi^2 h^3}$ , sendo  $g$  o número de estados de spin e  $m$  a massa da partícula. Assumindo que o núcleo se comporta como um gás de Fermi degenerado, tem-se

$$\rho(E^*) = \text{Cte.} \exp(2 \sqrt{a E^*}) \quad (1.20)$$

onde  $a$  é o parâmetro de densidade de níveis o qual está ligado à

temperatura nuclear, T, da seguinte maneira

$$E^* = a T^2, \quad (1.21)$$

sendo  $E^*$  a energia de excitação. Das Eqs. (1.19) e (1.20) pode-se deduzir a seguinte expressão para a probabilidade relativa de evaporação de duas partículas j e k:

$$\frac{P_k}{P_j} = \frac{\gamma_k}{\gamma_j} \frac{E_k^*}{E_j^*} \frac{a_j}{a_k} \exp \left[ 2 \left( \sqrt{a_k E_k^*} - \sqrt{a_j E_j^*} \right) \right] \quad (1.22)$$

Na Eq. (1.22),  $E_k^*$  (ou  $E_j^*$ ) é o valor máximo da energia de excitação que o núcleo pode ter após evaporar a partícula k (ou j), o qual é dado por:

$$E_k^* = E_i^* - S_k - V_k \quad (1.23)$$

$$E_j^* = E_i^* - S_j - V_j$$

onde  $E_i^*$  é a energia de excitação do núcleo antes de evaporar a partícula k ou j, S é a energia de separação, V é a barreira coulombiana corrigida para a temperatura nuclear e  $a_k$  (ou  $a_j$ ) é o parâmetro de densidade de nível do núcleo restante após evaporar a partícula k (ou j). Le Couteur<sup>98</sup> formulou de modo próprio a dependência do parâmetro de densidade de níveis do núcleo residual com o excesso de neutrons do núcleo inicial da seguinte maneira:

$$\begin{aligned} \sqrt{a_n} &= \sqrt{a}(1 - 1,3 \theta/A) & \sqrt{a_t} &= \sqrt{a}(1 - 1/A - 1,3 \theta/A) \\ \sqrt{a_p} &= \sqrt{a}(1 + 1,3 \theta/A) & \sqrt{a_{He3}} &= \sqrt{a}(1 - 1/A + 1,3 \theta/A) \\ \sqrt{a_d} &= \sqrt{a}(1 - 0,5A) & \sqrt{a_\alpha} &= \sqrt{a}(1 - 1,5A) \end{aligned} \quad (1.24)$$

onde  $\theta = \frac{N-Z}{A}$ , o excesso de neutrons do núcleo inicial. As Eqs. (1.23) e (1.24) são em seguida usadas em combinação com a Eq. (1.22) para se obter as probabilidades relativas de evaporação de próton (p), dêuteron (d), trítio (t), helio-3 ( $\text{He}^3$ ) e partícula alfa ( $\alpha$ ) em relação a neutron (os resultados podem ser vistos no Apêndice A). No presente cálculo adotamos para o parâmetro de densidade de níveis o valor  $a = A/10\text{MeV}^{-1}$ . As energias de separação (\*) das diferentes partículas foram calculadas com o auxílio da fórmula semiempírica de massa (desprezando-se o termo da energia de emparelhamento) com os mesmos coeficientes empregados por Nix e Sassi<sup>67</sup> correspondentes a  $r_0 = 1,216F$ , a saber: energia de volume,  $a_v = 15,75\text{MeV}$ ; energia de superfície,  $a_s = 17,80\text{MeV}$ ; energia coulombiana,  $a_c = 0,71\text{MeV}$  e energia de assimetria,  $a_a = 23,70\text{MeV}$ . As energias de ligação do dêuteron, trítio,  $\text{He}^3$  e partícula  $\alpha$  foram tomadas da compilação de Mattauch e colaboradores<sup>99</sup> sobre massas nucleares. Na Fig. I.5 podemos ver o comportamento geral das energias de separação das diferentes partículas com o número de massa. As barreiras de Coulomb, como calculadas da eletrostática elementar não são diretamente aplicáveis ao cálculo, pois devem ser corrigidas para o efeito túnel e a temperatura nuclear. A correção para o efeito túnel foi levada em conta do seguinte modo

$$V_j^i = k_j V_0 \quad (1.25)$$

---

(\*) A energia necessária para remover uma partícula  $j$  do núcleo  $Z, A$  é definida como sendo a energia de separação,  $S_j(Z, A)$ , que pode ser assim expressa:

$$S_j(Z, A) = B(Z, A) - B(Z-Z_j, A-A_j) - B_j$$

onde  $B$  representa a energia de ligação.

onde  $V_0$  é a barreira coulombiana eletrostática e  $k_j$  é o coeficiente de penetrabilidade da barreira cujos diferentes valores são, segundo Le Couteur<sup>98</sup>,  $k_p=0,7$ ;  $k_d=0,77$ ;  $k_L=k_{He3}=0,8$  e  $k_\alpha=0,83$ . Evidências experimentais sugerem que a altas energias de excitação a barreira coulombiana é reduzida, e o efeito tem sido interpretado em termos de uma expansão nuclear térmica e vibrações superficiais. No presente cálculo adotamos a correção para a temperatura nuclear proposta por Fujimoto e Yamaguchi<sup>100</sup>, isto é,

$$V_j = V_j^i (1 - T^2/T_c^2) \quad (1.26)$$

onde  $T_c$  é uma temperatura nuclear crítica (que é da ordem de 9MeV) e definida como sendo a temperatura para a qual a tensão superficial se anula;  $V_j^i$  é dado pela Eq. (1.25). Na Fig. I.6 podemos observar o comportamento geral das barreiras coulombianas para próton, dêuteron e partícula  $\alpha$  com o número de massa, levando em conta os coeficientes de penetrabilidade e considerando os núcleos "frios":

A largura de nível para a fissão, de acordo com o Modelo da Gôta Líquida de Bohr e Wheeler<sup>7</sup> tem a seguinte expressão:

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int_0^{E^* - B_f} \rho^*(E^* - B_f - \epsilon) d\epsilon \quad (1.27)$$

onde  $\rho(E^*)$  é a densidade de nível do núcleo antes da fissão;  $\rho^*(E^*)$  é a densidade de nível do núcleo no ponto de celta e  $B_f$  é a barreira de fissão. De acordo com Weisskopf<sup>74</sup>, a largura de nível para a emissão de neutron é dada por

$$\Gamma_n = \int_0^{E^* - B_n} \sigma(E^*, \epsilon_n) \frac{gm}{\pi^2 \hbar^3} \epsilon_n \exp \left[ S_f(E^* - B_n - \epsilon_n) - S_i(E^*) \right] d\epsilon_n \quad (1.28)$$

onde  $\sigma(E^*, \epsilon)$  é a seção de choque total de captura para o processo reverso;  $g$  é o peso estatístico para o número de estados de spin (2 para o neutron);  $m$  é a massa do neutron;  $S_i$  e  $S_f$  são as entropias do núcleo inicial e final, respectivamente, e  $\epsilon_n$  é a energia cinética do neutron. Assumindo ainda que o núcleo se comporte como um gás de Fermi, podemos usar a Eq. (1.20) para a densidade de níveis  $e$ ; adotando para a seção de choque de captura a altas energias a seção de choque geométrica, podemos deduzir a partir das Eqs. (1.27) e (1.28) o seguinte resultado:

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = 3,5 \cdot \frac{2\sqrt{a_n} \sqrt{E^* - B_f} - 1}{A^{2/3} (E^* - B_n)} \cdot \exp \left[ 2\sqrt{a_n} (\sqrt{E^* - B_f} - \sqrt{E^* - B_n}) \right] \quad (1.29)$$

Na obtenção da Eq. (1.29) tomou-se para  $r_0$  o valor 1,2 F e , foram assumidos iguais os parâmetros de densidade de nível do núcleo residual após a evaporação de um neutron,  $a_n$ , e o do núcleo inicial no ponto de ceta para a fissão,  $a_f$ . As barreiras de fissão foram calculadas mediante o Modelo da Gôta Líquida através da expressão

$$B_f = E_s \cdot f(x) \quad , \quad (1.30)$$

onde  $E_s$  é a energia de superfície da "gôta esférica" dada por:

$$E_s = 17,9439 \left[ 1 - 1,7826 \left( \frac{N-Z}{A} \right) \right] \cdot A^{2/3} \quad (1.31)$$

e  $f(x)$  é uma função de que descreve as deformações da "gôta" a partir da forma esférica, sendo  $x$  dado por

$$x = \frac{Z^2/A}{50,88 \left[ 1 - 1,7826 \left( \frac{N-Z}{A} \right)^2 \right]} \quad (1.32)$$

As Eqs. (1.31) e (1.32) incluem um termo que leva em conta o excesso de neutrons na energia de superfície e as constantes que ali aparecem são as mesmas da fórmula semi-empírica de massa segundo Myers e Swiatecki<sup>101</sup>. A função  $f(x)$  foi tabelada recentemente por Nix<sup>102</sup> que fez estudos sobre o Modelo da Gôta Líquida considerando deformações do tipo dois esferóides conectados por uma "garganta hiperboloidal", as quais são descritas por seis graus de liberdade. Na Fig. I.7 podemos observar a função  $f(x)$  e na Fig. I.8 o comportamento geral das barreiras de fissão com o parâmetro  $Z^2/A$ . Uma correção para as barreiras de fissão com relação à temperatura nuclear se faz também necessária pelo fato de que a temperatura nuclear faz com que a energia superficial se reduza de maneira análoga ao comportamento de um líquido. A correção por nós usada foi a mesma que no caso das barreiras coulombianas e que, segundo Fujimoto e Yamaguchi<sup>100</sup>, vem dada por

$$B_f(T) = B_{f_0} \left( 1 - \frac{T^2}{T_c^2} \right) \quad (1.33)$$

sendo  $B_{f_0}$  a barreira de fissão para a temperatura zero (núcleo frio) como calculada pela Eq. (1.30).

Para que possamos ter uma idéia das probabilidades de evaporação das diferentes partículas e de fissão nuclear, na Fig. I.9 mostramos a variação dessas probabilidades com a energia de excitação para um núcleo hipotético, o  $\text{Fr}^{224}$ . Observamos que, para baixas energias de excitação, os únicos processos competitivos são

a emissão de neutrons e a fissão sendo o primeiro cerca de 100 vezes mais favorável que este e, à medida que a energia de excitação aumenta, a probabilidade de emissão de neutrons diminui enquanto a das demais partículas aumenta (em particular, vemos que existe uma certa energia de excitação, de 1 GeV, para a qual a emissão de prótons começa a ser mais favorável que a de neutrons). Por outro lado, a probabilidade de ocorrer a fissão passa por um máximo nas vizinhanças de 250 MeV.

Uma vez reunidas todas as hipóteses e parâmetros necessários, procedemos ao cálculo da fissionabilidade nuclear do seguinte modo. Para cada energia incidente sobre um dado núcleo alvo, inicialmente selecionamos ao acaso um núcleo residual e sua energia de excitação. Em seguida, a via de desexcitação do núcleo residual foi selecionada ao acaso mediante os diferentes valores das probabilidades de emissão de partículas e fissão. Se, por exemplo, a evaporação de uma partícula foi a escolhida (digamos um próton), então a energia da partícula evaporada foi selecionada ao acaso mediante uma distribuição de energia de Weisskopf, isto é

$$N(E_{c_j}) dE_{c_j} \approx \text{Cte.} (E_{c_j} - V_j) \cdot e^{-\frac{E_{c_j} - V_j}{T}} dE_{c_j} \quad (1.34)$$

onde  $E_{c_j}$  é a energia cinética e  $T$  a temperatura nuclear. O novo núcleo residual é então determinado e novamente o modo de sua desexcitação é escolhido. Esta sequência de operações continua até que não seja mais possível a emissão de qualquer partícula (núcleo "frio") ou a ocorrência da fissão, quando então o evento é conside

rado. A fissionabilidade é então obtida dividindo-se o número de casos em que a fissão ocorreu pelo número total de núcleos residuais inicialmente selecionados. O cálculo, como acima descrito, foi feito do Computador IBM 370/ do CBRF para oito energias incidentes no intervalo de 0,15 GeV a 20 GeV no  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$  e os resultados podem ser vistos na Fig. I.10 e na Tabela I.2. Os erros indicados representam incertezas no cálculo. O comportamento geral que observamos para os núcleos pesados ( $U^{238}$  e  $Th^{232}$ ) é que a fissionabilidade passa por um máximo em torno de 300 MeV, em seguida decresce cerca da metade do valor máximo para energias da ordem de 1 GeV, diminuindo assintoticamente em altas energias. Para o  $Bi^{209}$ , no entanto, ela cresce inicialmente até seu valor máximo por volta de 500 MeV, permanecendo praticamente independente da energia para valores superiores a 500 MeV. Além disso, observamos que a fissionabilidade do urânio é cerca de 1,3 vezes maior que a do tório para praticamente todas as energias e cerca de 10 vezes maior que a do bismuto em torno de 300 MeV, decrescendo para cerca de 3 vezes em altas energias. Na Fig. I.11 podemos ver o comportamento geral da fissionabilidade nuclear com o parâmetro  $Z^2/A$  do núcleo alvo para diferentes valores da energia incidente. É interessante observar que, conforme a energia aumenta, a inclinação das retas diminui, o que significa um decréscimo geral das fissionabilidades para os núcleos pesados em altas energias. Na Tabela I.3 relacionamos, para comparação, os valores da fissionabilidade nuclear obtida experimentalmente por outros autores.

#### 1.3.4. O Cálculo das Seções de Choque

Uma vez obtidos os valores da fissionabilidade nuclear

para o  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$  em função da energia incidente, aplica-mos a Eq. (1.5) para obter as seções de choque de fotofissão. Os re-sultados acham-se apresentados nas Figs. I.12 a I.14. As curvas contínuas foram as obtidas considerando apenas a contribuição foto-mesônica e as tracejadas levando em conta as contribuições fotome-sônica e quase-déuteron. Observamos que as seções de choque apre-sentam um máximo acentuado em 320 MeV (valor este que se reduz a 300 MeV quando ambas as contribuições são levadas em conta) o qual é um reflexo da fotoprodução de um méson em nucleons. Para ener-gias em torno de 650 MeV notamos um outro máximo que é devido à du-pla fotoprodução de mésons em nucleons, e para energias superiores a 1 GeV o comportamento é do tipo assintótico. Embora não sendo ob-jeto deste trabalho o estudo da fotofissão a energias intermediá-rias, devemos salientar o aspecto ressonante das seções de choque em torno de 300 MeV às quais apresentam uma largura à meia- altura da ordem de 200 MeV. Esses resultados serão discutidos no Capítulo III com os obtidos experimentalmente por nós e por outros autores.

## C A P Í T U L O   I I

### PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

#### 2.1. Introdução

Como foi mencionado na Introdução deste trabalho, diferentes técnicas de detecção de fragmentos de fissão foram utilizadas no estudo da fotofissão, notadamente as técnicas de emulsão nuclear, vidro e radioquímica, embora outros meios de detecção tenham sido também usados como a câmara de fissão, mica e os detetores de estado sólido. No que diz respeito à fonte de fótons, exceto para baixas energias, a mais comumente usada é a radiação de frenamento (bremsstrahlung) obtida por colisão de feixes de elétrons em alvos de alumínio, cobre, zinco, tântalo, tungstênio e outros. Como veremos adiante, este método, contudo, apresenta sérias dificuldades de caráter tanto experimental como teórico, uma vez que o feixe de bremsstrahlung é constituído por fótons de todas as energias, desde zero até a energia máxima do elétron incidente, segundo um espectro contínuo. Aliás, esta é uma dificuldade frequentemente encontrada quando se estuda reações fotonucleares em altas energias.

No presente trabalho utilizamos a emulsão nuclear como detetor de fragmentos de fissão e os feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron de DESY e do Acelerador Linear de Stanford, SLAC. Foram preparadas, em nosso laboratório, películas de emulsão nuclear carregadas com urânio, tório e bismuto e em seguida enviadas aos aceleradores acima mencionados para irradiação com feixes de bremsstrahlung no intervalo de energia de 1 GeV a 16 GeV. Posteriormente, estas películas foram "reveladas" e coladas em vidro, es-

tando prontas para o trabalho de microscopia. Neste Capítulo descreveremos a parte da experiência relativa à irradiação e à microscopia. Quanto ao carregamento e revelação das películas de emulsão nuclear o leitor encontrará no Apêndice B uma descrição sintetizada.

## 2.2. Arranjo Experimental

Na Fig. II.1 podemos observar esquematicamente o dispositivo utilizado nas irradiações realizadas no Deutsches Elektronen-Synchrotron (DESY). O feixe de bremsstrahlung produzido pela incidência dos elétrons num radiador de tungstênio (R) foi inicialmente colimado em  $C_1$ , posteriormente em  $C_2$ , em seguida atingiu o alvo A contendo as películas de emulsão nuclear e finalmente foi absorvido no quantômetro, Q. Numa primeira série de irradiações as películas (cada uma com espessura cerca de 250 $\mu$ m) foram irradiadas com bremsstrahlung de energias máximas de 1,0; 1,8; 2,6 e 5,49 GeV, usando-se um radiador de tungstênio de 0,06 comprimentos de radiação (\*). O primeiro colimador,  $C_1$ , de abertura 4mm x 4mm foi colocado a 11m do radiador e o segundo,  $C_2$ , com abertura 12mm x 12mm, à distância de 27m; os alvos foram colocados a 60m do radiador. Numa segunda série, as películas (com espessura cerca de 150 $\mu$ m) foram irradiadas com bremsstrahlung de energias máximas iguais a 1,2; 1,9; 2,5 e 3,2 GeV utilizando-se um radiador de tungstênio de 1mm de espessura com o primeiro colimador, de abertura 4mm x 4mm, a 11m do

---

(\*) Comprimento de radiação,  $X_0$ , é a distância percorrida pelo elétron no interior do radiador necessária para perder em média 1/e de sua energia inicial, unicamente por bremsstrahlung. Segundo Knasel<sup>103</sup>, essa grandeza vale 23,7g/cm<sup>2</sup> para o alumínio e 6,7g/cm<sup>2</sup> para o tungstênio.

radiador e o segundo, de abertura 10mm x 10mm a 21m; as amostras foram colocadas a 38m do radiador. Em ambas as situações, as películas foram irradiadas em grupos de quatro, cada um contendo uma de emulsão pura, outra carregada com bismuto, uma outra com tório e a última com urânio. Para a medida da dose total do feixe de bremsstrahlung foi utilizado um quantômetro do tipo do de Wilson<sup>104</sup>, colocado a 63m do radiador.

Na Fig. II.2 podemos observar o dispositivo usado na irradiação realizada no Acelerador Linear de Stanford (SLAC). Os elétrons, com energia de 16 GeV, tendo passado através de um radiador de alumínio (R) de espessura 0,027 comprimentos de radiação, produziram um feixe de bremsstrahlung que então atravessou primeiramente uma série de dois colimadores, cada um seguido por um "sweeping magnets" (\*), o primeiro deles, C<sub>1</sub> (abertura 23mm x 23mm), colocado a 16,4m do radiador e o segundo C<sub>2</sub> (abertura 23mm x 23mm), a 31,6m do radiador. Em seguida o feixe passou através de um Monitor Cerenkov que serviu como um monitor primário do feixe, de um Monitor de Emissão Secundária (SEM) e logo após atingiu o alvo (A) contendo as películas de emulsão nuclear, situado a 40,8m do radiador. Finalmente, o feixe foi absorvido num Quantômetro de Emissão Secundária (SEQ)<sup>105</sup>, o qual mediu a dose total do feixe.

### 2.3. Determinação da Dose do Feixe de Bremsstrahlung

Seja  $k$  a energia do fóton de um espectro de bremsstrahlung produzido por elétrons de energia máxima  $E_0$ ;  $N(k, E_0) dk$  o número

---

(\*) Sweeping magnets - limpadores de elétrons do feixe.

ro de fôtons que têm energia entre  $k$  e  $k+dk$ ;  $q$  a carga elétrica (em Coulomb) coletada no quantômetro, e  $C$  a constante do quantômetro (MeV/Coulomb). Define-se a função intensidade do espectro de bremsstrahlung,  $I(k, E_0)$ , por:

$$I(k, E_0) = kN(k, E_0) \frac{E_0}{qC} . \quad (2.1)$$

O quantômetro dá uma informação da energia transmitida pelo feixe através da carga elétrica medida, quando o feixe de bremsstrahlung é depositado em seu interior:

$$q = \frac{1}{C} \int_0^{E_0} kN(k, E_0) dk \quad (2.2)$$

A integral que aparece nesta equação nada mais é do que a energia total transmitida pelo feixe de bremsstrahlung,  $E_t$ , isto é,

$$\int_0^{E_0} kN(k, E_0) dk = E_t \quad (2.3)$$

Combinando as Eqs. (2.1), (2.2) e (2.3) temos que a intensidade do feixe de bremsstrahlung vem dada por

$$I(k, E_0) = kN(k, E_0) \frac{E_0}{E_t} \quad (2.4)$$

A razão  $E_t/E_0$  representa o "número de fôtons equivalentes",  $Q$ , isto é, o número de fôtons que teria o feixe se todos tivessem a energia  $E_0$ . Conseqüentemente, temos

$$Q = \frac{E_t}{E_0} \quad (2.5)$$

e

$$I(k, E_0) = \frac{kN(k, E_0)}{Q} \quad (2.6)$$

Nas experiências que utilizam bremsstrahlung o que se mede é a "seção de choque por fóton equivalente",  $\sigma_Q$ , que se obtém dividindo o número total de eventos de fissão detetados,  $N_e$ , por átomo por  $\text{cm}^2$ ,  $N_a$ , pelo número de fótons equivalentes,  $Q$ , isto é,

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{N_e}{Q \times N_a} \quad (2.7)$$

A seção de choque por fóton monoenergético à energia  $k$ ,  $\sigma(k)$ , pode ser então obtida através de uma relação entre  $\sigma_Q(E_0)$  e  $\sigma(k)$  onde aparece a função (2.6), como veremos no Capítulo seguinte.

#### 2.4. Espectros de Bremsstrahlung

O conhecimento da função intensidade do espectro de bremsstrahlung,  $I(k, E_0)$ , é imprescindível para a determinação das seções de choque de fotofissão,  $\sigma(\gamma, F)$ , à energia  $k$ , uma vez medidos os valores da grandeza  $\sigma_Q(E_0)$ .

Suponhamos um radiador de número atômico  $Z$ , comprimento de radiação  $X_0$  ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ) e espessura  $t_0$  (em comprimentos de radiação). Seja  $n_e$  um feixe de elétrons de energia  $E_0$  que incide sobre o radiador (Fig. II.3). O número de fótons com energia compreendida entre  $k$  e  $k+dk$ , produzidos no radiador, é então dado pela seguinte expressão:

$$N(k, E_0) dk = t_0 X_0 L / A n_e d\sigma^B(k, E_0) \quad (2.8)$$

onde  $d\sigma^B(k, E_0)$  é a diferencial em relação à energia do fóton da seção de choque de bremsstrahlung,  $L$  é o número de Loschmidt e  $A$  é o peso atômico do radiador. A função  $N(k, E_0)$  é, por conseguinte,

$$N(k, E_0) = t_0 X_0 L / A n_e \frac{d\sigma^B(k, E_0)}{dk} \quad (2.9)$$

As seções de choque diferenciais de bremsstrahlung podem ser encontradas na compilação de Koch e Motz<sup>106</sup> onde acham-se discutidas as condições de aplicabilidade das diferentes fórmulas. No nosso caso, para as irradiações realizadas com radiador fino de tungstênio ( $Z=74$ ), a fórmula de Schiff<sup>107</sup> se adapta perfeitamente bem às condições experimentais. Segundo Schiff, a seção de choque diferencial para a produção de bremsstrahlung é dada por

$$\frac{d\sigma^B(k, E_0)}{dk} = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{k} g(x, E_0), \quad x = k/E_0 \quad (2.10)$$

onde  $r_0$  é o raio clássico do elétron e  $g(x, E_0)$  é a seguinte expressão:

$$g(x, E_0) = \left[ x^2 - \frac{4x}{3} + \frac{4}{3} \right] \left[ \ln M(0) + 1 - \left(\frac{2}{b}\right) \operatorname{arctg} b \right] + \\ + (1-x) \left[ \left(\frac{2}{b^2}\right) \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^2} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \quad (2.11)$$

$$\text{sendo } b = \frac{2E_0 Z^{1/3}}{C\mu} \left(\frac{1}{x} - 1\right) \text{ e } M(0) = \left[ \frac{\mu^2}{4E_0^2 \left(\frac{1}{x} - 1\right)^2} + \left(\frac{Z^{1/3}}{C}\right)^2 \right]^{-1} \quad (2.12)$$

Aqui, se considera  $C=111$  e  $\mu$  a energia de repouso do elétron, 0,511 MeV. A Eq. (2.10) é obtida levando-se em conta o efeito de

blindagem dos elétrons dos átomos do radiador, assumindo um potencial atômico da forma  $(Ze/r)\exp(-r/a)$ . Combinando as Eqs. (2.9) e (2.10), temos que a energia transmitida pelo feixe de bremsstrahlung, por fótons de energia entre  $k$  e  $k+dk$ :

$$\frac{kN(k, E_0)}{E_0} dk = t_0 X_0 L / An_e \frac{2Z^2 r_0^2}{137} g(x, E_0) dx \quad (2.13)$$

Integrando ambos os membros desta equação, obtemos:

$$Q = t_0 X_0 L / An_e \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \int_0^1 g(x, E_0) dx \quad (2.14)$$

Comparando (2.13) e (2.14) e tendo em vista a Eq. (2.6) obtemos, finalmente:

$$I(k, E_0) = \frac{g(x, E_0)}{\int_0^1 g(x, E_0) dx}, \quad x = \frac{k}{E_0} \quad (2.15)$$

que é a função intensidade do espectro de bremsstrahlung, onde  $g(x, E_0)$  é dado pela Eq. (2.11). Na Fig. II.4 podemos ver os espectros de bremsstrahlung para as energias máximas dos elétrons de 0,3 GeV, 1 GeV e 6 GeV; incluímos também para comparação a aproximação espectral  $1/k$  utilizada também muitas vezes em experiências com bremsstrahlung de alta energia.

As fórmulas acima aplicam-se no caso de radiadores finos e feixes não colimados. A dependência da forma e intensidade do espectro de bremsstrahlung com a espessura do radiador,  $t_0$ , e o ângulo de colimação,  $\theta_k$ , foi estudada minuciosamente por Lutz e Schulz<sup>108</sup>. Para se encontrar o número de fótons de energia  $k$  num

feixe de bremsstrahlung colimado (Fig. II.3) deve-se multiplicar o número de fótons emitidos na camada  $dt$  pela probabilidade de que eles atravessem o colimador, integrando-se finalmente sobre a espessura do alvo. Define-se então um fator  $a$  que é a relação entre o número de fótons assim calculado e o número daqueles que se obteriam se não fossem consideradas a colimação e as perdas de energia dos elétrons primários no alvo (espectro ideal). O parâmetro  $a$  é, por conseguinte, dado por

$$a = \frac{N(k, E_0)}{N_0(k, E_0)} \quad (2.13)$$

onde  $N_0(k, E_0)$  é a função espectro de bremsstrahlung ideal conforme a Eq. (2.9). Os valores de  $a$  acham-se tabelados na referência<sup>108</sup>. Para termos uma idéia das variações da forma do espectro de bremsstrahlung com a espessura do radiador e com o ângulo de colimação podemos observar as Figs. II.5 e II.6, respectivamente. Na Fig. II.7 podemos ver a relação entre a intensidade do espectro de bremsstrahlung com e sem colimador, para diferentes ângulos de colimação.

## 2.5. Microscopia

O trabalho de microscopia para as diversas películas foi feito com microscópios E LEITZ WETZLAR, ora utilizando-se ocular 10x e objetiva 25x para a contagem de eventos, ora utilizando-se ocular 10x e objetiva 53x ou 100x para a medida dos alcances dos mesmos, tendo cada microscopista e microscópio correspondente a sua própria calibração (o número de microns correspondentes a uma

divisão da escala graduada situada no interior da ocular). Com o objetivo de controlar e estimar a eficiência nas medidas, pregou-se sobre cada película (utilizando-se uma solução diluída de gelatina) uma rede uniformemente pontilhada, feita sobre material de excelente transparência e numerada a intervalos iguais segundo duas direções perpendiculares, conforme mostrado na Fig. II.8(a). Cada número representa uma região que chamamos célula, que é aproximadamente um quadrado de  $1\text{mm} \times 1\text{mm}$ . Como a ocular do microscópio contém em seu interior um quadrado de  $60 \times 60$  divisões que delimita uma região que chamamos campo (conforme na Fig. II.8(c)), e como para a combinação ocular  $10\times$  e objetiva  $53\times$  cada divisão corresponde aproximadamente a  $2\mu\text{m}$ , então, nesta situação, um campo representa aproximadamente  $1/64$  da área de uma célula, conforme indicado na Fig. II.8(a). Em se tratando de conhecer o número total de eventos de fissão para a determinação da seção de choque por fóton equivalente, torna-se necessário conhecer o número total de eventos, o fundo (background) e a distribuição de alcances de uma amostra uniformemente distribuída pela região da película atravessada pelo feixe de fótons (cerca de 500 eventos) com a finalidade de se separar a distribuição gaussiana em torno de  $17\mu\text{m}$  correspondente aos eventos de fissão.

#### 2.5.1. Contagem dos Eventos

Uma vez que a discriminação entre traços de fragmentos de fissão e traços de partículas alfa é conseguida através de uma técnica especial (Apêndice B), os eventos correspondentes a traços de alta ionização (tais como os de fragmentos de fissão) foram iden

tificados por inspeção visual. Inicialmente procedeu-se à contagem de eventos numa fração da área da película atravessada pelo feixe de bremsstrahlung, com o que se pôde determinar o total de eventos da interação dos fótons com os elementos fissionáveis (urânio, tório, bismuto), da interação dos fótons com os constituintes da emulsão nuclear, da possível contaminação das películas, da interação dos neutrons da sala de irradiação com os elementos fissionáveis e da fissão espontânea para as películas carregadas com urânio. Na segunda etapa, procedeu-se à contagem de eventos numa fração da área da emulsão não atravessada pelo feixe incidente, com a finalidade de se determinar o "background" para posterior subtração.

Frequentemente, encontram-se alguns eventos cruzando os lados do quadrado que delimita o campo. Para que tais eventos não sejam porventura contados duas vezes e para que tenha sentido o método de dupla ou tripla coincidência na estimativa da eficiência da observação, adotou-se um critério segundo o qual são considerados os eventos que interceptam os lados direito e inferior do quadrado (como os identificados pelo número 1 na Fig. II.8(c)) e não aqueles que interceptarem os lados esquerdo e superior. A contagem dos eventos é então feita em campos uniformemente distribuídos numa região da película, como indicado na Fig. II.8(b), e o número total de eventos é obtido multiplicando-se o número de eventos contados (levando-se em conta a eficiência das microscopistas numa dupla ou tripla observação) pela razão entre a área total e a área varrida.

### 2.5.2. Medida dos Alcances

A distribuição de alcances dos traços de partículas altamente ionizantes é de suma importância na determinação do número de eventos correspondentes aos fragmentos de fissão do urânio, tório e bismuto, pois que, nos permite separá-los de outros fenômenos também registrados tais como recuos nucleares, a fissão dos elementos constituintes da emulsão nuclear (Ag, Br) e a fragmentação, para os quais espera-se que apresentem alcances menores do que os fragmentos de fissão dos elementos pesados em estudo.

A Fig. II.9 representa um traço de fragmento de fissão, por exemplo, registrado em emulsão nuclear do qual se quer medir o alcance  $\overline{AB}$ .  $\overline{A''B''}$  é a profundidade (dip), isto é, a distância vertical entre as extremidades do traço;  $\overline{A'B'}$  é a projeção no plano da emulsão;  $\alpha$  é o ângulo da projeção no plano da emulsão com uma direção previamente fixada e  $\beta$  é o ângulo de profundidade. Da figura acha-se, simplesmente, que

$$\overline{AB} = \sqrt{\overline{A'B'}^2 + \overline{A''B''}^2} \quad (2.14)$$

A medida de  $\overline{A''B''}$  é feita diretamente por meio de um micrômetro com precisão de 0,5µm que é solidário com o movimento fino vertical do canhão do microscópio.  $\overline{A'B'}$  mede-se também diretamente em divisões de uma escala graduada fixada numa das oculares e previamente calibrada. Entretanto, como as medidas de  $\overline{A'B'}$  e  $\overline{A''B''}$  são tomadas após a película ter passado por um processo de revelação e, portanto, sofreram dilatações e contrações principalmente pela expulsão do brometo de prata não exposto às partículas ionizantes, o compri-

mento do traço registrado, conforme dado pela Eq. (2.14), não é o verdadeiro: Torna-se necessário, então, introduzir certos fatores que levem em conta tais efeitos e que permitirão, por um cálculo simples, obter o alcance verdadeiro.

Chama-se fator de contração, FC, a razão entre a espessura inicial de uma película e a espessura após ter sido revelada. Como este é o fator que multiplicado por  $\overline{A^u B^u}$  corrige a profundidade do traço, e como está submetido à segunda potência na Eq. (2.14), torna-se necessário determiná-lo com bastante precisão. Para tanto, marca-se a película de emulsão nuclear em vários lugares com tinta nanquim e mede-se com um micrômetro as espessuras da película em cada ponto marcado. Após a revelação, a película é pregada numa base de vidro e após seca, mede-se novamente a espessura nos pontos marcados, utilizando-se agora o micrômetro adaptado ao microscópio. O fator de contração é obtido dividindo-se a média das espessuras iniciais pela média das finais. Geralmente o fator de contração é medido várias vezes por dia, uma vez que varia com a temperatura e a umidade relativa. As correções devidas às variações em comprimento e largura da película são feitas mediante as seguintes grandezas: a calibração horizontal, CALH, que é o produto da calibração da escala da ocular (isto é, o número de microns correspondente a uma divisão) pela razão entre o comprimento inicial da película (medido antes da revelação) e o final (medido após a revelação); a calibração vertical, CALV, definida analogamente. As dimensões das películas são tiradas com o auxílio de um paquímetro preciso a 0,05mm. Torna-se necessário ainda a medida do ângulo  $\alpha$ , que é feita diretamente mediante um goneômetro adap-

tado a uma das oculares. Como não se distinguem as duas orientações possíveis para uma trajetória de um fragmento de fissão e, em virtude da simetria axial, os ângulos  $\pm\alpha$  e  $\pi\pm\alpha$  são considerados iguais a  $\alpha$ . Para ângulos de profundidade,  $\beta$ , menores que  $15^\circ$ , a precisão conseguida na medida de  $\alpha$  é de 0,01 radianos. Desse modo, a correção em  $\overline{A^I B^I}$  é conseguida pelo fator multiplicativo  $\sqrt{(\text{sen}\alpha \cdot \text{CALV})^2 + (\text{cos}\alpha \cdot \text{CALH})^2}$ . Consequentemente, o alcance verdadeiro de um traço de fragmento de fissão em emulsão nuclear é então calculado por:

$$\text{ALCANCE} = \sqrt{\overline{A^I B^I}^2 \left[ (\text{sen}\alpha \cdot \text{CALV})^2 + (\text{cos}\alpha \cdot \text{CALH})^2 \right] + (\overline{A^II B^II} \cdot \text{FC})^2} \quad (2.15)$$

Uma vez reunidas as medidas de  $\overline{A^I B^I}$ ,  $\overline{A^II B^II}$  e  $\alpha$  para uma série de eventos registrados numa película, procede-se ao cálculo dos alcances verdadeiros mediante um programa FORTRAN para a Eq. (2.15). Um programa auxiliar<sup>109</sup> permite imprimir os histogramas dos alcances para cada uma das películas.

### 2.5.3. Eficiência das Medidas

A determinação e o controle da eficiência na contagem dos eventos pode ser conseguida com o auxílio de uma rede que é fixada sobre a película (como ilustrado na Figura II.8(a)) e que constitui um sistema de coordenadas para o mapeamento da posição dos eventos encontrados por diferentes microscopistas que observam, dentro de um critério adequado, uma mesma área. Pelo método estatístico da dupla ou tripla coincidência, é possível determinar o número mais provável de eventos numa área examinada e a eficiência dos observadores. Segundo a técnica de coincidência desenvolvi

da por Geiger e Werner<sup>110</sup>, supõnhamos que uma certa área de uma película de emulsão nuclear contém um número desconhecido de eventos,  $T$ , o qual é procurado por dois observadores obedientes às mesmas instruções. Se  $N_1$  e  $N_2$  são os números de eventos achados por cada observador,  $\epsilon_1$  e  $\epsilon_2$  são suas eficiências individuais definidas por

$$\epsilon_1 = \frac{N_1}{T} \quad \text{e} \quad \epsilon_2 = \frac{N_2}{T} \quad , \quad (2.16)$$

assumindo 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 (isto é, o número de eventos vistos por ambos em comum) seja

$$N_{12} = \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \cdot T \quad (2.17)$$

Consequentemente, tem-se:

$$\epsilon_1 = \frac{N_{12}}{N_2} \quad , \quad \epsilon_2 = \frac{N_{12}}{N_1} \quad \text{e} \quad T = \frac{N_1 \cdot N_2}{N_{12}} \quad (2.18)$$

e a eficiência combinada para uma observação dupla será:

$$\epsilon_{12} = \epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_1 \cdot \epsilon_2 \quad . \quad (2.19)$$

Sokolov e Tolstov<sup>111</sup> estimaram, para uma tripla observação, o número verdadeiro de eventos,  $T$ , e o erro padrão associado,  $\delta$  como sendo

$$T = \frac{N_1 N_{23} + N_2 N_{31} + N_3 N_{12}}{2N_{123}} - \sqrt{\left( \frac{N_1 N_{23} + N_2 N_{31} + N_3 N_{12}}{2N_{123}} \right)^2 - \frac{N_1 N_2 N_3}{N_{123}}} \quad (2.20)$$

$$\epsilon = \sqrt[3]{T \left( \frac{1-\epsilon}{\epsilon} \right)} \quad (2.21)$$

onde  $N_i$  é o número de eventos achados pelo observador  $i$ ,  $N_{ij}$  é o número de coincidências duplas para os observadores  $i$  e  $j$ ,  $N_{123}$  é o número de coincidências triplas e  $\epsilon$  é a média aritmética das eficiências individuais, isto é,

$$\epsilon = \frac{1}{3} (\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3) \quad (2.22)$$

Para uma tripla observação, a eficiência combinada será

$$\epsilon_{123} = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3 - (\epsilon_1 \epsilon_2 + \epsilon_1 \epsilon_3 + \epsilon_2 \epsilon_3) + \epsilon_1 \epsilon_2 \epsilon_3 \quad (2.23)$$

A hipótese básica desta técnica de coincidências é que todos os eventos têm, a priori, igual probabilidade de serem observados, isto é, que a perceptividade dos observadores seja considerada constante. Outras técnicas têm sido desenvolvidas ultimamente, como por exemplo a de Derenzo e Hildebrand<sup>112</sup>, que se baseia no conceito de "visibilidade" de um evento (a probabilidade de que um evento seja encontrado por um observador médio).

## C A P Í T U L O III

### RESULTADOS EXPERIMENTAIS. DISCUSSÕES

#### 3.1. Considerações Gerais

Películas de emulsão nuclear do tipo K0-Ilford, carregadas com cerca de  $10^{18}$  átomos/cm<sup>2</sup> de urânio, tório ou bismuto, expostas a feixes de bremsstrahlung de dose total de ordem de  $10^{10}$  a  $10^{11}$  fótons equivalentes no intervalo de energia de 1 GeV a 16GeV, registraram eventos numa proporção de  $10^3$  a  $10^5$  por cm<sup>2</sup>. Esta densidade de eventos na ausência de traços de partículas alfa resultante da discriminação obtida entre estes e os traços de fragmentos de fissão, possibilitou a determinação do número total de traços de fragmentos de fissão e, em consequência, as seções de choque por fóton equivalente,  $\sigma_Q$ , com um erro global máximo de 12 %. Quarenta chapas foram examinadas perfazendo um total de cerca de 50000 eventos contados, dos quais aproximadamente 10000 tiveram seus alcances medidos.

Do mapeamento da posição dos eventos nas películas, foi possível determinar a distribuição dos mesmos segundo duas direções perpendiculares no plano da película. Como os feixes de fótons incidiram perpendicularmente ao plano da película, a distribuição dos eventos deve coincidir com a forma da abertura do colimador do feixe. De fato, isto aconteceu, como se pode verificar na Fig. III.1, onde estão representadas, por exemplo, as distribuições horizontal (a) e vertical (b) dos eventos registrados numa película carregada com urânio e irradiada com bremsstrahlung de ener

gia máxima 2,61 GeV. Vê-se claramente pela figura que os eventos acham-se distribuídos numa área de aproximadamente  $26 \times 26 \text{ mm}^2$ , área esta que resultou da posição do segundo colimador (abertura  $12 \times 12 \text{ mm}^2$ ) situado a 27m do radiador e as películas situadas a 60 m do radiador (veja Fig. II.1). Podemos observar ainda na Fig. III.1 os efeitos de penumbra e a presença de um fraco "background".

Algumas distribuições típicas de alcances de fragmentos de fissão obtidas com nossas medidas podem ser vistas nas Figs. III.2 (para as películas carregadas com urânio), III.3 (para as películas carregadas com tório) e III.4 (para as películas carregadas com bismuto). Essas distribuições foram o resultado do modo empregado na revelação das películas como podemos ver pela posição dos máximos que, na maioria dos casos, encontram-se em  $17 \mu\text{m}$  porém, em outros, afastados para mais ou para menos deste valor, que pode ser tomado como padrão. Na determinação do número total de eventos correspondentes aos traços de fragmentos de fissão foram apenas considerados aqueles cujos alcances distribuíram-se em torno do valor máximo nas vizinhanças de  $17 \mu\text{m}$ .

A eficiência das microscopistas na contagem dos eventos com aumento de 250x variou, entre outros fatores, com a densidade de eventos. Por exemplo, encontramos a máxima eficiência de 98% para uma densidade de  $1,3 \times 10^4$  eventos/ $\text{cm}^2$ ; 90% para  $5 \times 10^4$  e 85 % para  $4 \times 10^3$  eventos/ $\text{cm}^2$ .

### 3.2. Seções de Choque por Fóton Equivalente

Uma vez determinados o número total de eventos correspondentes aos fragmentos de fissão,  $N_e$ , o número de átomos por  $\text{cm}^2$  do

elemento alvo,  $N_a$ , e o número de fótons equivalentes,  $Q$ , para cada irradiação com bremsstrahlung de energia máxima  $E_0$ , as seções de choque por fóton equivalente foram obtidas mediante a equação

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{N_e}{N_a \cdot Q} \quad (3.1)$$

Os resultados podem ser vistos na Tabela III.1 e nas Figs. III.5 a III.7, onde acham-se também mostrados os resultados obtidos por outros autores em diversos laboratórios e com diferentes técnicas. Observando as Figs. III.5 a III.7, à primeira vista parece haver uma discordância quase que total entre as diversas medidas. Porém, devemos lembrar que a grandeza  $\sigma_Q(E_0)$  não é absoluta, de vez que os espectros de bremsstrahlung variam de acordo com os parâmetros da irradiação, isto é, natureza do radiador, espessura do radiador, ângulo de colimação e outros. No entanto, para condições semelhantes de irradiação (principalmente radiadores finos), podemos confrontar os nossos resultados para o  $U^{238}$  com os obtidos por exemplo por de Carvalho e colaboradores<sup>42</sup> com medidas até 1 GeV, Schneider<sup>61</sup> e Schröder<sup>71</sup> com resultados a 6 GeV e Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup> no intervalo de 1 GeV a 5 GeV; para o  $Th^{232}$  os resultados obtidos por de Carvalho e colaboradores<sup>42</sup> e Carbonara e colaboradores<sup>44</sup> com medidas até 1 GeV e Vartapetyan e colaboradores no intervalo de 1 GeV a 5 GeV. Uma das razões pelas quais as medidas das seções de choque por fóton equivalente em altas energias são muitas vezes sujeitas a grandes erros é o fato de que os fótons de baixa energia do espectro de bremsstrahlung (5 MeV a 20 MeV) contribuem com a maior porcentagem dos eventos no caso do urânio e tório, uma vez que esses elementos exibem a baixas energi

as uma seção de choque de fotofissão com caráter ressonante. Por outro lado, como o  $\text{Bi}^{209}$  é um elemento que apresenta um limiar de fotofissão mensurável em torno de 100 MeV, as medidas deveriam ser mais precisas. Mesmo assim, as dificuldades ainda são notadas como podemos ver da comparação, na Fig. III.7, das nossas medidas com as de, por exemplo, de Carvalho e colaboradores<sup>42</sup> a 1 GeV e Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup> no intervalo de energia de 1 GeV a 5 GeV. À energias mais baixas, no entanto, notamos um excelente acordo entre as diversas medidas, excessão feita as de Moretto e colaboradores<sup>51</sup>.

Neste ponto, é útil fazermos um confronto dos valores das seções de choque por fóton equivalente obtidas por via experimental com aqueles estimados com base no modelo fotomesônico e fotomesônico mais a contribuição quase-déuteron. Para tanto, seja  $dN_e$  o número de eventos de fotofissão produzidos num alvo, com  $N_a$  átomos/cm<sup>2</sup>, por fótons de energia compreendida entre  $k$  e  $k+dk$ . Seja  $N(k, E_0)dk$  o número desses fótons num espectro de bremsstrahlung de energia máxima  $E_0$ . Temos que

$$dN_e = N_a \sigma_F(k) N(k, E_0) dk \quad (3.2)$$

onde  $\sigma_F(k)$  representa a seção de choque de fotofissão à energia  $k$ . Integrando a Eq. (3.2) para todas as energias do espectro, obtemos:

$$N_e = N_a \int_0^{E_0} \sigma_F(k) N(k, E_0) dk \quad (3.3)$$

e, tendo em vista a Eq. (3.1), podemos escrever,

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{1}{Q} \int_0^{E_0} \sigma_F(k) N(k, E_0) dk \quad (3.4)$$

A Eq. (3.4) transforma, pois, a seção de choque de fotofissão à energia  $k$ ,  $\sigma_F(k)$ , na seção de choque por fóton equivalente,  $\sigma_Q(E_0)$ , sendo o "kernel" da transformação (\*) a função  $N(k, E_0)/Q$ , que é o espectro de bremsstrahlung de energia máxima  $E_0$ . Como vimos no Capítulo II, a função espectro de bremsstrahlung está relacionada com a intensidade,  $I(k, E_0)$ , da seguinte maneira (Eq. (2.6)).

$$I(k, E_0) = \frac{kN(k, E_0)}{Q} \quad (3.5)$$

De modo que a Eq. (3.4) pode ser reescrita assim:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_F(k) \frac{I(k, E_0)}{k} dk \quad (3.6)$$

Como as nossas condições experimentais não exigiram correções substanciais devido à espessura do radiador e aos ângulos de colimação, em nossas estimativas dos diferentes valores de  $\sigma_Q(E_0)$  fizemos uso das funções intensidade do espectro de bremsstrahlung das pelas fórmulas de Schiff<sup>107</sup> para os diferentes valores de  $E_0$ , considerando um radiador fino de tungstênio ( $Z=74$ ) e normalizados de acordo com a Eq. (2.15). As seções de choque de fotofissão na região de ressonância gigante para o  $U^{238}$ ,  $5\text{MeV} < k \leq 20\text{MeV}$ , foram tomadas das medidas recentes obtidas por Veyssière e colaboradores<sup>113</sup>. Para energias do fóton superiores a 150 MeV, utilizamos o resultado de nossas estimativas como descrito no Capítulo I que

---

(\*) Núcleo da Transformação.

são as curvas contínuas e tracejadas das Figs. I.12 e I.13. Na região de energia dos fótons que se estende do final da ressonância gigante até o limiar da região fotomesônica,  $20\text{MeV} < k < 150\text{MeV}$ , a seção de choque de fotofissão pode ser assim escrita

$$\sigma_F(k) = L \frac{N Z}{A} \sigma_d(k) \cdot f \quad (3.7)$$

sendo  $f$  a fissionabilidade, e os demais fatores constituem a seção de choque total de fotoabsorção nuclear como proposta pelo Modelo de Levinger<sup>34</sup>, os quais já foram discutidos no Capítulo I. Como não existem na literatura indicações sobre a fissionabilidade nuclear para energias  $20\text{MeV} < k < 150\text{MeV}$ , resolvemos estimá-la, supondo constante neste intervalo de energia, a partir do valor da seção de choque por fóton equivalente a 150 MeV, subtraindo a contribuição da ressonância gigante. Então, partindo da Eq. (3.6), obtemos, sucessivamente (as energias estão em MeV):

$$\sigma_Q(150) = \int_0^{150} \sigma_F(k) \frac{I(k,150)}{k} dk ; \quad (3.8)$$

tendo em vista a Eq. (3.7), vem

$$\sigma_Q(150) = \int_0^{20} \sigma_F(k) \frac{I(k,150)}{k} dk + L \frac{N Z}{A} f \int_{20}^{150} \sigma_d(k) \frac{I(k,150)}{k} dk$$

e, finalmente,

$$f = \frac{\sigma_Q(150) - \int_0^{20} \sigma_F(k) \frac{I(k,150)}{k} dk}{L \frac{N Z}{A} \int_{20}^{150} \sigma_d(k) \frac{I(k,150)}{k} dk} \quad (3.9)$$

Adotando para a fotofissão na ressonância gigante os resultados de Veyssière e colaboradores<sup>113</sup>; para as seções de choque por fóton equivalente a 150 MeV os valores 150 mb e 45 mb para o  $U^{238}$  e  $Th^{232}$  respectivamente e, para a função intensidade do espectro de bremsstrahlung normalizado de energia máxima  $E_0 = 150$  MeV a calculada pela fórmula de Schiff, obtemos o seguinte resultado para as fissionabilidades do  $U^{238}$  e  $Th^{232}$ :

$$\begin{aligned} f(U^{238}) &= 0,18 \pm 0,04 \quad , \quad 20\text{MeV} < k < 150\text{MeV} \\ f(Th^{232}) &= 0,09 \pm 0,02 \quad , \quad 20\text{MeV} < k < 150\text{MeV} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Assim sendo, as seções de choque por fóton equivalente foram estimadas, calculando as integrais abaixo relacionadas, para 30 valores de  $E_0$  no intervalo  $0,1\text{GeV} < E_0 < 16\text{GeV}$  no  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$  (as energias estão em MeV e as seções de choque em mb):

$$\begin{aligned} U^{238}: \sigma_Q(E_0) &= \int_5^{20} \sigma_F(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} + 101,6 \int_{20}^{150} \sigma_d(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} + \\ &+ \int_{150}^{E_0} \sigma_F(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} \quad ; \end{aligned} \quad (3.11)$$

$$\begin{aligned} Th^{232}: \sigma_Q(E_0) &= \int_5^{20} \sigma_F(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} + 50,0 \int_{20}^{150} \sigma_d(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} + \\ &+ \int_{150}^{E_0} \sigma_F(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} \quad ; \end{aligned} \quad (3.12)$$

$$B_i^{209}: \sigma_Q(E_0) = \int_{100}^{E_0} \sigma_F(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} \quad (3.13)$$

O cálculo foi feito no computador IBM-1620 do CBPF e os resultados são as curvas das Figs. III.5 a III.7. As de traço contínuo foram as obtidas quando se levou em conta somente a contribuição fotomesônica e as tracejadas quando ambas as contribuições fotomesônica e quase-dêuteron foram consideradas. Observamos, por exemplo, no caso da fotofissão do  $U^{238}$ , que a curva tracejada concorda bem com as medidas de Wakuta e colaboradores<sup>39</sup>, com as medidas de Schneider<sup>61</sup> e Schröder<sup>71</sup> e a do presente trabalho, em torno dos 6 GeV. Esta concordância vem a favor da idéia de que ambas as interações fotomesônica e quase-dêuteron são responsáveis pela fotofissão em altas energias. Ao contrário, o acordo entre a curva contínua e as medidas de Carbonara e colaboradores<sup>44</sup> a energias intermédias e as nossas medidas acima de 1 GeV sugerem que apenas a interação primária fotomesônica é capaz de explicar a fotofissão do  $U^{238}$ . Devido à grande margem de erro nas medidas e a incerteza nas estimativas, a questão torna-se difícil de decidir. O mesmo se pode dizer sobre o  $Th^{232}$  e o  $Bi^{209}$ , se observarmos as Figs. III.6 e III.7. Na verdade, o confronto dos diversos valores das seções de choque por fóton equivalente servem apenas para nos dar uma indicação do comportamento geral da fotofissão, as estimativas representando tão só uma condição necessária para alguma conclusão que porventura se pudesse tirar. Com efeito, diferentes curvas de  $\sigma_F(k)$  poderiam fornecer pelo cálculo das integrações (3.11) a (3.13) resultados para as seções de choque por fóton equivalente que poderiam ser considerados iguais dentro das incertezas do cálculo, não se

podendo portanto chegar a conclusões concretas. Além disso, teoricamente, o andamento de  $\sigma_Q$  contra  $E_0$  deve ser o de uma função monótona crescente, o que na prática nem sempre se verifica.

### 3.3. As Seções de Choque de Fotofissão

A grandeza que realmente importa conhecer e discutir é a seção de choque de fotofissão por fóton monoenergético à energia  $k$ ,  $\sigma_F(k)$ . Em princípio,  $\sigma_F(k)$  poderia ser obtido pela resolução da equação integral (3.6), uma vez estabelecida a dependência funcional de  $\sigma_Q$  com  $E_0$  e conhecida a expressão analítica das funções intensidade de espectro de bremsstrahlung,  $I(k, E_0)$ . Na prática, porém, tal procedimento é inviável porque normalmente o que se tem é um conjunto de poucas medidas de  $\sigma_Q(E_0)$  cobrindo um enorme intervalo de energia, sujeitas ainda aos erros experimentais inerentes às medidas, de forma que o estabelecimento da função  $\sigma_Q(E_0)$  pode tornar-se até subjetivo. Além disso, a função  $I(k, E_0)$  é geralmente de expressão analítica complicada, como é o caso, por exemplo, da fórmula de Schiff. Mesmo assim, várias tentativas têm sido feitas no sentido de se procurar dar uma solução, ao menos aproximada<sup>27</sup>, para a Eq. (3.6). A mais usual é aquela proposta por Penfold e Leiss<sup>114</sup> e que tem sido largamente usada em reações fotonucleares. Outros métodos mais sofisticados têm sido desenvolvidos nos últimos anos<sup>115-118</sup> porém, a questão ainda parece estar em aberto porque o ponto chave do problema reside nos erros associados às medidas de  $\sigma_Q$  (que em geral são grandes), como mostrou ultimamente Tesch<sup>70</sup> em sua análise sobre seções de choque para reações fotonucleares. Este talvez seja um dos obstáculos mais difíceis de vencer quando

se estuda reações fotonucleares, principalmente em altas energias.

Uma maneira de simplificar este problema e dar uma solução para as seções de choque de fotofissão é considerar a aproximação  $1/k$  para o espectro de bremsstrahlung. Se bem que esta seja uma aproximação bastante drástica é, no entanto, para nós, a única viável, e muitos autores tem se valido dela. Com efeito, seja novamente a Eq. (3.6), isto é

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_F(k) \frac{I(k, E_0) dk}{k} .$$

Na aproximação  $1/k$  do espectro de bremsstrahlung, temos, como na Fig. II.4,

$$I(k, E_0) = \begin{cases} 1, & 0 \leq k \leq E_0 \\ 0, & k > E_0 \end{cases} ;$$

de modo que, podemos escrever:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_F(k) \frac{dk}{k} \quad (3.14)$$

Agora, considerando que a seção de choque  $\sigma_F(k)$  não varie num intervalo de energia  $\Delta E_0$ , temos:

$$\sigma_Q(E_0 + \Delta E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_F(k) \frac{dk}{k} + \sigma_F \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} \frac{dk}{k} \quad (3.15)$$

e, por subtração de (3.14), obtemos:

$$\Delta\sigma_Q = \sigma_F \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} d(\ln k) \quad (3.16)$$

o que conduz ao resultado

$$\sigma_F = \frac{\Delta\sigma_Q}{\Delta \ln E_0} \cdot \quad (3.17)$$

Para valores suficientemente pequenos de  $\Delta E_0$ , temos:

$$\sigma_F = \frac{d\sigma_Q}{d \ln E_0} \cdot \quad (3.18)$$

Este resultado significa que, dentro da aproximação espectral  $1/k$ , a seção de choque por fóton monoenergético à energia  $k, \sigma_F(k)$ , é a inclinação da tangente à curva  $\sigma_Q$  versus o logaritmo natural de  $E_0$ , no ponto  $E_0=k$ .

Este método, embora bastante simples e cômodo, nos dá, no entanto, valores para a seção de choque  $\sigma_F(k)$  maiores do que aqueles que se obteriam se usássemos as formas corretas das intensidades dos espectros de bremsstrahlung. Para que se tenha uma idéia, consideremos, por exemplo, a curva contínua da Fig.III.7 ( $\sigma_Q$  para o  $\text{Bi}^{209}$ ) que é a transformada da curva contínua da Fig.III.10 ( $\sigma_F(k)$  para o  $\text{Bi}^{209}$ ) através da integral (3.13). Isto quer dizer que a solução exata da Eq. (3.13) deve ser, digamos, no intervalo de energia  $8\text{GeV} < k < 9\text{GeV}$ , cerca de 1,3 mb que podemos confrontar com o valor 2,4 mb obtido com a aproximação  $1/k$ , isto é, usando a Eq. (3.17). A solução correta do problema é fornecida pelo seguinte resultado:

$$\sigma_F = \frac{\Delta\sigma_Q - \int_0^{E_0} \sigma_F(k) \left[ I(k, E_0 + \Delta E_0) - I(k, E_0) \right] \frac{dk}{k}}{\int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} I(k, E_0 + \Delta E_0) \frac{dk}{k}} \quad (3.19)$$

o qual é conhecido por "Método da Diferença de Fótons"<sup>27</sup>.

Uma vez que em nossas experiências o que temos é um pequeno número de medidas de  $\sigma_Q(E_0)$  em um enorme intervalo de energia, nós não podemos decidir sobre os detalhes da função  $\sigma_Q(E_0)$ . Por isso, simplesmente assumimos uma dependência linear no gráfico de  $\sigma_Q$  versus  $\ln E_0$ , nos intervalos de energia  $1\text{GeV} < E_0 < 5,5 \text{ GeV}$  e  $5,5\text{GeV} < E_0 < 16\text{GeV}$ . Isto é, na aproximação  $1/k$ , temos,

$$\sigma_Q(E_0) = \sigma_F(k) \ln E_0 + \text{Cte} \quad (3.20)$$

Pelo método dos mínimos quadrados, obtem-se o coeficiente angular da dependência linear dada pela Eq. (3.20), que é o desejado valor da seção de choque  $\sigma_F(k)$ . Este também tem sido o procedimento usado por de Carvalho e colaboradores<sup>42,43,60</sup>, Carbonara e colaboradores<sup>44</sup>, Emma e colaboradores<sup>55</sup>, Schneider<sup>61</sup> e David e colaboradores<sup>77</sup> na análise das seções de choque da fotofissão a partir das medidas das seções de choque por fóton equivalente nos diversos intervalos de energia considerados. Resolvemos também aplicar este tipo de análise aos resultados das medidas de  $\sigma_Q$  obtidos por Vartapetyan e colaboradores<sup>61</sup> no intervalo de energia de  $1\text{GeV}$  a  $5,5 \text{ GeV}$ . Os resultados podem ser vistos nas Tabelas III.2 a III.4 e nas Figs. III.8 a III.10.

### 3.4. Discussão dos Resultados

#### 3.4.1. Urânio-238

Na Tabela III.2 e Fig. III.8 estão reunidos os resultados das medidas das seções de choque de fotofissão para o  $U^{238}$  de acordo com a análise descrita no parágrafo anterior. São mostra

dos, para comparação, as estimativas por nós obtidas segundo se considera a contribuição fotomesônica para as seções de choque (curva contínua) e as contribuições fotomesônica e quase-dêuteron (curva tracejada). Para termos uma idéia do comportamento geral das seções de choque, estão incluídos também os resultados experimentais a energias intermediárias. Observamos que, qualitativamente, os diferentes resultados experimentais indicam um rápido aumento na seção de choque a partir de 150 MeV (limiar de fotoprodução de mesons), passando por um máximo situado entre 330 MeV (Wakuta<sup>39</sup>) e 540 MeV (Moretto e colaboradores<sup>51</sup>), decrescendo em seguida para energias mais altas.

A energias intermediárias ( $k < 1$  GeV), as medidas de Wakuta<sup>39</sup> (curva de traço-ponto) concordam bem com uma das estimativas por nós obtida (curva tracejada), o que favorece a idéia de que ambas as interações fotomesônica e quase-dêuteron contribuem para a seção de choque de fotofissão. Ao contrário, os resultados de Methasiri<sup>40</sup> (curva de traço-dois pontos) parecem estar em melhor acordo com a nossa curva contínua estimada (embora não exibindo o pico na região da segunda ressonância mesônica,  $\sim 700$  MeV), indicando, portanto, que apenas a interação fotomesônica primária é responsável pelo comportamento das seções de choque. Considerando as grandes diferenças que existem entre duas curvas experimentais, a situação é pouco clara e difícil de decidir-se sobre o mecanismo de interação primária. Uma comparação entre a presente estimativa e os dados experimentais obtidos por de Carvalho e colaboradores<sup>42</sup> ( $\nabla$ ) e Carbonara e colaboradores<sup>44</sup> ( $\triangle$ ) pode ser bastante útil. Esses autores determinaram valores médios das seções de choque de fotofissão no inter-

valo de energia 0,3-1 GeV. Consequentemente, uma comparação pode ser somente feita com os valores médios de  $\sigma_F(k)$  estimados, os quais são facilmente obtidos das curvas contínua e tracejada, no mesmo intervalo de energia. A Tabela III.2 reúne estes valores médios. Observamos que os dois conjuntos de dados são maiores do que os nossos valores estimados.

A energias mais altas ( $k > 1 \text{ GeV}$ ), um bom acordo encontramos entre as nossas medidas ( $-\bullet-$ ) e as de Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup> ( $-\circ-$ ), embora ambos os resultados possam ser considerados altos em relação às estimativas. O mesmo podemos dizer dos resultados de de Carvalho e colaboradores<sup>60</sup> ( $-\diamond-$ ) e David e colaboradores<sup>77</sup> ( $-\blacklozenge-$ ). O melhor acordo com as nossas estimativas das seções de choque de fotofissão a energias superiores a 1 GeV se verifica com as medidas de Schneider<sup>61</sup> ( $-\blacklozenge-$ ), obtidas em emulsão nuclear.

#### 3.4.2. Tório-232

Os resultados para o  $\text{Th}^{232}$  são apresentados na Tabela III.3 e na Fig. III.9. Como no caso do  $\text{U}^{238}$ , as experiências de Wakuta<sup>39</sup> (curva de traço-ponto) e Methasiri<sup>40</sup> (curva de traço-dois pontos) mostram um rápido crescimento nas seções de choque a partir de 150 MeV, passando por um máximo definido em 350 MeV, para em seguida decrescerem com o aumento da energia do fóton incidente (os resultados de Wakuta exibem o pico característico da segunda ressonância mesônica), como mostram os resultados a energias superiores a 1 GeV. De um modo geral, o acordo entre as diferentes medidas e os valores estimados (curvas contínua e tracejada) é pouco satisfatório.

tório. Além disso, notamos diferenças entre as medidas de diferentes autores num mesmo intervalo de energia. Por exemplo, entre os resultados de Wakuta<sup>39</sup> e Methasiri<sup>40</sup>, com medidas até 0,8 GeV e entre as nossas medidas (●) e as de Vartapetyan e colaboradores<sup>62</sup> (○). Considerando que a aproximação  $1/k$  do espectro de bremsstrahlung dá em geral valores mais altos para as seções de choque (Eq. (3.18)) do que quando se toma a forma correta do espectro de fótons, os resultados experimentais de de Carvalho e colaboradores<sup>42</sup> (▼) e Carbonara e colaboradores<sup>44</sup> (▲) no intervalo de energia 0,3-1 GeV estão em ótimo acordo com os valores médios de nossas estimativas feitas com base no modelo de interação fotomesônica, dentro do mesmo intervalo de energia. No entanto, para energias superiores a 1 GeV, esta concordância é menos clara.

### 3.4.3. Bismuto-209

Na Tabela III.4 e na Fig. III.10 apresentamos os resultados das seções de choque de fotofissão para o Bi<sup>209</sup>. O comportamento geral que observamos para as seções de choque a partir dos resultados experimentais é similar ao descrito para o U<sup>238</sup> e o Th<sup>232</sup>. Um excelente acordo encontramos entre os resultados de de Carvalho e colaboradores<sup>43</sup> (▲) e Emma e colaboradores<sup>55</sup> (■) no intervalo de energia 0,3-1 GeV. As medidas de Jungerman e Steiner<sup>37</sup> (curva de traço-ponto) mostram claramente um pico de ressonância em torno de 370 MeV, estando deslocado para a direita de cerca de 50 MeV em relação aos valores por nós estimados (curva contínua). Este fato é explicado por esses autores pelo princípio de exclusão de Pauli, o qual não foi levado em conta em nossas estimativas. Por

outro lado, os resultados de Moretto e colaboradores<sup>51</sup> (curva de traço-dois pontos) são bastante inferiores aos demais, exibindo um valor constante para a seção de choque a energias compreendidas entre 300 MeV e 500 MeV e decrescendo rapidamente para energias até 1 GeV.

No intervalo de energia 1,0-5,5 GeV, o acordo entre as nossas medidas feitas com emulsão nuclear (—●—) e as de Vartapetyan e colaboradores<sup>52</sup> obtidas com a técnica de vidro (—○—) pode ser considerado bom, dentro dos limites de erro. No entanto, ambos os resultados são cerca de duas vezes maiores do que os valores médios estimados no mesmo intervalo de energia. Finalmente, observamos um excelente acordo entre as nossas medidas (—●—) e as estimativas feitas com base no modelo fotomesônico para energias do fóton incidente compreendidas entre 5,5 GeV e 16 GeV.

### 3.5. Conclusões

No desenvolvimento deste trabalho usamos o Modelo Fotomesônico e fissionabilidades nucleares (calculadas pelo método de Monte Carlo) para estimar as seções de choque de fotofissão no  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$ , no intervalo de energia de 0,15 GeV a 16 GeV. A interação primária via absorção quase-dêuteron foi também incluída com o intuito de avaliar aquela contribuição para as seções de choque. Com a técnica de emulsões nucleares, medimos as seções de choque por fóton equivalente para os núcleos mencionados no intervalo de energia 1 GeV a 16 GeV, destas deduzimos as seções de choque de fotofissão pelo método dos mínimos quadrados aplicado à aproximação  $1/k$  do espectro de bremsstrahlung. Os resultados das

nossas medidas e as seções de choque calculadas foram confrontados com os de diferentes investigadores para permitir uma comparação . Embora exista imprecisões no cálculo bem como erros inerentes às medidas realizadas e descritas nos parágrafos precedentes, nossos resultados são suficientes para concluirmos que:

1) A fissão é um modo frequente de desexcitação nuclear que se segue à absorção de fótons de energia intermediária pelos núcleos complexos; sua contribuição à seção de choque total inelástica pode ser grande ou até predominante.

2) Para altas energias do fóton incidente, a desexcitação dos núcleos pesados através do mecanismo da fissão é tão somente cerca de 20% de todos os processos inelásticos.

3) Para o  $\text{Bi}^{209}$ , a probabilidade de fotofissão é apenas de cerca de 10% e, praticamente, independente da energia dos fótons de 0,3 GeV a 16 GeV.

4) O mecanismo básico de cascata intra-nuclear seguida da competição fissão-evaporação é capaz de explicar a fotofissão dos núcleos por nós investigados para energias superiores a 100MeV.

5) O comportamento geral das seções de choque de fotofis são acima de 150 MeV está estritamente ligado ao mecanismo da foto produção simples e múltipla de mesons na matéria nuclear, embora o mecanismo do quase-déuteron possa dar alguma contribuição para a seção de choque na região de energia 150-500 MeV.

6) A contribuição fotomesônica às seções de choque de fo tofissão se estende a todas as energias do fóton incidente (a partir do limiar fotomesônico) para os núcleos que investigamos no presente trabalho.

7) Para os núcleos de número de massa da ordem de 200 (tal como o  $\text{Bi}^{209}$ ), o mecanismo de interação de um fóton de alta energia ( $k > 2\text{GeV}$ ) na matéria nuclear através do meson- $\rho$  ( interação forte), contribue para o decréscimo assintótico das seções de choque de fotofissão a altas energias.

8) A fotofissão está diretamente ligada às características do núcleo residual resultante do estágio rápido de cascata nuclear, induzida pelo fóton incidente, mediante o seguinte mecanismo: para energias compreendidas entre 150 MeV e 600 MeV, o núcleo residual tem, em média, baixa energia de excitação e, conseqüentemente, a emissão de neutrons é favorecida com respeito à de prótons e outras partículas carregadas. Isto contribue para um aumento do parâmetro  $Z^2/A$  e, deste modo, a um decréscimo nas barreiras de fissão. Em consequência, a fissionabilidade será alta. Por outro lado, acima de 600 MeV, o núcleo residual altamente excitado pode evaporar um grande número de partículas carregadas por causa do baixo valor das barreiras de Coulomb causado pelo aumento da temperatura nuclear. Os núcleos residuais terão, pois, baixos valores de  $Z^2/A$  sendo, portanto, altas as barreiras de fissão. Conseqüentemente, a fissionabilidade tende a diminuir com o aumento da energia.

\* \* \*

REFERÊNCIAS

1. J. Gindler, J. Huizenga e R. Schmitt, Phys. Rev. 104, 425(1956).
2. H.W. Koch, J. McElhinney e E.L. Gasteiger, Phys. Rev. 77, 329 (1950).
3. L. Katz, A.P. Baerg e F. Brown, "Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy" 15, Paper P/200, Geneva, 1958.
4. N. Sugarman, Phys. Rev. 79, 532 (1950).
5. R.V. Warnock e R.C. Jensen, J. Inorg. Nucl. Chem. 30, 2011(1968).
6. H.G. de Carvalho, J.B. Martins, V. di Napoli, D. Margadonna e F. Salvetti, Notas de Física (CBPF) XV, nº 18 (1970).
7. N. Bohr e J.A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
8. R.O. Haxby, W.E. Shoupp, W.E. Stephens e W.A. Wells, Phys. Rev. 59, 57 (1941).
9. Araktsu, Uemura, Sonoda, Shimizu, Kimura e Muraoka, Proc. Phys. Math. Soc., Japan 23, 440 (1941).
10. G.C. Baldwin e G.S. Klaiber, Phys. Rev. 71, 3 (1947).
11. G.C. Baldwin e G.S. Klaiber, Phys. Rev. 73, 1156 (1948).
12. M. Goldhaber e E. Teller, Phys. Rev. 74, 1046 (1948).
13. D.H. Wilkinson, "Proceedings of the Amsterdam Conference , Physica" (1956).
14. W.E. Ogle e J. McElhinney, Phys. Rev. 81, 344 (1951).
15. L. Katz, T.M. Kavanagh, A.G.W. Cameron, E.C. Bailey e J.W.T. Spinks, Phys. Rev. 99, 98 (1955).
16. L.E. Lazareva, B.N. Gavrilov, B.I. Valuev, G.N. Zatsepina e V.S. Stravinsky, "Conference of the Academy of Sciences of the USSR on the Peaceful Uses of Atomic Energy, July 1-5, 1955 , Session of the Division of Physical and Mathematical Sciences (Consultants Bureau, N. York, 1955)", p. 217.
17. H.G. de Carvalho, "Fotofissão do Urânio" (Resultados a baixas energias), Tese para Concurso de Catedrático (1964).
18. A. Manfredini, M. Muchnik, L. Fiore, C. Ramorino, H. G. de Carvalho, J. Lang e R. Muller, Nucl. Phys. 74, 377 (1965).
19. A. Manfredini, M. Muchnik, L. Fiore, C. Ramorino, H. G. de Carvalho, R. Bösch e W. Wölfl, Nuovo Cimento 44, 218 (1966).

20. A. Manfredini, L. Fiore, C. Ramorino, H.G. de Carvalho e W. Wölfl, Nucl. Phys. A127, 687 (1969).
21. H.W. Koch, J. McElhinney e E.L. Gasteiger, Phys. Rev. 77, 329 (1950).
22. J. McElhinney e W.E. Ogle, Phys. Rev. 81, 342 (1951).
23. R.B. Duffield e J.R. Huizenga, Phys. Rev. 89, 1042 (1953).
24. R.A. Schmitt e N. Sugarman, Phys. Rev. 95, 1260 (1954).
25. J.R. Huizenga, J.E. Gindler e R.B. Duffield, Phys. Rev. 95, 1009 (1954).
26. G. Bernardini, R. Reitz e E. Segrè, Phys. Rev. 90, 573 (1953).
27. L. Katz e A.G.W. Cameron, Can. J. Phys. 29, 518 (1951).
28. L.I. Schiff, Phys. Rev. 83, 252 (1951).
29. J. Gindler e R.B. Duffield, Phys. Rev. 94, 759 (1954).
30. B.A. Bochagov, A.P. Komar e G.E. Solyakin, Soviet Physics, JETP 11, 990 (1960).
31. A.P. Komar, B.A. Bochagov e V.I. Fadeev, Soviet Physics, Doklady 8, 978 (1964).
32. Yu. N. Ranyuk e P.V. Sorokin, Soviet J. Nucl. Phys. 5, 377(1967).
33. I.C. Nascimento, S.B. Herdade e J.D.T. Arruda Neto, "Proceedings of the International Conference on Photonuclear Reactions and Applications", Pacific Grove, California, Março de 1973, Session 5D10.
34. J.S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951); "Nuclear Photo - desintegration", Oxford University Press, 1960.
35. C.E. Roos e V.Z. Peterson, Phys. Rev. 124, 1610 (1961).
36. E.V. Minarik e V.A. Novikov, Soviet Physics, JETP 2, 253(1957).
37. J.A. Jungerman e H.M. Steiner, Phys. Rev. 106, 585 (1957).
38. Y. Wakuta, M. Sonoda, A. Katase, H. Tawara e M. Hyakutake, J. Phys. Soc., Japan 26, 851 (1969).
39. Y. Wakuta, J. Phys. Soc., Japan 31, 12 (1971).
40. T. Methasiri, Nucl. Phys. A158, 433 (1970).
41. "L'Elettrosincrotrone e i Laboratori di Frascati", Nicola Zanichelli Editore, (1962).
42. H.G. de Carvalho, A. Celano, G. Cortini, R. Rinziivillo e G. Ghigo, Nuovo Cimento (Serie X) 19, 187 (1961).
43. H.G. de Carvalho, G. Cortini, E. Del Giudice, G. Potenza, R. Rinziivillo e G. Ghigo, Nuovo Cimento (Serie X) 32, 293 (1964).

44. F. Carbonara, H.G. de Carvalho, R. Rinziivillo, E. Sassi e G.P. Murtas, Nucl. Phys. 73, 385 (1965).
45. H.G. de Carvalho, A.G. da Silva, Supl. ao Nuovo Cimento(Serie X) 19, 24 (1961).
46. H.G. de Carvalho, A. Celano, M. Muchnik, G. Potenza e R. Rinziivillo, INFN/TC-63/3, "The Use of Nuclear Emulsion - Some New Techniques", Comitato Nazionale per l'Energia Nucleare , Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sottosezione di Napoli, (1963).
47. H.G. de Carvalho, "The Processing and Loading of Nuclear Emulsions", Cap. V do livro "Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation", North Holland, (1965).
48. A.V. Mitrofanova, Yu. N. Ranyuk e P.V. Sorokin, Yadern. Fiz. 6, 703 (1967); Soviet J. Nucl. Phys. 6, 512 (1968).
49. Yu. N. Ranyuk e P.V. Sorokin, Yadern. Fiz. 5, 531 (1967) ; Soviet J. Nucl. Phys. 5, 377 (1967).
50. V.M. Sanin, Yu. N. Ranyuk, P.V. Sorokin, Ukr.Fiz.Zhur. 14 , 409 (1969).
51. L.G. Moretto, R.C. Gatti, S.G. Thompson, J.T. Routti, J. H. Heisenberg, L.M. Middleman, M.R. Yearian e R. Hofstadter, Phys. Rev. 179, 1176 (1969).
52. B. Schroeder, G. Nydahl e B. Forkman, Nucl.Phys. A143,449(1970).
53. T. Methasiri e S.A.E. Johansson, Nucl. Phys. A167, 97 (1971).
54. I. Kroon e B. Forkman, Nucl. Phys. A179, 141 (1972).
55. V. Emma, S. Lo Nigro e C. Milone, Lett. Nuovo Cimento 2, 117 (1971); 2, 271 (1971).
56. S. Cohen e W.J. Swiatecki, Ann. of Phys. 22, 406 (1963).
57. B. Forkman e B. Schroeder, Physica Scripta 5, 105 (1972).
58. N.K. Sherman, Phys. Lett. 4, 138 (1963).
59. J. Goldemberg, Revista Brasileira de Física 2, 103 (1972).
60. H.G. de Carvalho, H. Meyer, E. Lohrman, M. Grinberg e L.T.Aul'er, "Instituto de Engenharia Nuclear da Comissão Nacional de Energia Nuclear", (1965).
61. H. Schneider, "Trabalho para a obtenção do diploma em Física Experimental na Faculdade de Matemática e Ciências Naturais da Universidade de Hamburgo", Hamburgo, 1967.
62. G.A. Vartapetyan, N.A. Demekhina, V.I. Kasilov, Yu. N. Ranyuk,

- P.V. Sorokin e A.G. Khudaverdyan, "Instituto Físico-Técnico de Kharkov", KPTI-70/27, (1970); Soviet J. Nucl. Phys. 14, 37(1972).
63. C.B. Fulmer, K.S. Toth, I.R. Williams, T.H. Handley, G.F. Dell, E.L. Callis, T.M. Jenkins e J.M. Wyckoff, Phys.Rev. C2, 1371 (1970).
64. C.B. Fulmer, I.R. Williams, T.H. Handley, G. F. Dell e L. N. Blumberg, Phys. Rev. Letters 19, 522 (1967).
65. C.F. Weizacker, Z. Physik 88, 612 (1934).
66. E.J. Williams, Phys. Rev. 45, 729 (1934).
67. J.R. Nix e E. Sassi, Nucl. Phys. 81, 61 (1966).
68. G. Andersson, I. Blomqvist, B. Forkman, G.G. Jonsson, A. Järund, I. Kroon, K. Lindgren, B. Schröder e K. Tesch, Nucl. Phys. A197, 44 (1972).
69. I. Kroon e B. Forkman, Nucl. Phys. A197, 81 (1972).
70. K. Tesch, Nucl. Instr. 95, 245 (1971).
71. B. Schröder, Nucl. Phys. A197, 88 (1972).
72. P. David, J. Debrus, U. Kim, G. Kumbartzki, H. Mommsen, W. Soyez, K.H. Speidel e G. Stein, Nucl. Phys. A197, 163 (1972); P. David, J. Debrus, F. Lübke, H. Mommsen, R. Schoenmackers e G. Stein, "Proceedings of the International Conference on Photonic Reactions and Applications", Pacific Grove, California, Março de 1973, Session 8C6.
73. H.G. de Carvalho, V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti e K. Tesch, Nucl. Phys. A126, 505 (1969).
74. V. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937).
75. R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
76. Y. Goldschmidt-Clermont, L.S. Osborne e M. Scott, Phys. Rev. 97, 188 (1955).
77. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J.M. Miller e G. Friedlander, Phys. Rev. 110, 185 (1958).
78. N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander, Phys. Rev. 110, 204 (1958).
79. J. Garvey, B.H. Patrick, J.G. Rutherglen e I.L. Smith, Nucl. Phys. 70, 241 (1965).
80. I.L. Smith, J. Garvey, J.G. Rutherglen e G.R. Brookes, Nucl. Phys. B1, 483 (1967).
81. D.O. Caldwell, V.B. Elings, W.P. Hesse, G.E. Jahn, R.J. Morrison,

- F.V. Murphy e D.E. Yount, Phys. Rev. Letters 23, 1256 (1969).
82. S.J. Brodsky e J. Pumplin, Phys. Rev. 182, 1794 (1969).
83. M. Damashek e F.J. Gilman, SLAC-PUB-697, (1969).
84. E.D. Bloom, R.L. Cottrell, D.H. Coward, et al., SLAC-PUB-653 (1969).
85. L.R.B. Elton, "Introductory Nuclear Theory", Pitman, London (1965).
86. J.S. Levinger, Phys. Rev. 97, 970 (1955).
87. H. Myers, R. Gomez, D. Guinier e A.V. Tollestrup, Phys. Rev. 121, 130 (1961).
88. H.G. de Carvalho, J.B. Martins, O.A.P. Tavares, R.A.M.S. Nazareth e V. di Napoli, Lett. Nuovo Cimento 2, 1139 (1971); 4, 365 (1972).
89. T.A. Gabriel e R.G. Alsmiller, Jr., Phys. Rev. 182, 1035(1969).
90. K.K. Gudima, A.S. Iljinov e C.V. Toneev, JINR-P2-4661 (1969) e ORNL-tr. 2267.
91. G. Rudstam, "Spallation of Medium Weight Elements", Tese de Doutorado, NP-6191, Universidade de Uppsala, Uppsala (1956).
92. J.W. Meadows, Phys. Rev. 98, 744 (1955).
93. K. Lindgren e G.G. Jonsson, Nucl.Phys. A197, 71 (1972).
94. G. Rudstam, Z. Naturforsch 21a, 1027 (1966).
95. V.S. Barashenkov, H.W. Bertini, K. Chen, G. Friedlander, G.D. Harps, A.S. Ilginov, J.M. Miller e V.D. Toneev, Nucl. Phys. A187, 531 (1972).
96. I. Dostrovsky, P. Rabinowitz e R. Bivins, Phys. Rev. 111, 1659 (1958).
97. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel e P. Rabinowitz, "Proceedings of the Second International Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy" 15, P/1615, Geneva, 1958.
98. K.J. Le Couâteur, Proc. Phys. Soc. (London) A63, 259 (1950).
99. J.H.E. Mattauch, W. Thiele e A.H. Wapstra, Nucl. Phys. 67, 1 (1965).
100. Y. Fujimoto e Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys. 5, 76 (1950).
101. W.D. Myers e W.J. Swiatecki, Arkiv Fysik 36, 343 (1967).
102. J.R. Nix, Report UCRL-17958 (1968).
103. T.M. Knäsel, Report DESY 69/8 (1969).
104. R.R. Wilson, Nucl. Instr. 1, 101 (1957).

105. H. Fisher e C. Schaerf, Rev. Sci. Instr. 35, 615 (1964).
106. H.W. Koch e J.W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31, 920 (1959).
107. L.I. Schiff, Phys. Rev, 83, 252 (1951).
108. G. Lutz e H.D. Schulz, Report DESY 67/29, (1967).
109. H. Schechter, "HISTOG", Subrotina elaborada no Computador IBM-1620 do CBPF,
110. E. Geiger e A. Werner, Zeit. f. Phys. 21, 187 (1924).
111. S.N. Sokolov e K.D. Tolstov, Korpuskularphotographie IV, 468 (1963).
112. S.E. Derenzo e R.H. Hildebrand, Report UCRL-18638 (1968).
113. A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Leprete e K. Kernbath, Nucl. Phys. A199, 45 (1973).
114. A.S. Penfold e J.E. Leiss, Phys. Rev. 114, 1332 (1959).
115. B.C. Cook, Nucl. Instr. Meth. 24, 256 (1963).
116. K.N. Geller e E.G. Muirhead, Nucl. Instr. Meth. 26, 274 (1964).
117. I. Moriceau, Rapport CEA-R-3427 (1968).
118. E. Bramanis, T.K. Deague, R.S. Hicks, R.J. Hughes, E. G. Muirhead, R.H. Sambell e J.J. Stewart, Nucl. Instr. Meth. 100, 59 (1972).

TABELA I.1

Energias de Fermi (MeV) para prótons e neutrons no  $U^{238}$ ,  $Th^{232}$  e  $Bi^{209}$ , conforme calculadas pela Eq. (1.6);  $r_0=1,17F$ .

Núcleo \ Nucleons	$U^{238}$	$Th^{232}$	$Bi^{209}$
prótons	29,4	29,4	30,0
neutrons	40,0	40,0	39,4

TABELA I.2

Fissionabilidades Nucleares Calculadas no Presente Trabalho

Energia (GeV)	0,15	0,45	0,90	1,70
$U^{238}$	$0,93 \pm 0,06$	$0,90 \pm 0,05$	$0,54 \pm 0,05$	$0,34 \pm 0,07$
$Th^{232}$	$0,71 \pm 0,07$	$0,81 \pm 0,08$	$0,46 \pm 0,09$	$0,22 \pm 0,06$
$Bi^{209}$	$0,026 \pm 0,01$	$0,11 \pm 0,02$	$0,09 \pm 0,02$	$0,08 \pm 0,02$

Energia (GeV)	3,50	6,50	11,0	19,0
$U^{238}$	$0,27 \pm 0,05$	$0,22 \pm 0,05$	$0,21 \pm 0,05$	$0,20 \pm 0,05$
$Th^{232}$	$0,23 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,05$	$0,15 \pm 0,04$	$0,15 \pm 0,04$
$Bi^{209}$	$0,10 \pm 0,03$	$0,10 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,03$	$0,09 \pm 0,03$

TABELA I.3

Fissionabilidades Nucleares Determinadas por Diversos Autores

Autores	Ref.	Intervalo de Energia (GeV)	U <sup>238</sup>	Th <sup>232</sup>	Bi <sup>209</sup>
Jungerman e Steiner	37	0,2 - 0,5	—	—	0,15
De Carvalho Celano, etc...	42	0,3 - 1,0	0,85	0,52	0,10-0,12 <sup>(*)</sup>
Carbonara, de Carvalho, etc...	44	0,3 - 1,0	0,84	0,47	—
Methasiri	40	a 0,35	0,8	0,6	—
David, Debrus, Kim, etc ...	-72	0,8 - 2,2	1,04	—	—
Schneider	61	1,00- 5,56	0,49	—	—

(\*) Ref. 43

TABELA III.1

Resultados Experimentais Obtidos no Presente Trabalho (\*). A última Coluna dá os Valores das Seções de Choque por Fóton Equivalente Utilizando-se a Eq. (3.1); os Erros Indicados são Apenas Estatísticos.

Núcleo	$E_0$ (GeV)	$N_a$ (cm <sup>-2</sup> )	Q	$N_e$	$\sigma_Q$ (mb)
U <sup>238</sup>	1,00	$4,02 \times 10^{18}$	$4,33 \times 10^{10}$	$4,18 \times 10^4$	$240 \pm 20$
	1,20	2,39	10,10	5,67	$235 \pm 20$
	1,80	4,14	4,20	4,17	$240 \pm 20$
	2,50	2,72	9,95	6,49	$240 \pm 20$
	2,61	3,72	5,73	5,71	$268 \pm 23$
	5,49	4,00	8,49	10,32	$304 \pm 26$
Th <sup>232</sup>	1,20	$2,83 \times 10^{18}$	$10,10 \times 10^{10}$	$3,37 \times 10^4$	$118 \pm 12$
	1,90	2,64	10,10	2,83	$106 \pm 11$
	2,50	2,40	9,95	2,43	$102 \pm 10$
	2,61	4,91	5,73	3,85	$136 \pm 14$
	5,49	3,95	8,49	4,75	$142 \pm 14$
Bi <sup>209</sup>	1,00	$5,98 \times 10^{18}$	$4,33 \times 10^{10}$	$2,20 \times 10^3$	$8,5 \pm 0,8$
	1,20	4,00	10,10	3,43	$8,5 \pm 0,8$
	1,80	5,69	4,20	2,53	$10,6 \pm 0,8$
	1,90	4,36	10,10	5,06	$11,5 \pm 0,8$
	2,50	4,31	9,95	5,74	$13,4 \pm 1,0$
	2,61	5,94	5,73	4,93	$14,5 \pm 1,1$
	3,20	3,10	11,6	5,25	$14,6 \pm 1,0$
	5,49	5,65	8,49	9,21	$19,2 \pm 1,5$
	16,00	2,86	22,30	11,48	$18,0 \pm 2,0$

(\*) Os símbolos acham-se definidos no texto (parágrafo 3.2).

TABELA . III.2

Valores Médios das Seções de Choque de Fotofissão (em mbarn) para o  $U^{238}$ , em Diferentes Intervalos de Energia, Obtidos Experimentalmente com a Aproximação Espectral  $1/k^{(*)}$ .

Intervalo de Energia (GeV)	0,3 - 1,0	0,8 - 2,2	1,0 - 5,5	Ref.
De Carvalho , Celano, etc...	60	—	—	42
Carbonara, De Carvalho, etc...	76 ± 4	—	—	44
De Carvalho , Meyer, etc...	—	—	51	60
Schneider	—	—	19,8	61
Vartapetyan , Demekhina, etc...	—	—	38,3	62
David, Debrus, Kim, etc ...	—	43,2 ± 4,4	—	77
Presente Trabalho	—	—	37,6	—
Presente Estima - tiva (F.M.)	47	16,8	8,2	—
Presente Estimati - va (F.M. + Q.D. )	53	—	—	—
$\sigma$ Total de Foto - absorção (mb)	—	40	25,9	—

(\*) Na 9ª e 10ª linhas estão incluídos para comparação os valores médios estimados das seções de choque de fotofissão de acordo com o modelo fotomesônico (F.M.) e fotomesônico mais a contribuição do quase-dêuteron (F.M. + Q.D.).

TABELA III.3

Valores Médios das Seções de Choque de Fotofissão (em mbarn) para o  $\text{Th}^{232}$  em Diferentes Intervalos de Energia, Obtidos Experimentalmente com a Aproximação Espectral  $1/k$  (\*).

Intervalo de Energia(GeV .)	0,3 - 1,0	1,0 - 5,5	Ref.
De Carvalho, Celano,etc...	36	—	42
Carbonara, De Carvalho,etc..	42 ± 4	—	44
Vartapetyan , Demekhina,etc..	—	25	62
Presente Trabalho	—	19	—
Presente Estimativa (F.M.)	38	6,5	—
Presente Estimativa (F.M.+Q.D.)	42	—	—
$\sigma$ Total de Foto absorção (mb)	—	26,5	—

(\*) Na 6ª e 7ª linhas estão incluídos para comparação os valores médios estimados das seções de choque de fotofissão de acordo com o modelo fotomesônico (F.M.) e fotomesônico mais a contribuição do quase-dêuteron (F.M. + Q.D.).

TABELA III.4

Valores Médios das Seções de Choque de Fotofissão (em mbarn) para o  $\text{Bi}^{209}$ , em Diferentes Intervalos de Energia, Obtidos Experimentalmente com a Aproximação Espectral  $1/k^{(*)}$ .

Intervalo de Energia (GeV)	0,3 - 1,0	1,0 - 5,5	5,5-16,0	Ref.
De Carvalho , Celano, etc...	6,5	—	—	42
De Carvalho , Cortini, etc...	$7,8 \pm 0,8$	—	—	43
Emma, Lo Nigro e Milone	$7,6 \pm 0,2$	—	—	55
Vartapetyan , Demekhina, etc...	—	5,3	—	62
Presente Trabalho	—	6,2	$\leq 2,2$	—
Presente Estimativa (F.M.)	5,6	2,3	1,2	—
Presente Estimativa (F.M.+Q.D.)	6,1	—	—	—

(\*) Nas duas últimas linhas estão incluídos para comparação os valores médios estimados das seções de choque de fotofissão de acordo com o modelo fotomesônico (F.M.) e fotomesônico mais a contribuição do quase-déuteron (F.M.+Q.D.).

RELAÇÃO DE FIGURAS

FIG. I.1 - O coeficiente  $\delta(k) = \sigma_{\gamma A} / A \sigma_{\gamma N}$  (escala da esquerda) em função da energia do fóton, calculado para o  $Pb^{207}$ , segundo Brodsky e Pumpplin (Ref. 82); o correspondente valor do expoente de A,  $m(k)$ , em  $\sigma_{\gamma A} = A^m \sigma_{\gamma N}$  (escala da direita).

FIG. I.2 - Seção de choque total de fotoabsorção no próton em função da energia do fóton. Curva contínua: do limiar até 2 GeV (Ref. 83); acima de 2 GeV (Ref. 84). Curva de tracejado curto: levando em conta o movimento dos nucleons no núcleo de acordo com a Eq. (1.10). Curva de tracejado longo: cálculos de Roos e Peterson (Ref. 35).

FIG. I.3 - Seção de choque total de fotodesintegração do dêuteron ( $\gamma + d \rightarrow p + n$ ) em função da energia do fóton no intervalo de 100 MeV a 900 MeV (Refs. 86 e 87).

FIG. I.4 - Número médio de nucleons ( $\overline{\Delta A}$ ) e prótons ( $\overline{\Delta Z}$ ) emitidos na cascata em função da energia do próton incidente de acordo com os cálculos de Metropolis e colaboradores<sup>77,78</sup> (traço contínuo); para energias superiores a 2 GeV os valores foram obtidos por extrapolação (tracejado).

FIG. I.5 - Comportamento geral das energias de separação para neutrón, próton, dêuteron, trítio,  $He^3$  e partícula alfa com o número de massa, A.

FIG. I.6 - Comportamento geral das barreiras de Coulomb para próton, dêuteron e partícula alfa com o número de massa, A, incluindo

os efeitos de penetração e considerando os núcleos "frios".

FIG. I.7 - A razão entre a energia potencial de uma "gota líquida" deformada e a "gota" esférica,  $F(x)=E_f/E_g$ , em função do parâmetro de fissionabilidade,  $x$  (Ref. 102). Para  $x < 0,6$  a função foi aproximada para  $F(x)=0,2786-0,36825 x$ .

FIG. I.8 - Comportamento geral das barreiras de fissão com o parâmetro  $Z^2/A$ .

FIG. I.9 - As probabilidades de emissão de neutron, próton, dêuteron, trítio,  $He^3$ , partícula alfa e fissão nuclear, em função da energia de excitação, para o  $Fr^{224}$ .

FIG. I.10 - Fissionabilidade nuclear,  $f(k)$ , em função da energia incidente, para o  $U^{238}$  (♣),  $Th^{232}$  (♠) e  $Bi^{209}$  (♣), obtida pelo cálculo de Monte Carlo como descrito no texto (veja parágrafo 1.3.3 e Apêndice A). As barras indicam incertezas no cálculo e as curvas são um traçado a olho pelos pontos calculados.

FIG. I.11 - Comportamento geral da fissionabilidade nuclear com o parâmetro  $Z^2/A$  do núcleo alvo para diferentes energias do fóton incidente. Os pontos representam os resultados do presente cálculo de Monte Carlo: ♣,  $U^{238}$ ; ♠,  $Th^{232}$ ; ♣,  $Bi^{209}$ . As barras indicam incertezas no cálculo e as retas são o ajuste dos pontos pelo método dos mínimos quadrados.

FIGS. I.12, I.13 e I.14 - Seções de choque de fotofissão para o  $U^{238}$  (Fig. I.12),  $Th^{232}$  (Fig. I.13) e  $Bi^{209}$  (Fig. I.14) estimadas de acordo com a Eq. (1.5) em função da energia do fóton ( $0,15 \text{ GeV} <$

$< k < 16$  GeV). Curva contínua: levando em conta somente a contribuição fotomesônica; curva tracejada: levando em conta as contribuições fotomesônica e quase-déuteron.

FIG. II.1 - Esquema do arranjo experimental para as irradiações realizadas no Deutsches Elektronen-Synchrotron.

FIG. II.2 - Esquema do arranjo experimental para a irradiação realizada no Acelerador Linear de Stanford.

FIG. II.3 - Produção de um espectro de bremsstrahlung num radiador de espessura  $t_0$  e ângulo de colimação  $\theta_k$ .

FIG. II.4 - Variação da intensidade do espectro de bremsstrahlung ideal (espectro de Schiff) para diferentes energias máximas dos elétrons; inclui-se a aproximação  $1/k$ .

FIG. II.5 - Variação da intensidade do espectro de bremsstrahlung com a espessura do alvo; as espessuras são dadas em comprimentos de radiação (Ref. 108).

FIG. II.6 - Variação da intensidade do espectro de bremsstrahlung com o ângulo de colimação; os ângulos de colimação são expressos em unidades naturais de ângulo,  $mc^2/E_0$  (Ref. 108).

FIG. II.7 - Relação entre a intensidade do espectro de bremsstrahlung com e sem colimador, em função de  $x=k/E_0$ ; os ângulos de colimação são expressos em unidades naturais de ângulo,  $mc^2/E_0$  (Ref.108).

FIG. II.8 - Técnica de Microscopia. a) Rêde de Referência para mapeamento da posição dos eventos numa película de emulsão nuclear. b) Distribuição uniforme de campos numa área da película para a

determinação do número total de eventos. c) Ilustração do critério de seleção de eventos que interceptam os lados delimitadores de um "campo"; apenas os eventos identificados pelo número 1 são considerados.

FIG. II.9 - Orientação no espaço da trajetória de um fragmento de fissão registrado em emulsão nuclear.

FIG. III.1 - Distribuição de eventos segundo duas direções perpendiculares no plano de uma película de emulsão nuclear carregada com urânio e irradiada com bremsstrahlung de energia máxima 2,61 GeV; a) Distribuição horizontal; b) distribuição vertical.

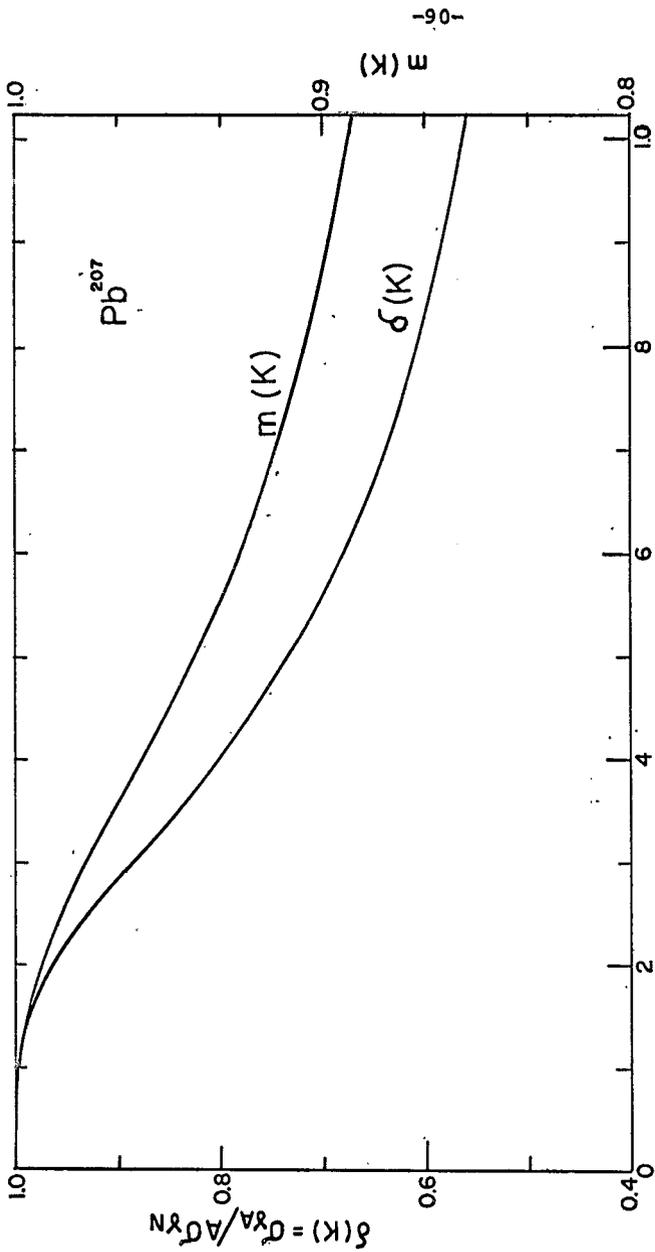
FIGS. III.2, III.3 e III.4 - Algumas distribuições de alcance de traços registrados em películas de emulsão nuclear carregadas com urânio (Fig. III.2), tório (Fig. III.3) e bismuto (Fig. III.4) irradiadas com bremsstrahlung de energias máximas no intervalo de 1 GeV a 16 GeV.

FIGS. III.5, III.6 e III.7 - Seções de choque de fotofissão por fóton equivalente,  $\sigma_Q$ , em função da energia máxima do espectro de bremsstrahlung,  $E_0$ , para o  $U^{238}$  (Fig. III.5),  $Th^{232}$  (Fig. III.6) e  $Bi^{209}$  (Fig. III.7). Os pontos representam os resultados experimentais obtidos por diversos autores como indicado nas respectivas legendas. As curvas são as estimativas obtidas pelo cálculo das integrais (3.11) a (3.13), considerando apenas o modelo fotomesônico (—) e o fotomesônico mais a contribuição do quase-déuteron (----).

FIG. III.8 - Seção de choque de fotofissão para o  $U^{238}$  em função

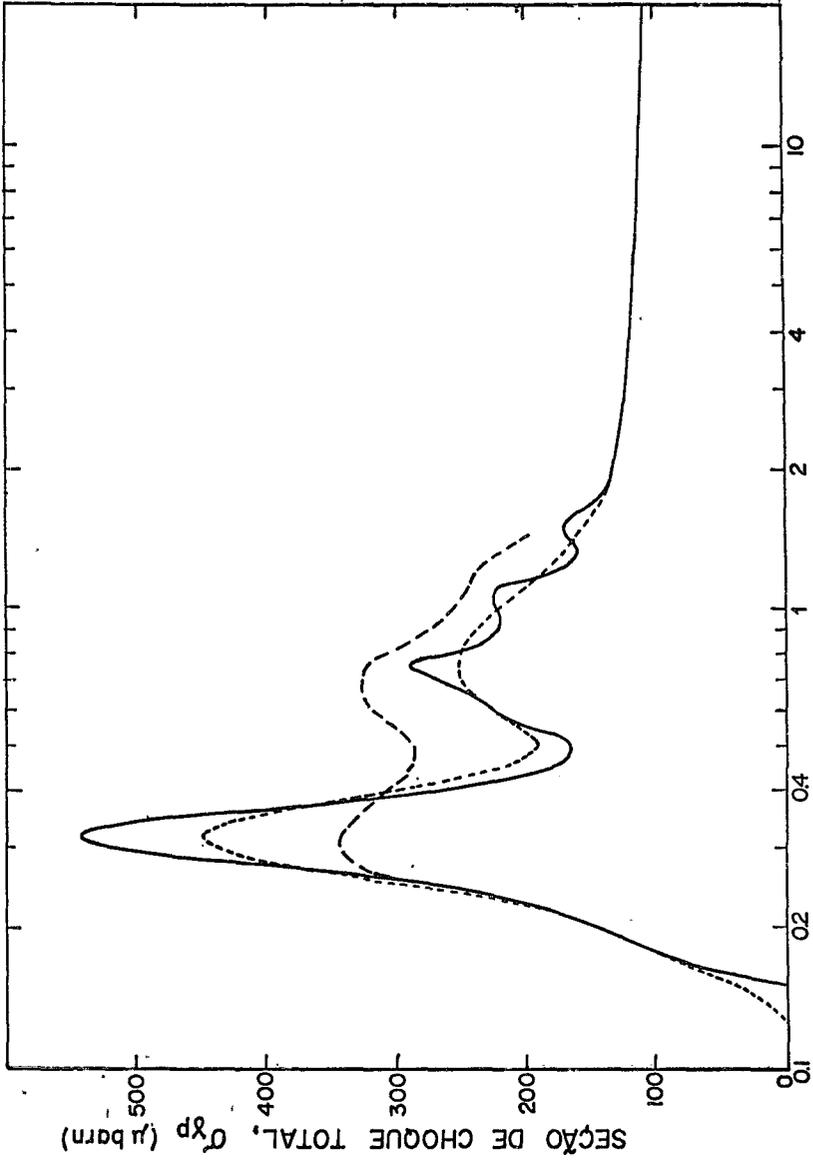
da energia do fóton incidente. As retas representam os resultados obtidos por diversos autores com a aproximação espectral  $1/k$  de acordo com a Eq. (3.17):  $\nabla$ , de Carvalho e colaboradores (Ref. 42);  $\triangle$ , Carbonara e colaboradores (Ref. 44);  $\diamond$  de Carvalho e colaboradores (Ref. 60);  $\blacklozenge$ , Schneidér (Ref. 61);  $\blacklozenge$ , David e colaboradores (Ref. 72);  $\circ$ , resultado obtido com a presente análise a partir das medidas de  $\sigma_Q(E_0)$  obtidas por Vartapetyan e colaboradores (Ref. 62);  $\bullet$ , presente trabalho. As curvas contínuas e tracejadas são as nossas estimativas como na Fig. I.12. As demais curvas são os resultados de diversos autores a energias intermediárias obtidos mediante a resolução da Eq. (3.6):  $---$ , Wakuta (Ref. 39);  $-.-.-$ , Methasiri (Ref. 40);  $\dots$ , Moretto e colaboradores (Ref. 51).

FIGS. III.9 e III.10 - Seções de choque de fotofissão em função da energia do fóton incidente para o  $\text{Th}^{232}$  (Fig. III.9) e o  $\text{Bi}^{209}$  (Fig. III.10), respectivamente. As retas representam os resultados obtidos por diversos autores com a aproximação espectral  $1/k$ , de acordo com a Eq. (3.17).



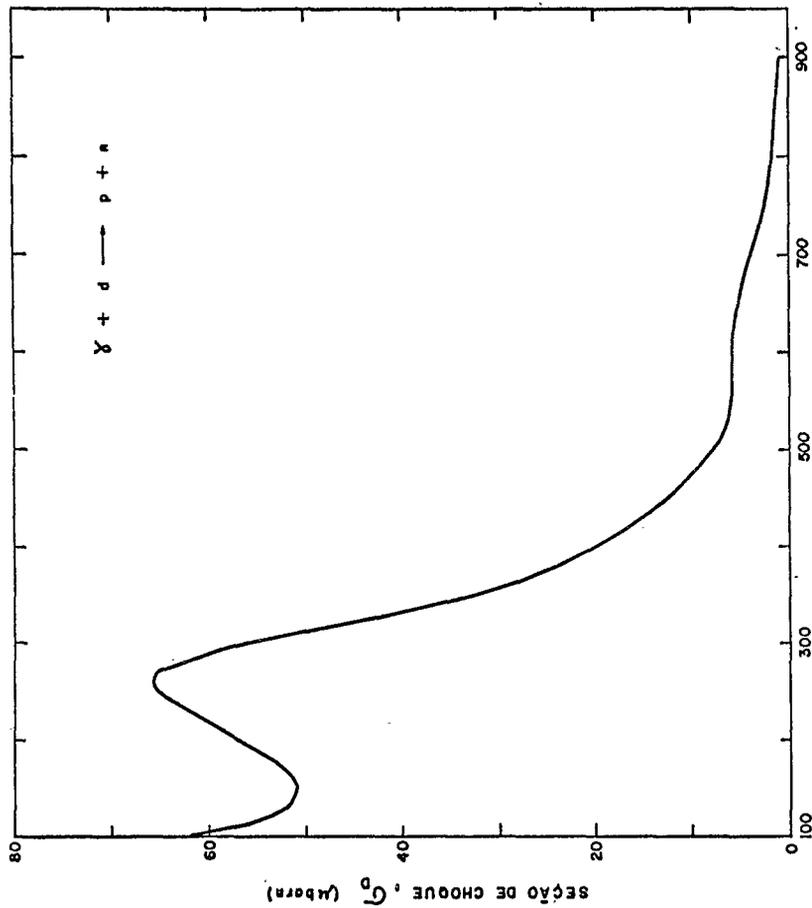
ENERGIA DO FÓTON, K (GeV)

FIG. I. 1



ENERGIA DO FÓTON, K (GeV)

FIG. I. 2



ENERGIA DO FÓTON K (MeV)

FIG. I. 3

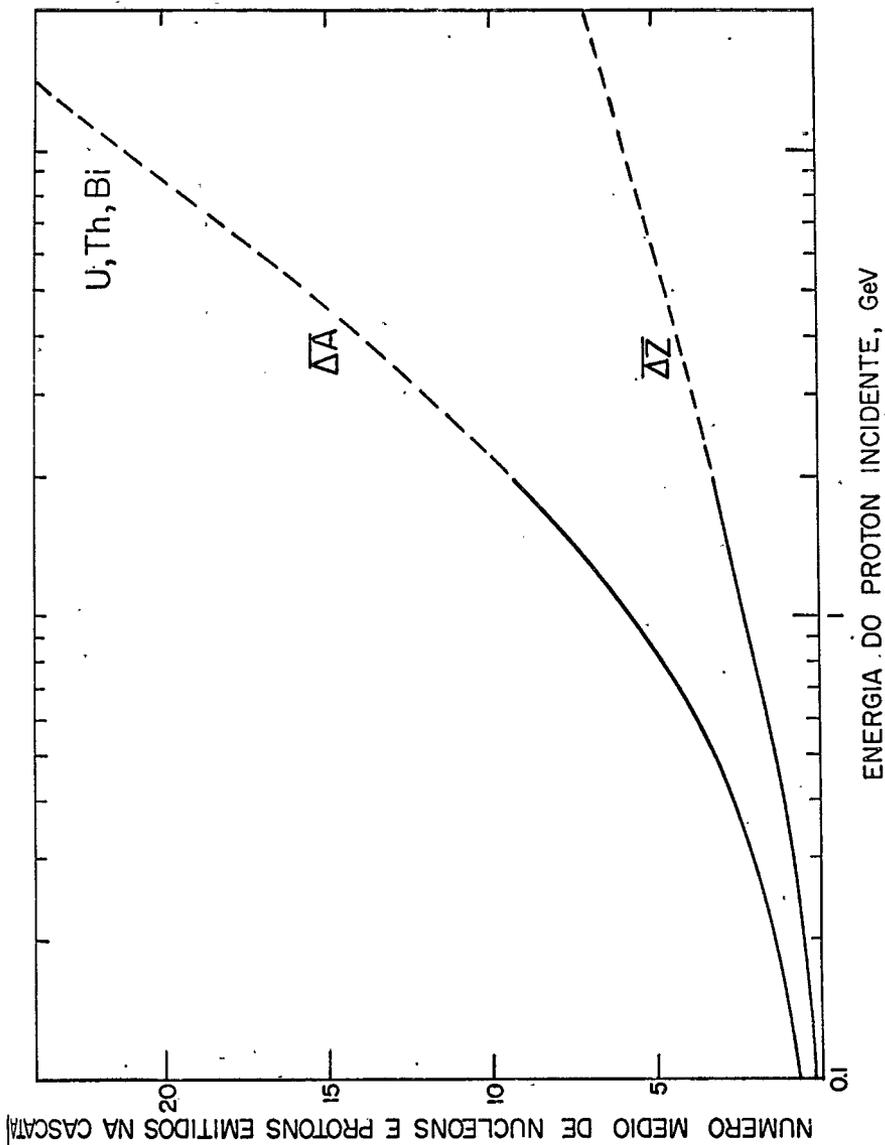


FIG. I. 4

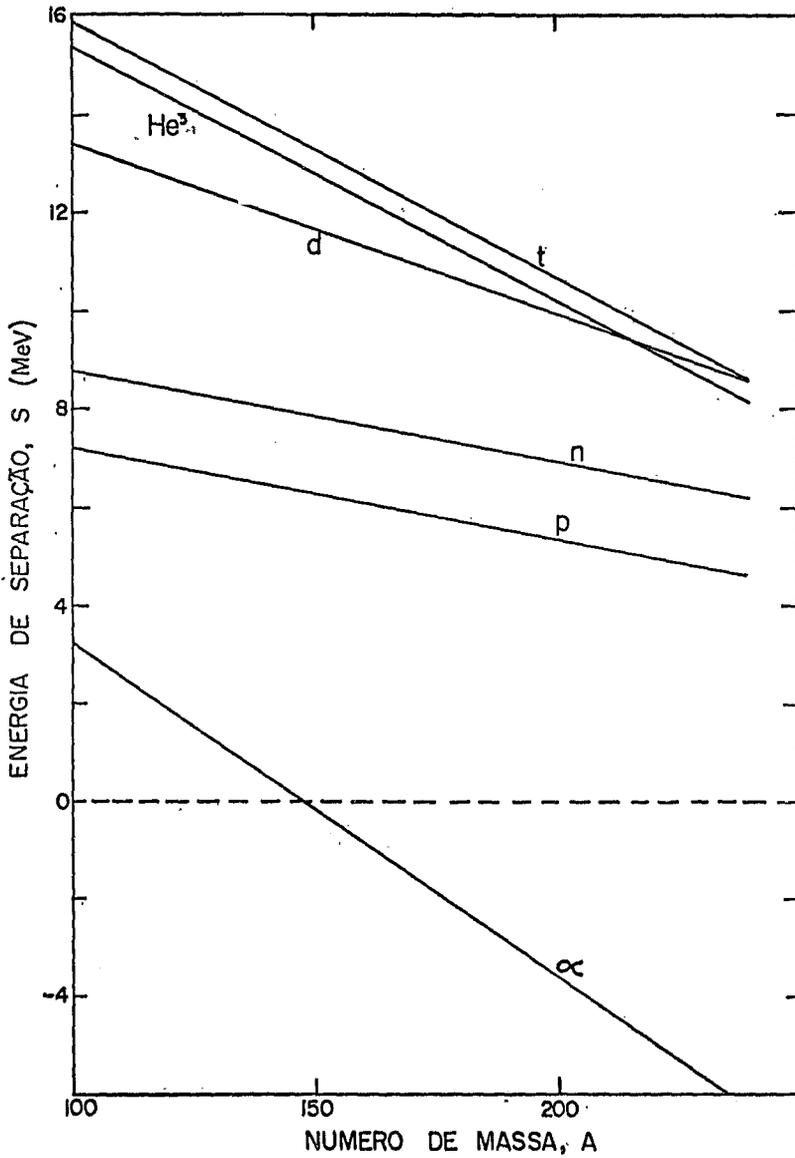


FIG. I. 5

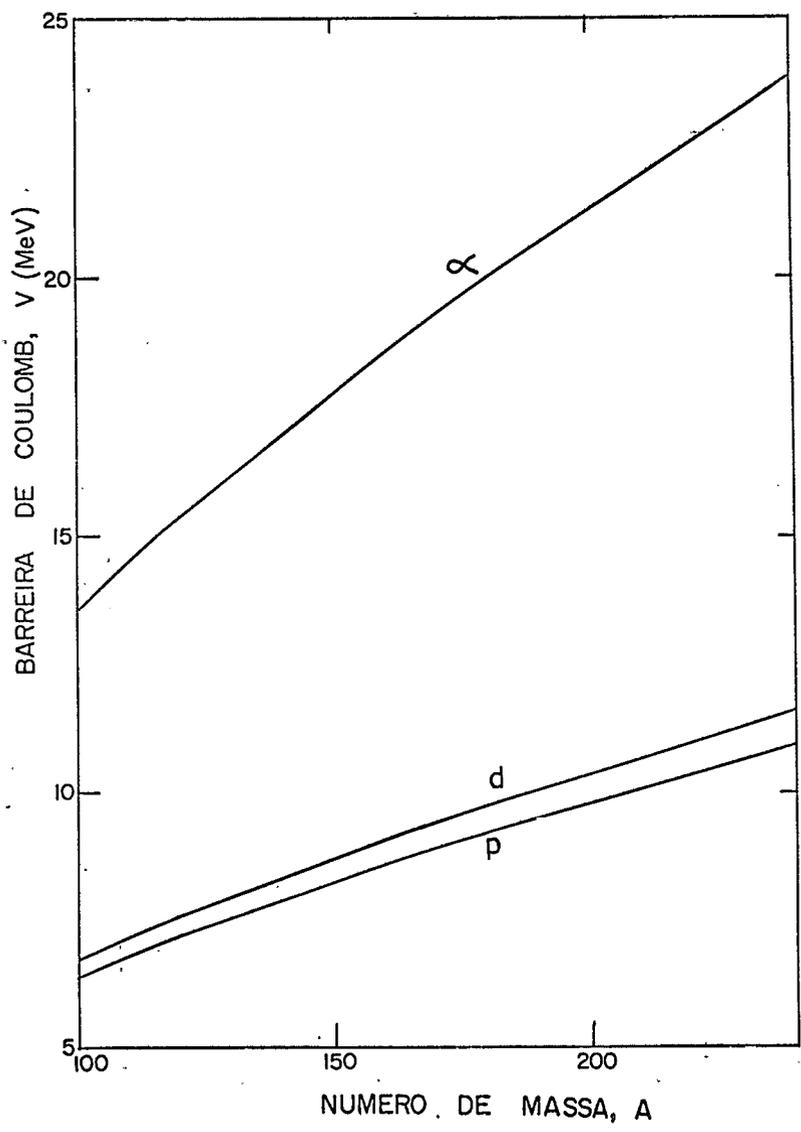


FIG. I. 6

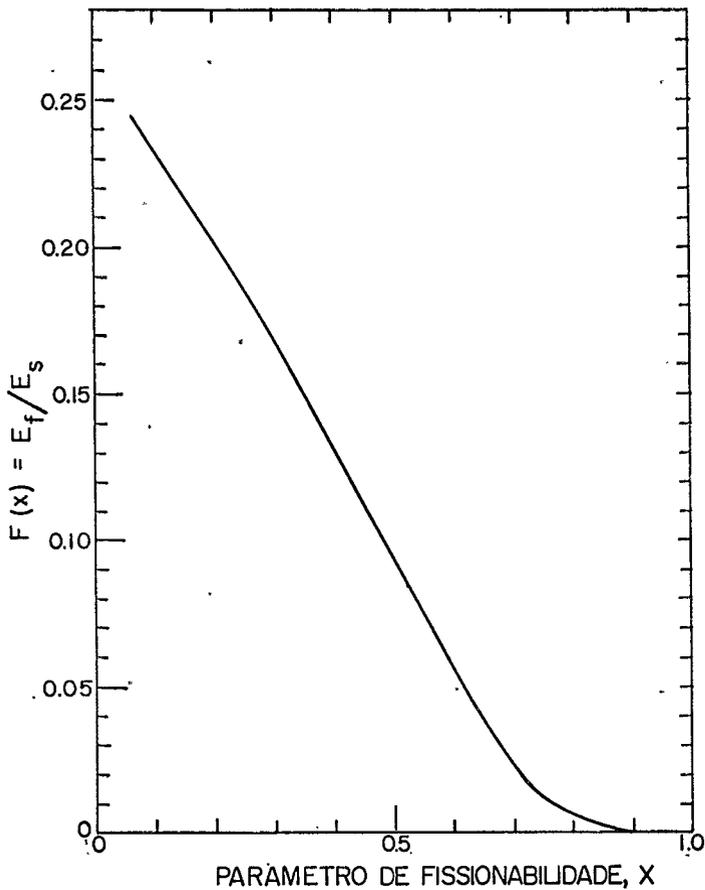


FIG. I. 7

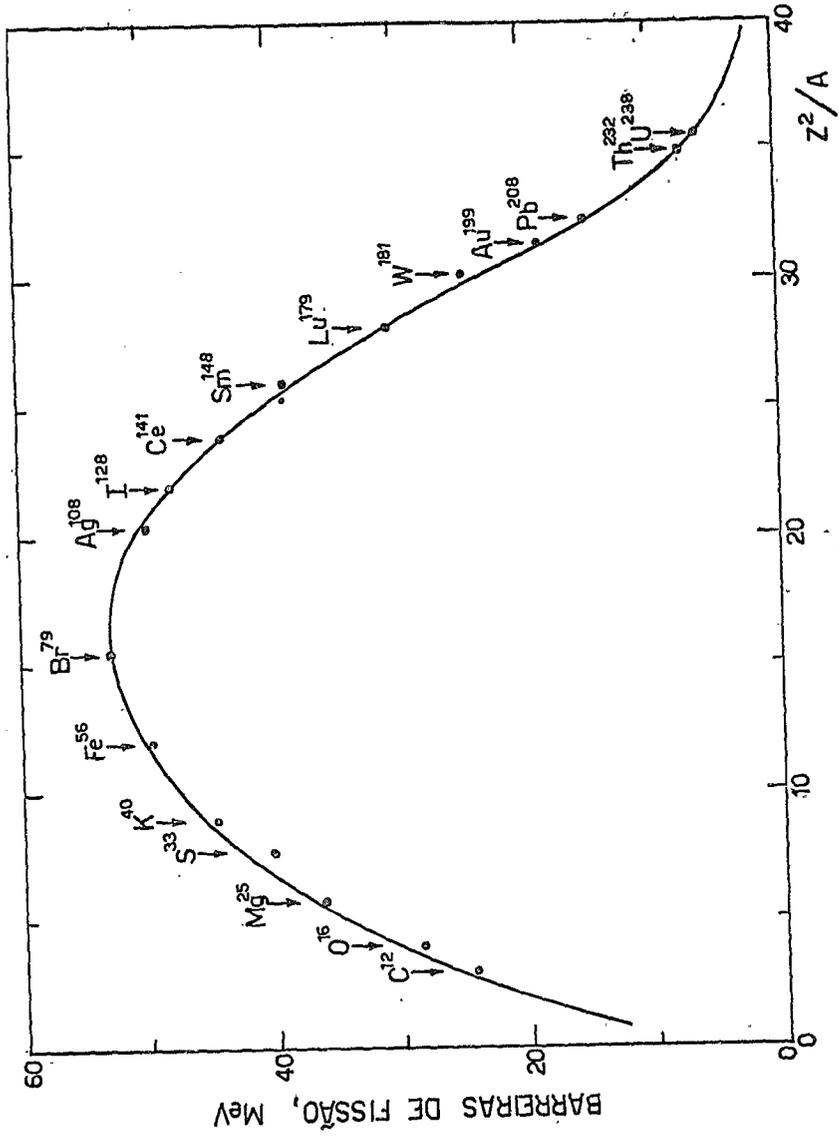


FIG. I. 8

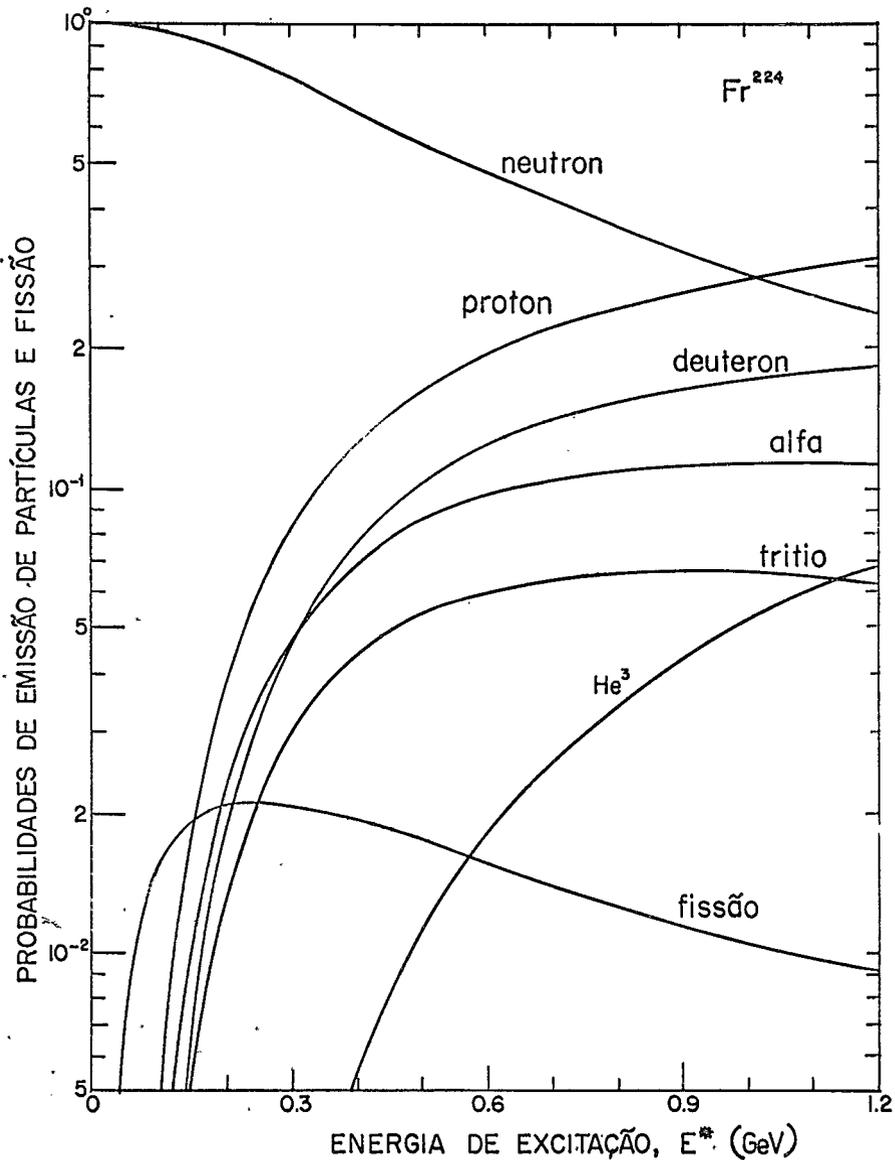
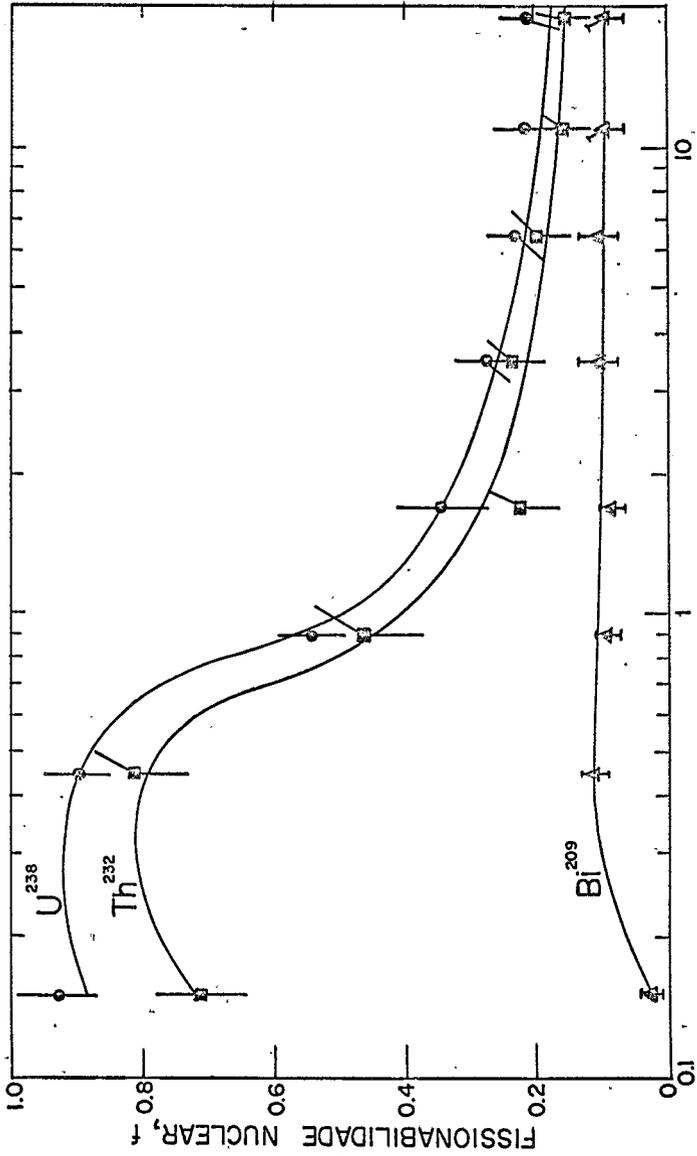


FIG. I 9



ENERGIA INCIDENTE, GeV  
FIG. I. 10

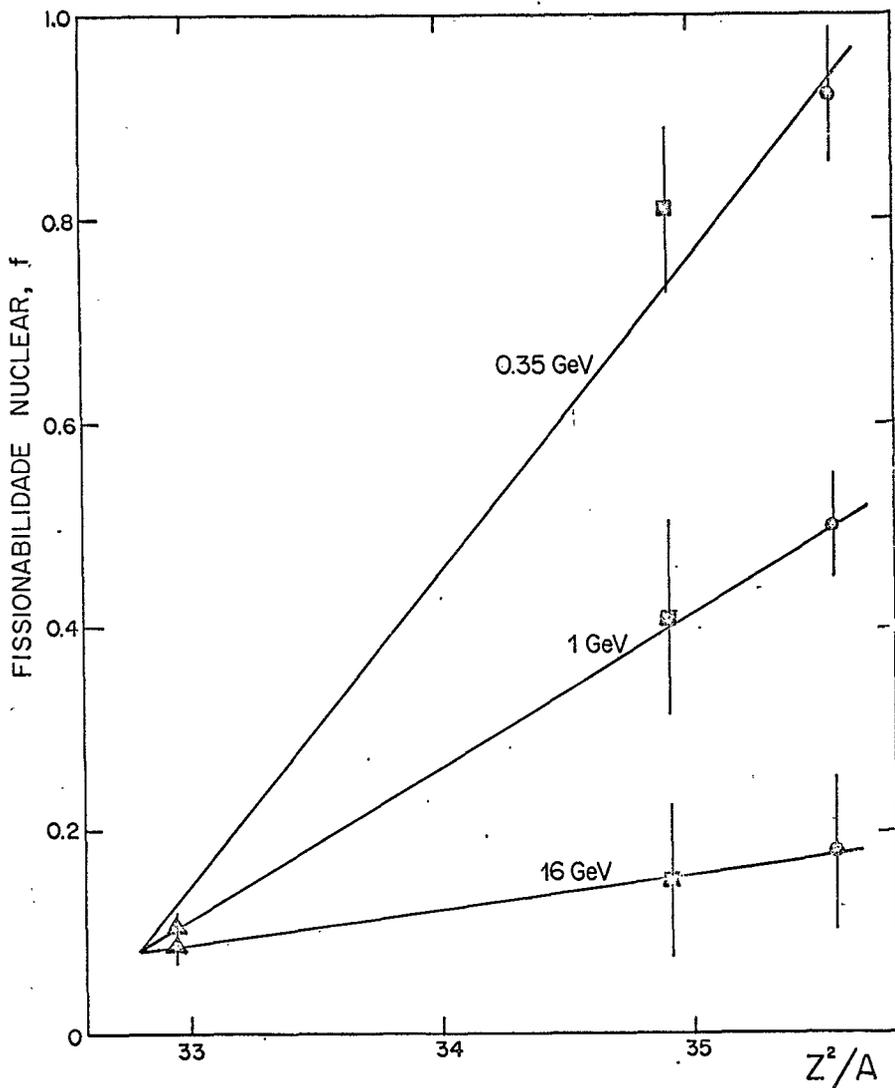
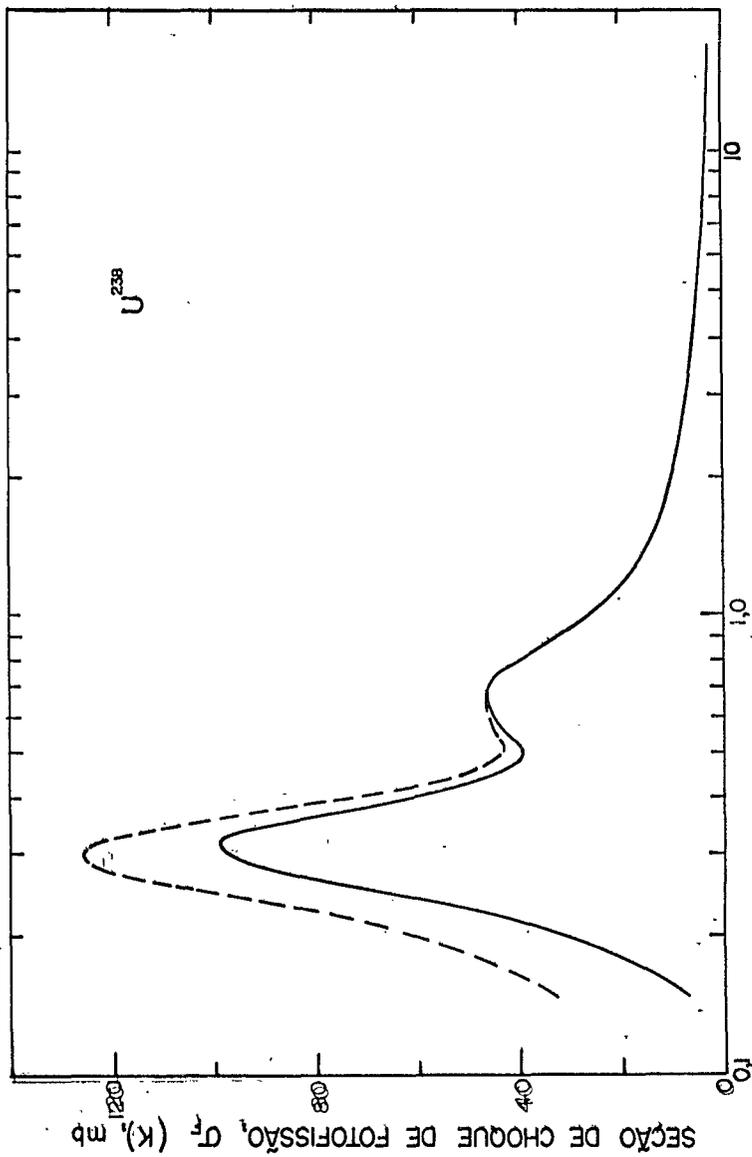
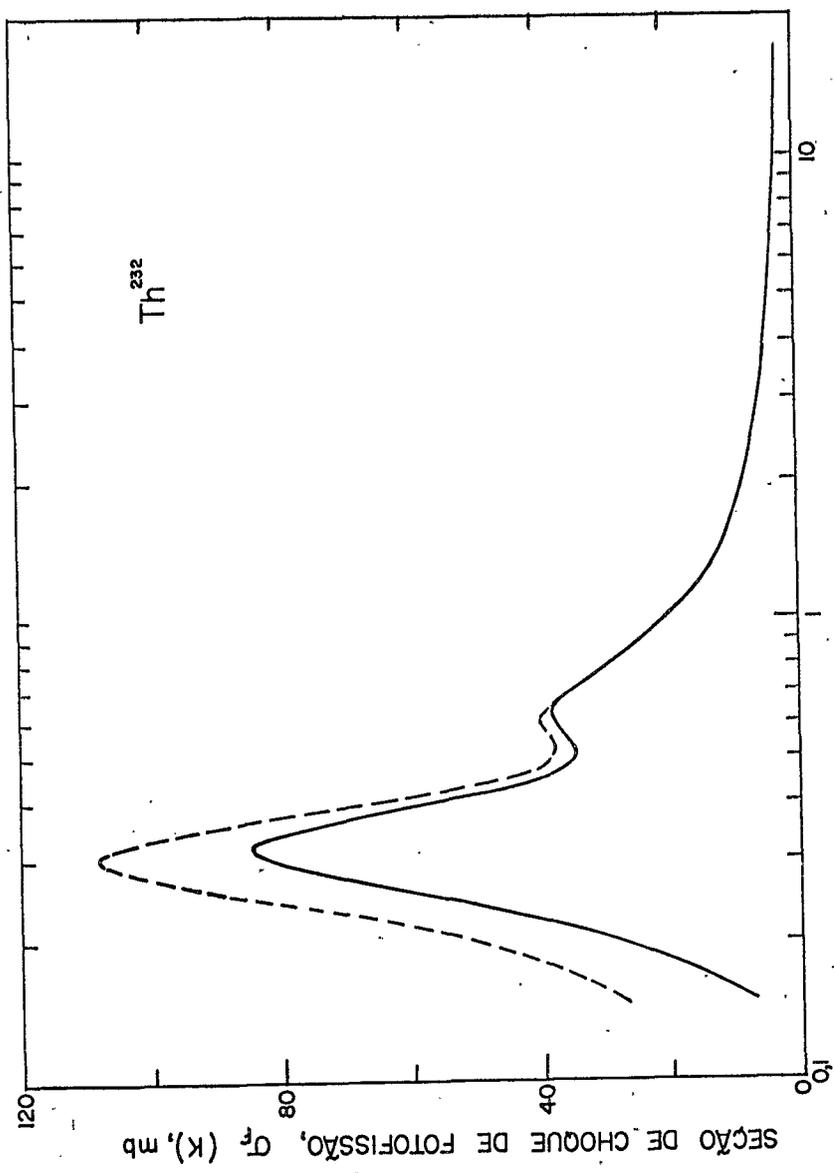


FIG. I. 11



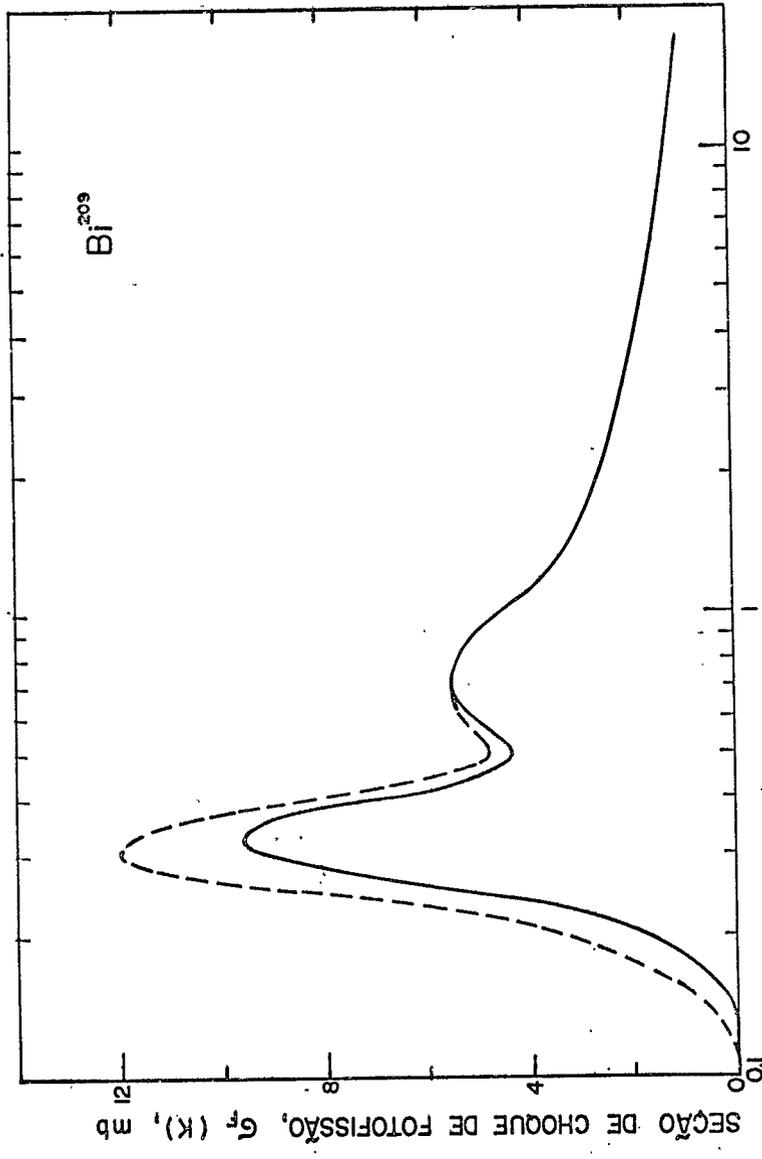
ENERGIA DO FÓTON, K (GeV)

FIG. I. 12



ENERGIA DO FÓTON, K (GeV)

FIG. I. 13



ENERGIA DO FOTÓN, K (GeV)

FIG. I. 14

$Bi^{209}$

SEÇÃO DE CHOQUE DE FOTOFISSÃO,  $\sigma_f$  (K), mb

FEIXE DE ELÉTRONS DE ENERGIA  $E_0$



R RADIADOR DE TUN - ÂNIO DE ESPESURA 0,06 COMPRIMENTOS DE RADIAÇÃO

FEIXE DE BREMSSTRÄHLUNG DE ENERGIA  $0 \leq K \leq E_0$



C<sub>1</sub> COLIMADOR DE ABERTURA 4 mm x 4 mm

C<sub>2</sub> COLIMADOR DE ABERTURA 12 mm x 12 mm

M<sub>1</sub> e M<sub>2</sub> "SWEEPING MAGNETS"

EP ESPECTROMETRO DE PAR

A ALVOS DE EMULSÃO NUCLEAR

Q QUANTOMETRO DE WILSON

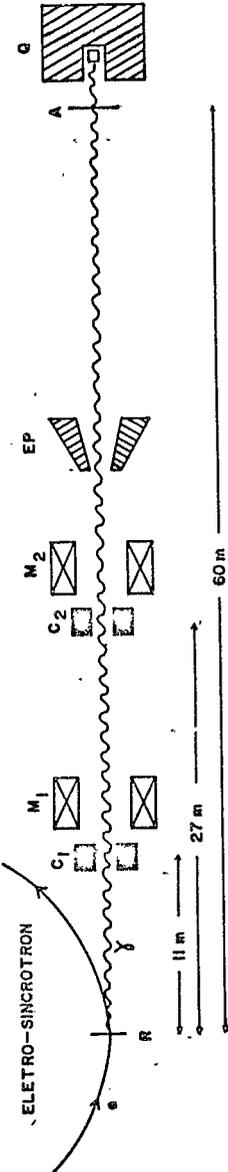
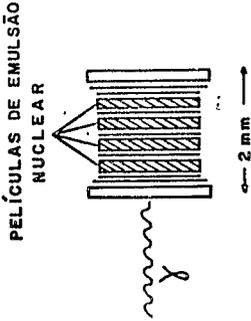
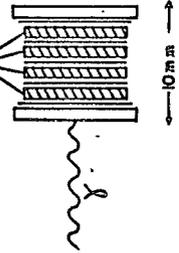
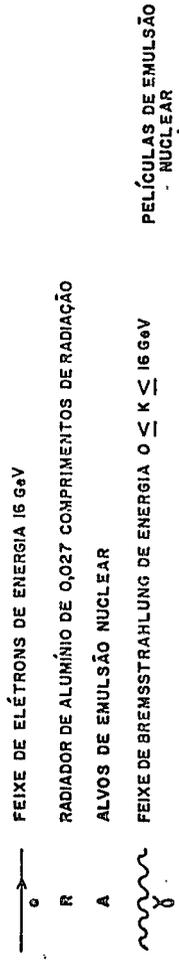


FIG. II. I

FIG. II.1



- C<sub>1</sub> o C<sub>2</sub> COLIMADORES DE ABERTURA 23 mm x 23 mm
- M<sub>1</sub> o M<sub>2</sub> " SWEEPING MAGNETS "
- MC MONITOR CERENKOV
- SEM MONITOR DE EMISSÃO SECUNDÁRIA
- SEQ QUANTÔMETRO DE EMISSÃO SECUNDÁRIA
- S ESPECTRÔMETRO DE 20 GeV/c

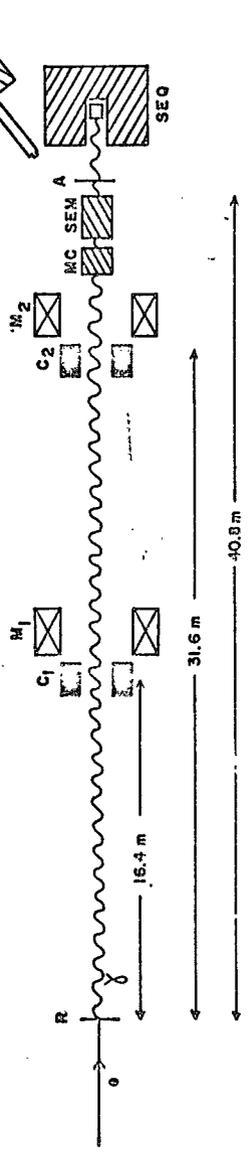


FIG. II.2

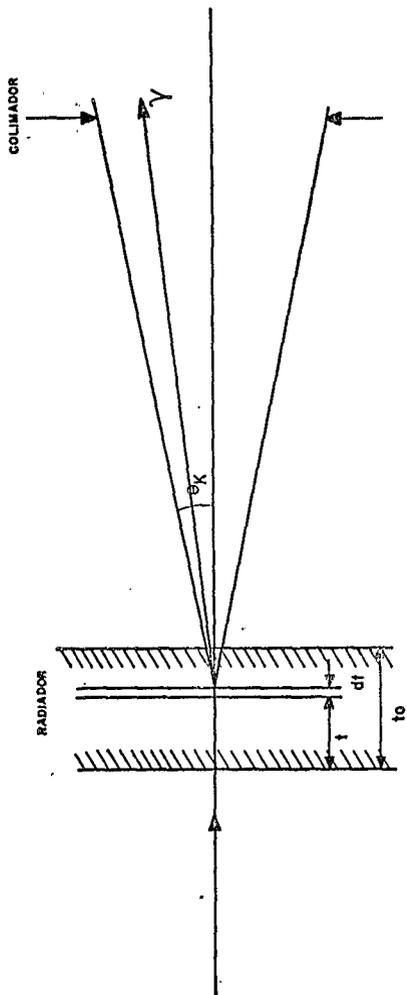


FIG. I.3

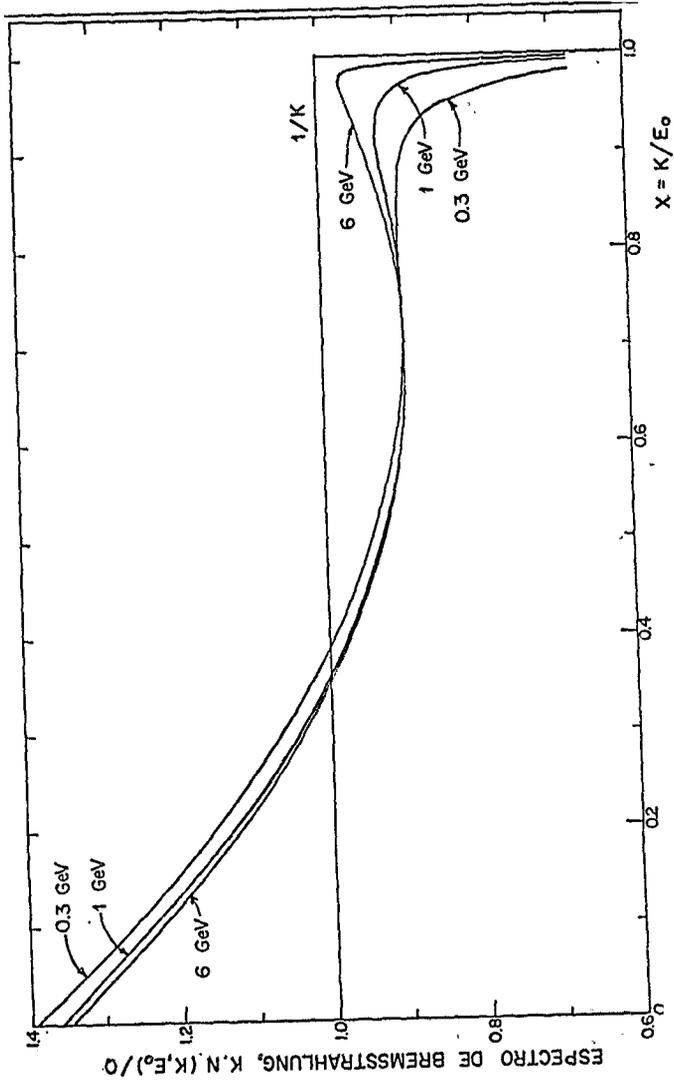


FIG. II. 4

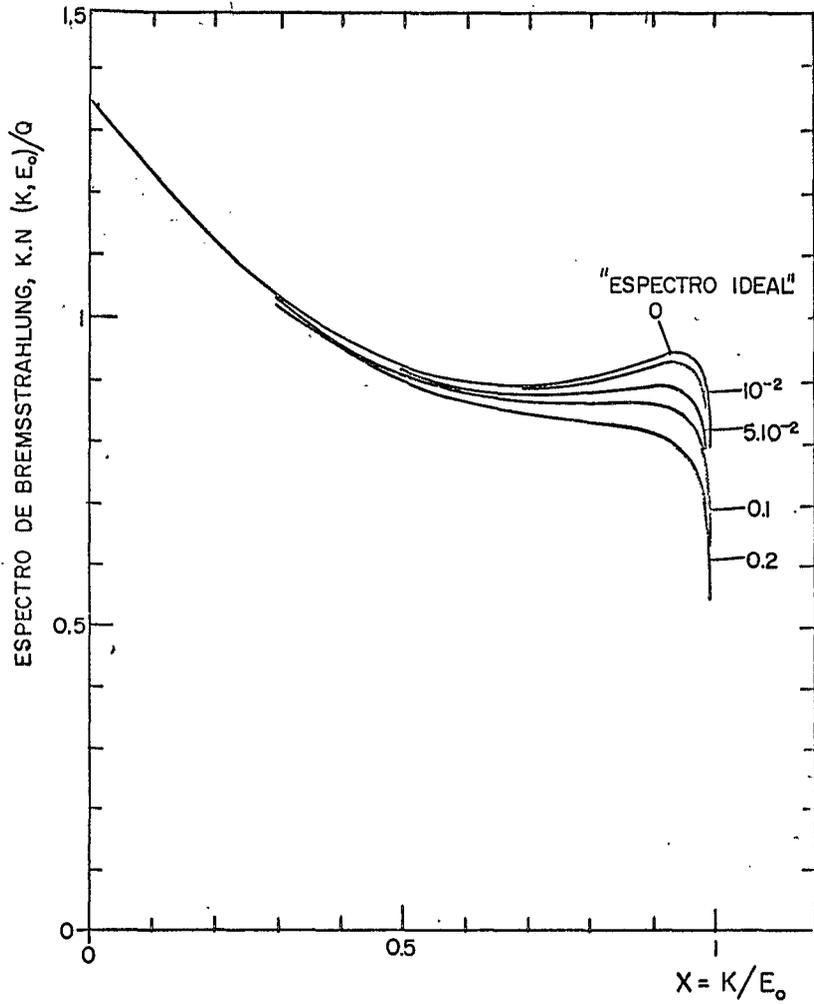


FIG. II. 5

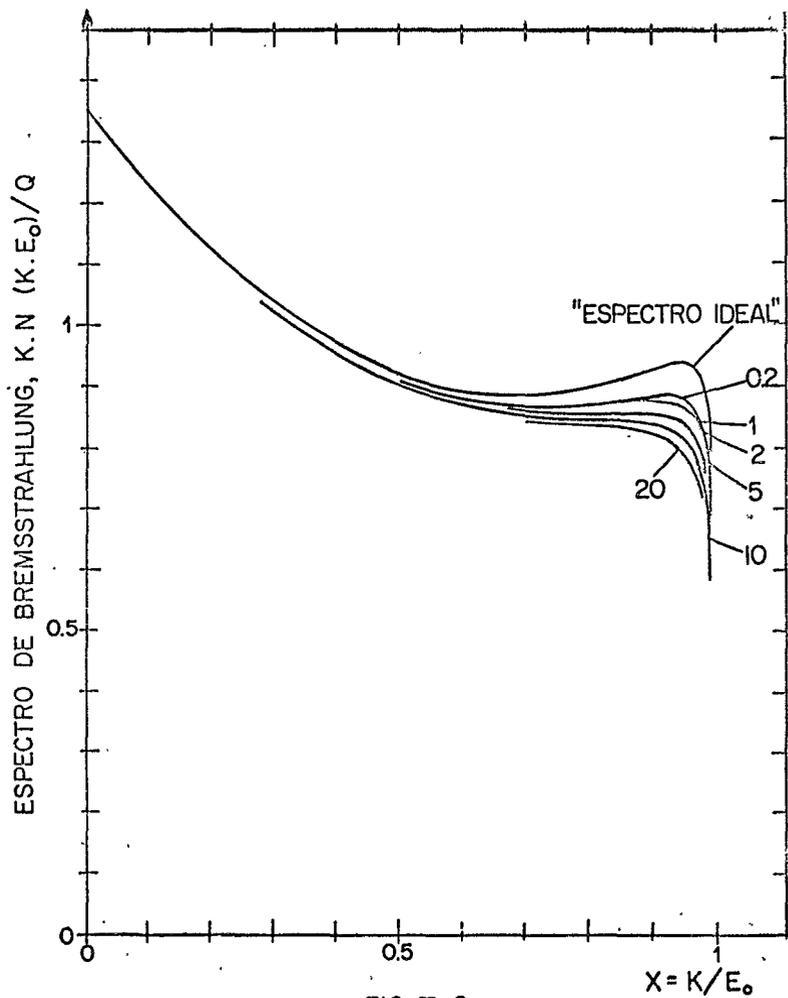


FIG. II. 6

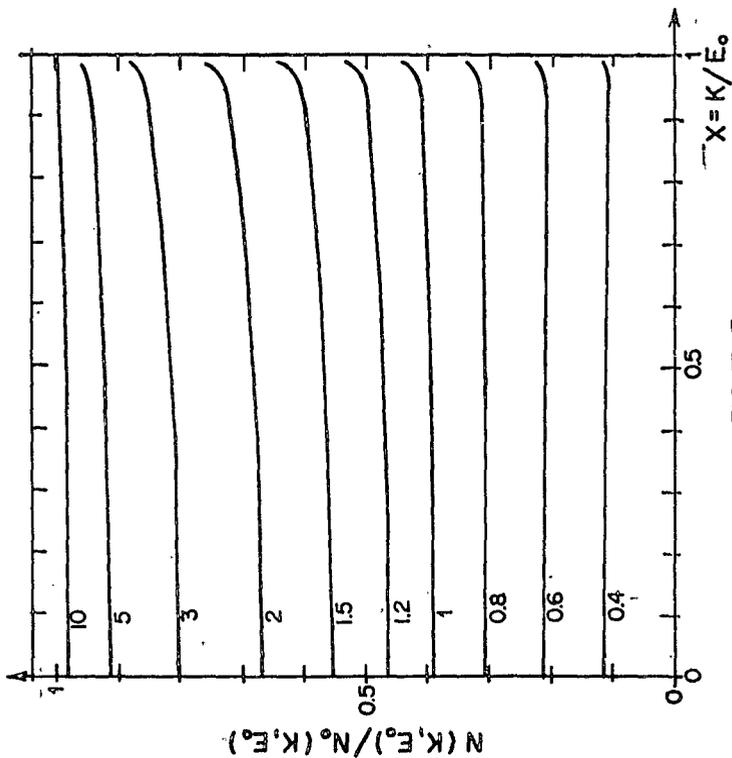


FIG. II. 7

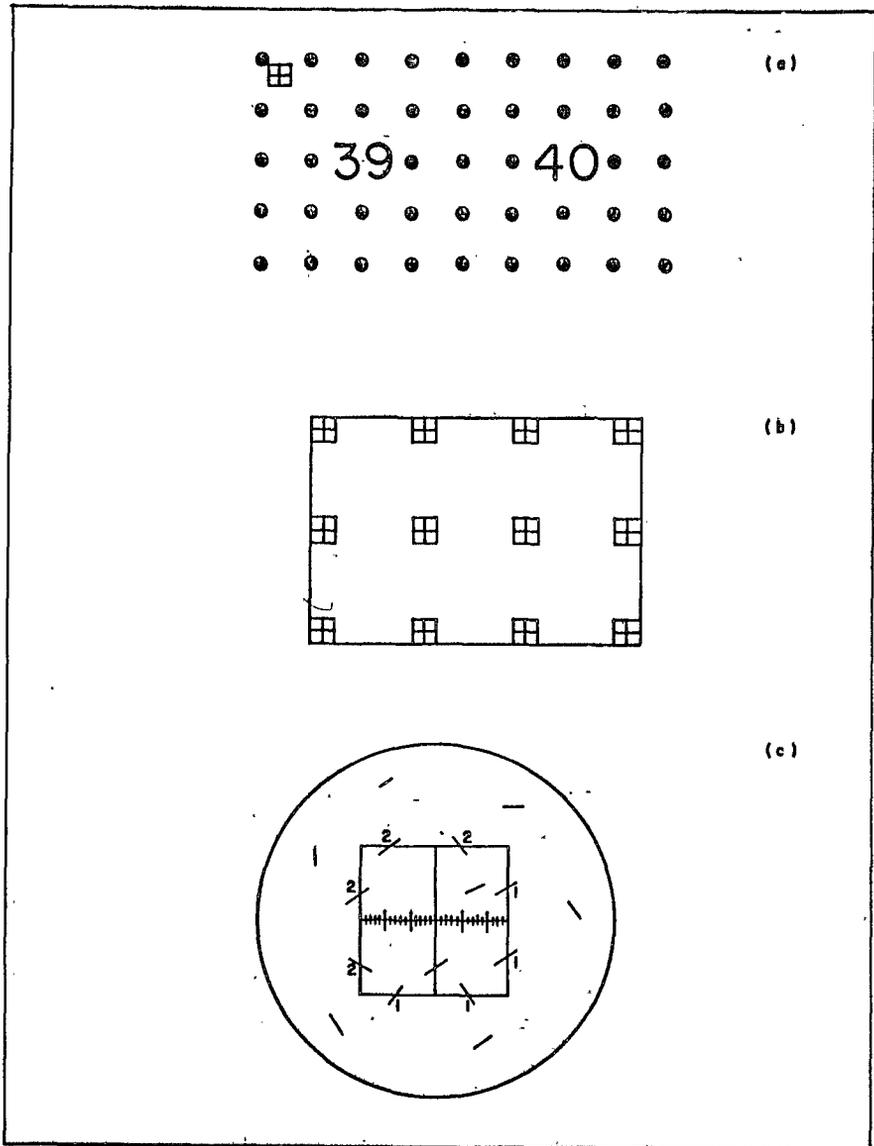
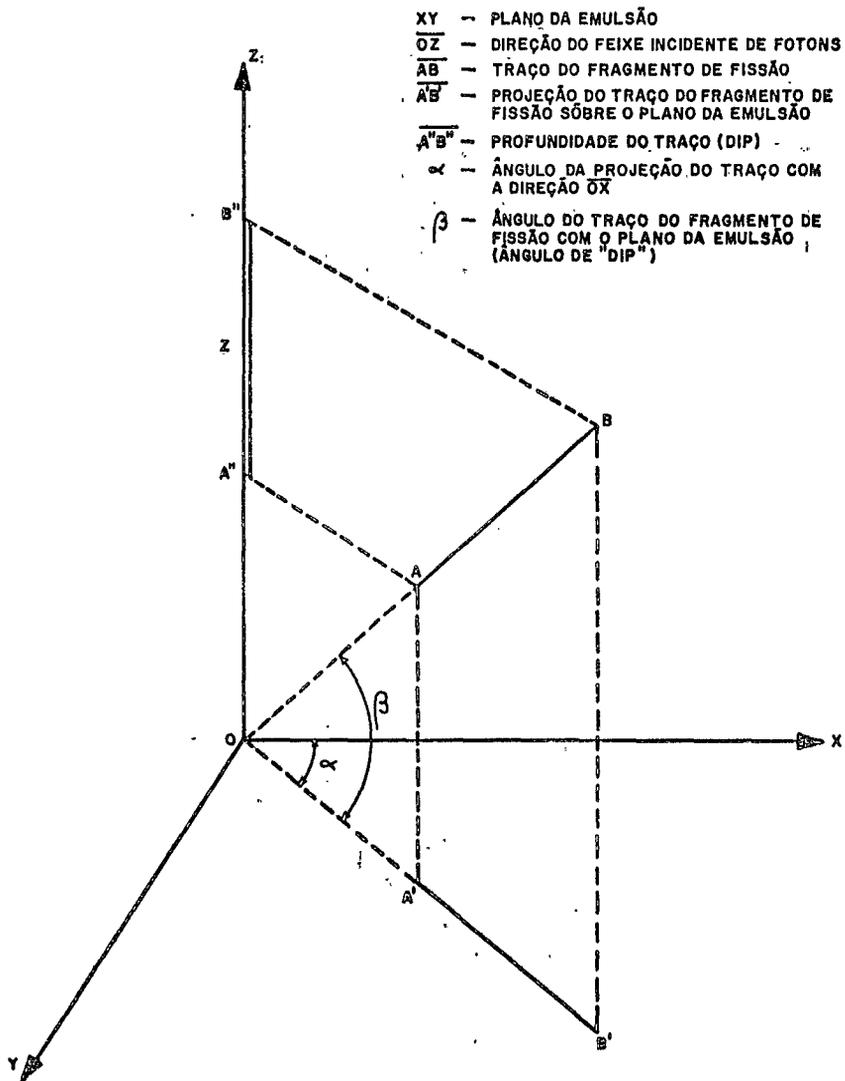


FIG. II. 6



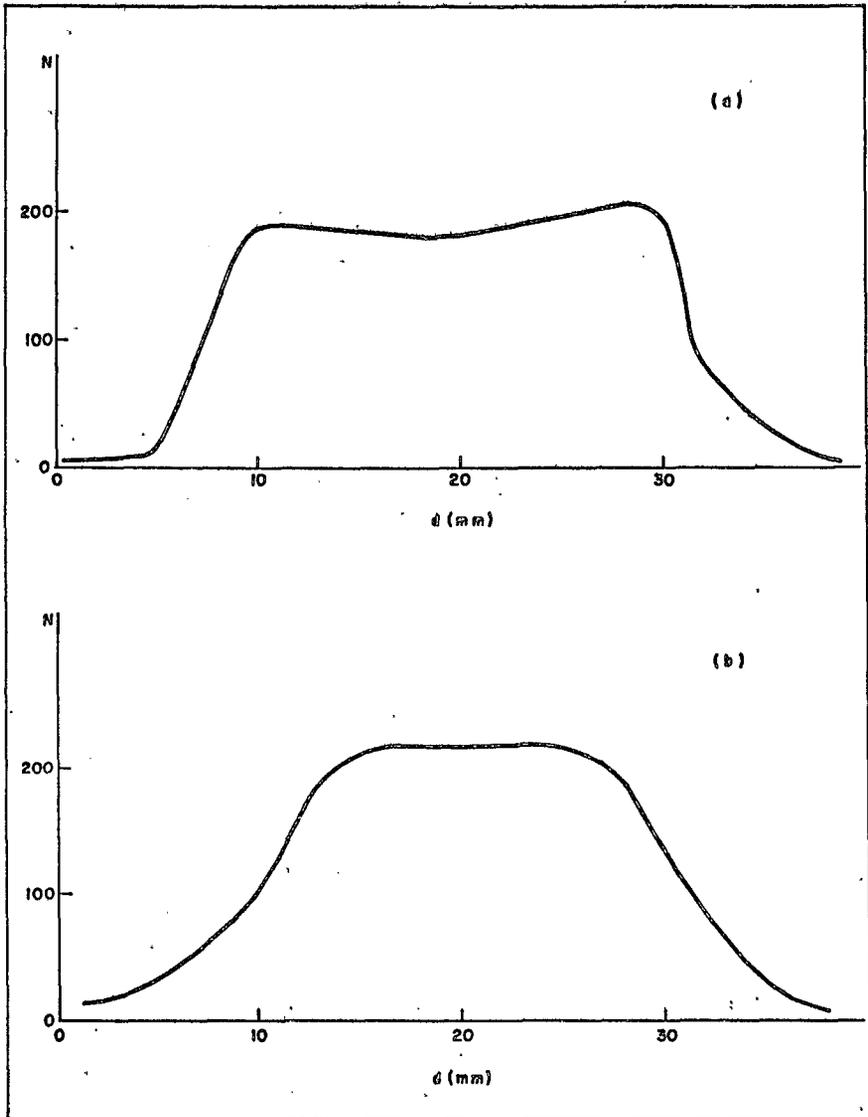


FIG. III.1

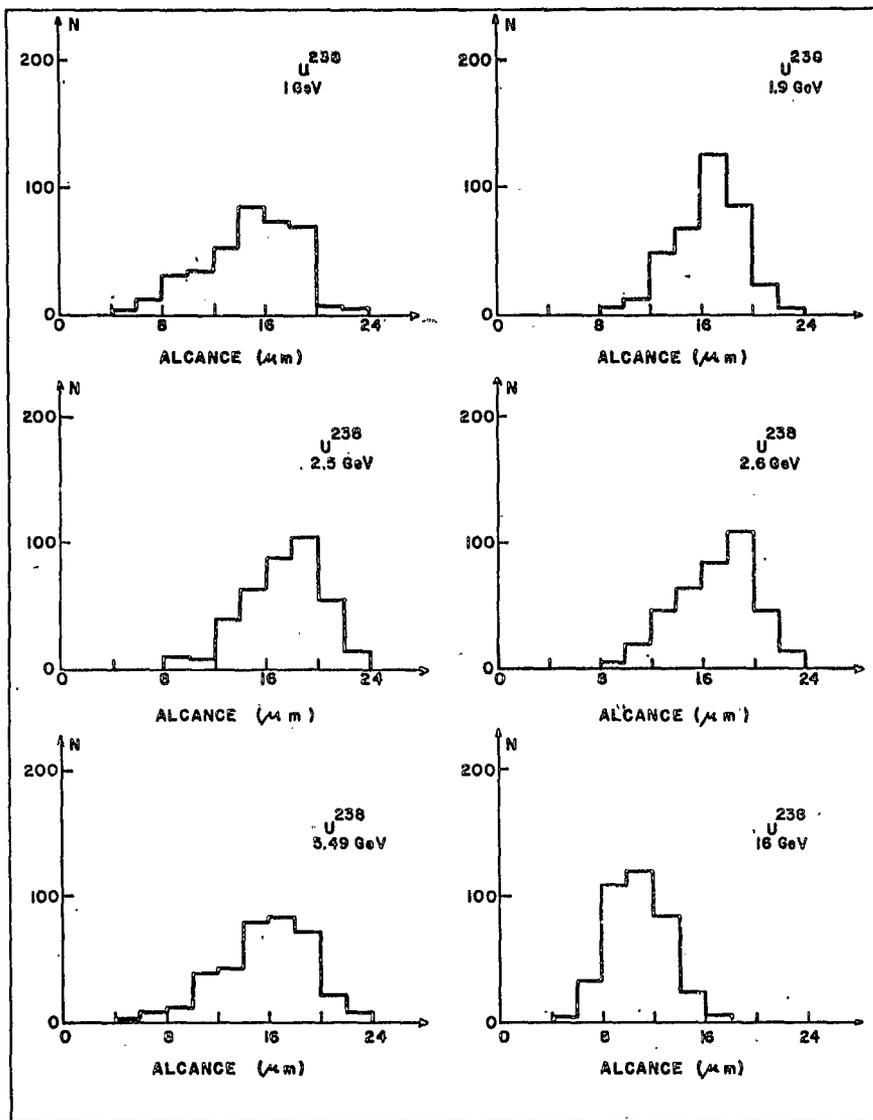


FIG. III.2

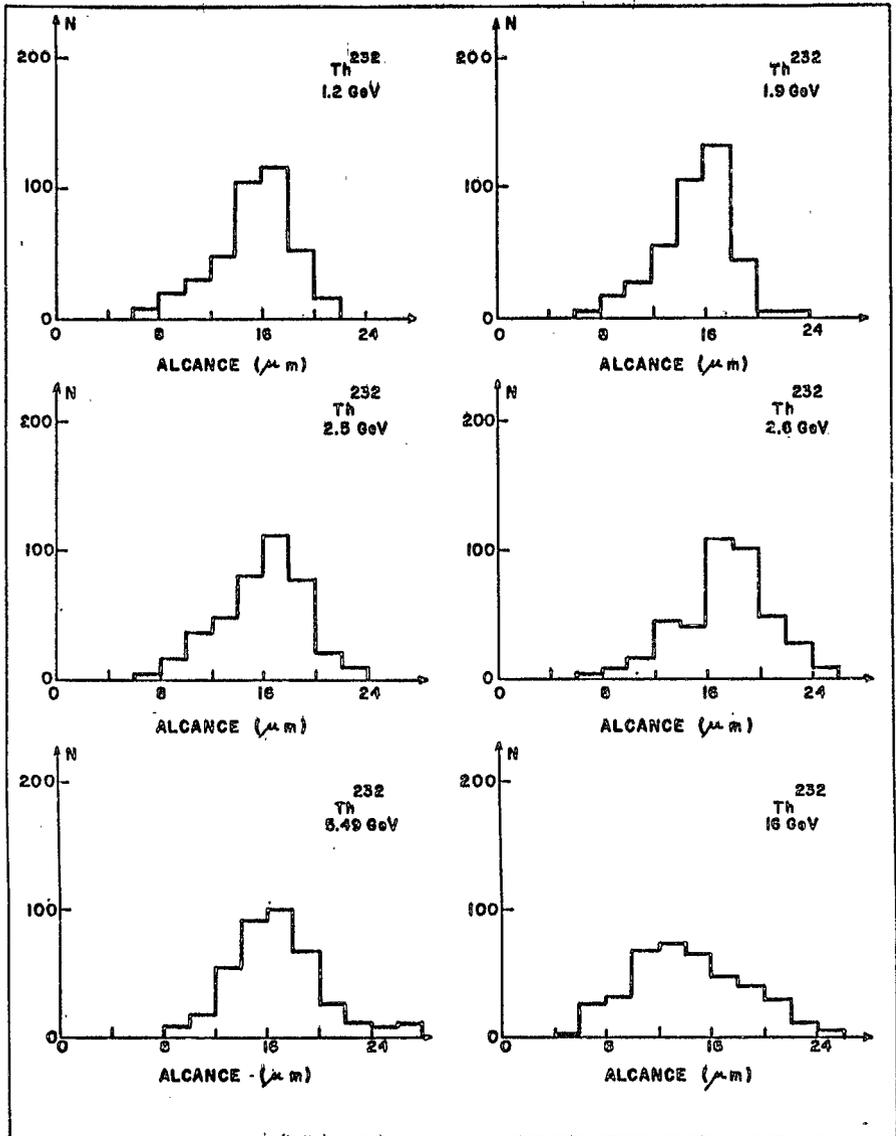


FIG. III. 3

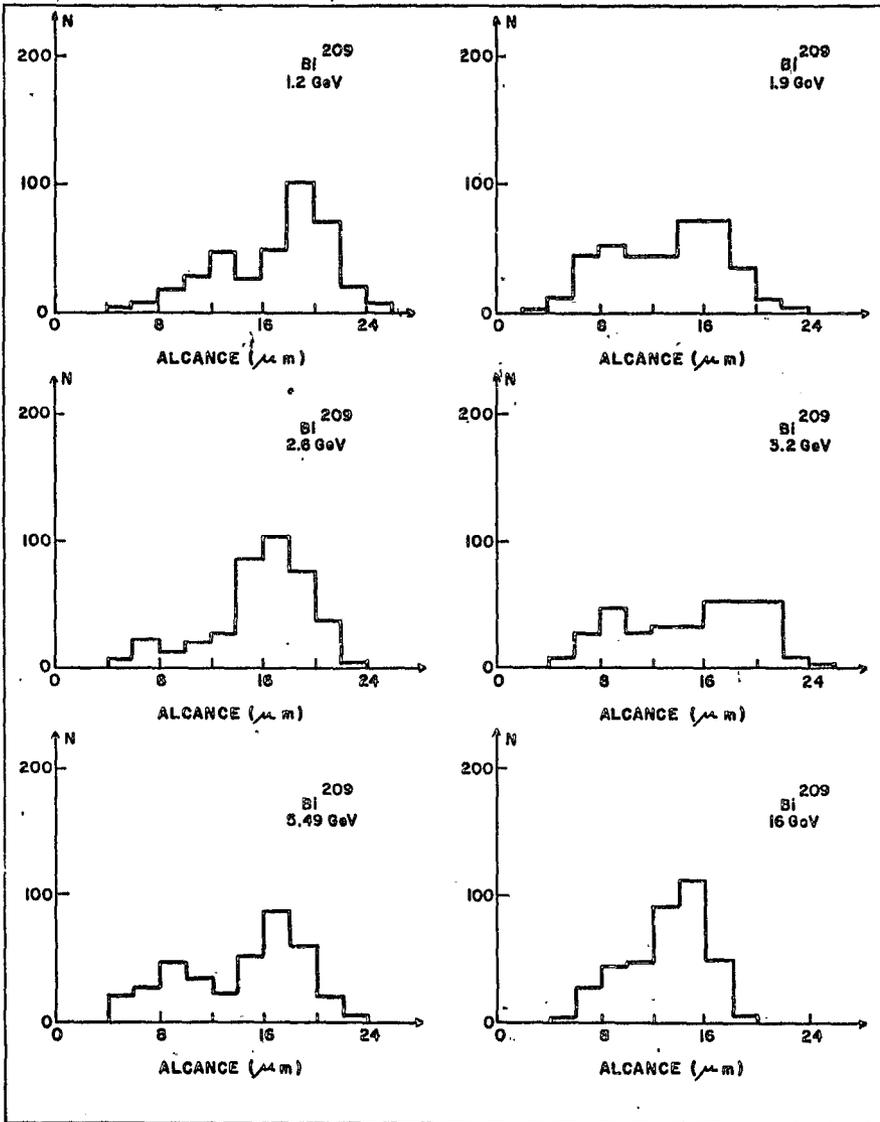
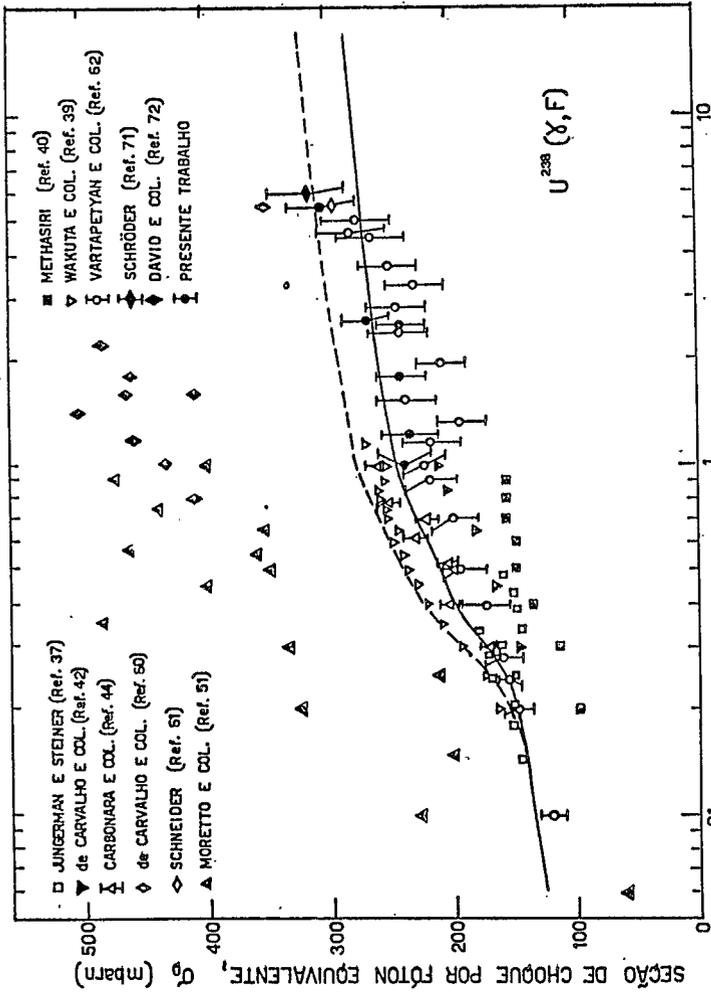
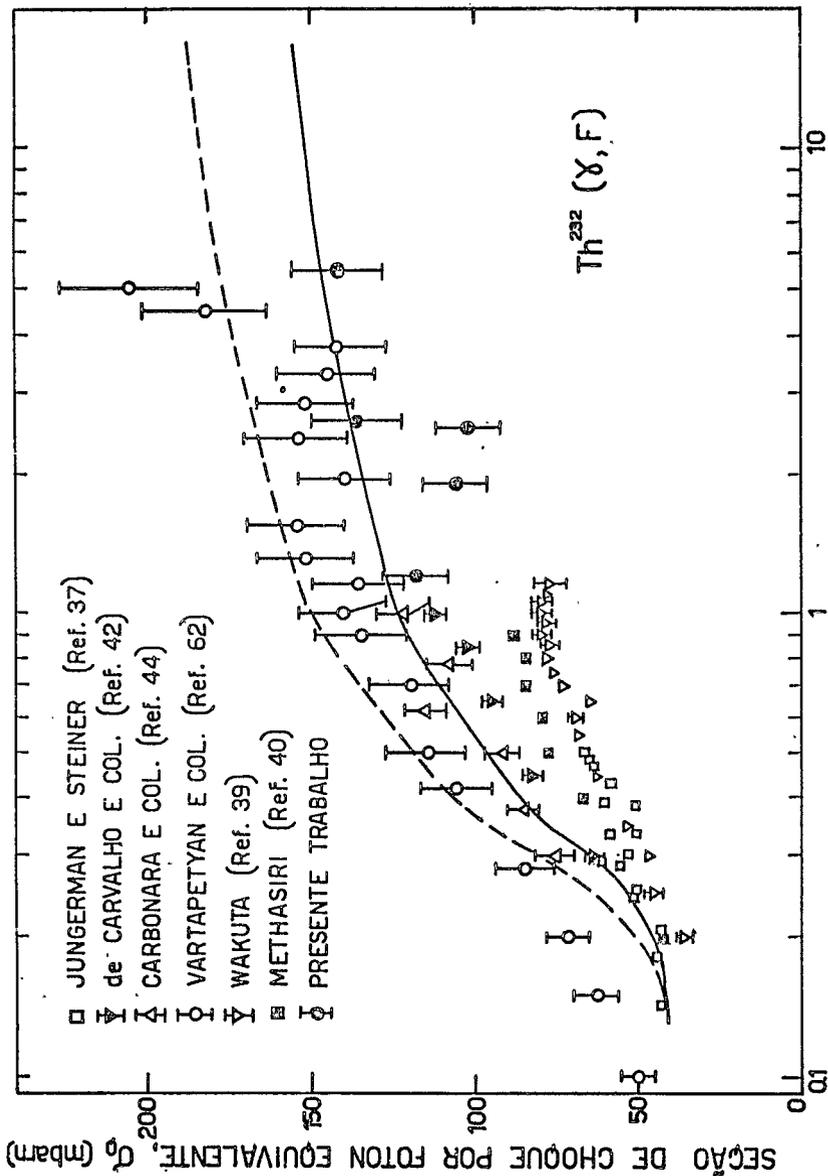


FIG. III.4



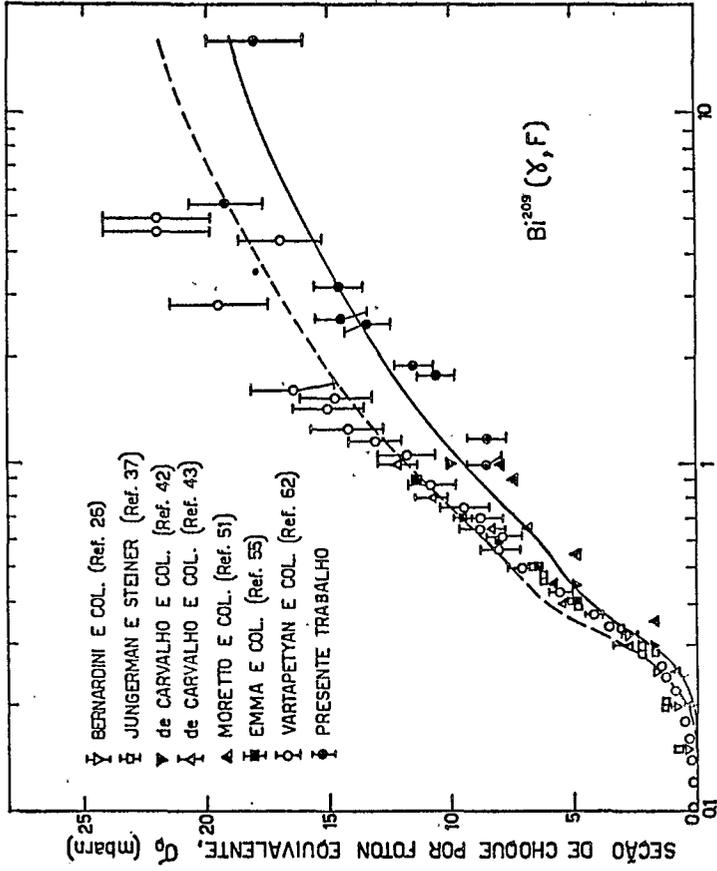
ENERGIA MÁXIMA DO ESPECTRO DE BREMSSTRAHLUNG,  $E_0$  (GeV)  
FIG. III. 5



ENERGIA MÁXIMA DO ESPECTRO DE FREMSSTRAHLUNG,  $E_0$  (GeV)

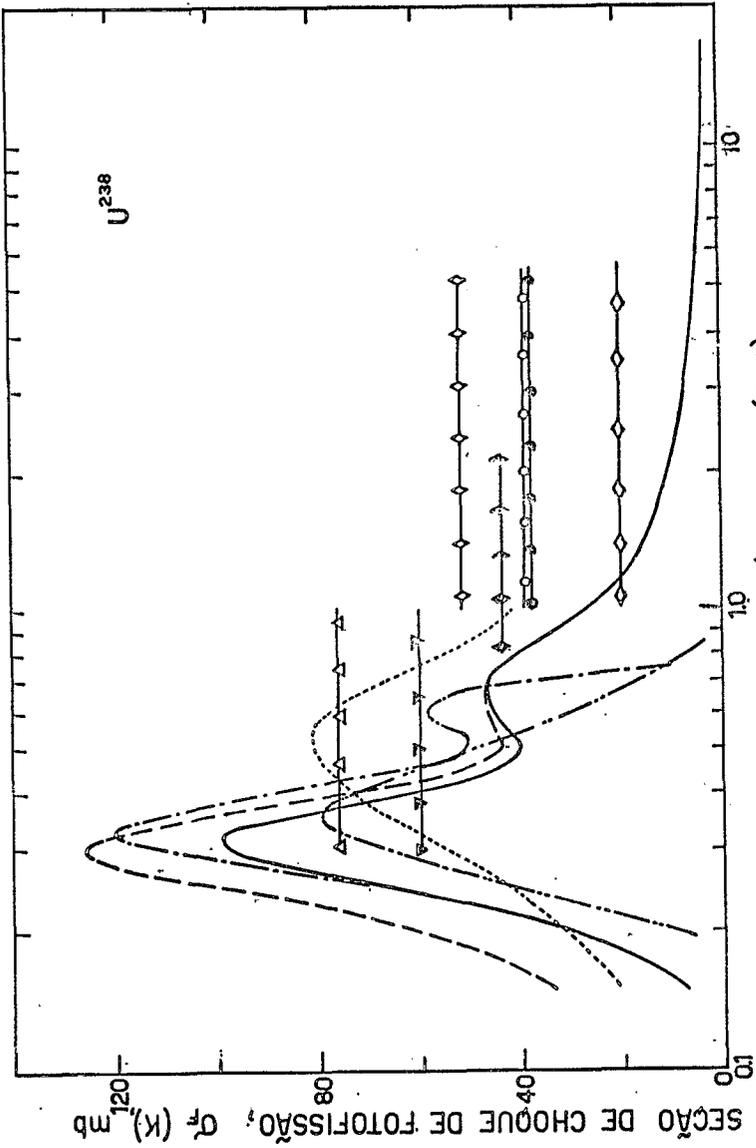
FIG. III. 6

FIG. III. 6



ENERGIA MÁXIMA DO ESPECTRO DE BREMSSTRAHLUNG,  $E_0$  (GeV)

FIG. III. 7



ENERGIA DO FÓTON, K (GeV)

FIG. III.8

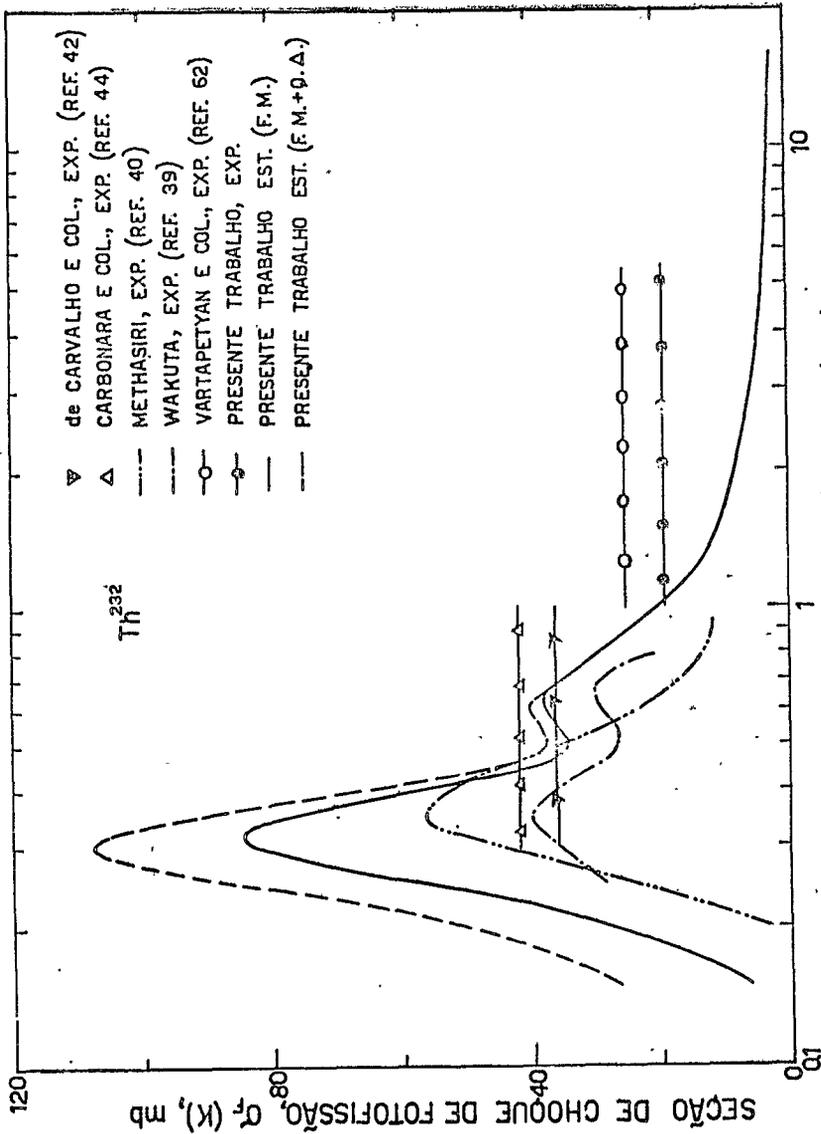
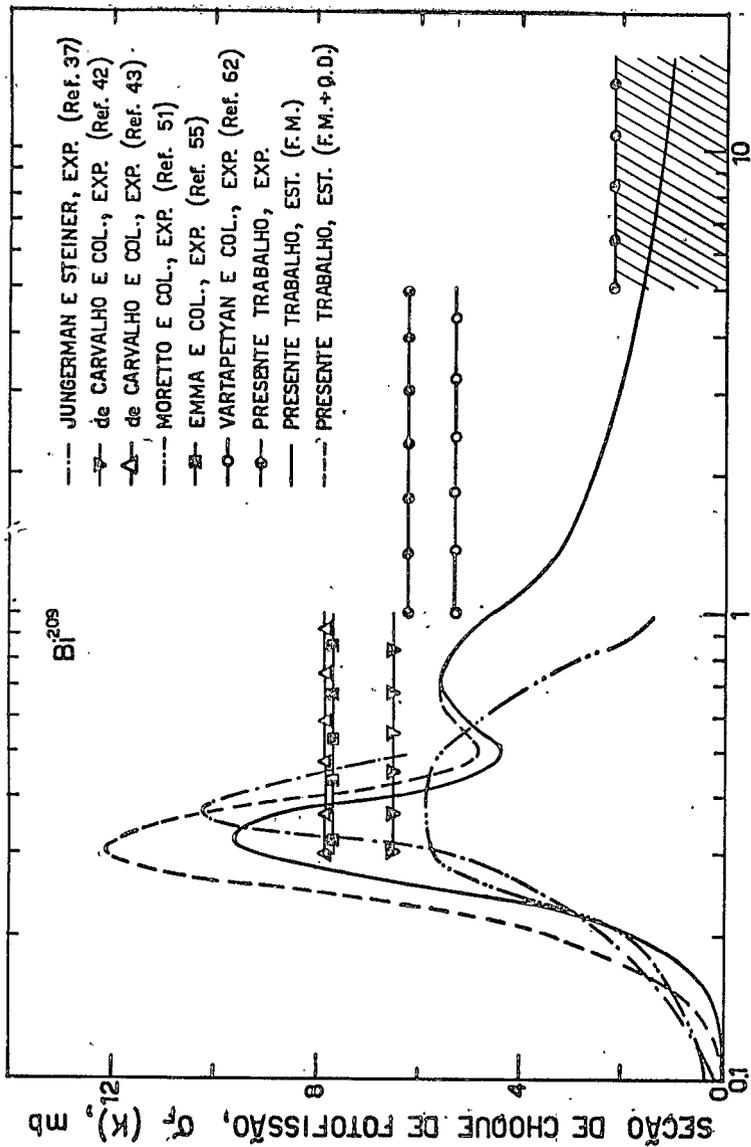


FIG. III.9



## A P Ê N D I C E A

### A.1. Seleção do Núcleo Residual do Final de Cascata, Energia de Excitação e Energia das Partículas Evaporadas.

Para o cálculo da fissionabilidade nuclear pelo método de Monte Carlo desenvolvido no Capítulo I, foram assumidas distribuições para o número de nucleons emitidos na cascata (Eq. (1.16)), para a energia de excitação do núcleo residual (Eq. (1.17)) e para a energia das partículas evaporadas (Eq. (1.34)). Usamos um mesmo procedimento para a seleção dessas diferentes grandezas a partir de suas apropriadas distribuições. Por exemplo, tomemos a distribuição (1.16),

$$N(x) dx = \text{Cte } x^2 e^{-3x/\bar{x}} dx, \quad x \geq 0 \quad (\text{A.1})$$

onde  $x$  representa o número de nucleons ou prótons emitidos na cascata e  $\bar{x}$  o valor médio, isto é,  $\overline{\Delta A}$  ou  $\overline{\Delta Z}$ . Fazendo a mudança de variável,

$$y = 3x/\bar{x}, \quad (\text{A.2})$$

obtemos

$$N(y) dy = \text{Cte } y^2 e^{-y} dy \quad (\text{A.3})$$

Em seguida, a distribuição (A.3) foi dividida em cem intervalos de igual probabilidade, por meio dos pontos de divisão  $y_n$ , isto é,

$$\frac{\int_{y_n}^{y_{n+1}} y^2 e^{-y} dy}{\int_0^{\infty} y^2 e^{-y} dy} = \frac{1}{100} \quad (\text{A.4})$$

A equação (A.4) conduz ao seguinte sistema

$$\begin{aligned}
 y_0 &= 0 \\
 e^{-y_1} (y_1^2/2 + y_1 + 1) &= 99/100 \\
 e^{-y_2} (y_2^2/2 + y_2 + 1) &= 98/100 \\
 &\dots\dots\dots \\
 e^{-y_n} (y_n^2/2 + y_n + 1) &= (100-n)/100
 \end{aligned}
 \tag{A.5}$$

Os valores de  $y_n$  foram obtidos de um gráfico de  $e^{-y}(y^2/2+y+1)$  contra  $y$ .

Na Fig. A.1 (página seguinte) podemos ver as funções que dão os valores de  $y$  correspondentes aos valores de  $n$  os quais são seleccionados ao acaso no intervalo 0-100. De modo que, por exemplo, o número de nucleons emitidos na cascata será, de acordo com a Eq. (A.2), dado por

$$\Delta A = \frac{\overline{\Delta A}}{3} y_n
 \tag{A.6}$$

sendo  $\overline{\Delta A}$  fornecido pela Fig. I.4 para as diferentes energias do fóton incidente, e  $y_n$  a curva contínua da Fig. A.1. De modo análogo, obteríamos

$$\Delta Z = \frac{\overline{\Delta Z}}{3} y_n
 \tag{A.7}$$

De maneira semelhante, obtemos para a energia de excitação do núcleo residual o seguinte resultado:

$$\begin{aligned}
 E^* &= \frac{E_i}{2} y_n, \quad E_i \leq B^* \\
 E^* &= \frac{B^*}{2} y_n, \quad E_i > B^*
 \end{aligned}
 \tag{A.8}$$

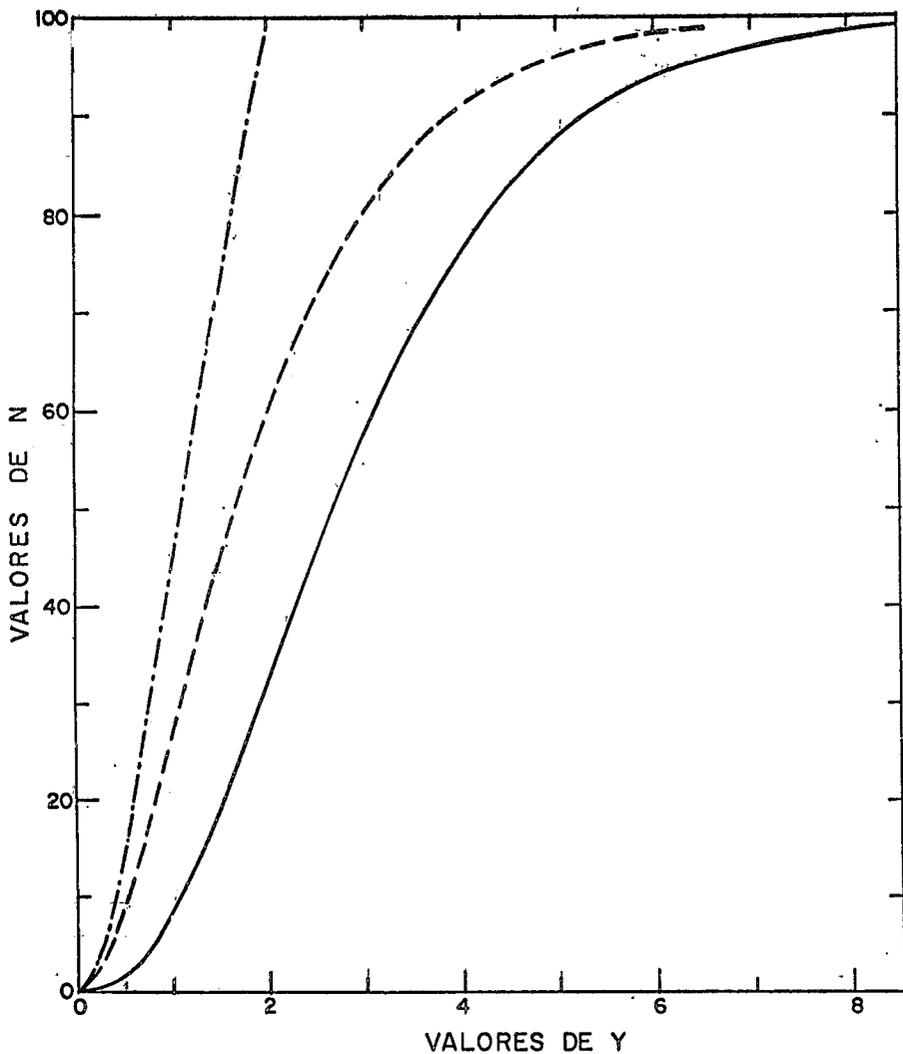


FIG. A.1 -AS FUNÇÕES QUE DÃO O NÚMERO DE NUCLEONS EMITIDOS NA CASCATA (—), A ENERGIA DAS PARTÍCULAS EVAPORADAS (---), E A ENERGIA DE EXCITAÇÃO DO NÚCLEO RESIDUAL (— · —)

onde  $E_i$  é a energia do fóton incidente,  $B^*$  é a energia de ligação do núcleo residual e  $y_n$  é a curva de traço-ponto da Fig. (A.1). Finalmente, temos para a energia cinética das partículas evaporadas o resultado:

$$E_{c_j} = V_j + T(E^* - S_j - V_j) y_n \quad (A.9)$$

sendo  $V_j$  a barreira de Coulomb corrigida para o efeito túnel e temperatura nuclear,  $T$  (Eq. (1.26)), e  $y_n$  é a curva tracejada da Fig. (A.1).

Como ilustração, na Fig. A.2 (página seguinte) mostramos exemplos de distribuições do número de nucleons emitidos na casca para fótons incidentes de energia 6,5 GeV (a), energia de excitação do núcleo residual para energia incidente de 1,6 GeV no  $U^{238}$  (b), e energia cinética de prótons evaporados (histograma de traço contínuo em c) e partículas alfa evaporadas (histograma tracejado em c) para o  $Hg^{191}$  com energia de excitação de 500 MeV.

## A.2 Seleção da Via de Desexcitação do Núcleo Residual

Mediante as Eqs. (1.22) e (1.29), as probabilidades relativas de evaporação de neutron, próton, dêuteron, trítio,  $He^3$ , partícula alfa e fissão nuclear foram calculados para os diferentes nuclídeos como função da energia de excitação (veja, como exemplo, a Fig. I.9). As probabilidades de evaporação das diferentes partículas e fissão nuclear foram então colocadas num gráfico como mostrado na Fig. A.3, onde consideramos, por exemplo, o caso do  $Fr^{224}$ . Para uma dada energia de excitação, digamos 500 MeV, como na Fig. A.3, a região 0-1 (que é a probabilidade de evaporação de neutron) corresponde a emissão de neutron; a região 1-2 (que é a probabili-

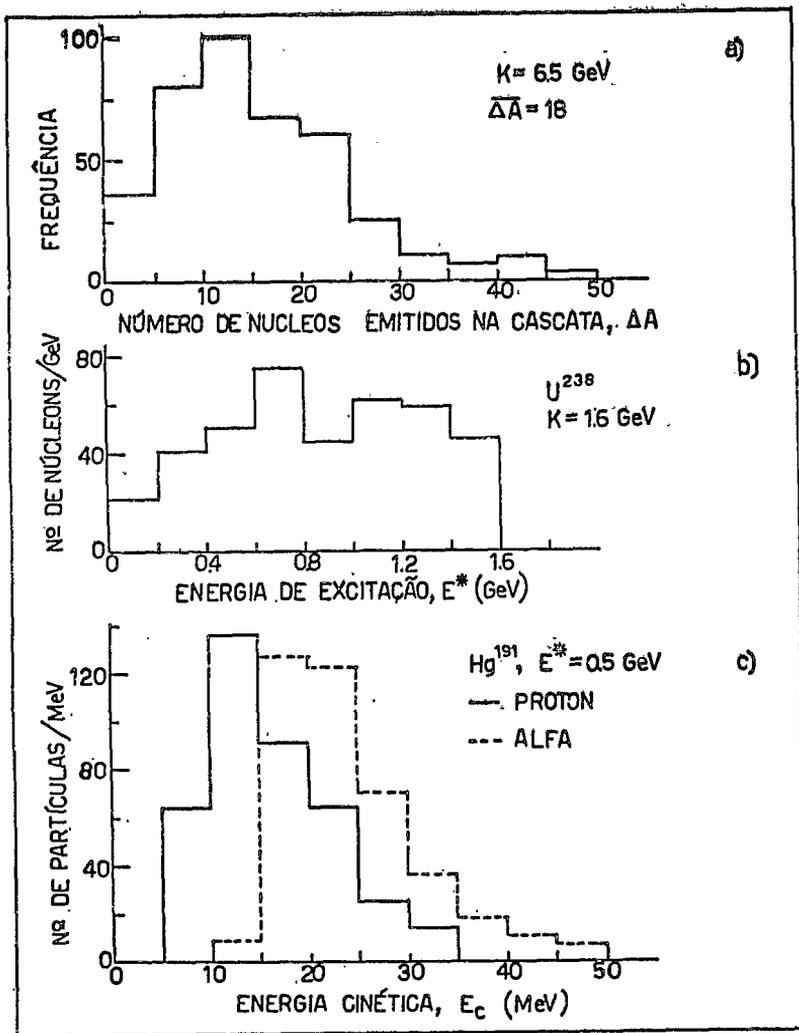


FIG. A.2 - EXEMPLOS DE DISTRIBUIÇÃO DO NÚMERO DE NÚCLEONS EMITIDOS NA CASCATAS (a), ENERGIA DE EXCITAÇÃO DO NÚCLEO RESIDUAL (b) E ENERGIA CINÉTICA DE PARTÍCULAS EVAPORADAS (c).

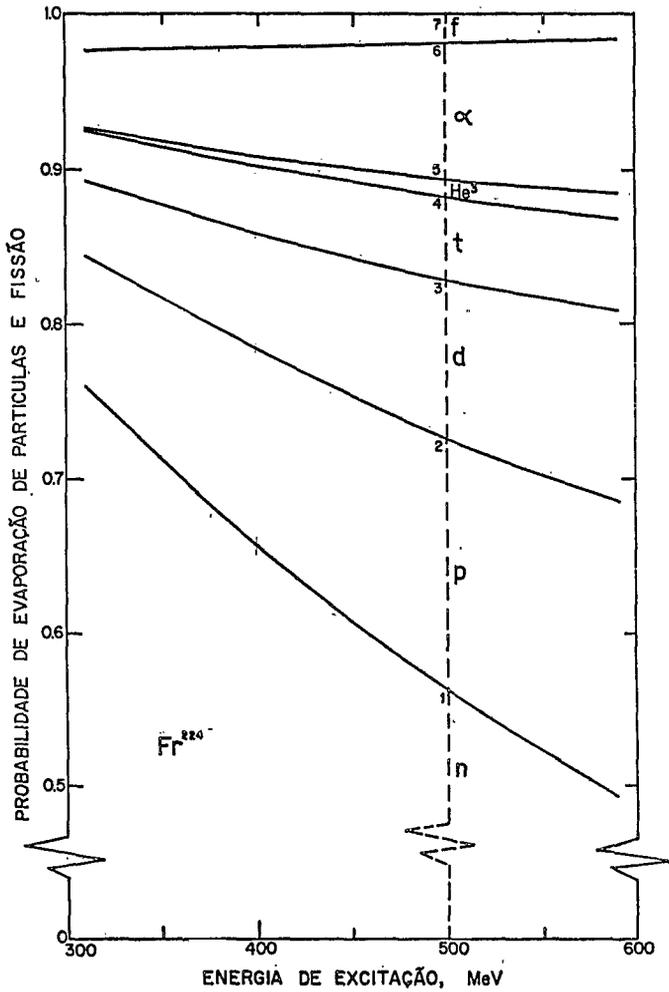


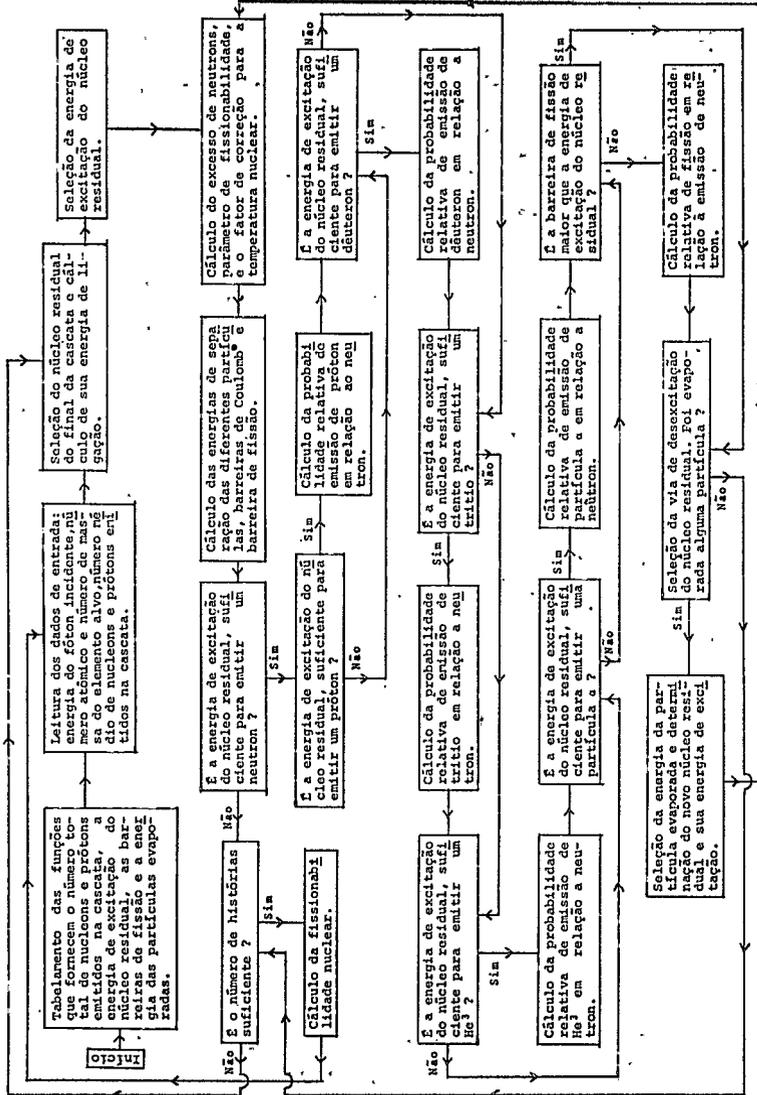
FIG. A.3

dade de evaporação de próton) corresponde a emissão de próton e assim sucessivamente até a região 6-7 (que é a probabilidade de ocorrer a fissão) correspondendo à ocorrência da fissão do núcleo considerado. Um número entre 0 e 1 é selecionado ao acaso e, de acordo com a sua posição nas diversas regiões como acima descritas, a via de desexcitação do núcleo residual fica determinada.

### A.3. Fluxograma das Operações Realizadas no Cálculo da Fissionabilidade Nuclear.

A fissionabilidade nuclear foi calculada pelo método de Monte Carlo no Computador IBM-370/ do CBPF, mediante um programa FORTRAN, de acordo com a sequência de operações mostradas no fluxograma da página seguinte.

Inicialmente, foram tabeladas as funções que fornecem o número total de nucleons e prótons emitidos na cascata, a energia de excitação do núcleo residual, as barreiras de fissão e a energia das partículas evaporadas (Figs. A.1 e I.7). Em seguida, foram lidos os dados de entrada, quais sejam: a energia do fóton incidente, o número atômico e o número de massa do núcleo alvo, e o correspondente número médio de nucleons e prótons emitidos na cascata (Fig. I.4). A seguir, foi selecionado ao acaso o núcleo residual do final da cascata como descrito no parágrafo A.1 e calculada a sua energia de ligação. Seguiu-se a seleção de sua energia de excitação. Calculados o excesso de neutrons, parâmetro de fissionabilidade (Eq. 1.32) e o fator de correção para a temperatura nuclear (a expressão entre parêntesis na Eq. (1.26)), procedeu-se ao cálculo das energias de separação das diferentes partículas (Fig. I.5),



da barreira de Coulomb (Eq. (1.26)) e da barreira de fissão ( Eq. 1.33)). Em seguida, investigou-se a possibilidade do núcleo residu al evaporar os diferentes tipos de partículas (n, p, d, t, He<sup>3</sup> e α) ou ocorrer a fissão, sendo então calculadas (se for o caso) as diferentes probabilidades relativas de evaporação de partículas e fissão nuclear (Eqs. (1.22) e (1.29)). Continuou-se, então, com a seleção do modo de desexcitação do núcleo residual como descrito no parágrafo A.2. Se, por ventura, uma partícula foi evaporada, se lecionou-se ao acaso a sua energia cinética da maneira descrita no parágrafo A.1, e o novo núcleo residual foi então determinado medi ante as relações

$$\begin{aligned} Z_f^* &= Z_i^* - Z_j \\ A_f^* &= A_i^* - A_j \\ E_f^* &= E_i^* - S_j - E_{c_j} \end{aligned} \tag{A.10}$$

onde os índices f e i referem-se aos núcleos residuais final e ini cial e j ao tipo de partícula evaporada. As grandezas nucleares pertinentes ao novo núcleo residual foram então recalculadas e pro ceceu-se à mesma sequência de operações como descrito acima. Se , por outro lado, a fissão ocorreu em algum ponto do processo ( caso em que o evento é registrado) ou já se chegou a uma situação tal em que não é mais possível a evaporação de qualquer partícula ou a ocorrência de fissão (núcleo "frio"), seleciona-se novamente um ou tro núcleo residual do final de cascata e o processo se repete até que se tenha um número suficiente de vezes que nos permita o cálcu lo da fissionabilidade nuclear com a aproximação desejada.

## A P Ê N D I C E A

### A EMULSÃO NUCLEAR COMO DETETOR DE FRAGMENTOS DE FISSÃO

Tão logo Hahn e Strassmann<sup>1</sup> descobriram em 1939 um novo fenômeno nuclear denominado fissão<sup>(\*)</sup> por Meitner e Frisch<sup>2</sup>, Perfilov<sup>3</sup> e Myssovsky e Jdanoff<sup>4</sup> prepararam uma emulsão fotogrâfica especial na qual conseguiram registrar, apesar de um intenso fundo de partículas alfa, núcleos de recuo de grande massa e alto poder de ionização provocados pelo bombardeamento de urânio por neutrons. Alguns anos mais tarde, Perfilov<sup>5</sup> fez a primeira medida da meia vida da fissão espontânea do urânio utilizando emulsão nuclear, encontrando então o valor  $13 \times 10^{15}$  anos. Em 1963, no Departamento de Radioatividade do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, de Carvalho e colaboradores<sup>6</sup> repetiram tal medida porem, agora, com uma técnica bem aprimorada de emulsão nuclear, desenvolvida três anos antes no mesmo laboratório por de Carvalho e da Silva<sup>7</sup>. O valor da meia vida do processo de fissão espontânea do urânio por eles encontrado ( $8,4 \times 10^{15}$  anos) foi menor do que o de Perfilov, aquele resultado sendo o aceito hoje em dia.

---

(\*) Fissão nuclear é conceituada como sendo o processo de divisão do núcleo em dois ou mais fragmentos de massas comparáveis.

1. O. Hahn e F. Strassmann, *Naturwiss* 27, 11 (1939).
2. L. Meitner e O.R. Frisch, *Nature* 143, 239 (1939).
3. N.A. Perfilov, *Compt. Rend. Acad. Sci. URSS* 23, 896 (1939).
4. L. Myssovsky e A. Jdanoff, *Nature* 143, 794 (1939).
5. N.A. Perfilov, *J. Exp. Theor. Phys., URSS*, 17, 476 (1947).
6. S.M.C. Barros, H.G. de Carvalho e A.G. da Silva, *Reunião de Estudos Sobre a Utilização de Reatores de Investigação, Seção VII, Nº 43*, S. Paulo, Brasil, Novembro de 1963.
7. H.G. de Carvalho e A.G. da Silva, *Suplemento ao Núovo Cimento- (série X)* 19, 24 (1961).

Em 1949, Titterton e Goward<sup>8</sup> impregnaram placas de emulsão nuclear Ilford tipo D1 (100µm de espessura) com uma solução saturada de acetato de urânio e irradiaram com um feixe de raios gama de 23 MeV do A.E.R.E.-Sincrotron, sendo registrados fragmentos da fissão. Nessa época, eles verificaram em quatro eventos exemplos da fotofissão do urânio nos quais uma partícula leve de grande alcance era emitida além dos fragmentos pesados. No mesmo ano, Goward, Titterton e Wilkins<sup>9</sup> sugeriram a presença de fragmentos pesados na fotofissão ternária do urânio, da observação numa placa de emulsão nuclear Ilford tipo D1 carregada com urânio e irradiada com raios gama de 23 MeV. Esses investigadores constataram a possível emissão de berílio-8 em 1 para 10.000 eventos de fotofissão. No ano seguinte, do exame de uma placa de emulsão nuclear Ilford-D1 carregada com nitrato de tório e exposta ao feixe de 24 MeV do Sincrotron de Harwell, Titterton e Blinkley<sup>10</sup> observaram 2500 traços de fotofissão binária e 5 eventos de fissão ternária envolvendo a emissão de uma partícula leve de grande alcance. Como já mencionamos neste trabalho, Bernardini, Reitz e Segrè<sup>11</sup>, em 1953, detectaram em emulsão nuclear, fragmentos da fissão do bismuto induzida por fótons de até 319 MeV.

Cientistas russos contribuíram sobremaneira para o desenvolvimento de novas técnicas em emulsão nuclear, em particular o grupo associado ao Prof. N.A. Perfilov, no "Instituto do Rádio" em Leningrado. A técnica por eles desenvolvida, além de ser útil em

---

8. E.W. Titterton e F.K. Goward, Phys. Rev. 76, 142 (1949).

9. F.K. Goward, E.W. Titterton e J.J. Wilkins, Nature 164, 661 (1949).

10. E.W. Titterton e T.A. Blinkley, Phyl. Mag. 41, 500 (1950).

11. G. Bernardini, R. Reitz e E.Segrè, Phys. Rev. 90, 573 (1953).

medidas de seções de choque de fissão por prótons de alta energia<sup>12,13</sup>, possibilitou também o estudo de vários fenômenos correlatos, entre eles, o número médio de partículas carregadas emitidas pelo núcleo na cascata e o número médio de partículas carregadas evaporadas<sup>13,14</sup>.

À partir de 1960, de Carvalho e colaboradores<sup>7,15</sup> desenvolveram uma nova técnica de detecção de fragmentos de fissão em emulsão nuclear com a finalidade de estudar esse fenômeno induzido por prótons e fótons de altas e altíssimas energias. Neste particular, a técnica por eles desenvolvida foi de grande valia pois possibilitou a obtenção de resultados até então inexistentes, como por exemplo, a seção de choque de fotofissão para o urânio, tório e bismuto<sup>16</sup> no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV e a descoberta pioneira do decréscimo da seção de choque de fissão do urânio, tório e bismuto por prótons de 20 GeV. Makowska e colaboradores<sup>18</sup> usaram também emulsão nuclear para medir seção de choque de fissão por prótons de 24 GeV.

Nos últimos anos, em nosso laboratório, a técnica de

- 
12. N.S. Ivanova, Soviet Phys: JETP 31, 413 (1956), Soviet Phys. JETP 4, 365 (1957).
  13. "Physics of Fission", tradução para o Inglês de uma conferência com este título publicada como "Suplement I to the Sov. J. Atom. Energ.", Moscow, (1957).
  14. Perfilov, Ivanova, Lozhkin, Ostroumov e Shamov, Proceeding of Conference of the Academy of Sciences of the URSS on the Peacefull Uses of Atomic Energy, Moscow, (1955).
  15. H.G. de Carvalho e M. Muchnik, Nucl. Instr.Meth. 15,101 (1962).
  16. H.G. de Carvalho, A. Celano, G. Cortini, R. RinziVillo e G. Ghigo, Nuovo Cimento (Série X) 19, 187 (1961).
  17. H.G. de Carvalho, G. Cortini, M. Muchnik, G. Potenza, R. RinziVillo e W.O. Lock, Nuovo Cimento (Série X) 27, 468 (1963).
  18. E. Makowska, J. Sieminska e J. Suchorewska, Acta Phys. Polon. 33, 105 (1968).

emulsão nuclear foi utilizada em diversas experiências<sup>19,20</sup> sobre a fissão do urânio, tório e bismuto induzida por prótons de 600MeV e 12,3 GeV e num trabalho sobre a tripartição de núcleos pesados<sup>21</sup>.

A emulsão nuclear, além de ser um instrumento poderoso no estudo da fissão, é também um meio de investigação de outros fenômenos como, por exemplo, a produção de mésons<sup>22</sup>, identificação de novas partículas<sup>23</sup> e muitos outros, salientando-se como instrumento único de medida de meia vida extremamente alta de atividade alfa<sup>24</sup>. Estes fatos, longe de se constituir um histórico, nos dão uma idéia da importância da emulsão nuclear como instrumento de pesquisa da fissão quer espontânea, quer induzida por diferentes maneiras.

Apesar de apresentar certas desvantagens tais como o pequeno volume no qual se analisa um fenômeno, pois que, frequentemente, trabalha-se no limite de resolução das melhores objetivas; o "fundo" constituído por um acúmulo de grande número de traços indesejáveis; distorções que afetam as medidas de comprimento e ângulo; variações da espessura com a umidade relativa; morosidade e tédio

- 
19. G.B. Baptista, "Fissão do U,Th e Bi Induzida por Prótons na Região de 600 MeV". Tese de Mestrado 03/70, CBPF (1970).  
20. R.A.M.S. Nazareth, "Seções de Choque de Fissão do Urânio, Tório e Bismuto Induzida por Prótons de 12,3GeV". Tese de Mestrado, CBPF (1971).  
21. H. Schechter, "Tripartição de Núcleos Pesados". Tese de Mestrado, PUC (1969).  
22. C.E. Röss, e V.Z. Peterson, Phys. Rev. 124, 1610 (1961).  
23. C.M.G. Lattes, H. Muirhead, G.P.S. Occhialini e C. F. Powell, Nature 159, 694 (1947); P. Freier, E.J. Lofgren, E.P. Ney, F. Oppenheimer, H.L. Bradt e B. Peters, Phys. Rev. 74, 213 (1948); H.H. Heckman, F.M. Smith e W.H. Barkas, Nuovo Cimento 3, 85 (1956); M. Danysz e J. Pniewski, Phil.Mag. (7). 44, 348 (1953).  
24. M. de Araújo Penna, "Atividade Alfa do Bi<sup>209</sup>". Tese de Mestrado 04/70, CBPF (1970); H.G. de Carvalho e M. de Araújo Penna, Lett. Nuovo Cimento 3, 720 (1972).

no exame das películas ao microscópio bem como a subjetividade a que pode ser levado; "fading" (\*); dificuldade em se trabalhar com películas espessas (espessuras da ordem de 600 $\mu$ m), a emulsão nuclear tem se mostrado como um instrumento de grande valor em Física Nuclear merecendo, por isso, especial atenção num estudo, se bem que bastante resumido, das diversas etapas de sua utilização.

O que se segue é uma síntese dos principais fatos relacionados com a técnica de emulsão nuclear, necessários à compreensão do mecanismo de detecção de fragmentos de fissão, que será abordado nos dois últimos parágrafos. Para um estudo detalhado, o leitor poderá consultar a bibliografia relacionada no final deste Apêndice (\*\*).

### B.1. Emulsões Nucleares

A emulsão nuclear é uma dispersão de grãos de halogeneto de prata (principalmente brometo) em gelatina e que apresenta as seguintes características: películas que têm espessura que vão de 25 a 1200 microns; relação, em peso, de 83 para 17 de halogeneto de prata para gelatina; relação de 49 para 51, em volume; os diâmetros dos grãos variam de 0,1 a 0,4 microns. Uma das características da emulsão nuclear é a alta concentração do halogeneto de pra-

---

(\*) Fading - desaparecimento gradual da imagem latente.

(\*\*) Os parágrafos B.1 a B.5 deste Apêndice constituem um extrato das seguintes publicações: H.G. de Carvalho, "Fotografia", Tese para Concurso de Catedrático da Universidade do Brasil (1957); H.G. de Carvalho, "The Processing and Loading of Nuclear Emulsions", Cap. V do livro "Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation", North Holland (1965); H.G. de Carvalho, "Fotofissão do Urânio" (Resultados a Baixas Energias), Tese para Concurso de Catedrático (1964).

ta, sendo cinco vezes maior do que a usada em fotografia comum. A emulsão nuclear possui as seguintes propriedades: poder frenador ("stopping power") cerca de 2000 vezes maior do que o dos gases à pressão de uma atmosfera (isto significa que uma pilha de películas corresponde a uma Câmara de Wilson de 50 metros, em média); registra continuamente partículas ionizantes durante a exposição; é altamente higroscópica e sua massa específica varia com a umidade relativa do ambiente.

A questão da sensibilidade das emulsões nucleares está ligada ao tamanho e densidade de grãos, sendo dependente da temperatura, pressão, tensões internas e umidade relativa. A influência da temperatura sobre a sensibilidade das emulsões expostas à luz é mais significativa do que as expostas a raios X ou a partículas carregadas. Para que se tenha uma idéia, a sensibilidade da emulsão nuclear tipo G.5 é máxima por volta de 0°C e para o tipo C.2 o máximo ocorre em torno de 25°C. Verificou-se que agentes oxidantes podem dessensibilizar a emulsão nuclear.

A composição química média das emulsões nucleares (\*) das séries G, K e L fabricadas pela Ilford, a 58% de umidade relativa pode ser vista na Tabela que se segue.

---

(\*)

A composição da emulsão nuclear pode variar com o tipo e os diferentes fabricantes.

TABELA B.1

Composição da emulsão nuclear Ilford das séries G, K e L  
(58% de umidade relativa).

Elemento	g/cm <sup>3</sup>
Prata	1,817 ± 0,029
Bromo	1,388 ± 0,020
Iodo	0,0120 ± 0,0002
Carbono	0,277 ± 0,006
Hidrogênio	0,0534 ± 0,0012
Oxigênio	0,249 ± 0,005
Nitrogênio	0,074 ± 0,002
Enxôfre	0,0072 ± 0,0002

O diâmetro e a forma dos grãos de halogeneto de prata podem variar em emulsões nucleares de mesma composição química. Aliás, esta é uma das características dos diferentes tipos de emulsão. Temos, por exemplo, que os diâmetros médios dos grãos na emulsão G.5, K.0 e L.4 da Ilford são 0,27, 0,20 e 0,14 microns, respectivamente. As emulsões nucleares podem ser encontradas em inúmeras firmas que se destacaram pelo sucesso na fabricação de emulsões para pesquisa e, entre elas, citamos a Ilford Ltda. (Londres), Eastman Kodak Company (Rochester), NIKFI Institute (Moscou), Fuji Films (Tókyo), Kodak Ltda. (Harrow).

B.1.1. A Gelatina e Suas Propriedades.

A gelatina é uma mistura de diferentes polipeptídios, de composição química não definida e originária do colágeno. É uma

substância anfótera estruturalmente contendo radicais ácidos e básicos. Sua composição média porcentual, em peso, é: hidrogênio 7, carbono 51, nitrogênio 18 e oxigênio 24; seu peso molecular médio varia de 20.000 a 400.000 unidades de massa atômica. Quando a gelatina se encontra em solução aquosa é possível a neutralização dos radicais a depender do pH da solução e então ela adquire a carga elétrica do radical carregado predominante. Existe um particular valor do pH, chamado o "ponto isoelétrico" no qual as cargas positivas são balanceadas pelas negativas. Este ponto (4,25 para a emulsão G.5 Ilford) depende da estrutura molecular e varia com a origem e processo de obtenção da gelatina.

As propriedades da gelatina dependem do pH do meio em que ela se encontra. Temos, por exemplo, que a viscosidade das soluções de gelatina é mínima no ponto isoelétrico; o ponto de fusão da gelatina é máximo na vizinhança do ponto isoelétrico; sendo uma substância higroscópica, sofre considerável aumento de volume, que é mínimo no ponto isoelétrico; em soluções cujo pH é maior que o do seu ponto isoelétrico, a gelatina possui carga negativa predominante que contribui para diminuir a velocidade de difusão de íons negativos fato este de grande importância nos processos de revelação e fixação.

#### B.1.2. Cristais de Halogeneto de Prata

O halogeneto de prata é a substância fotosensível por excelência. Sua sensibilidade depende principalmente da existência de tensões internas as quais provêm de imperfeições na estrutura cristalina produzidas durante o processo de fabricação dos micro -

cristais (grãos). A própria gelatina, onde eles se acham dispersos, pode ser agente sensibilizador. Eles podem perder a sensibilidade quando submetidos a tratamento térmico; daí a dependência da sensibilidade com a temperatura. O brometo de prata, por exemplo, tem estrutura cristalina cúbica. No entanto os cristais de brometo de prata se apresentam com forma octaédrica nas emulsões comuns e forma aproximadamente esférica nas emulsões nucleares conservando, porém, internamente, a sua estrutura cristalina.

Na obscuridade e a baixas temperaturas os cristais de halogeneto de prata são maus condutores de eletricidade. Quando porêm são iluminados e simultaneamente se lhe aplicam uma diferença de potencial, obtem-se uma corrente. Esta propriedade dos halogenetos de prata é conhecida como "Fotocondutividade" e é interpretada da seguinte maneira: a luz arranca elétrons do cristal e estes elétrons livres são responsáveis pela condutividade do cristal. Quando os elétrons são liberados do brometo de prata por partículas ionizantes, por exemplo, dissipa-se em média 5,8 eV por elétron. A fotocondutividade depende fracamente da temperatura do cristal e é explicada em Mecânica Quântica admitindo-se que o espectro de energia dos elétrons é composto de faixas de níveis permitidos de energia, separadas por largas zonas proibidas. Assim se explicaria a fotocondutividade admitindo-se que, normalmente, a faixa de níveis eletrônicos que constituem a banda de condução está totalmente vazia de elétrons e separada da faixa inferior por uma faixa proibida de largura cerca de 2,5 eV (Fig. B.1). Um cristal no seu estado fundamental se comportaria como um isolante porêm, se um elétron adquire energia suficiente para atingir a faixa de condução, ele se

comporta como um elétron livre de um condutor metálico. Isto se dá quando o cristal absorve radiação suficiente para elevar elétrons da faixa inferior à de condução.

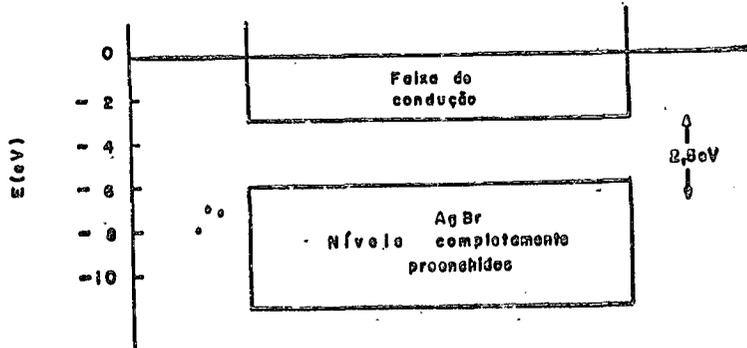


Fig. B.1

Uma outra propriedade dos halogenetos de prata, não muito comum em cristais e fundamental no mecanismo fotográfico, é a "condutividade iônica" segundo a qual os ions prata se movimentam através da rede cristalina. Este comportamento é explicado com base nos defeitos de estrutura cristalina (defeitos de Frenkel e Schottky apresentados pelos cristais em equilíbrio termodinâmico (Fig. B.2). Os "defeitos de Frenkel" consistem no deslocamento de um ion prata, cujo volume é suficientemente pequeno, da sua posição de equilíbrio na rede para uma posição intersticial entre dois planos deixando um "furo" (o movimento é possível por causa da agitação térmica). Os "defeitos de Schottky" são considerados como provenientes da retirada de um par de ions do interior da estrutura para a superfície do cristal, deixando "furos" que se podem deslocar. Nesse tipo de defeito, tanto o ânion como o cátion contri ~



Fig. B.2

buem para a condutividade iônica. Acredita-se que os defeitos de Frenkel sejam mais frequentes nos cristais de halogeneto de prata, podendo existir tais defeitos em maior número na superfície do que no interior do cristal, acarretando um excesso de carga negativa na superfície do grão de halogeneto de prata que pode repelir ions negativos. Esta fato levou James<sup>25</sup> a elaborar sua "Teoria da Barreira de Carga", que é a base para a compreensão dos processos de discriminação de partículas.

B.2. Mecanismo de Registro da Trajetória de Partículas Carregadas em Emulsão.

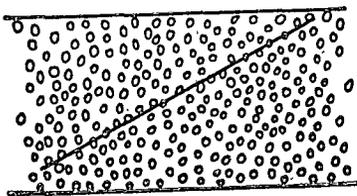
Quando uma emulsão nuclear é exposta a uma radiação ou atravessada por partículas carregadas, os grãos de halogeneto de prata ficam sensibilizados (imagem latente) tornando-se capazes, preferencialmente, de serem reduzidos à prata metálica pela ação de um banho revelador. A formação de uma imagem revelável em um cristal de halogeneto de prata exige uma quantidade de energia tão diminuta que a modificação operada no cristal se restringe a um

---

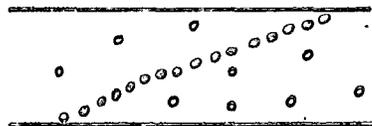
25. T.H. James, J. Franklin Inst. 240, 15 (1945).

pequeno número de ions do cristal. Desde o século passado, sabe-se que a imagem latente não se encontra localizada unicamente na superfície dos grãos. Uma grande parte desta imagem se localiza internamente. A imagem latente externa pode ser destruída por oxidação, dissolução e lavagem da superfície do grão, deixando contudo intacta a imagem latente interna. Acredita-se que a prata metálica fotolítica constitue a substância principal da composição da imagem latente.

Quando uma partícula carregada, na sua trajetória, atravessa um certo número de grãos, o número de elétrons que a partícula produz na faixa de condução do cristal é proporcional à energia. Se o número de elétrons for suficiente para produzir uma imagem latente, o grão será reduzido à prata metálica, quando revelado. A fixação retirará os grãos de brometo de prata que não foram atravessados pelas partículas ionizantes e as trajetórias poderão ser observadas ao microscópio. Como o volume final é deficiente em brometo de prata há uma contração da película, que é levada em conta nas medidas (Fig. B.3).



ANTES DA REVELAÇÃO



DEPOIS DA REVELAÇÃO

Fig. B.3

### B.2.1. Formação da Imagem Latente

Segundo a teoria de Gurney e Mott<sup>26</sup> a absorção pelo brometo de prata de energia procedente da radiação (luz, raios X, raios  $\gamma$  ou partículas carregadas) libera elétrons, situando-os na faixa de condução do cristal possibilitando a livre movimentação desses elétrons como nos condutores (fotocondutividade). Gurney e Mott admitem a existência de pontos da superfície do cristal ou do seu interior que são capazes de capturar os elétrons (armadilhas de elétrons) e são chamados "centros ativos do cristal". Na direção de um elétron capturado, move-se um ion intersticial  $Ag^+$  (condutividade iônica) e se combina com o elétron, dando origem a um átomo de prata. Pela repetição do processo há formação de uma partícula coloidal de prata metálica na superfície ou no interior do cristal e esta constitui o que se acredita ser a imagem latente ou uma de suas formas. Estima-se que o número mínimo de átomos de prata necessário para a formação de um centro revelável é de 4 a 300. Os "furos" positivos, produzidos pela ausência dos elétrons que passaram para a faixa de condução, movem-se para a superfície e aí liberam o bromo, que escapa do cristal reagindo com o material envolvente do grão ou se difundindo neste.

Suponhamos que inicialmente um certo número de elétrons sejam lançados na faixa de condução por efeito da radiação. Uma parte deles pode escapar pela recombinação ou por outro qualquer processo; a outra parte é capturada pelas "armadilhas" e, pela combinação dos ions  $Ag^+$ , forma-se a prata fotolítica a qual necessita

---

26. R.W. Gurney e N.F. Mott, Proc. Roy. Soc. 164, 151 (1938).

de um processo de estabilização. Se a prata não fôr estabilizada ela emitirá um elétron, que retorna à faixa de condução, e se trans formará em  $Ag^+$ . A sensibilidade da emulsão é então definida como a razão entre o número de átomos estáveis de prata fotolítica formados e o número de elétrons lançados inicialmente na faixa de condução pela radiação.

### B.2.2 Desaparecimento da Imagem Latente

Existem diversos processos pelos quais a imagem latente pode desaparecer durante o tempo que vai da exposição à revelação. Um deles é a ejeção termoiônica de elétrons da prata, convertendo  $Ag$  em  $Ag^+$ ; este mecanismo é conhecido por "fading" físico (physical fading). Um outro é a oxidação química da prata por agentes oxidantes presentes na emulsão. Observa-se que o desaparecimento da imagem latente (fading) aumenta com a quantidade de água contida na emulsão, com a temperatura, com o baixo pH da emulsão e com o armazenamento em meio oxidante. Para se prevenir contra o "fading", deve-se portanto ter um pH da gelatina neutro ou alcalino e o armazenamento precisa ser feito à baixa temperatura, de preferência no vácuo e com as películas de emulsão bem secas.

Um outro mecanismo que ocorre é a oxidação da prata da imagem latente por agentes oxidantes produzidos durante a própria exposição: Se algum bromo permanece desligado, ele tende a destruir a imagem latente acontecendo um particular desaparecimento da imagem latente, conhecido por "solarização". Para baixas exposições, a pequena quantidade de bromo liberada na superfície do grão é prontamente combinada com os "aceitadores" de bromo como, por

exemplo, o sulfeto de prata existente na superfície do grão, ou então pela combinação do bromo com a gelatina. Para altas exposições, no entanto, o número de "aceitadores" de bromo não é suficiente para se dar a combinação com todo o bromo gerado. O bromo, por direta combinação, produz uma superfície de realogenação dos resíduos de prata e destrói os centros de imagem latente. Este fenômeno parece ocorrer principalmente com a imagem latente superficial, uma vez que os "furos" positivos geram halogenetos na superfície dos grãos. Verificou-se que o pH tem uma grande influência sobre o processo de solarização, o qual é menor a pH altos do que a baixos. A água contida na gelatina também desempenha um importante papel na solarização.

### B.3. Uma Síntese do Processo Fotográfico

A revelação da imagem fotográfica normalmente envolve a redução dos grãos do brometo de prata, que contém os centros de imagem latente, a prata metálica. De acordo com o mecanismo predominante, este processo pode se dar de diferentes maneiras sendo caracterizado pela origem da prata reduzida. Assim é que quando o pequeno revelador não contém substância que dissolva os grãos de brometo de prata, o processo predominante é chamado "revelação química" ou "direta"; neste caso a prata vem do grão originalmente exposto à radiação. Um outro processo conhecido por "revelação física" é aquele em que o banho revelador contém, além do agente redutor da prata, um sal solúvel de prata, por exemplo, o nitrato. Neste caso, a prata metálica, pela revelação dos ions prata da solução nos centros de revelação, catalizará a redução de mais ions prata. O

processo é pois autocatalizador dando prata metálica em partículas compostas quimicamente de forma esféricas. Um terceiro processo (revelação "solution-physical") é similar à revelação física diferindo no fato de que toda a prata provém dos grãos de brometo de prata inicialmente dissolvidos pela ação de solventes químicos (como por exemplo o sulfito de sódio) especialmente adicionados ao banho revelador para esta finalidade. A ação do solvente é fazer com que os centros de revelação mais internos fiquem expostos ao agente revelador. Neste processo, pois, tanto os centros de imagem latente externos como internos são ativos.

#### B.3.1. A Revelação e os Parâmetros que a Influenciam

A revelação de uma emulsão nuclear, exposta a uma determinada dose de radiação, depende principalmente dos seguintes fatores: a concentração do agente revelador; os aditivos do banho revelador (os quais determinam o tipo ou o processo de revelação), a quantidade de solvente; a concentração de brometo; o pH e a temperatura. O conhecimento da influência de cada um desses fatores é útil na determinação de condições favoráveis aos diferentes tipos de revelação.

A concentração do agente revelador é importante tanto na sua difusão na emulsão como na velocidade da revelação através de adsorção. O fluxo de revelador normal à superfície da emulsão na direção da difusão é proporcional ao gradiente da concentração do agente revelador; o acúmulo do agente revelador num dado elemento de volume na emulsão nuclear é proporcional ao laplaciano da concentração. Por outro lado, a taxa de revelação mediante adsorção e

a concentração do agente revelador acham-se relacionados por uma equação do tipo

$$\text{taxa de revelação} = (\text{concentração})^{\beta}; 0,5 < \beta < 1.$$

A temperatura influencia a concentração efetiva do agente revelador,  $(\text{concentração})^{\beta}$ , mudando o grau de adsorção e a concentração do agente revelador ativo no volume da solução se o agente ativo for um ion, uma vez que o grau de dissociação depende da temperatura. Levando em conta a influência da concentração efetiva, a taxa de revelação pode ser representada pela equação

$$\text{taxa de revelação} = K.F(C). e^{-E/RT}$$

onde K é uma função do número de grãos com centros de imagem latente ainda não revelados e F(C) representa uma função da concentração do agente revelador e da composição do banho revelador; E é a energia de ativação (\*) e R a constante dos gases. A Fig. B.4 ilustra o efeito da temperatura na revelação.

O pH do banho revelador tem influência sobre a revelação afetando a taxa de difusão dos reagentes e os produtos da reação. O pH em uma camada de emulsão nuclear difere do pH do banho revelador devido à ação dos grupos iônicos da gelatina; uma vez que este pH é mais baixo do que na solução, a taxa de revelação é menor dentro da emulsão. A baixo pH a taxa de revelação é baixa e as espécies inativas não dissociadas presentes no banho atuarão como uma fonte provedora de ions já usados pela reação com o halogeneto de

---

(\*) Energia de ativação é a energia mínima necessária a que se deve fornecer ao sistema para que ele evolua por si mesmo. A energia de ativação da revelação pode ter, em alguns casos, valores muito pequenos tais como 2Kcal/mol, para os reveladores mais rápidos. Esses reveladores fortes produzem um gradiente de revelação.

prata. O pH do banho revelador pode ser ajustado a um valor conveniente pela adição de substâncias tampões. No caso de emulsões nucleares, quando o amidol é usado em baixa alcalinidade ou mesmo em

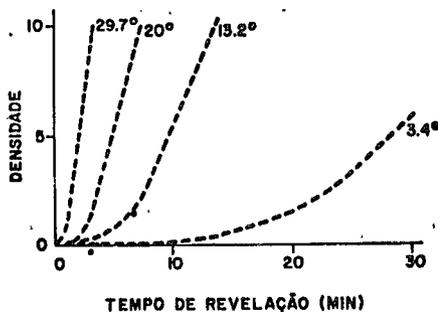
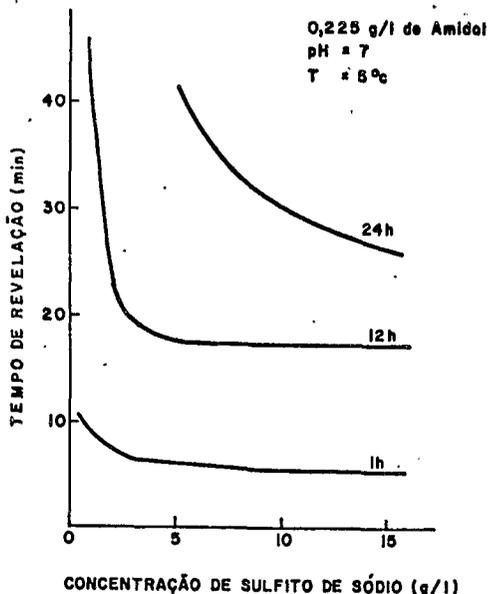


Fig. B.4

solução ácida, é comum acrescentar-se ácido bórico e sulfito de sódio. A maioria dos banhos reveladores são oxidados pela ação do oxigênio do ar se não forem devidamente protegidos (com a presença de sulfito, por exemplo). As taxas de oxidação e de revelação dependem do pH e geralmente aumentam com o aumento deste. Em banhos reveladores não protegidos contra a oxidação o pH aumenta, acelerando o processo de oxidação.

O sulfito de sódio é usado como uma substância protetora do agente revelador. Ele é empregado nos reveladores em concentrações que vão desde 3g a 100g por litro. Sendo um solvente dos grãos de brometo de prata, e uma vez que esta propriedade é uma função de sua concentração, segue-se que o tipo de revelação obtida depende da concentração do sulfito de sódio. Numa revelação química ele deve estar presente em concentrações bem baixas. Aumentando a sua concentração, gradualmente passa-se a revelação "solution

physical". O efeito dos produtos de oxidação dos agentes reveladores é alterar a taxa de revelação à medida que se acumulam na solução (no caso do amidol, por exemplo, o efeito é diminuir a taxa de revelação). O sulfito de sódio tem a propriedade de combinar-se com os produtos de oxidação e formar compostos estáveis incolores, mantendo pois constante a taxa de revelação. O sulfito de sódio tem também influência sobre o tempo de indução<sup>(\*)</sup> o qual diminui com o aumento da concentração do sulfito de sódio (Fig. B.5).



**FIG. B.5** - Efeito Protetor do Sulfito de Sódio. Os números junto às curvas indicam diferentes tempos de armazenamento do banho revelador.

(\*) Tempo de indução é o intervalo de tempo que vai desde a imersão da emulsão no banho revelador até dar início ao processo de revelação.

O efeito do brometo de potássio, a concentração bem baixa, é reprimir a solubilidade do brometo de prata. Para concentrações maiores do que 0,002M a solubilidade do brometo de prata começa a aumentar com a concentração do brometo de potássio, este começando a atuar como um agente complexador para a prata. Se os íons brometo estão em excesso eles podem destruir os centros de imagem latente pela exposição destes a agentes oxidantes. A adição de brometo de potássio diminui a taxa de revelação e em particular a taxa de formação de "fog" (\*), desde que sua concentração seja mantida abaixo do limite do efeito solvente.

### B.3.2. O "Stop" (\*\*), a Fixação e a Lavagem das Películas

Uma considerável quantidade de "fog" pode ser produzida pela revelação física nos primeiros estágios da fixação quando uma quantidade residual de revelador permanece dentro da emulsão nuclear. Isto acontece porque muitas partículas submicroscópicas de prata (não tão grandes a ponto de se tornarem visíveis) são formadas sobre a superfície do grão durante a revelação e atuam como microeletrodos para a revelação "solution physical". Para que a formação de "fog" seja evitada é conveniente retirar o agente revelador por lavagem e reduzir a revelação por intermédio de um banho de baixo pH e baixa temperatura. Com esta finalidade é aconselhável lavar a emulsão nuclear com água a 5°C e usar um banho de "stop" com 5g de sulfito de sódio por litro e ácido acético em quantidade adequada para atingir pH 3,5.

---

(\*) Fog - "véu" de fundo.

(\*\*) Stop - processo de interrupção da revelação.

Terminada a fase de interrupção da revelação o banho fixador dissolverá os cristais de brometo de prata que não foram expostos à radiação, porém deverá deixar intacta a prata dos grãos revelados. Um bom fixador não deve afetar a gelatina nem corroer a prata, ao mesmo tempo que ele deve transformar o brometo de prata insolúvel num composto solúvel o qual poderá ser facilmente retirado da emulsão nuclear. Existem muitos compostos com propriedades de fixação. Entretanto, por razões econômicas, estabilidade química e por não causar danos pessoais, o tiosulfato de sódio é o mais usado. A taxa de fixação depende da difusão do tiosulfato de sódio para o interior da emulsão e da formação dos complexos para o exterior; conseqüentemente a fixação depende fortemente da espessura e natureza da emulsão, bem como da concentração, pH, temperatura e sais adicionais usados no banho. Normalmente usa-se uma solução de 350 a 450g/l de tiosulfato de sódio adicionando 5g/l de sulfito de sódio. A fixação deve ser iniciada à temperatura mais baixa possível e após duas horas aumenta-se-a a 5°C, o que reduz a formação de "fog".

Quando o estágio de fixação está terminado é necessário lavar a emulsão com a finalidade de eliminar o sal fixador, o qual pode corroer os traços e produzir manchas. Se o tempo de imersão da emulsão no banho fixador for longo, a corrosão pode alterar a imagem revelada e até fazer com que ela desapareça. Fazendo-se circular água a uma velocidade conveniente (a baixa temperatura) consegue-se uma contínua remoção da camada do sal sobre a superfície da emulsão. O tempo de lavagem deve ser maior do que o de fixação (da ordem do dobro).

#### B.4. Discriminação entre Traços de Fragmentos de Fissão e Traços de Partículas Alfa

Quando se deseja estudar a fissão detetando os fragmentos em emulsão nuclear, o problema básico que deve ser resolvido é o da revelação dos traços de fragmentos de fissão em presença de um fundo de partículas alfa proveniente da radioatividade natural de elementos com os quais se carrega a emulsão, como por exemplo o urânio e o tório. Uma outra dificuldade é encontrada no estudo de reações fotonucleares por meio de bremsstrahlung quando esta causa um considerável fundo de elétrons. Para se obter a discriminação em situações como estas, e em muitas outras similares, os seguintes fatores precisam ser ajustados: o tempo de indução da revelação; a taxa de revelação e a quantidade de solarização. Os parâmetros mais comuns que diminuem a taxa de revelação e aumentam o tempo de indução são os seguintes: baixa concentração do agente revelador, baixa temperatura, baixo pH e revelação predominantemente química.

##### B.4.1. Considerações Gerais

Quando o poder de revelação de um banho é tão baixo que apenas revela os grãos sensibilizados por uma dada partícula carregada, é razoável assumir que a revelação seja do tipo de uma reação química de primeira ordem. Isto significa que a taxa de revelação,  $dD/dt$ , é proporcional ao número de grãos sensibilizados ainda não revelados, isto é,  $dD/dt = k(D_{\infty} - D)$ , onde  $k$  é a taxa específica do processo;  $D_{\infty}$  representa o número total de grãos que podem ser revelados e  $D$  é o número de grãos já revelados no tempo considera-

do. A forma integral desta equação é

$$D = D_{\infty} \left[ 1 - e^{-k(t-t_0)} \right]$$

onde  $t_0$  é o tempo de indução. Em se tratando de dois tipos de partículas com diferentes poderes de ionização (por exemplo, fragmentos de fissão e partículas alfa), é possível ajustar o tempo dos dois processos de tal modo que o tempo de indução da revelação dos traços das partículas com menor ionização seja tão grande que permita a revelação completa dos traços das partículas com maior ionização.

A discriminação de traços de diferentes partículas em emulsão nuclear e a eliminação da formação de fog é obtida da melhor maneira a baixas temperaturas, por um ajuste perfeito do tempo próprio para a ótima revelação. Como foi salientado anteriormente, o efeito da baixa temperatura é mais pronunciado na taxa de revelação dos grãos com menor número de centros de imagem latente. No caso da revelação de traços no seu mínimo de ionização é possível, diminuindo convenientemente a temperatura, enfraquecer o processo de tal modo a se obter inibição da revelação.

O brometo de potássio afeta o tempo de indução, sendo uma função da concentração, da natureza do banho revelador, da emulsão nuclear e da dose de exposição. Combinando o efeito do brometo e a baixa taxa de revelação é possível ajustar a revelação dos traços de fragmentos de fissão de tal modo a não se ter nenhum traço de partícula alfa.

Na prática, é muito difícil obter um revelador estritamente químico pelas seguintes razões. Em primeiro lugar, o agente revelador pode ter alguma ação solvente. Se o tempo de revelação é

muito grande ele atua, em parte, como um revelador interno. Em segundo lugar, para proteger o banho contra a oxidação do ar, geralmente se usa o sulfito de sódio o qual tem, como se sabe, ação solvente. Este efeito pode ser bastante reduzido diminuindo a concentração do sulfito de sódio, havendo portanto um compromisso entre a estabilidade e o grau da revelação "solution physical" permitida. Em geral, quando se usa amidol a baixa concentração, a quantidade de sulfito de sódio é mantida igual ou menor que 3g/l.

Um bom revelador deverá ter as seguintes características: baixo poder de formação de fog; difundir-se bem; diminuir a distorção na gelatina; suficiente poder de revelação para dar a desejada densidade de grãos do traço e estabilidade contra a oxidação pelo ar durante o tempo de revelação. A energia de ativação para a taxa de difusão é em geral pequena, variando de 4 a 7Kcal/mol. Se desejamos nos aproveitar do efeito da temperatura sobre as taxas de difusão, revelação e formação de fog, é conveniente usar reveladores com uma energia de ativação da ordem de 28Kcal/mol e escolher um tipo de revelação com energia de ativação equidistante desses dois valores (16Kcal/mol). Em geral, as energias de ativação da revelação química e "solution physical" preenchem esses requisitos.

O amidol é o revelador mais comumente usado em técnica de emulsão nuclear. Exceto pelo fato de que ele se oxida rapidamente pela ação do oxigênio do ar, é um dos poucos reveladores orgânicos que revela somente com a adição de sulfito e a pH relativamente baixo. O amidol, juntamente com o ácido bórico e os demais aditivos necessários, é comumente usado em banhos reveladores com pH próximo a 7. Ele revela a baixo pH, porém, a oxidação do banho vai

aumentando com a diluição. Em consequência, o poder de revelação do banho diminui. O ion ativo do amidol tem uma carga negativa; seu tamanho e forma permitem boa difusão a baixo pH quando a gelatina ainda tem uma carga negativa predominante. O efeito do amidol sobre o tempo de indução é relativamente baixo uma vez que o ion ativo é negativamente monocarregado.

#### B.4.2. Técnica Experimental

A revelação que discriminará os traços de fragmentos de fissão dos traços de partículas alfa é conseguida pelo ajuste da revelação desses dois tipos de traços, de tal modo que o tempo de indução para o fundo de partículas alfa seja tão longo que haja tempo suficiente para a revelação dos traços de fragmentos de fissão, antes do das partículas alfa se tornarem observáveis. A condição ideal de discriminação é revelar somente os traços de fissão e evitar qualquer traço de partículas alfa (isto é importante, por exemplo, para a economia de tempo e eficiência no trabalho de microscopia). Obtem-se um longo tempo de indução para as partículas alfa da seguinte maneira:

- a) usando uma emulsão nuclear de baixa sensibilidade e de grão fino (emulsão tipo K0 da Ilford);
- b) usando baixa concentração do agente revelador (50 a 500mg/l de amidol, dependendo do caso);
- c) mantendo a revelação predominantemente química (usando a mínima quantidade de sulfito de sódio necessário a dar ao banho alguma proteção contra a oxidação: 3g/l ou menos);
- d) moderando as taxas de formação de fog e a revelação

dos pequenos centros de imagem latente ( adicionando 1,2g/l de brometo de potássio);

e) mantendo o banho revelador a baixa temperatura ( uma vez que a baixa temperatura aumenta o tempo de indução, a revelação deve ser feita na temperatura mínima possível, permitida pela precipitação e solidificação do banho).

Quando se trabalha com emulsões carregadas, inicialmente ela é lavada em água fria ( $\approx 5^{\circ}\text{C}$ ) para se retirar o material com o qual ela foi carregada. Em seguida, coloca-se a emulsão num banho revelador com a seguinte composição:

ácido bórico .....	2g
sulfito de sódio .....	3g
brometo de potássio .....	1,2g
amidol .....	200mg
água destilada .....	1 litro .

O tempo de revelação é de 3 a 4 horas, mantendo-se a temperatura a  $3^{\circ}\text{C}$ , seguindo 1 hora a  $10^{\circ}\text{C}$ . A oxidação do amidol pode ser evitada fazendo-se o banho revelador imediatamente antes de ser usado, como também deve-se utilizar uma bandeja perfeitamente limpa. Em seguida, procede-se às fases de interrupção da revelação, fixação e lavagem das películas, conforme já descritas no parágrafo B.3.2.

O aspecto dos traços revelados por este método é tal que somente os grãos ao longo da trajetória das partículas são revelados, e por isso os traços não mostram qualquer variação de espessura devido a ionização secundária. O uso correto dos fatores que aumentam o tempo de indução possibilita escolher um tempo de revelação no qual se obtém traços de fragmentos de fissão perfeitamente visíveis na ausência completa de traços de partículas alfa (Fig. B.6) .

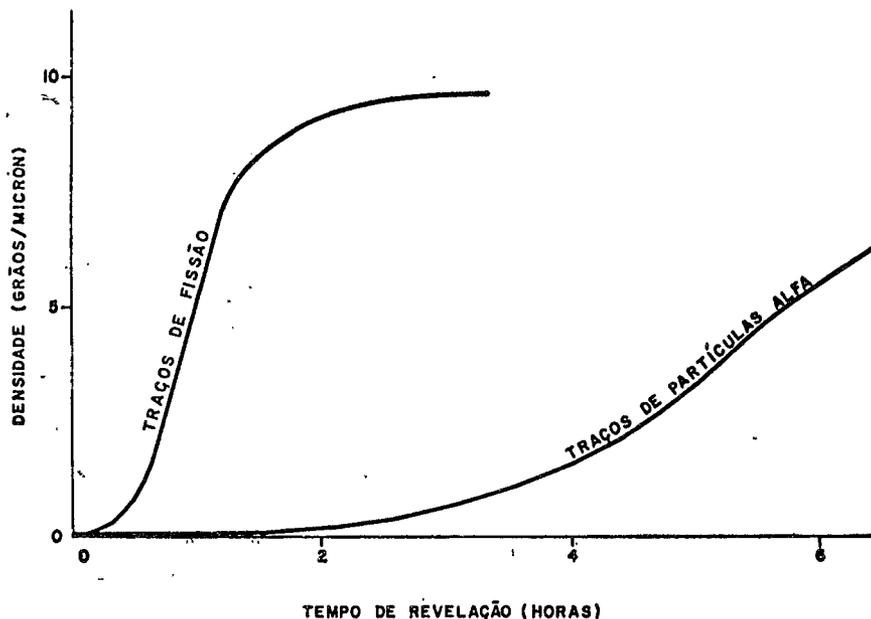


Fig. B.6

Com esta técnica, expondo películas de emulsão nuclear carregadas com  $10^{18}$  átomos de urânio por  $\text{cm}^2$  a feixes de  $10^{11}$  "fótons equivalentes" de até 5 GeV ou a feixes de  $10^{10}$  prótons por  $\text{cm}^2$  de 20 GeV, consegue-se uma densidade  $10^4$  traços de fragmentos de fissão por  $\text{cm}^2$  na ausência de um fundo de partículas alfa que seria da ordem de  $10^9/\text{cm}^2$ .

#### B.5. Carregamento de Emulsões Nucleares com Urânio, Tório e Bismuto

A emulsão nuclear pode desempenhar uma das seguintes funções. Ela pode servir como detetor de partículas originadas num alvo externo, ou então ela mesma pode ser simultaneamente alvo e detetor de partículas originadas em seu interior. Quando se quer es-

tudar a fissão nuclear de elementos tais como urânio, tório e bismuto (elementos não presentes na emulsão) deve-se introduzi-los na composição da emulsão. O processo de incorporação de elementos estranhos à emulsão nuclear é o que se conhece por "carregamento". Qualquer que seja o método utilizado, ele deve ser tal que:

- 1 - as propriedades básicas da emulsão nuclear não devem ser alteradas durante as fases do carregamento, do armazenamento e da revelação;
- 2 - a quantidade exata do elemento incorporado à emulsão possa ser conhecida.

Existem diferentes maneiras de se proceder ao carregamento: imersão da emulsão em soluções que contêm o elemento a ser carregado; deposição de solução sobre a superfície da emulsão; introdução da solução na gelatina durante a fabricação das emulsões; fazendo uma mistura da solução com gel (\*) de retido, vertendo - se a mistura numa bandeja. Neste parágrafo, descreveremos, de uma maneira sucinta, o último desses processos. Qualquer que seja o método escolhido, é necessário que a solução a ser usada seja de alta concentração e que a distribuição do elemento dentro da emulsão seja uniforme.

Soluções aquosas são as mais comumente usadas para difundir os elementos dissolvidos no volume da emulsão nuclear. As soluções a serem usadas para o carregamento não devem interferir na qualidade da emulsão nem modificar as propriedades da gelatina, e em particular não deverá hidrolizá-la. As "soluções de carregamento" devem ter as seguintes propriedades:

---

(\*) Gel - forma adquirida pela emulsão nuclear após a fabricação.

- a) formem soluções aquosas estáveis a pH de 6 a 8;
- b) permitam fácil determinação de sua concentração;
- c) não interfiram com as propriedades da emulsão;
- d) não modifiquem as qualidades mecânicas da gelatina e não a ataquem quimicamente;
- e) não permitam o "fading" ou a formação de "fog";
- f) não contenham substâncias higroscópicas;
- g) não deixem o pH da gelatina muito diferente de 7 após o carregamento ser retirado pela lavagem;
- h) não amaciem nem endureçam a gelatina, evitando deste modo a distorsão ou coagulação do gel;
- i) não modifiquem apreciavelmente as dimensões geométricas originais das películas após a revelação.

As substâncias que tomam parte na solução não devem ser higroscópicas por vários inconvenientes: as películas amolecem, os elementos de carregamento escapam da gelatina e cristalizam sobre a superfície da emulsão nuclear; a massa e as dimensões das películas variam com a umidade relativa do ar.

#### B.5.1. A Técnica do Carregamento

Uma solução aquosa de urânio que satisfaça os requisitos mencionados acima tem a seguinte composição:

100ml de solução 0,5M de nitrato de uranila  
100ml de solução 1M de citrato de amônia  
4ml de amônia.

Composições para uma solução de tório e bismuto, serão, respectivamente:

100ml de solução 0,5M de nitrato de tório  
50ml de solução 1M de citrato de amônia  
amônia até dissolver o precipitado  
50ml de solução 1M de carbonato de amônia

- 1,7g de amônia a 25% em 100g de água
- 4 g de citrato de bismuto
- 1 g de ácido cítrico.

Uma vez preparada a solução, o carregamento quantitativo de urânio (tório ou bismuto) em emulsão se faz do seguinte modo :

- 1 - Pesa-se uma quantidade da solução em um frasco de peso conhecido;
- 2 - Pesa-se uma quantidade de emulsão nuclear em forma de gel, adequada a uma carga de emulsão seca de 60mg de urânio ou tório por  $\text{cm}^3$  (para o bismuto será de até  $100\text{mg}/\text{cm}^3$ ). Sabe-se que, aproximadamente, 10,5 g de gel produzem  $1\text{cm}^3$  de película seca;
- 3 - O gel e a solução são dissolvidos até completa homogeneização pela fusão da emulsão aquecida durante 10 minutos, levemente agitada em um banho termostático a  $55^\circ\text{C}$ ;
- 4 - A mistura é então vertida em uma bandeja de plástico mantida na posição horizontal;
- 5 - A secagem é realizada em uma câmara de secagem a aproximadamente  $25^\circ\text{C}$  e 40% de umidade relativa;
- 6 - A partir da mistura retida no recipiente usado para a fusão é também submetida à secagem e, em seguida, pesada para devida correção;
- 7 - A película seca é retirada da bandeja, pesada e em seguida cortada em películas menores de dimensões desejadas. Cada pedaço é, de per si, pesado e medidas as suas dimensões;
- 8 - O número de átomos de urânio (tório ou bismuto) por  $\text{cm}^2$  é então determinado a partir do peso total da emulsão seca, da concentração da solução e das medidas efetuadas em cada película (a homogeneidade no carregamento pode ser controlada mediante extração do urânio (tório ou bismuto) e análise quantitativa

de amostras colhidas em diferentes pontos da película).

Terminada a fase do carregamento, as diversas películas são envolvidas em papel preto e encapsuladas a vácuo (que é uma das providências tomadas contra o "fading"), estando prontas para serem utilizadas em diferentes situações experimentais.

BIBLIOGRAFIA GERAL SOBRE O APÊNDICE B

- H. Yagoda, "Radioactive Measurements with Nuclear Emulsions" John Willey, (1949).
- C.E.K. Mees, "Theory of the Photographic Process", The Macmillan Company (1954).
- C.F. Powell, P. H. Fowler e D.H. Perkins, "Study of Elementary Particles by the Photographic Method", Pergamon Press, (1959).
- P. Demers, "Ionographie, Les Emulsions Nucléaires", Les Presses Universitaires de Montreal, (1958).
- W.H. Barkas, "Nuclear Research Emulsions", Academic Press, (1963).
- H.G. de Carvalho, "The Processing and Loading of Nuclear Emulsions", Cap. V do livro "Progress in Nuclear Techniques and Instrumentation", North Holland, (1965).

\* \* \*