



TESES

NÚMERO 02/70

**FISSÃO DO U, Th E Bi INDUZIDA POR
PRÓTONS DE 600 Mev**

**TESE DE MESTRADO
por
Gilson Brand Baptista**

**em
25 de setembro de 1970**

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

AV. WENCESLAU BRAZ, 71

RIO DE JANEIRO

BRASIL

ERRATA

Página	Linha	Erro	Correção
11	13	são	foram
4	27	esssa	essa
5	24	11	1.1
7	16	$P = k (3 \pi^2 N)^{1/2}$	$P = k (3 \pi^2 N)^{1/3}$
23	14	cozido	caso do
33	9	$E > 0$	$\Delta E > 0$
41	5	so	os
44	14	reg	seg
53	14	partículas	películas
54	9	... grupo	... grupo e , encapsuladas a vácuo em envelopes de plás- tico transparente
65	14	profundidade	profundidade
73	24	tabe 4.4	tabela 4.4
73	25	ponto ()	ponto ($\frac{1}{2}$)
16	legenda das figuras		

fig. 1.12- espectros de energia dos protons de cascata emitidos em um angulo de laboratorio de 60° , de bismuto irradiado com protons de 450 MeV.
 Histograma- valores calculados para o intervalo angular de $50^\circ - 70^\circ$.
 0 - dados experimentais

fig. 1.13- espectros de energia dos protons de cascata emitidos em um angulo de laboratorio de 30° , do bismuto irradiado com protons de 450 MeV.
 Histograma- valores calculados para o intervalo angular de $50^\circ - 70^\circ$.
 0 - dados experimentais

RESUMO

A medida da seção de choque para fissão do U, Bi e Th, induzida por protons, na região de 600 MeV de energia, foi realizada usando técnicas de Emulsão Nuclear. Os alvos foram preparados a partir de emulsão tipo KO Ilford usando em seu carregamento soluções de complexos dos elementos em estudo.

O feixe de protons empregado na irradiação foi o do Síncro-Ciclotron do CERN com uma energia de 586 ± 5 MeV e um fluxo integrado de $1,6 (\pm 4,8\%) \times 10^{11}$ protons, cuja determinação foi realizada a partir das curvas de desintegração do alumínio através da reação $Al^{22}(p,3pn)^{24}Na$. Os eventos de fissão, foram contados com microscópio Leitz, utilizando-se objetiva 100x e ocular 10x.

Os resultados de nossas medidas são:

Urânio ~ 1390 mb

Tório - 730 mb

Bismuto - 225 mb

O erro estatístico na medida dessas seções de choque foi de aproximadamente 10%. Os resultados para o Urânio estão de acordo com os obtidos por Ksttcof e Hudis não concordando, entretanto, com os de Brant et al.

Por outro lado os resultados obtidos por esses autores, para o Bismuto e Tório, estão em boa concordância dentro dos erros experimentais.

AGRADECIMENTOS

Desejo expressar aqui o meu agradecimento a todos que, direta ou indiretamente, prestaram a sua colaboração desinteressada e amigável.

Ao Professor Hervásio Guimarães de Carvalho, pela sua orientação, seu estímulo e sua capacidade de criar um ambiente compreensivo e dinâmico.

Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, o meu reconhecimento pela minha formação científica em seus cursos de pós-graduação, bem como pela oportunidade da realização desse trabalho.

Ao Professor Brant do Centro Europeu de Pesquisas Nucleares (CEBN) pela sua valiosa colaboração na irradiação das películas.

A meus colegas do Departamento de Radioatividade, Professores: Jader Benuzzi Martins, Rui Alberto Nazareth, Helio Schechter, Iraci Oliveira de Souza, Monica de Araujo Penna, Odilon Antonio Paula Tavares e Arikene Rodrigues Sucupira, pela prestiosa ajuda que me prestaram.

Às microscopistas Jane d'Ávila Martins, Hilda Vieira, Marlene Garcia da Costa, Genice Cândida Paraguassu, Nanci de Barros Farias, à calculista Celeste Aida e à datilógrafa Berenice Maria Nicolau de França Santos, pela eficiência de sua cooperação.

Às Instituições: Instituto de Engenharia Nuclear, Conselho Nacional de Pesquisas, Coordenação do Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior e Centro Europeu de Pesquisas Nucleares, pela assistência que me concederam na realização do presente trabalho.

À MINHA MULHER

ÍNDICE

	página
RESUMO _____	11
AGRADECIMENTOS _____	111
INTRODUÇÃO _____	1
CAPÍTULO I - <u>Reações Nucleares em Altas Energias</u> _____	4
1.1 Generalidades _____	4
1.2 Cascata Nuclear _____	6
1.3 Evaporação Nuclear _____	17
1.4 Fissão Nuclear _____	19
1.4a Distribuição de Massa dos Produtos de Fissão _____	20
1.4b Seção de Choque- Probabilidade de Fissão _____	22
1.4c Competição entre Fissão e Evaporação _____	25
CAPÍTULO II - <u>Modelos da Fissão Nuclear</u> _____	30
2.1 Modelo da Gôta Líquida _____	30
2.2 Modelo Estatístico da Fissão _____	45
2.3 Modelo Coletivo _____	49

	página
CAPÍTULO III - Procedimento Experimental	52
3.1 Preparação das Películas	52
3.2 Bombardeamento	54
3.3 Determinação sobre a Película da Região do Fluxo Conhecido	58
3.4 Revelação	62
3.5 Esquadriçamento	64
CAPÍTULO IV - Resultados	69
Conclusão	73
REFERÊNCIAS	78

INTRODUÇÃO

Em 1939, O. Hahn e F. Strassman²⁸ irradiaram o urânio com neutrons, com o objetivo de produzirem elementos mais pesados - que os encontrados na natureza. A experiência entretanto, levou-os à produção de nuclídeos mais leves. A esse processo de Reação Nuclear, no qual o núcleo se desdobra em dois fragmentos de peso atômico intermediário, foi dado o nome de fissão por O. R. Frisch e L. Meitner⁴⁰ (1939).

Após a descoberta da fissão induzida por neutrons, foi observado por D. H. T. Gant²² (1939) que o processo de fissão nuclear poderia ser induzido no urânio, por intermédio de partículas carregadas. Nesse trabalho, Gant²² evidenciou que o processo deveria ser obtido, se o bombardeamento fosse feito através de partículas com energia maior que a da barreira coulombiana.

Em seguida, N. Bohr e J. A. Wheeler⁶¹ apresentaram um trabalho no qual propunham o modelo da gota líquida, para explicar o processo de fissão nuclear. O modelo permitiu a previsão da ordem de grandeza da seção de choque para o processo e esta foi confirmada pela experiência.

A medida da seção de choque induzida por partículas carregadas foi realizada, pouco depois, por I. C. Jacobson e N. O. Lassen³⁷, irradiando urânio com deuterons. A seguir, G. Dessauer e E. M. Hafner¹³ fizeram experiências para medida do processo de fissão induzida por protons no tório e no urânio.

Em virtude da importância desse tipo de reação nuclear, caracterizada pela alta liberação de energia, o estudo da fissão nuclear tem sido, através dos tempos, objeto de grande interesse.

Com o avanço da tecnologia, construíram-se aceleradores que permitiram a obtenção de feixes de partículas com espectro de energias cada vez mais altas, possibilitando dessa forma, estudar o comportamento do núcleo ante a colisão dessas partículas. Numerosas experiências foram feitas, no sentido de medir a seção de

choque de fissão resultante dessa colisão e, para a detecção desses fenômenos, foram empregadas diversas técnicas. Porém, nem sempre as medidas de um mesmo fenômeno, feitas através das diferentes técnicas, são concordantes. Especialmente diversas medidas da seção de choque de fissão do urânio, induzida por prótons na região de 600 MeV, apresentam discordâncias.

O presente trabalho tem por finalidade dar uma contribuição para elucidar o valor da seção de choque em 600 MeV, utilizando técnicas de emulsão nuclear.

Para ilustrar a discordância das medidas, citaremos alguns dos recentes resultados obtidos para seção de choque, nessa região de energia.

H.G.de Carvalho et al¹¹, em 1962, usando técnicas de emulsão nuclear e o feixe de prótons de (591 \pm 3 MeV) do Sincro-Ciclotron do CERN, mediram a seção de choque de fissão do urânio e o resultado encontrado foi de 1,2 \pm 0,1 barns. Posteriormente, em 1968, J.Hudis e S.Katcoff³³ empregando mica como detetor, em suas experiências, e o feixe de prótons do BNL, encontrou 1,405 \pm \pm 0,160 barns para medida da seção de choque do processo. Em trabalho mais recente realizado no CERN, foi encontrado por R.Brant et al⁶, o valor de 1,060 \pm 0,140 barns para a seção de choque de fissão do urânio.

As discordâncias mencionadas são parcialmente resultantes das dificuldades experimentais, principalmente na discriminação de outros fenômenos (emissão alfa, fragmentação, etc) que, nestas energias, competem com a fissão na reação nuclear, bem como os efeitos das reações secundárias.

Convém observar que o número de medidas da seção de choque de fissão, nesta região de energia, para Th e Bi é muito pequeno e que por isso o presente trabalho traz, assim, uma contribuição especial.

Nosso trabalho foi realizado utilizando películas de Emulsão Nuclear de baixa sensibilidade, as quais foram preparadas a

partir da emulsão Ilford KO em forma de gel. Utilizamos películas finas com o objetivo de reduzir os efeitos das reações secundárias.

Os carregamentos foram preparados a partir de soluções de complexos de U, Th e Bi. Para a revelação das películas, usamos banhos especiais, em virtude da alta dose de radiação.

A apresentação do nosso trabalho será em quatro capítulos.

No primeiro, apresentaremos considerações gerais, sobre a interação de partículas de alta energia com núcleos pesados.

No segundo, mostraremos alguns modelos para o comportamento do núcleo no processo de fissão.

O terceiro capítulo, constará da descrição do procedimento experimental do nosso trabalho.

No quarto e último capítulo, serão discutidos os resultados obtidos e apresentadas as conclusões.

1 - REAÇÕES NUCLEARES EM ALTAS ENERGIAS

1.1 - GENERALIDADES

Quando um feixe de partículas de alta energia incide sobre um alvo constituído de núcleos pesados, induz uma variedade de reações nucleares. Desde reações que serão caracterizadas pela alta absorção de energia das partículas incidentes, até aquelas em que as partículas passarão através do núcleo, sem sofrerem nenhuma interação. Esse último fenômeno, no qual o núcleo apresenta uma probabilidade de ser atravessado pelas partículas sem que essas causem colisão, é característico das reações de alta energia e é função da "Transparência Nuclear".

As reações resultantes da colisão de partículas de alta energia em núcleos pesados, embora tendo sido objeto de uma grande quantidade de trabalhos, apresentam ainda um critério arbitrário em sua classificação. Para descrição dos fenômenos ligados a essas reações, utilizaremos o critério usual de separá-las em duas etapas consecutivas: um estágio rápido e outro lento.

No primeiro estágio levamos em conta que o comprimento de onda, associado à partícula incidente, é da ordem de grandeza ou menor do que as distâncias internucleônicas. Esse fato permite o estudo da interação com o núcleo através das colisões partícula-núcleon. Nesse estágio da reação, a partícula incidente colide com um nucleon e é então espalhada. Em seguida, a partícula espalhada e o nucleon de recuo, podem dar origem a novas colisões, e assim sucessivamente, até serem emitidos ou absorvidos pelo núcleo. A essa sequência de colisões realizadas em um espaço de tempo muito curto (10^{-22} s), que caracteriza esta fase da reação, foi dado o nome de "cascata nuclear".

Após a "cascata nuclear", o núcleo residual ainda se spre

senta em estado de excitação. Em virtude desta energia em excesso no núcleo residual, poderão ocorrer os seguintes processos: emissão de partículas, emissão de radiação gama e fissão. Esse estágio da reação, é realizado no intervalo de tempo de aproximadamente 10^{-19} seg. a 10^{-14} seg. que comparando com o processo anterior, pode ser considerado lento. A descrição dessa fase do processo, excluindo a fissão, é feita através dos modelos estatísticos similares à evaporação molecular. Por essa razão, essa fase da reação é também chamada de evaporação nuclear.

Quanto à distribuição de massa dos núcleos residuais, nós podemos classificá-los em: produtos de espalação; produtos de fragmentação e produtos de fissão.

Os produtos de espalação, são os núcleos residuais resultantes da cascata rápida ou da evaporação, e podem diferir do núcleo alvo em até 70 nucleons.

Os produtos de fissão resultam da partição do núcleo em 2 fragmentos de massas comparáveis. A fissão ocorre no processo lento, em competição com a evaporação de partículas.

Os produtos de fragmentação aparecem nas reações provenientes do bombardeamento de núcleos com partículas de altíssimas energias (região de GeV). Esse processo é suposto ocorrer durante a fase rápida da reação, e ser o resultado de uma forte excitação local. Os fragmentos resultantes dessa reação, têm massas de 20 a 40 u.m.a. . As curvas da figura 11 mostram, como exemplo a distribuição de massa obtida através do bombardeamento do bismuto com protons de diversas energias.

Complementando, devemos mencionar que as partículas emitidas pelos núcleos, durante cada um dos processos referidos anteriormente, poderão colidir com outro núcleo do alvo, dando origem a uma nova reação. Essas reações são conhecidas como reações secundárias e competem em todos os estágios com as reações resultantes das partículas do feixe incidente. Se uma boa discriminação não for obtida, essas reações podem levar a medi-

das experimentais errôneas.

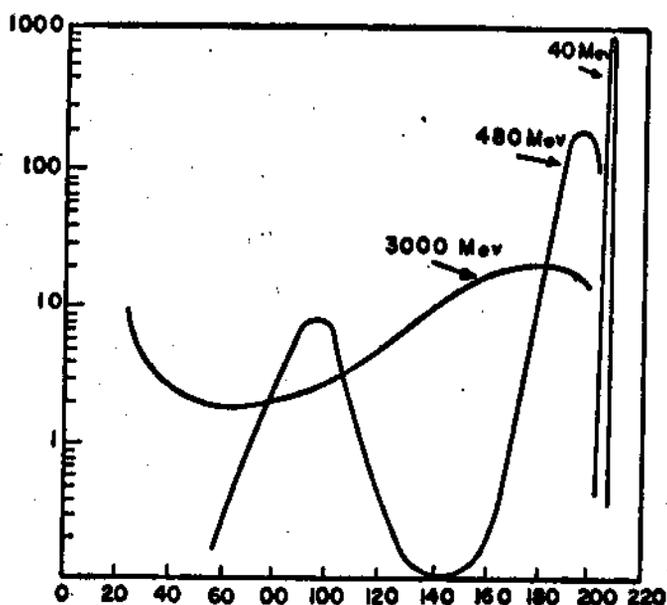


Fig. 1a1 - Curva da distribuição de massa para o bismuto bombardeado com prótons de energia de 400 MeV e 40 MeV e para o chumbo em 3000 MeV. (de M. Miller e de Nade).

1.2 - CASCATA NUCLEAR

A primeira sugestão para a classificação das reações nucleares induzidas por partículas de alta energia em duas etapas distintas foi apresentada por R. Serber⁵², em 1947. Ele observou que o tempo decorrido entre a colisão da partícula com o núcleo alvo e o recolhimento da partícula emergente, era menor do que o tempo necessário para a energia se distribuir no núcleo, através de colisões sucessivas de seus nucleons. Então, o processo não poderia ser explicado através do modelo do núcleo composto. Ele evidenciou que a reação deveria resultar da interação partícula-núcleon, dando origem à cascata nuclear rápida, seguida de uma fase lenta, explicada pelo modelo estatístico da evaporação.

M.L. Goldberger²⁶ seguiu as idéias básicas de Serber⁵², da

formação de uma cascata nuclear, e propôs a utilização do Método de Monte Carlo⁵⁶ para simulação da referida cascata.

Em seus cálculos, Goldberger usou basicamente o modelo estatístico no qual o núcleo seria constituído de um gás de Fermi sem interação. A energia máxima dos nucleons, seria dada pela energia máxima de Fermi por intermédio da relação

$$E_f = \frac{\hbar}{2M} (3\pi^2 \frac{N}{V})^{2/3}$$

onde N é o número de nucleons e V é o volume do núcleo.

Para simplificar o problema, o autor considerou um só tipo de partícula no núcleo.

As colisões deveriam observar o princípio de exclusão de Pauli. Desta forma, somente seriam admitidas as colisões em que as partículas, após o choque, adquirissem momentos diferentes dos estados ocupados pelas partículas do núcleo. O raio do núcleo seria dado no espaço dos momentos por:

$$P = \hbar (3\pi^2 N)^{1/2}$$

O livre percurso médio das partículas incidentes com momento P_0 dentro do núcleo, seria calculado a partir da seguinte fórmula:

$$\bar{\sigma} = \frac{1}{P_0} \int d\vec{g} \int d\vec{P}_1 (N(P_1)(P_0 - P_1) \times \sigma(p_0, P_1, p_f) \times \frac{1}{P_0^2} \delta(p_0 - p_f)$$

onde: P_1 é o momento da partícula com a qual se deu a colisão, p_f e p_0 são respectivamente, o momento final e inicial da partícula incidente no sistema centro de massa; g é o momento transferido na colisão, $\sigma(p_0, \vec{P}_0, p_f)$ é a seção de choque nucleon-nucleon e $N(P)$ é a densidade de partículas do alvo no espaço dos momentos. As regiões de integração permitidas seriam determinadas pelos valores do momento da partícula do alvo (\vec{P}) e pela transferência do momento (\vec{g}), ou seja, elas só poderiam tomar valores permitidos pelo princípio de exclusão de Pauli.

A seção de choque diferencial foi calculada a partir da suposição de que o núcleo é constituído de uma esfera negra de

raio a e é dada pela relação:

$$\sigma d\Omega = a^2 \left\{ \frac{J_1(k_0 \theta)}{\theta} d\Omega \right\}$$

onde J_1 é a função de Bessel; k é o número de onda da partícula incidente e θ é o ângulo de espalhamento.

Utilizando o modelo descrito, Goldberger simulou em detalhe, o comportamento de um considerável número de partículas - que ao atravessarem o núcleo, provocavam colisões sucessivas entre os nucleons.

Para melhor esclarecer o método utilizado, descreveremos cada um dos estágios envolvidos quando seguimos uma partícula - até que essa seja absorvida ou emitida pelo núcleo.

No primeiro estágio, o problema será determinar como a partícula penetra no núcleo antes que ocorra a primeira colisão. Goldberger considerou que após a penetração no núcleo, a partícula incidente estaria imersa em um meio infinito de matéria nuclear, contado a partir da superfície de penetração. Este espaço, foi então dividido em regiões de igual probabilidade de colisão, sem levar em conta o princípio de exclusão de Pauli. Com essas considerações, o comprimento x_n percorrido pela partícula desde a penetração, seria dado em função do livre percurso médio λ e da probabilidade de penetração P_n , como se segue:

$$x_n = \lambda \ln \frac{1}{P_n}$$

Por intermédio de uma escolha arbitrária de P_n , determinaríamos em qual região se deu a colisão.

O segundo estágio, seria determinar o momento da partícula com a qual se deu a colisão. Para essa finalidade, o autor dividiu a região do espaço de momentos das colisões permitidas, em regiões de igual probabilidade. A probabilidade S_n da colisão ocorrer em uma região n , seria dada em função do momento relativo p_{ri} das partículas envolvidas do choque, por:

$$S_n = \prod_{i>1}^n p_{ri} \sigma(p_{ri}) \prod_{i=1}^N p_{ri} \sigma(p_{ri})$$

onde N é o número total de regiões no espaço dos momentos. Escolhendo-se ao acaso, um número m tal que $s_n < m < s_{n+1}$ a colisão será considerada como tendo ocorrido na região n .

Após a escolha das partículas que colidiram, teríamos que determinar o ângulo de espalhamento. Os valores apropriados para os ângulos de espalhamento θ_j , foram determinados como se segue:

$$\frac{1}{N_2} = \frac{1}{\sigma(p_{ri})} \int_0^j \sigma(p_{ri}, \theta) d\Omega$$

onde: $\sigma(p_{ri}, \theta)$ é a seção de choque diferencial que é suposta ser conhecida; $1 < j < N_2$ e N_2 é o número total de divisões.

O vetor momento final das partículas, após a colisão, é então determinado por intermédio das leis de conservação. Depois da sua determinação, verificamos se é permitido pelo princípio de exclusão de Pauli. Se a colisão foi permitida, o procedimento é repetido para as partículas resultantes, até que sejam emitidas ou absorvidas pelo núcleo. Se a colisão, então, for proibida, escolheremos novos parâmetros para a partícula na sua trajetória inicial.

Goldberger²⁶ simulou o comportamento de 100 partículas incidentes, para as quais admitiu mil regiões para a determinação do comprimento de penetração. Dividiu a região dos momentos permitidos em 20 regiões e os ângulos de espalhamento foram divididos em cinco regiões de 0 a $\frac{\pi}{2}$.

As curvas das figuras 1.2, 1.3, 1.4 mostram os resultados obtidos por Goldberger²⁶, utilizando o método descrito onde considerou partículas incidentes com 86,6 MeV de energia, uma profundidade de 26 MeV para o poço de potencial, energia de Fermi-máxima igual a 18 MeV e o raio do núcleo 9×10^{-12} cm.

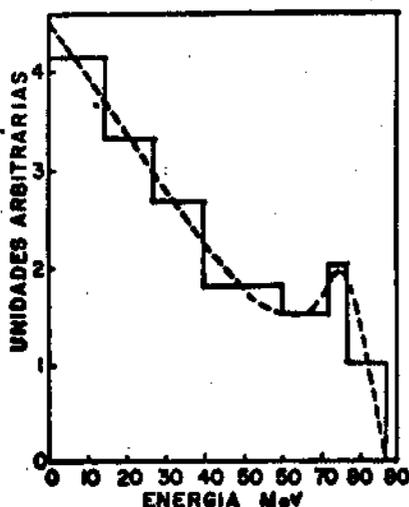


Fig. 1.2 - Distribuição da energia das partículas emergentes em todos os ângulos, após o bombardeamento de um núcleo pesado por neutrões de 86,6 MeV.

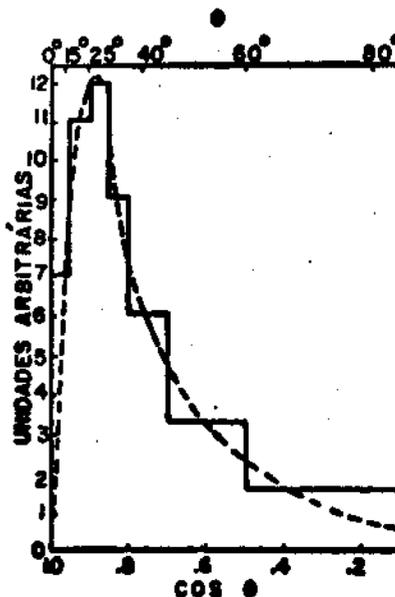


Fig. 1.3 - Distribuição angular de partículas emergentes de núcleos, tendo em conta espalhamentos múltiplos.

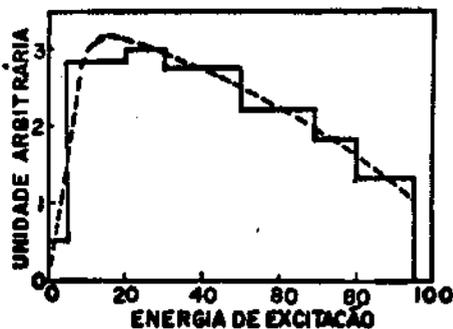


Fig. 1.4 - Distribuição das energias de excitação do núcleo residual, logo após o bombardeamento de um núcleo pesado por neutrões de 86,8 MeV.

O método sugerido por Goldberger²⁶, para os cálculos da cascata nuclear nas reações de altas energias, atraiu um grande número de pesquisadores entusiasmados com o seu sucesso. O aparecimento dos computadores rápidos que facilitaram os cálculos e o crescente número de dados experimentais, permitiram a obtenção de resultados mais precisos. Dentre as publicações mais importan

tes sôbre êsse assunto, devemos citar os trabalhos de G.Rudstam⁵⁰, de N.Metropolis et al^{41,42} e mais recentemente, os trabalhos de H.Bertini^{1,2}.

No primeiro trabalho, Metropolis et al⁴¹ calcularam várias-cascatas resultantes da incidência de nucleons, com energia abaixo de 380 MeV. O modelo nuclear usado foi o de um gás de Fermi, em um potencial de raio $R=r_0 \times A^{1/3}$, onde $r_0=1,2$ F.

A seguir, Metropolis et al⁴² publicaram uma extensão do trabalho anterior, para partículas incidentes com energia no intervalo de 0,4 GeV - 1,8 GeV. Nesse trabalho, introduziram na cascata nuclear a produção de pions.

Bertini⁴² usou um modelo nuclear diferente do utilizado nos trabalhos anteriores. Ele considerou o núcleo como formado por 3 esferas concêntricas, sendo a central circundada por duas outras com densidade uniforme de neutrons e protons. Os limites foram considerados os mesmos para os dois tipos de nucleons. A densidade de protons foi feita proporcional ao valor médio da distribuição de carga tipo Fermi, obtida por Hofstadter³² (figura 1.5). A densidade de neutrons foi obtida pela multiplicação da densidade de protons pela razão neutron-proton do núcleo.

O método de Monte Carlo aplicado à cascata nuclear rápida, permite a obtenção das seguintes informações:

- 1- natureza e número das partículas emergentes
- 2- número de colisões dentro do núcleo
- 3- distribuição angular das partículas emergentes
- 4- características do núcleo residual (Z, A energia de excitação).

As figuras a seguir apresentam alguns resultados obtidos - por cálculos teóricos, usando o método de Monte Carlo comparado com resultados experimentais.

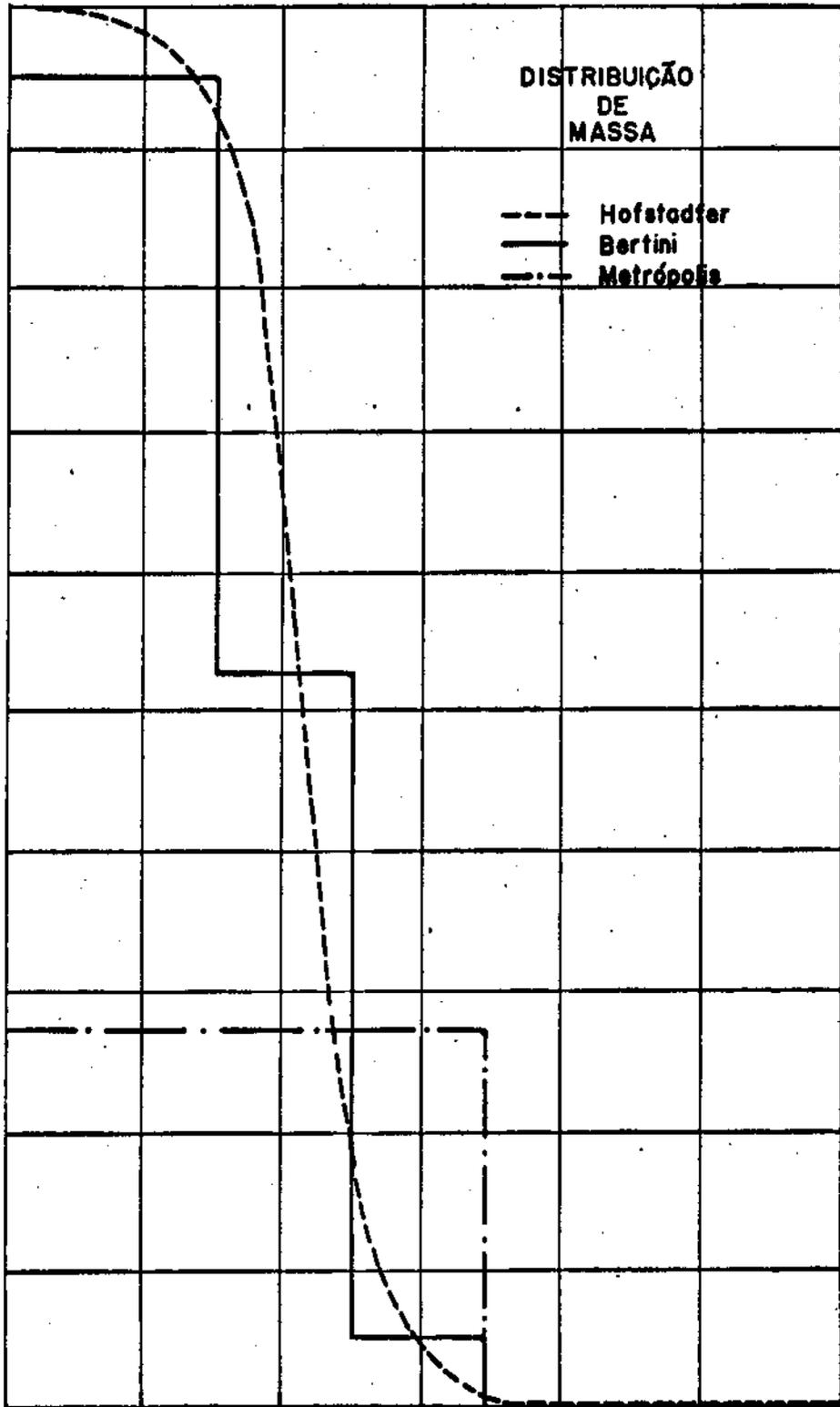


Fig. 1.5

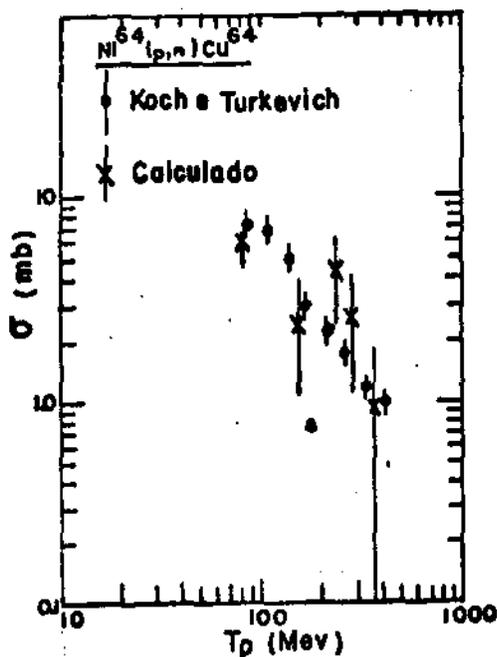


Fig. 1.6 - Comparação entre os resultados experimentais e os resultados calculados para a reação $Ni^{64}(p,n)Cu^{64}$. (Metropolis et al⁷).

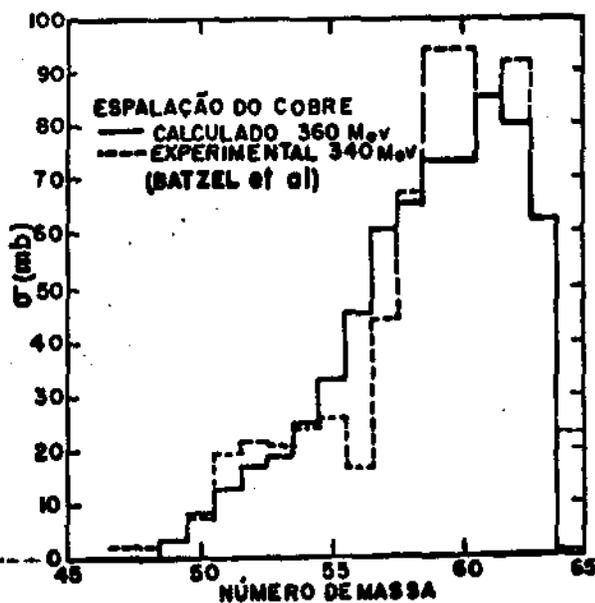


Fig. 1.7 - Espalção de cobre por protona (Metropolis et al⁷).

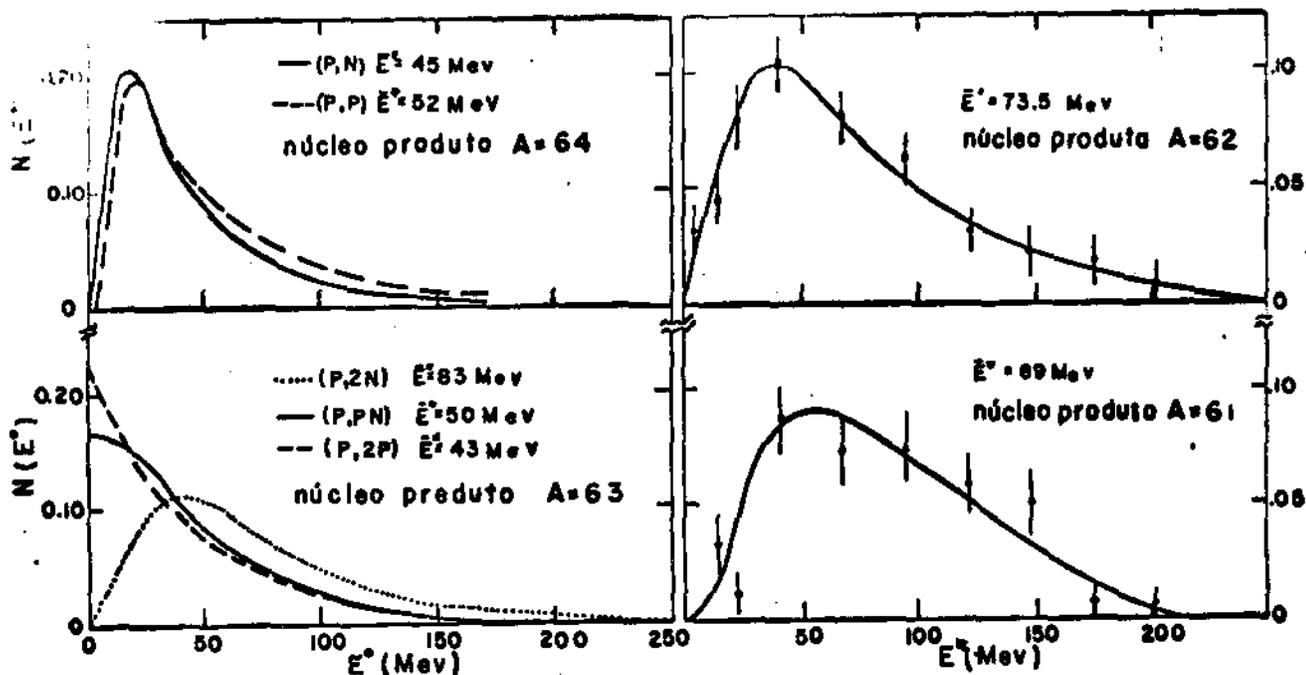


Fig. 1.8 - Distribuição das energias de excitação calculadas usando o método de Monte Carlo, associadas a tipos particulares de reacções no Cu^{64} , iniciadas por protona de 286 Mev. $N(E^*)$ é dado em unidades $(10 \text{ Mev})^{-1}$. (Metropolis et al⁷).

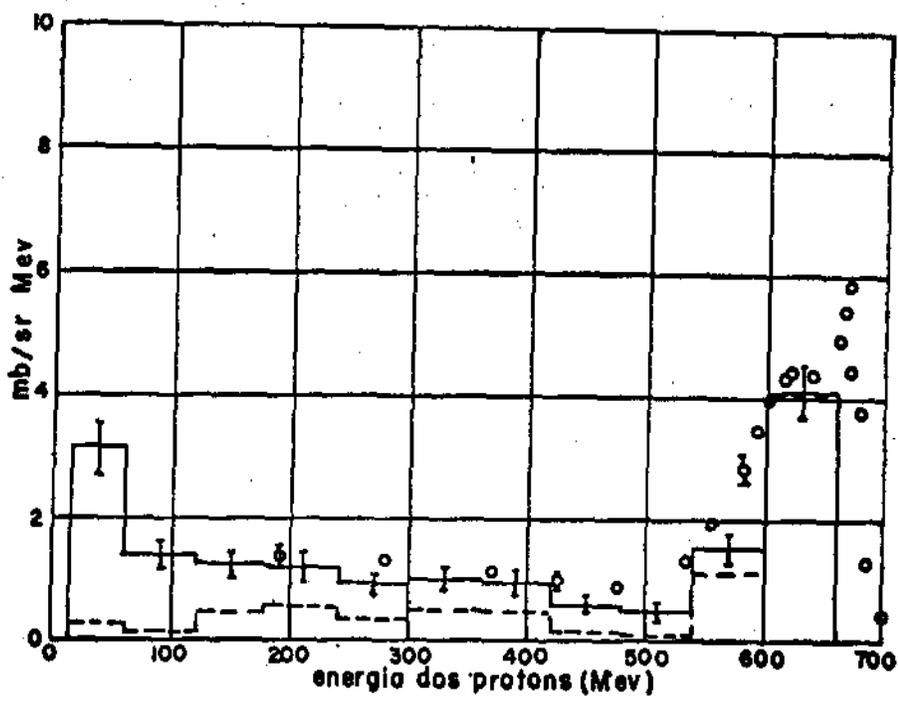


fig. 1.9 - Espectro energia dos protons de cascata emitidos em um ângulo de 12.2° .
Bombardeamento no urânio com protons de 660 MeV.
o = dados experimentais
linha pontilhada = espectro teórico resultante de contribuição de reações de colisão simples.
linha cheia = resultados calculados para todas as partículas que escapam no intervalo angular de $7^\circ - 17^\circ$.

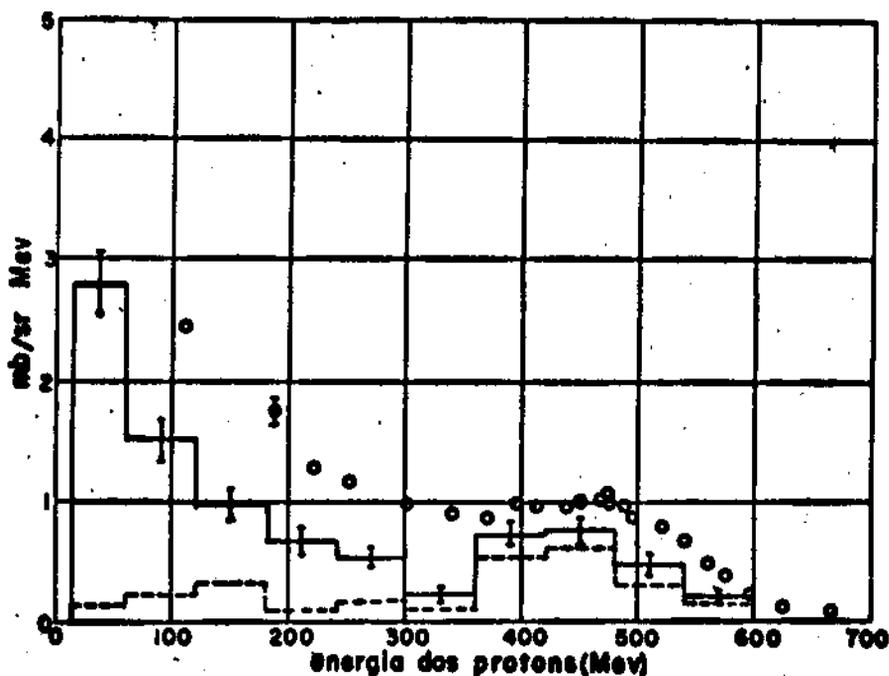


Fig. 1.10 - Seccao de protons emitidos em um ângulo de 90° de urânio bombardeado com protons de 660 MeV.
 intervalo angular usado nos cálculos foi de $13^\circ - 23^\circ$
 Mesma notação da figura acima

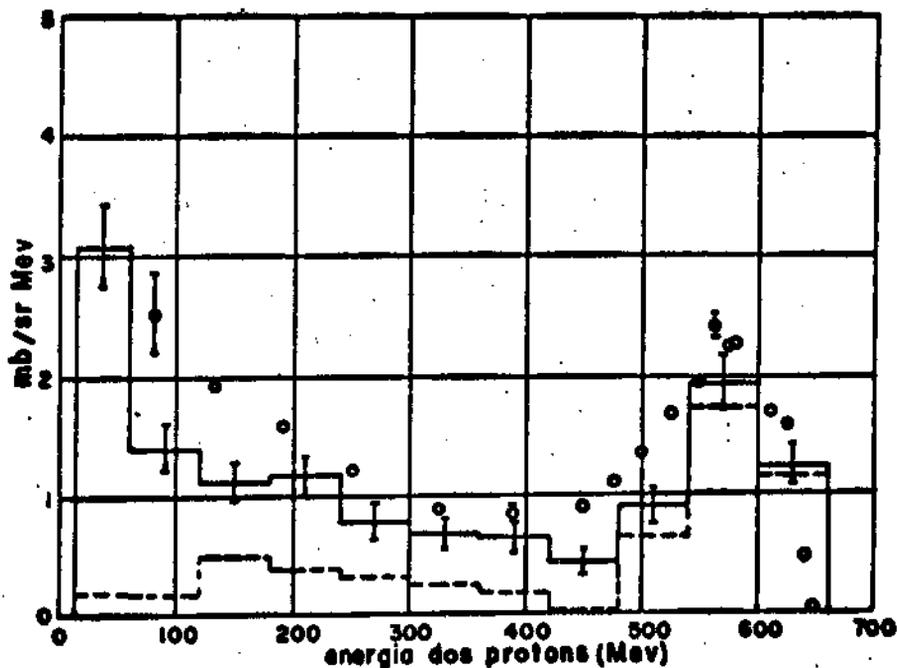


Fig. 1.11 - Seccao de protons emitidos a um ângulo de 10° de urânio bombardeado com protons de 660 MeV.
 — resultado de cálculos de todas as partículas que ocuparam um ângulo de $7^\circ - 17^\circ$
 ○ = resultados experimentais ——— espectro teórico considerando somente contribuições de colisões simples.

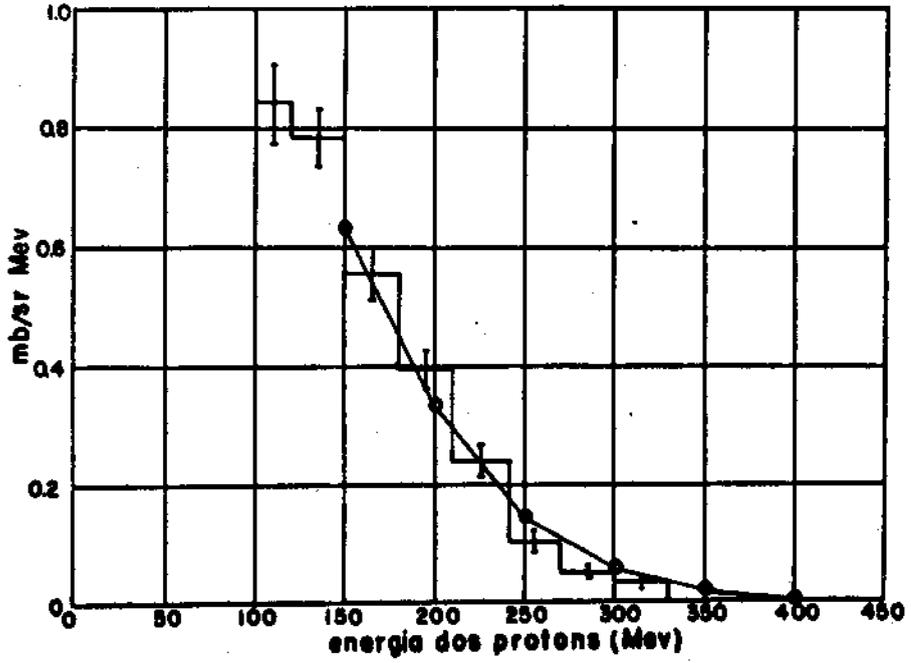
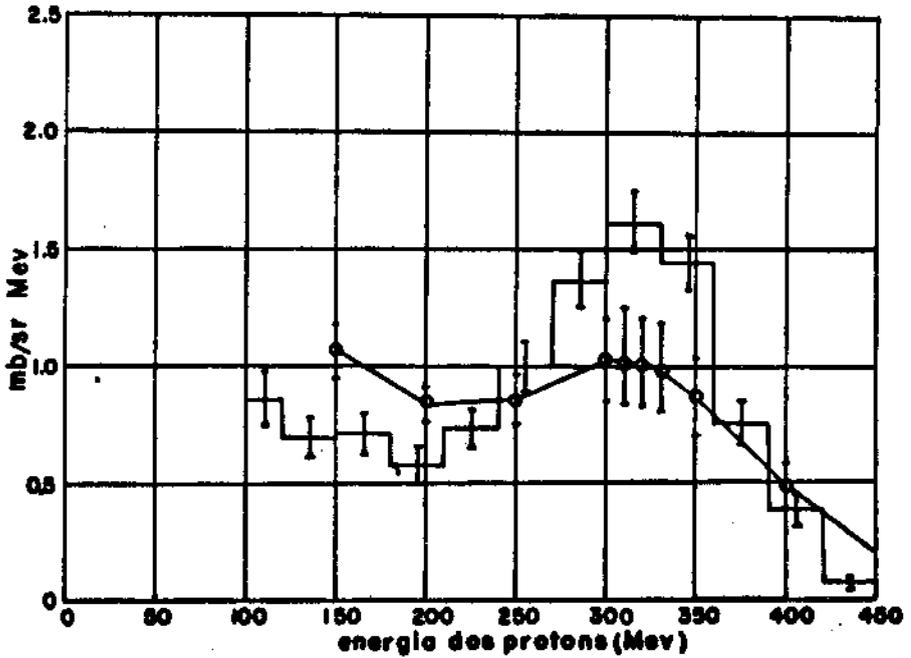


fig. 1.12

fig. 1.13



1.3 - EVAPORAÇÃO NUCLEAR

Ao terminar o processo de cascata nuclear rápida, o núcleo é deixado num estado de alta excitação e apresenta uma composição de prótons e nêutrons, diferente da do núcleo original.

Inicialmente estaremos interessados em descrever o mecanismo através do qual o núcleo perderá a energia em excesso, por emissão de núcleons ou de pequenos aglomerados de núcleons (evaporação).

O tratamento desta parte do processo, em termos do decaimento de um sistema em equilíbrio transitório de vida média longa é, em geral, baseado no "Modelo Estatístico" apresentado por V. Weisskopf⁵². O modelo considera que a energia armazenada por um núcleo pode ser comparada com a energia calorífica de um sólido ou um líquido. Com essa analogia, a expulsão de partículas dos núcleos excitados ocorrerá por um processo semelhante à evaporação molecular.

Existem, entretanto, algumas diferenças importantes entre a evaporação dos sistemas termodinâmicos clássicos e a evaporação nuclear.

Nos sistemas termodinâmicos clássicos, a energia total do sistema, permanece praticamente a mesma após a emissão de uma partícula. No caso do núcleo, o sistema é substancialmente alterado após uma emissão. Desta forma, torna-se difícil a emissão de uma segunda partícula com características idênticas à primeira. Evidentemente, a "temperatura nuclear" depois da emissão será diferente da "temperatura antes da mesma. Neste caso será necessário distinguir em que sistema devemos medir a "temperatura nuclear".

A análise teórica do processo de evaporação para núcleos altamente excitados, recebeu uma grande contribuição com os trabalhos de Le Couteur⁹, Fujimoto²¹ e Yamaguchi⁶⁴. Posteriormente, Ericson¹⁶ publicou uma revisão da teoria da desexcitação de nú

cleos por evaporação.

A análise do problema, entretanto, apresentava características ideais para serem tratadas pelo processo de Monte Carlo. Esse procedimento foi seguido por Rudstam⁵⁰, Dostrovsky et al^{14,15}.

Descreveremos a seguir, em linhas gerais, o procedimento - na utilização do método de Monte Carlo para a evaporação. Em geral, a utilização desse método, é feita utilizando os parâmetros do modelo estatístico para evaporação de Weisskopf⁵⁹.

Escolhemos um núcleo com uma energia de excitação determinada. Através de parâmetros apropriados, determinamos as probabilidades relativas para emissão de cada uma das partículas (prótons, neutrons, deuteron, trítios, etc). Em seguida, normalizamos a soma dessas probabilidades e escolhemos ao acaso um número nesse intervalo de probabilidade. O número escolhido indicará na escala das probabilidades, qual a partícula que foi emitida. No próximo passo, a energia da partícula é escolhida ao acaso dentro das possibilidades permitidas na distribuição de Maxwell.

Após a emissão, atribuímos ao núcleo residual os novos valores de A, Z, energia de excitação, e os parâmetros da evaporação são convenientemente ajustados. Fazemos uma nova escolha do tipo e energia da partícula a ser emitida. Todo o processo anterior, é então repetido. Segue-se fazendo hipóteses de emissões, até que o núcleo perca toda a sua energia inicial.

Este processo deve ser repetido para um grande número de eventos, a fim de que tenha significado estatístico.

Para melhor comparação com a experiência, os núcleos excitados escolhidos para o início da evaporação, deverão ser aqueles resultantes do processo de cascata rápida. Com esse procedimento, poderemos prever a energia e a natureza (neutrons, prótons, etc) das partículas evaporadas, bem como a seção de choque para cada um dos processos.

A seguir, mostraremos alguns resultados obtidos para a evaporação nuclear, utilizando o método de Monte Carlo.

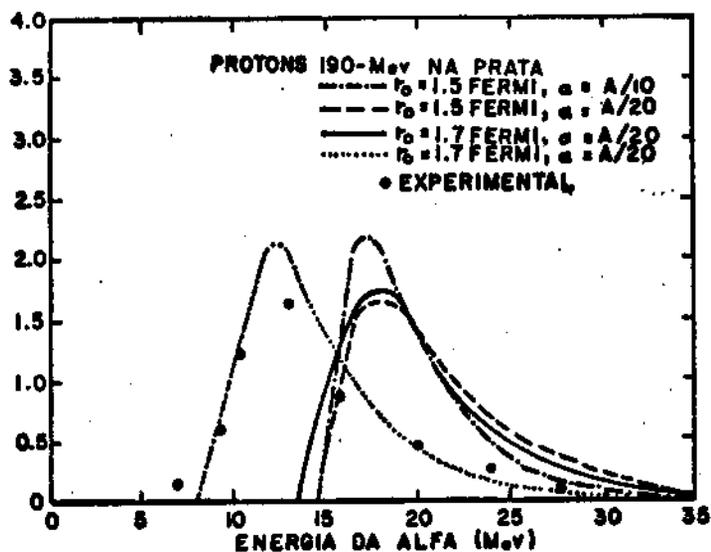


fig. 2a4 - Curvas teóricas obtidas por partículas alfa emitidas de prata bombardeada com prótons de 196 MeV (Barley). Curvas teóricas obtidas baseadas em cálculo de evaporação (Bostrovsky et al)

1.4 - FISSÃO NUCLEAR

A fissão nuclear resultante do bombardeamento de núcleos pesados com partículas de alta energia, não apresenta ainda nenhuma teoria adequada para a sua descrição. Podemos considerar que a fissão resultante de núcleos com alta energia de excitação, ocorra de duas maneiras distintas.

Primeiramente admitamos que a probabilidade de fissão tenha sua dependência mais forte na energia de excitação. Nesse caso, o núcleo se partirá preferencialmente após o término do processo de cascata nuclear rápida. Os fragmentos resultantes do núcleo fissionado levariam uma grande energia de excitação, que seria liberada por evaporação de partículas.

A outra hipótese que pode ser feita, é a de que o processo de fissão tenha lugar, após a evaporação de partículas (na sua maioria neutrons), o que dá origem a um núcleo residual com Z^2 grande. Isso nos levaria à conclusão de que a fissão nuclear A é resultante de núcleos com energia de excitação baixa, e tem sua dependência maior do parâmetro Z^2 . Pode-se admitir, ainda, um mecanismo intermediário entre esses dois extremos, isto é, a fissão ocorrendo em qualquer etapa da evaporação de neutrons. De qualquer forma, o resultado de grande número de experiências - não favorece a uma ou outra hipótese; no entanto, certas circunstâncias de fissão nuclear, que descreveremos a seguir, parecem favorecer determinado processo específico da ocorrência da fissão.

1.4.a - DISTRIBUIÇÃO DE MASSA DOS PRODUTOS DE FISSÃO

Com o aumento da energia das partículas incidentes, os núcleos alvos dão origem a produtos de fissão, cuja distribuição de massas apresentam crescente simetrização. Na figura 1.15, mostramos a distribuição de massas dos produtos de fissão induzidos no urânio por partículas de várias energias.

A distribuição dos produtos de fissão induzida por neutrons térmicos, apresenta dois máximos e, à medida que a energia vai crescendo, a probabilidade de fissão simétrica aumenta de tal maneira que tende a ser o único máximo da distribuição, como mostra a figura.

Outra variação que podemos constatar é o alargamento da distribuição em função da energia crescente das partículas. Com a variação da energia da partícula incidente de 10 MeV para 340 MeV, podemos verificar uma variação de 30 unidades de massa atômica na largura da distribuição (vide figura).

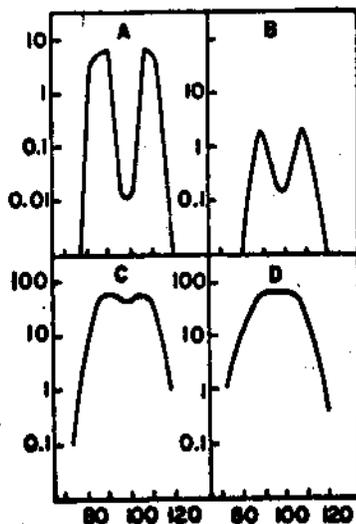


Fig. 1.15 - distribuição dos produtos de fissão de urânio bombardeado com
 a) neutrons térmicos
 b) prótons de 10 MeV
 c) prótons de 70 MeV
 d) prótons de 340 MeV

Esse alargamento pode estar ligado a dois fatores. O primeiro é devido ao aumento da energia de excitação do núcleo alvo, quando aumentamos a energia da partícula incidente. Esse núcleo possuirá maior probabilidade de evaporação de partículas e isso fará surgir no alvo, núcleos com menor número de massa. O alvo, em virtude deste fenômeno, apresentará então, uma distribuição de núcleos com diferentes energias de excitação e diferentes números de massa. Isto aumentará a probabilidade de obtenção de produtos de fissão mais leves, sem entretanto mudar o limite dos produtos pesados, pois a fissão do núcleo pode ocorrer com qualquer energia de excitação.

A outra razão sugerida para a explicação do alargamento da curva de distribuição de massas, é que o aumento da energia de excitação provoca o aparecimento de fissões mais assimétricas.

Para melhor entendermos a curva de distribuição de massa dos produtos de fissão, devemos notar que para partículas incidentes com energias acima de 300 MeV, há o aparecimento, em com

petição com os produtos de fissão, dos produtos de espalação e fragmentação. Dessa forma, os núcleos produtos de espalação, que em geral apresentam números de massa próximos dos números de massa dos núcleos alvos, competirão com os produtos pesados de fissão, na curva de distribuição de massas.

Os produtos de fragmentação contribuem nas regiões dos produtos leves e pesados, na curva representativa da distribuição de massas. Em energias não muito altas, os fragmentos são relativamente leves e não chegam a interferir na curva de distribuição de massa dos produtos de fissão. Entratanto, com energias maiores que 1 GeV, torna-se impossível separar os processos de fissão, espalação e fragmentação, usando simplesmente a distribuição de massa (fig. 1.1). Outras técnicas, no entanto, têm se mostrado em alguns casos especiais, bastante satisfatórias na separação dos eventos citados (trabalhos em mica, trabalhos em emulsão nuclear³⁹).

1.4.b - SEÇÃO DE CHOQUE - Probabilidade de Fissão

A grandeza $\frac{\sigma_f}{\sigma_i}$ que é definida como probabilidade de fissão, onde σ_f é a seção de choque de fissão e σ_i é a seção de choque total inelástica, aparentemente não depende da carga da partícula incidente. Esse resultado é obtido através de medidas experimentais dessas seções de choque, as quais apresentam uma variação proporcional quando trocamos as partículas do feixe incidente (Millburn et al⁴³).

Entretanto, a probabilidade de fissão, em altas energias, cresce quando aumentamos a carga Z^2/A do núcleo. Para os núcleos de Z alto, os valores de $\frac{\sigma_f}{\sigma_i}$ aproximam-se de 1.

O urânio é o elemento⁸¹ que apresenta a maior quantidade de dados, o que permite uma avaliação da $\frac{\sigma_f}{\sigma_i}$ para praticamente to

das as energias.

Para as energias acima de 100 MeV, as variações da seção de choque para fissão não são muito grandes e, como exemplos, mostramos abaixo as seções de choque para protons.

$$\sigma_f(150 \text{ MeV}) = 1,35 \text{ barn}^{23-24}$$

$$\sigma_f(9 \text{ Gev}) = 1,3 \pm 0,4 \text{ barn}^{25}$$

Obtemos para o urânio, uma fissionabilidade $\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = 0,756$ para energias acima de 100 MeV.

O tório apresenta um valor para $\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = 0,465$ no mesmo intervalo de energia.

Nas figuras 1.16 e 1.17, mostramos os valores de $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ encontrados por Steiner e Jungerman⁵⁴ para o U^{238} e Th^{232} , Bi^{209} e Au^{199} . Essa razão para o tório e o urânio, é praticamente constante com a energia nesse intervalo, enquanto que no cozido muito ainda caminha para a saturação. Porém, à medida que a energia cresce, a variação da probabilidade de fissão diminui. Então podemos admitir que as curvas tendem para um valor constante.

Na figura 1.18, os valores de $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ são locados como função de $\frac{Z^2}{A}$ em uma escala semi-logaritimica. Acima do lantânio, os pontos marcados determinam uma reta. Porém, para a prata, os valores de $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ caam em pontos totalmente fora dessa reta. Isso deve-se talvez, a processos diferentes daqueles de fissão nuclear para esse elemento.

Entretanto, os dados experimentais sôbre fissão nuclear nessa região de energia, são insuficientes para uma conclusão definitiva. Porém, se a dependência da probabilidade de fissão de

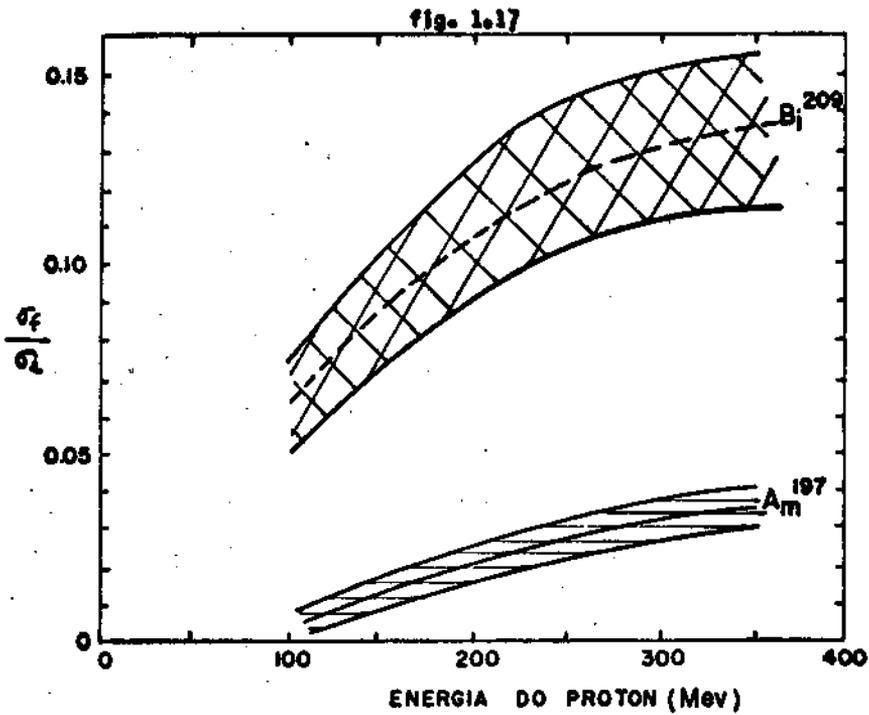
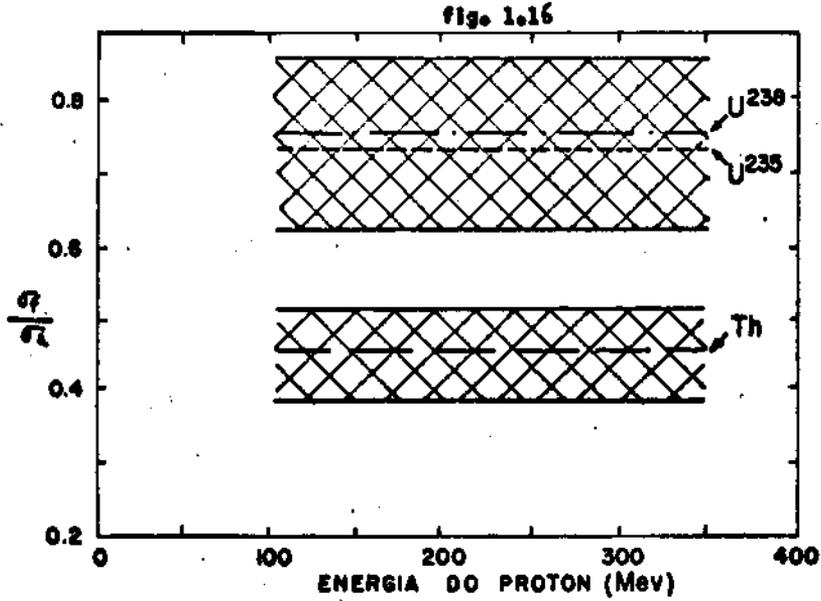


fig. 1.16- Razão entre a seção de choque de fissão de U^{238} , U^{235} e Th^{232} , e a seção de choque inelástica total do urânio natural. Seção de choque inelástica total dos dados de Millburn et al.^{4,3}

fig. 1.17- Razão entre a seção de choque de fissão do Bi^{209} e Au^{197} e a seção de choque inelástica total do urânio natural. Seção de choque inelástica total dos dados de Millburn et al.^{4,3}

acôrdo com a figura 1.18, corresponde na realidade a um processo de fissão. Não podemos obter a seguinte forma analítica para a sua medida.

$$(25) \frac{\sigma_f}{\sigma} = \exp 0,682 \left(\frac{Z^2}{A} - 36,25 \right)$$

De acôrdo com essa relação, se $\frac{Z^2}{A} = 36,25$, podemos afirmar que a seção de choque inelástica é igual, ou pelo menos quase igual, à seção de choque de fissão.

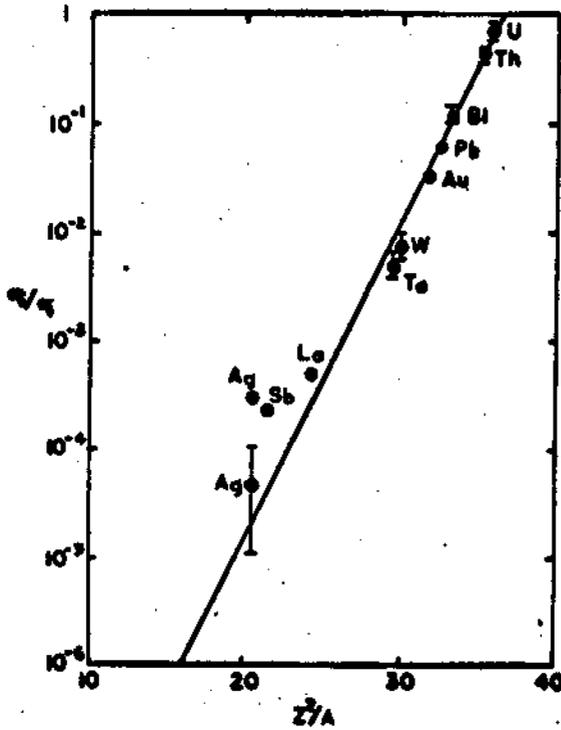


fig. 1.18 - Correlação entre a fissionabilidade $\frac{\sigma_f}{\sigma}$ e Z^2/A em altas energias (Perfilleu)

1.4.c - COMPETIÇÃO ENTRE FISSÃO E EVAPORAÇÃO

O núcleo residual deixado após a cascata rápida, apresenta geralmente massa e carga diferentes do núcleo alvo, e sua energia de excitação será perdida através de dois processos: o

de fissão e o de evaporação. A competição desses dois processos poderá ser avaliada através das suas larguras Γ_f e Γ_n , onde Γ_n indica a largura para emissão de neutrons e Γ_f para fissão.

Goeckermann et al^{24,25} formularam hipóteses da competição entre a evaporação e a fissão, que concordam com os resultados experimentais na região do chumbo e do bismuto. Admitiram que $\Gamma_n \gg \Gamma_f$ e $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ aumenta à medida que o núcleo perde partículas - por evaporação; a barreira de fissão diminui e a energia de ligação de neutrons aumenta com o crescimento do valor de Z^2 do núcleo, e que Γ_f é sempre maior que Γ_γ . Com essas suposições a fissão ocorre quando a energia de excitação é maior que a barreira de fissão e menor que a energia de ligação do neutron. A figura 1.19 mostra a distribuição obtida por Fairhall¹⁷, para os produtos de fissão Y^{93} obtidos a partir do chumbo em função da energia de excitação.

As formulações de Sugihara et al⁵⁵, para dependência da fissão com a energia de excitação, dizem que a fissão não depende da massa e a razão $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ cresce rapidamente em função dessa energia.

As conclusões mencionadas sobre o comportamento da razão $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ a partir da função de excitação do Y^{93} , não levaram em conta a energia da partícula incidente, na formação do núcleo composto. Embora as curvas da figura 1.17, mostrem uma independência de Γ_f com o número de massa para os isótopos do chumbo, existem experiências anteriores que mostram a sua dependência desse parâmetro, como por exemplo, Goeckermann et al²⁶ e Kelly et al³⁸. Entretanto, Halpern²⁹ discutiu os resultados de Fairhall et al¹⁷ e concluiu a dependência de Γ_f com a energia de excitação. Essas conclusões foram confirmadas por Wilson⁶³.

Dos resultados obtidos por intermédio do bombardeamento com energias, em torno de um mesmo valor, não se pode tirar conclusões do comportamento de $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ em energias mais altas.

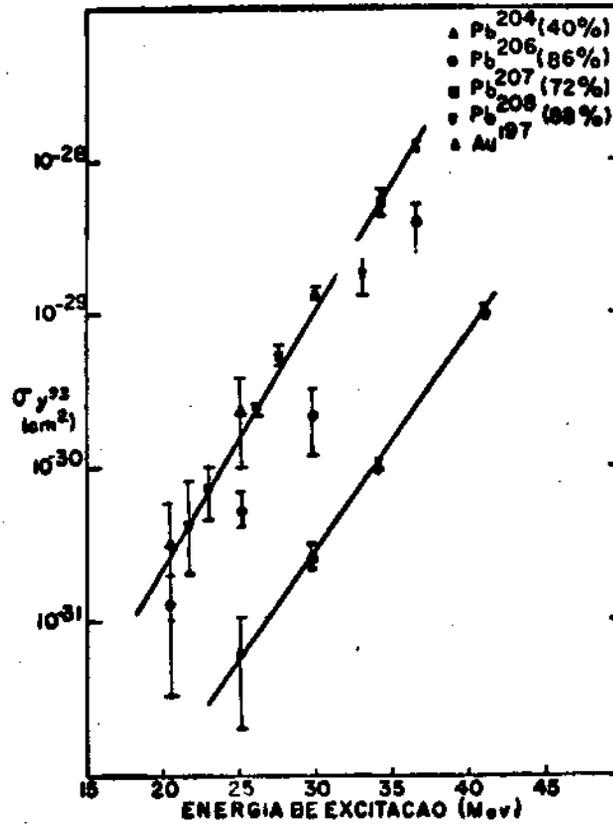


fig. 1.19 - Funções de excitação para produção dos produtos de fissão γ^{32} de urânio em isótopos enriquecidos de chumbo e ouro, bombardeados com íons de hélio de energia entre 25 e 42 MeV.

Desta forma, consideraremos alguns resultados obtidos acima dessa energia.

Shamov⁵³ calculou a dependência do número de partículas - carregadas, emitidas durante a evaporação, em função da energia de excitação e comparou com experiências de fissão do urânio por prótons de 450 MeV. Admitiu que toda a energia era removida por evaporação. Os cálculos apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais como mostram as figuras 1.20 e 1.21.

Ostrov e Filov⁴⁶ estudaram a distribuição angular de prótons que acompanham a fissão, e esta se mostrou isotrópica.

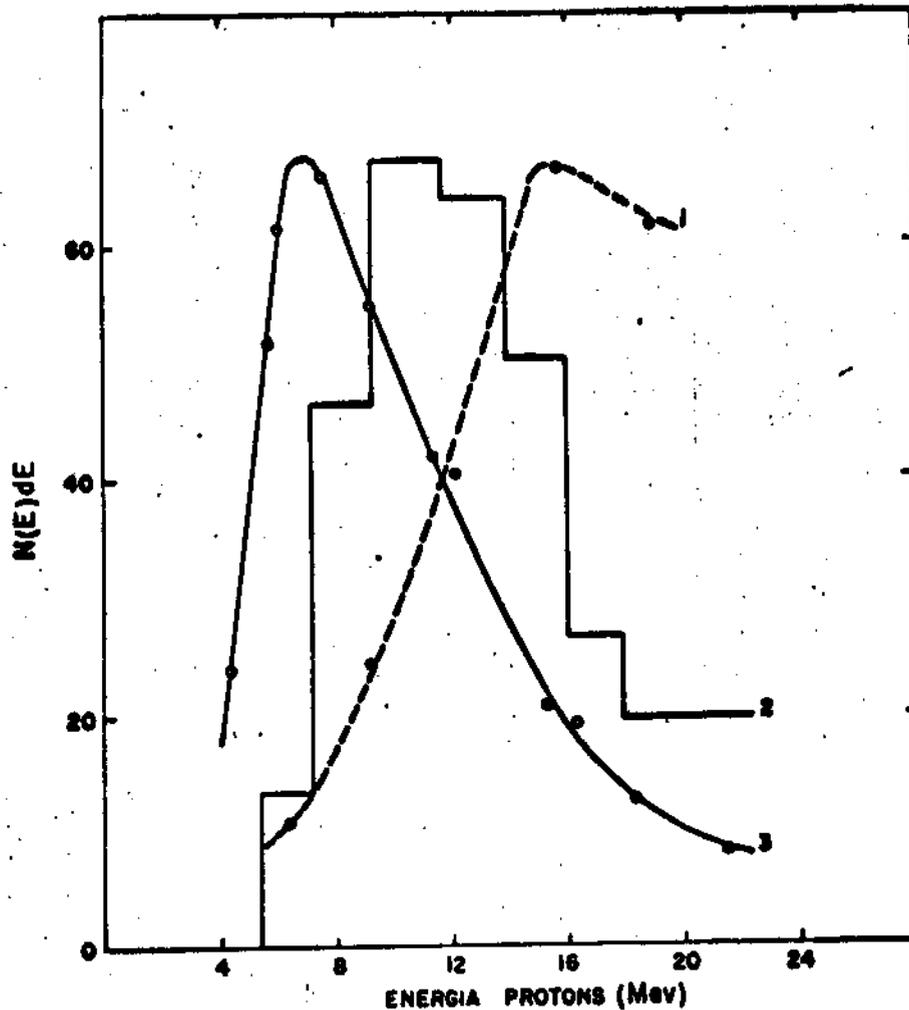


Fig. 1a22- Distribuição de prótons relacionada com a energia das reações:

- 1- evaporação de urânio por prótons de 332 MeV.
- 2- fissão de urânio por prótons de 660 MeV
- 3- evaporação de Ag por prótons de 332 MeV

Desses resultados, concluiu-se que a maioria desses prótons são evaporados pelo núcleo antes da fissão e, conseqüentemente, as altas energias de excitação favorecem a evaporação de partículas.

Para elementos pesados, os dados experimentais são ainda insuficientes para uma relação definitiva entre a fissão e a evaporação.

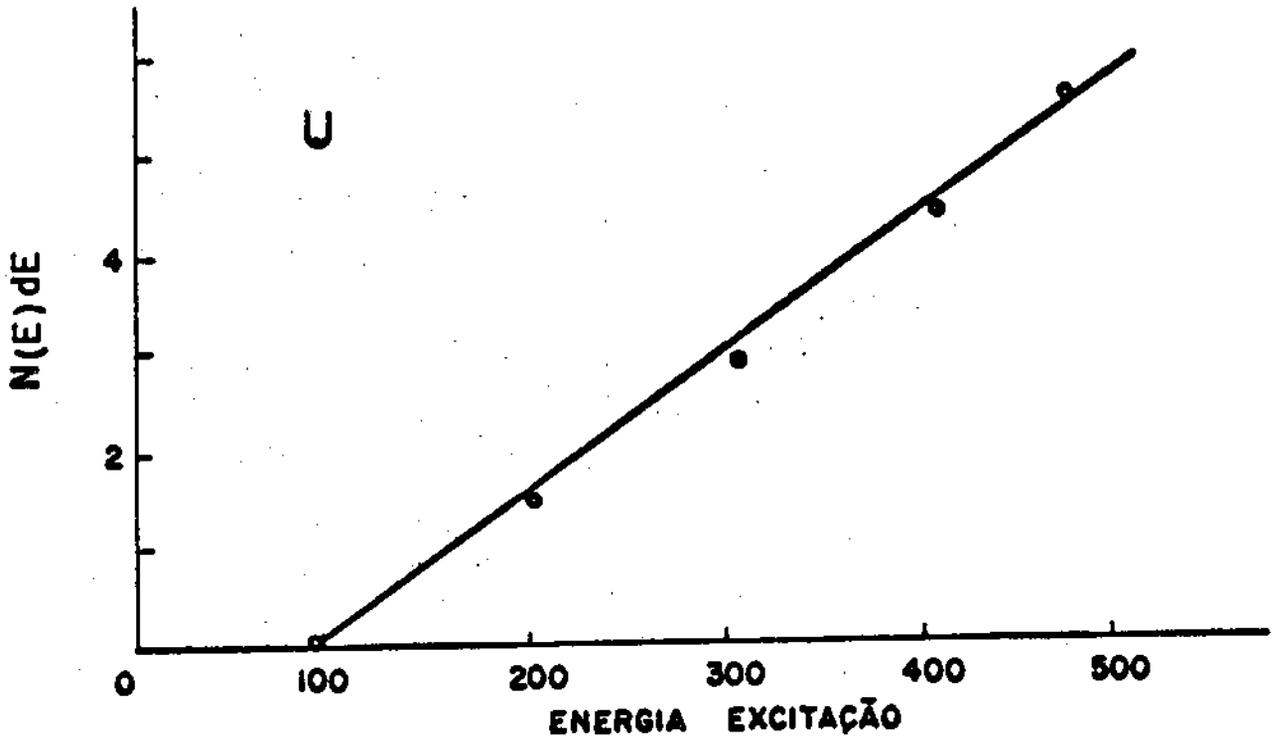


fig. 1.21- Número de partículas evaporadas em função da energia de excitação durante a fissão do urânio.

2- MODELOS DA FISSÃO NUCLEAR

Uma teoria completa para descrever o comportamento de núcleos poderia em princípio, ser obtida, através da solução de um problema de muitos corpos. Entretanto, essa solução precisa, envolveria uma quantidade muito grande de cálculo, tornando-a impossível praticamente.

Para levar o problema a uma forma tratável, fazemos diversas suposições e introduzimos, simplificações matemáticas e físicas. Com essas aproximações construímos uma representação do problema real em termos de um tratamento matemático simples. Essa "representação" será chamada de "Modelo".

Nesse capítulo estaremos interessados em mostrar os principais modelos da fissão nuclear, bem como as suas implicações.

2.1- MODELO DA GÔTA LÍQUIDA

O modelo da gota líquida para fissão nuclear, foi introduzido por Bohr e Wheeler⁵, logo após a descoberta da fissão em 1939. O modelo é elegante pela sua simplicidade e oferece uma representação intuitiva do núcleo no fenômeno da fissão.

Na apresentação desse modelo, nos basearemos no trabalho original de Bohr e Wheeler⁵ e faremos alguns comentários no estudo de sua aplicabilidade.

Os autores explicam o fenômeno da fissão, através da formação de núcleo composto excitado e com vida média comparativamente longa. As deformações provocadas por parte da energia de excitação, no núcleo, seriam as responsáveis pela sua divi-

aão.

Considerando esse comportamento do núcleo, poderia o mesmo então, ser representado por uma gota líquida carregada. Nesse modelo nós admitimos que as forças de curto alcance (interação inter-nucleon), são análogas às de tensão superficial da gota líquida. O balanço entre essas forças e a força eletrostática (resultante da interação entre protons), determinaria as deformações da gota.

Uma energia de excitação nesse núcleo, poderá acarretar oscilações no mesmo, semelhantes às oscilações da gota. Essas oscilações terão as suas amplitudes aumentadas em virtude da repulsão coulombiana, podendo eventualmente, provocar a fissão nuclear.

Nós descreveremos as deformações dos núcleos, através das variações do seu raio.

$$R(\theta) = R_0 [1 + \sum \alpha_n P_n(\cos \theta)]$$

onde R_0 é o raio do núcleo sem deformação; α_n são coeficientes e P_n são os polinômios de Legendre.

O modelo da gota líquida em sua versão menos sofisticada, estuda apenas deformações com simetria em relação ao plano perpendicular ao eixo, passando pelo centro, além da simetria cilíndrica que está implícita na dependência angular exclusivamente em θ . Nesse caso apenas os coeficientes de índice par são diferentes de zero. Para pequenas deformações é usual levar-se em conta apenas os termos de ordens zero e dois da expansão, ou seja:

$$R(\theta) = R_0 [1 + \alpha_2 P_2(\cos \theta)]$$

Calcularemos então a energia superficial da gota deformada, supondo que a mesma seja formada por um líquido incompressível e de volume $\frac{4}{3} \pi R_0^3 = \frac{4}{3} \pi r_0^2 A$

$$E_s = 4 \pi (r_0 A^{1/3})^2 \tau (1 + \frac{2}{5} \frac{\alpha^2}{2} + \dots)$$

onde $4\pi (r_0 A^{1/3}) = E_s^0$ energia superficial da gôta sem deformação e τ é a tensão superficial; então:

$$E_s = E_s^0 \left(1 + \frac{2}{5} \frac{\alpha^2}{2} + \dots \right)$$

A energia eletrostática é calculada através da relação:

$$E_c = \frac{1}{2} \int V \rho \, dv$$

onde $V = V_0 + \delta V$, $\rho = \rho_0 + \delta \rho$ e V_0 e ρ_0 referem-se respectivamente ao potencial elétrico e à distribuição de carga de uma esfera uniforme; δV e $\delta \rho$ são os acréscimos acarretados pelas deformações. Então podemos escrever:

$$E_c = \frac{1}{2} \int V_0 \rho_0 \, dv + \int V_0 \delta \rho \, dv + \frac{1}{2} \int \delta V \delta \rho \, dv$$

onde consideramos que

$$\int V_0 \delta \rho \, dv = \int \rho_0 \delta V \, dv$$

O primeiro termo é igual

$$\frac{1}{2} \int V_0 \rho_0 \, dv = \frac{3}{5} \frac{Ze^2 x^2}{R_0} = E_c^0 \quad (\text{energia da esfera sem deformação}).$$

O segundo termo representa as contribuições de monopolo, e a terceira parte resulta da interação do potencial de multipolo com a distribuição de cargas de multipolo e valem, respectivamente,

$$E_{c \, m} = \int V_0 \delta \rho \, d^3 r = - \frac{3}{8\pi} \frac{Z^2 e^2}{R_0} \alpha_2^2$$

$$E_{c \, d} = \frac{1}{2} \int \delta V \delta \rho \, d^3 r = \frac{9}{8\pi} \frac{Z^2 e^2}{R_0} \alpha_2^2$$

Substituindo os valores das parcelas, obtemos:

$$E_c = E_c^0 \left(1 - \frac{1}{5} \alpha_2^2 + \dots \right)$$

Com os resultados obtidos podemos calcular a energia de deformação, com a relação

$$\Delta E = E - E_0$$

onde E é a energia da gôta (núcleo) deformada e E_0 é a energia da gôta (núcleo) esférica.

Substituindo os valores de E e E_0 , vem:

$$\Delta E = \frac{1}{5} \alpha_2^2 (2 E_s^0 - E_c^0)$$

Do resultado obtido podemos definir a estabilidade do núcleo para fissão espontânea, em termos das deformações consideradas, como se segue:

Se $E > 0 \rightarrow 2 E_s^0 > E_c^0$ o núcleo é estável,

se $\Delta E < 0 \rightarrow 2 E_s^0 < E_c^0$ o núcleo é instável.

Dessas definições resulta que para $\Delta E = 0$ o núcleo estará no seu limite de estabilidade e nesse caso $E_c^0 = 2 E_s^0$.

A partir dessa conclusão Bohr e Wheeler definiram um parâmetro de fissionabilidade tal que:

$$\chi = \frac{E_c^0}{2E_s^0}$$

Considerando que $R_0 = 1,216 A^{1/3}$ e Ω é obtida da equação semi-empírica de massa (constantes avaliadas por A. E.S. Green), obtemos que

$$E_s^0 = 17,80 A^{2/3}$$

$$E_c^0 = \frac{0,7103 Z^2}{A^{1/3}}$$

Substituindo, obtemos o seguinte valor para χ :

$$\chi = \frac{Z^2/A}{50.13}$$

Podemos concluir que se $\chi = 1$ (corresponde a $E_C^0 = 2 E_S^0$) implica num valor $\frac{Z^2}{A} = 50,13$ que caracteriza o núcleo, acima do qual não haverá barreira clássica para fissão espontânea. Esse se será considerado o valor crítico da estabilidade, ou seja $\left(\frac{Z^2}{A}\right)$ crítico.

Em termos dessa definição:

$$\chi = \frac{\left(\frac{Z^2}{A}\right)}{\left(\frac{Z^2}{A}\right) \text{ crítico}}$$

Na tabela abaixo mostramos alguns valores de $\frac{Z^2}{A}$ e χ .

TABELA 2.1

Nucleo	Z^2/A	$\chi = \frac{Z^2/A}{50.15}$
Bi ²⁰⁹	32.96	0,6525
Th ²³²	34.91	0,6969
U ²³⁵	36.02	0,7185
U ²³⁸	35.56	0,7099
Fm ²⁵⁴	39.37	0,7854

Entretanto, é importante notar que as conclusões acima foram obtidas para núcleo com pequenas deformações. Esse fato nos leva a crer que haverá probabilidade de fissão espontânea - para os núcleos, com $\frac{Z^2}{A}$ pouco menores que o valor crítico e sujeito a deformações maiores que as consideradas. Em virtude da deformação, poderá haver uma vantagem da força eletrostática sobre a força de coesão, ocasionando a fissão.

No momento exato da divisão, o núcleo estará com uma deformação que é chamada de deformação crítica e a energia que apresenta este núcleo em equilíbrio instável, será considerada como a energia crítica de fissão.

Uma representação conveniente das superfícies equipotenciais do núcleo, segundo o modelo da gota líquida, poderá ser obtida por intermédio de um mapeamento, no qual representamos nos eixos, dois a dois, os coeficientes de deformação (α_n).

Os resultados serão os "mapas topográficos" traçados para diversos valores de χ em que as crateras da origem representam um núcleo esférico. Os vales representam a energia potencial dos fragmentos do núcleo, depois da fissão. Separando esses vales, nós encontramos os pontos de sela que representam a energia crítica para fissão. (figs. abaixo)

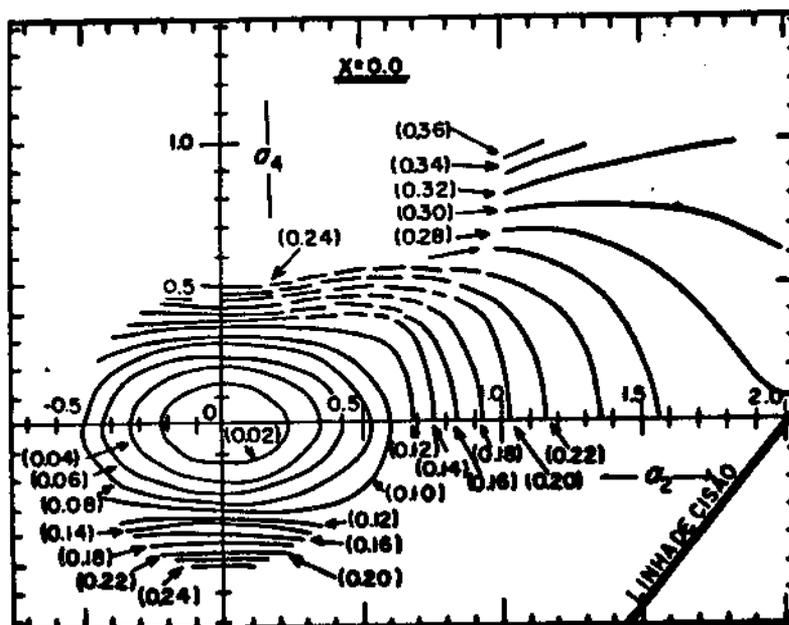


Fig. 2.1 - Mapa de contorno das superfícies de energia potencial em função de α_2 e α_4 para $\chi = 0.0$ (Mikuta).

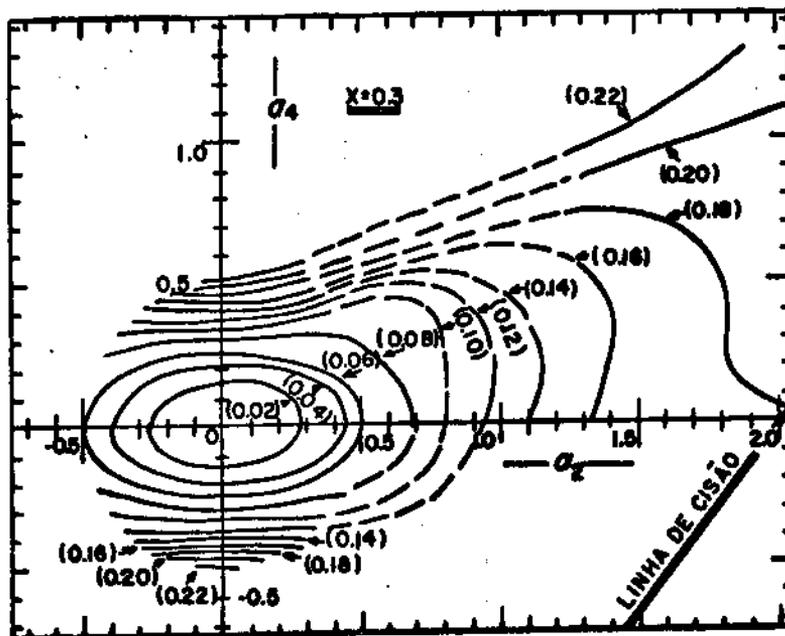


Fig. 2.2 - Mapa de contorno das superfícies de energia potencial em função de α_2 e α_4 para $X = 0.3$ (violeta).

A obtenção dos parâmetros no ponto de sela permitirá determinar a forma crítica do núcleo e, conseqüentemente, podemos conhecer a sua energia crítica para a fissão.

Se considerarmos uma mudança contínua na forma do núcleo, desde a sua forma esférica inicial, até a forma correspondente à divisão em duas esferas iguais, a energia crítica de fissão estará associada à forma que corresponde à menor energia.

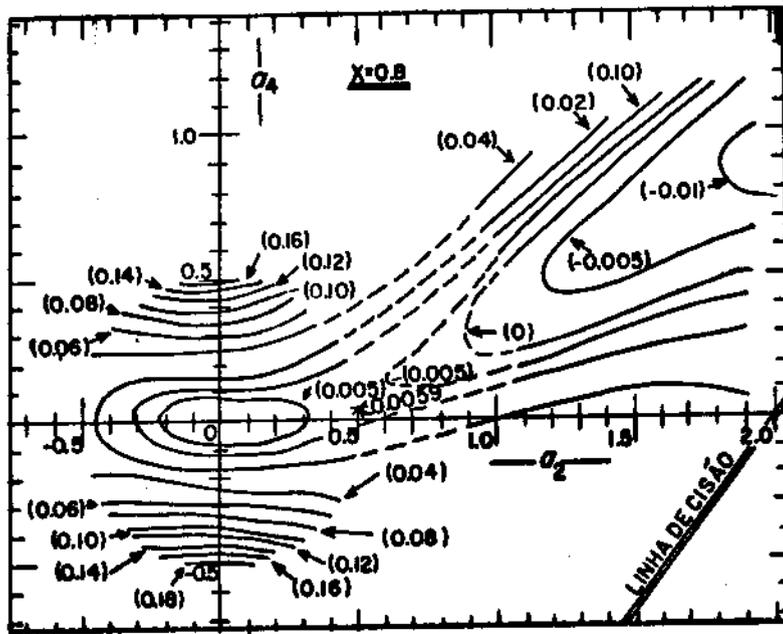


fig. 2.3 - Mapa de contorno das superfícies de energia potencial em função de α_2 e α_4 para $\chi = 0.8$ (Viloto).

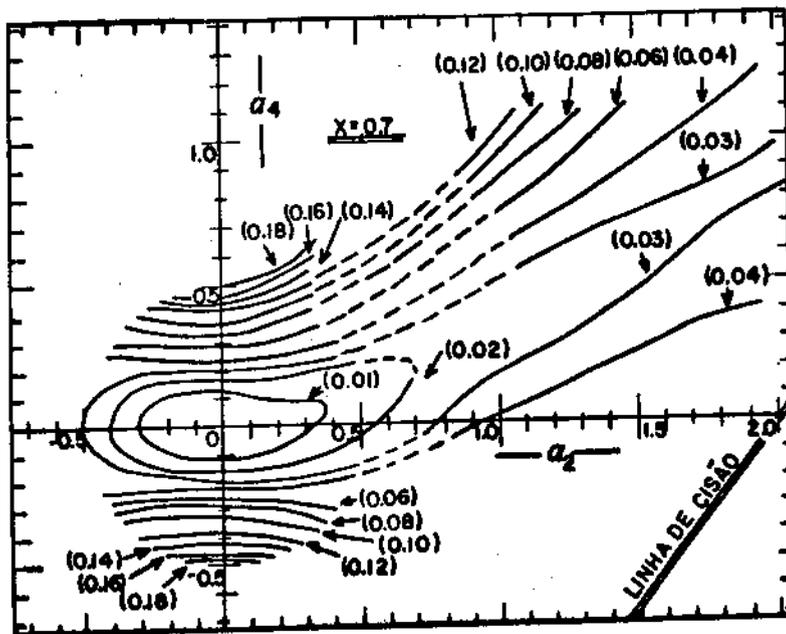


fig. 2.4 - Mapa de contorno das superfícies de energia potencial em função de α_2 e α_4 para $\chi = 0.7$ (Viloto).

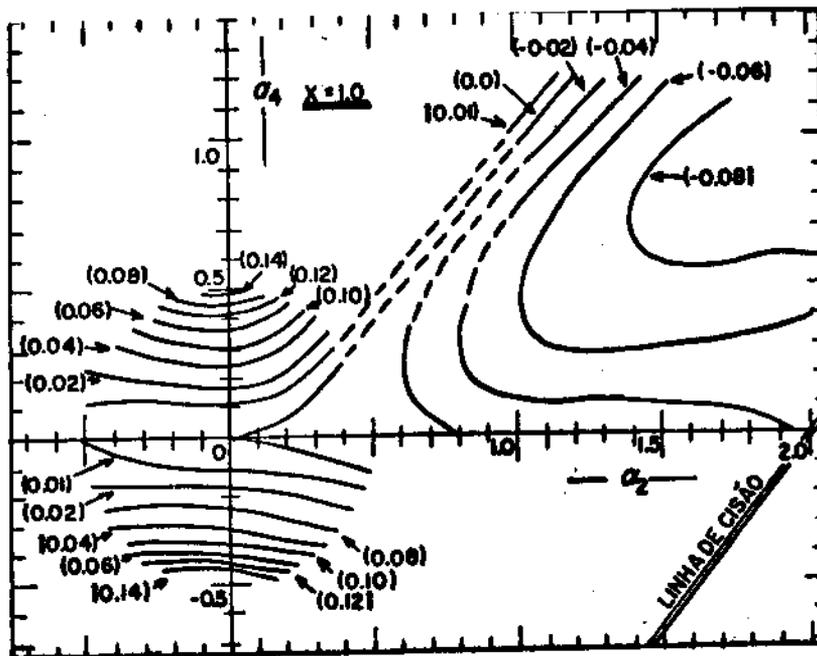


fig. 2.5 - Mapa de contorno das superfícies de energia potencial em função de α_2 e α_4 para $X = 1.0$ (Mileta).

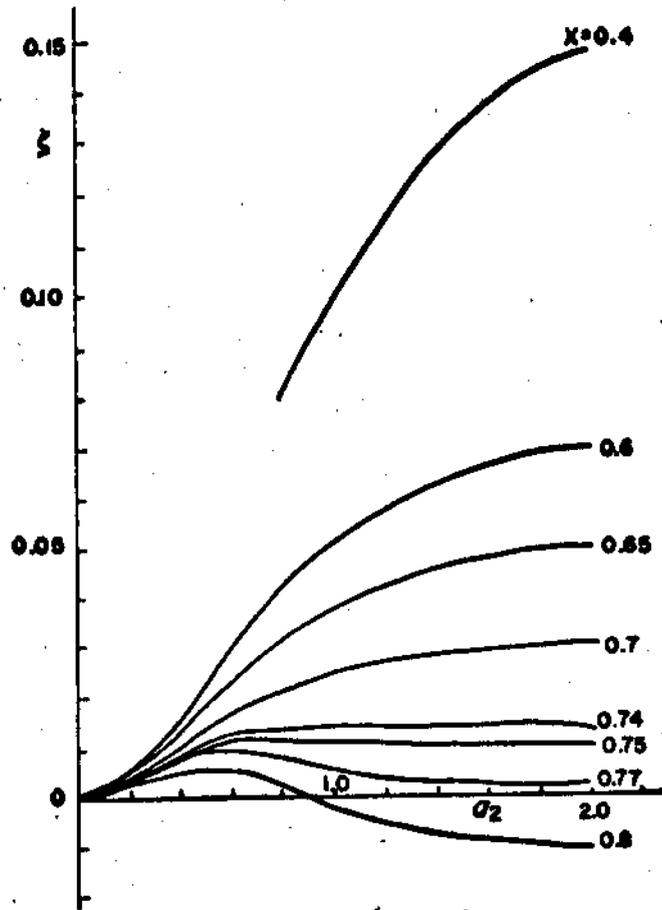
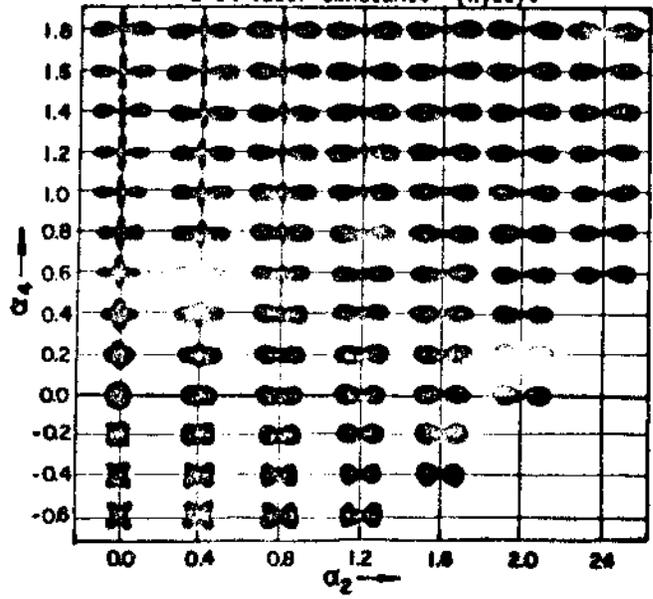


fig. 2.6- Corte através de $\alpha_2 - \alpha_4$ dos mapas de contorno das
figs. 2.1 a 2.5, ao longo da linha $\frac{\partial F}{\partial \alpha_4} = 0$
(Cohen e Swiatecki).

Nas figuras anteriores, podemos ainda notar que o ponto de sela que liga a gôta líquida ao vale representativo da divisão em 3 fragmentos, é mais alto que o ponto de sela ligando o vale da divisão em 2 fragmentos. Dessa forma, o modelo prediz que a divisão do núcleo em 2 fragmentos é mais provável que a divisão em 3.

Na figura 2.7, mostramos as formas da gôta líquida, correspondentes a diversos valores de $R(\theta) = \frac{R}{\lambda} \left\{ 1 + \alpha_2 P_2(\cos\theta) + \alpha_4 P_4(\cos\theta) \right\}$

fig. 2.7 - Formas da gôta correspondente a várias localizações em um mapa $\alpha_2 = \alpha_4, 0$ rale para cada forma é dado pela expressão: $R = \frac{R_0}{\lambda} \left\{ 1 + \alpha_2 P_2(\cos\theta) + \alpha_4 P_4(\cos\theta) \right\}$ onde λ é um fator que normaliza o volume a um valor constante (Hyde).



Consideraremos a seguir, a energia crítica para fissão de um núcleo esférico em dois núcleos iguais e esféricos, representados por um núcleo de massa A e por dois fragmentos esféricos de massa $\frac{A}{2}$. Para avaliação da energia de superfície e energia eletrostática do núcleo inicial e dos núcleos produtos, calculamos a energia de fissão. Esse cálculo nos dará a energia em função de $\frac{Z^2}{A}$ com aproximação até a primeira ordem.

$$E_f = 2(4\pi r_0^2) \tau \left(\frac{A}{2}\right)^{2/3} - 4\pi r_0^2 \tau A^{2/3} + 2 \frac{3}{5} \frac{Ze^2}{r_0 \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3}} - \frac{(Ze)^2}{2 r_0 \left(\frac{A}{2}\right)^{1/3}} - \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{r_0 A^{1/3}}$$

$$\frac{E_f}{4\pi r_0^2 \tau A^{2/3}} = 2 \left(\frac{1}{2}\right)^{2/3} - 1 + \left(2^{1/3} - \frac{5}{12} 2^{1/3} - 2\right) \frac{\frac{Z^2}{A}}{\frac{4\pi r_0^2}{3e^4}}$$

$$\frac{E_f}{4\pi r_0^2 \tau A^{2/3}} = f(\chi) = 0,260 - 0,215\chi$$

Verificamos através desta fórmula que se $\chi = 0$, implica que $f(0) = 0,260$. Isso corresponderia a uma gota sem carga e nos leva à conclusão de que a divisão se faz sem a participação de forças eletrostáticas. A energia crítica será o trabalho realizado contra a tensão superficial para separar a gota.

Consideraremos o caso de deformação em torno da forma esférica da gota ($\chi = 1$) e mostraremos abaixo, o valor da energia crítica.

De acordo com Bohr e Wheeler⁴⁰, teremos:

$$E_T = 4\pi r_o A^{2/3} \left| \frac{2}{5} \alpha_2^2 + \frac{116}{105} \alpha_2^3 + \frac{101}{35} + \frac{2}{35} \alpha_2^2 \alpha_4 + \right. \\ \left. + \alpha_4^2 \right| - \frac{3 (Ze)^2}{5r_o A^{1/3}} \left| \frac{1}{5} \alpha_2^2 + \frac{64}{105} \alpha_2^3 + \frac{58}{35} \alpha_2^4 + \right. \\ \left. + \frac{8}{35} \alpha_2^4 + \frac{5}{27} \alpha_4^2 \right|$$

Calculando o mínimo da função acima, com relação ao parâmetro α_4 , obtemos os valores de α_4 em função de α_2 .

$$\alpha_4 = - \frac{243}{595} \alpha_2^2$$

Substituindo esse valor na equação, para E, obtemos:

$$f(x) = \frac{E_f}{4\pi r_o^2 A^{2/3}} = \frac{98}{135} (1-x)^3 - \frac{11368}{34425} (1-x)^4 + \dots$$

A figura 2.8 mostra a curva para $f(x)$, onde os valores intermediários foram traçados por interpolação entre os valores extremos obtidos a partir das aproximações anteriores, para $x = 0$ e $x = 1$. A seguir, mostramos as figuras de algumas formas críticas da gota líquida, obtidas por Cohen e Swiatecki⁸, através de cálculos numéricos detalhados.

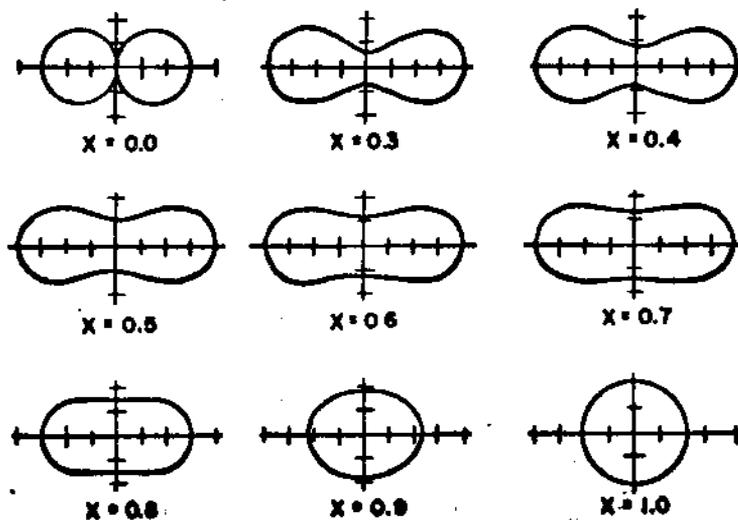


Fig. 2.9 - Formas das pontas de sela para vários valores de x de acordo com Cohen e Swiatecki.

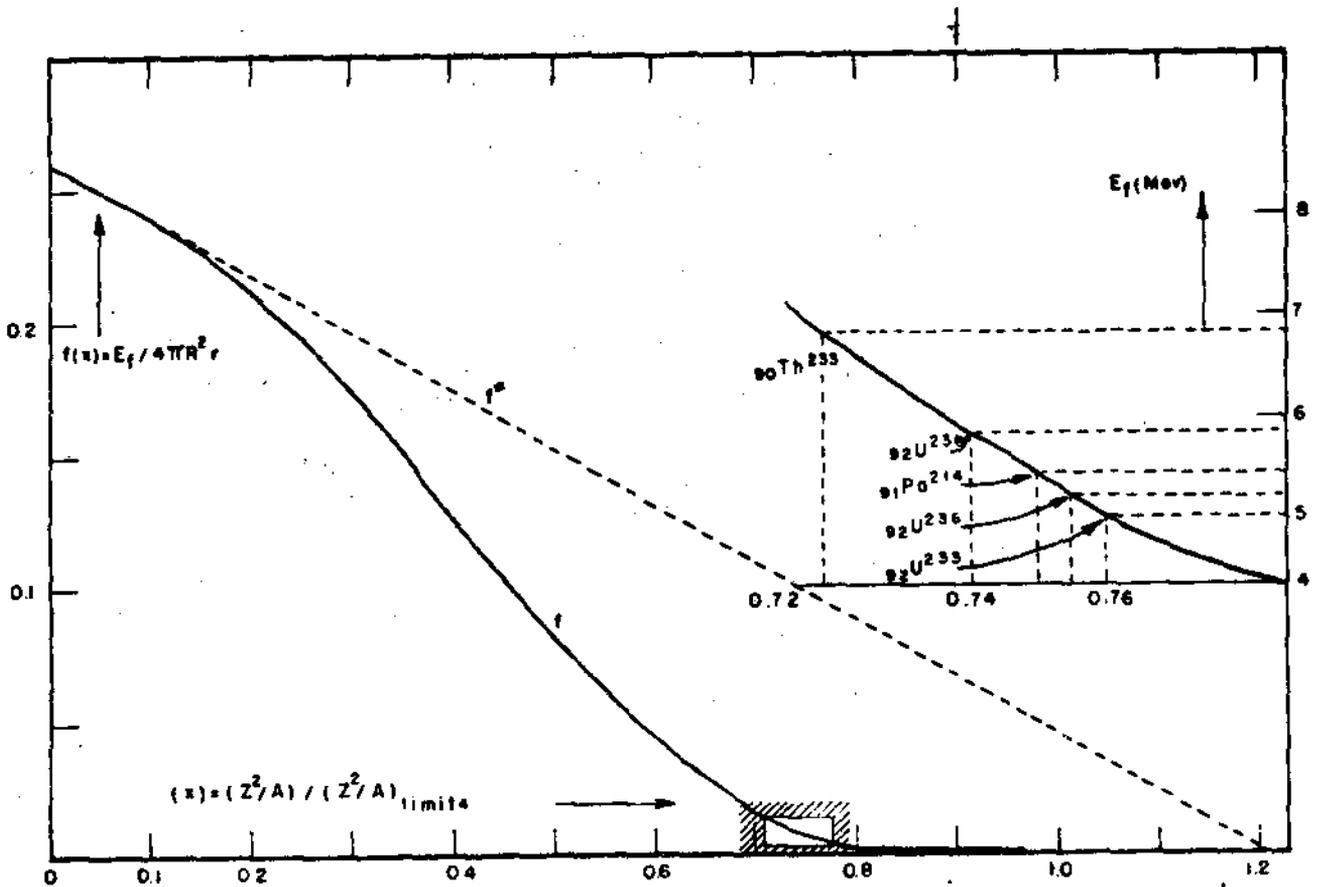


fig. 2.8 - Variação de $f(X)$ com X na região de maior interesse. A curva $f^*(X)$ determina para comparação, a energia necessária para deformar o núcleo em duas gotas esféricas em contacto. Na parte superior da figura é mostrada a escala de energias para isótopos de Urânio e Tório.

A seguir, apresentamos uma tabela que mostra a comparação da energia crítica calculada através das equações do modelo da gota líquida, com os resultados observados.

Nuclídeos	Z^2/A	χ	E_f (Gota Líquida)	E_f (experimental)
Th ²³³	34.764	0.6939	15.58	6.44
Th ²³²	34.914	0.6969	15.08	5.95
U ²³⁹	35.414	0.7069	13.51	6.15
U ²³⁸	35.563	0.7099	13.06	5.80
Pa ²³²	35.696	0.7125	12.68	6.18
U ²³⁷	35.713	0.7129	12.63	6.40
U ²³⁵	36.017	0.7189	11.79	5.75
U ²³³	36.326	0.7251	10.96	5.49
Np ²³⁸	36.340	0.7254	10.92	6.04
Np ²³⁷	36.494	0.7285	10.53	5.49
Pu ²³⁹	36.971	0.7380	9.39	5.48

Os resultados obtidos não apresentam concordância com os valores experimentais e deve-se ao fato de que uma análise clássica baseada no modelo da gota líquida, somente permite descrever em primeira aproximação os aspectos da fissão. Para a obtenção de melhores resultados, devemos incluir na descrição do comportamento do núcleo, os efeitos quânticos. Esse procedimento foi seguido por Hill e Wheeler³⁰, admitindo um oscilador harmônico de poço de potencial invertido de Hamiltoniana:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2B} \frac{\partial^2}{\partial \alpha_n^2} + \frac{1}{2} B \omega_n^2 \alpha_n + E_f$$

onde B é um fator de inércia para o núcleo distorcido, α_n e ω_n são respectivamente, parâmetro e frequência da distorção e E_f ,

é a energia máxima da barreira potencial quadrada. Da solução da equação de Schrodinger com esse potencial, obtemos o fator de penetração da barreira da fissão:

$$P = \left\{ 1 + \exp - \frac{2\pi(E - E_f)}{\hbar \omega_n} \right\}^{-1}$$

Para determinada frequência ω_1 o núcleo estará na sua configuração crítica, e então $E = E_f$ nos leva à obtenção de um fator de penetração igual a $\frac{1}{2}$.

Através do modelo apresentado, podemos fazer uma estimativa da vida média por fissão espontânea, e o resultado é:

$$t_0^{-1} = 2\pi \omega_2 \exp \frac{-2(E_f - E)}{\hbar \omega_n}$$

A meia vida da fissão espontânea versus $\frac{Z^2}{A}$, foi locada por Seaborg⁵¹ que calculou os valores de E_f e encontrou a seguinte fórmula para determinação da taxa de fissão.

$$t = 10^{-21} \times 10^{178 - 3,75 \left(\frac{Z^2}{A}\right)} \text{ seg}$$

Frankel e Metropolis²⁰, usando as considerações sobre barreira de penetração, chegaram à seguinte expressão para t_0 :

$$t_0 = 10^{-21} \times 10^{7,85 E_f} \text{ seg.}$$

Utilizando esses resultados, Seaborg obteve o seguinte valor para a altura da barreira.

$$E_f = 19.0 - 0,36 \frac{Z^2}{A}$$

Essa equação apresenta uma boa concordância com os resultados experimentais, mas somente para um pequeno grupo de núcleos.

O Modelo da gota líquida tem sido, desde a sua apresenta-

ção, investigado por vários autores e diversos estudos mais sofisticados foram feitos no intuito de melhorar os seus resultados.

Hill³¹ tomou as equações completas da hidrodinâmica clássica para gôta, integrou-as numericamente e observou no transcorrer do tempo o comportamento de uma amostra. A figura 2.9 mostra o comportamento de um núcleo de U^{235} , ao qual foi adicionada uma energia de 50 MeV e onde consideramos deformações até $\alpha_2 P_2$ ($\cos \theta$) e a $t = 0$. Um aspecto interessante que se pode notar, é o aparecimento de uma parte estreita (pescoço) ligando os 2 fragmentos, antes da fissão. De acordo com esse comportamento, podemos esperar que o núcleo se divida em 2 fragmentos, aproximadamente iguais, e que o "pescoço" dê origem a fragmentos mais leves. Porém, poderia ocorrer que parte do "pescoço" fosse reabsorvida por um dos fragmentos, dando origem a produtos assimétricos de fissão.

Entretanto, Whetstone⁶⁰ e Vladimírskii⁵⁷, sugeriram que a fissão do núcleo em 2 fragmentos de massas comparáveis, poderia ser explicada através da seguinte proposição: o núcleo antes da fissão, se dividiria em 2 fragmentos assimétricos, ligados por um pescoço. Durante a fissão, o fragmento de massa mais leve, reabsorveria a massa do pescoço, dando dessa forma origem a 2 fragmentos semelhantes.

Porém, os dados de cálculos através do modelo da gôta líquida, são ainda insuficientes para oferecer uma resposta conclusiva das suas consequências.

2.2- MODELO ESTATÍSTICO DE FISSÃO

Fong¹⁹ em 1953, propôs uma teoria para fissão, baseada no modelo estatístico do núcleo composto. O modelo admitia uma

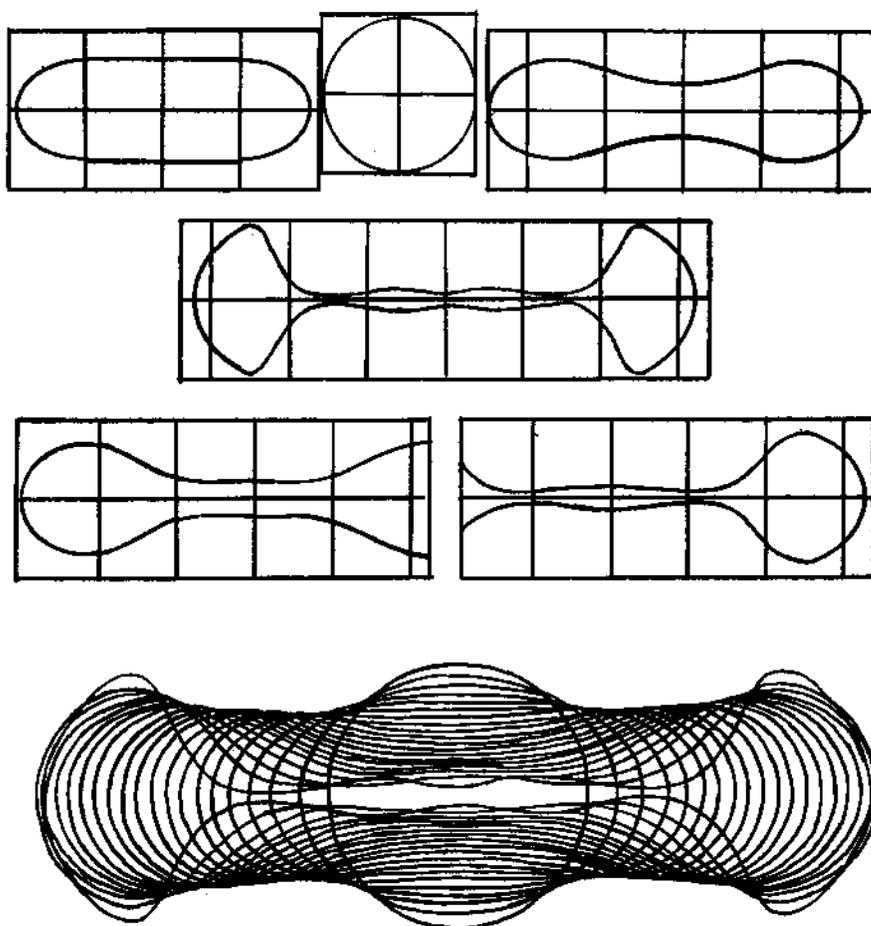


fig. 2.9 - Formas sucessivas tomadas pela superfície de um núcleo pesado idealizado como uma gota líquida esférica para movimento iniciado com uma distribuição de velocidades puramente simétrica.

configuração bem definida no momento da fissão, que foi aproximada pelo autor como dois fragmentos esféricos em "contacto estático". Assim, a probabilidade de fissão seria proporcional à densidade de estados quânticos nessa configuração de fissão. Essa densidade dependeria da energia dos fragmentos no momento crítico e, para energias de excitação alta, corresponderia a uma grande densidade de estados quânticos.

Consideraremos a densidade de estados quânticos da configuração, correspondente à fissão em fragmentos esféricos de massas A_1 e A_2 em "contacto estático" e com energias de excitação E_1 e E_2 , respectivamente. A densidade de estados quânticos do núcleo de massa A e energia de excitação E , é dada pela fórmula geral do modelo estatístico do núcleo.

$$W_e(E) = C \exp 2 \sqrt{aE}$$

onde C e a são grandezas dependentes de A e na região de fissão, têm os valores $a = 0.050 A$ e $C = 0,38 e^{-0,005 A}$. Então, para os núcleos A_1 e A_2 , em contacto, teremos:

$$W \sim C_1 \exp 2 \sqrt{a_1 E_1} C_2 \exp 2 \sqrt{a_2 E_2}$$

A "temperatura nuclear" (T) para os dois núcleos, será a mesma, pois eles estão em contacto. Então, de acordo com o modelo estatístico:

$$\frac{E_1}{E_2} = \frac{a_1 T}{a_2 T} = \frac{a_1}{a_2}$$

Considerando que a energia total é $E_1 + E_2 = E$, podemos escrever $N \sim C_1 \exp \sqrt{2 a_1 E_1} C_2 \exp \sqrt{2 a_2 E_2}$ e em particular para fissão simétrica, teremos:

$$N_0 \sim C_1 C_2 \exp 2 \sqrt{(a_1 + a_2) E}$$

onde os parâmetros a_1 são proporcionais. Então, podemos concluir que:

$$a_1 + a_2 = a_o + a_o$$

Logo, a razão entre a probabilidade de fissão assimétrica para a simétrica $\frac{P}{P_o}$, será igual a $\frac{N}{N_o}$.

$$\text{logo: } \frac{P}{P_o} = \frac{c_1 c_2}{c_o c_o} \exp 2 \sqrt{2} a_1 (\sqrt{E} - \sqrt{E_1})$$

em geral para dois modos de fissão A e B, a razão entre as probabilidades é:

$$\frac{P_A}{P_B} = \frac{(C_1 C_2)_A}{(C_1 C_2)_B} \exp 2 \sqrt{2} a_1 (\sqrt{E_A} - \sqrt{E_B})$$

onde os C_i são parâmetros praticamente constantes, permitindo obter a probabilidade de qualquer modo de fissão, pelo conhecimento da energia de excitação. Essa energia de excitação é determinada por intermédio da fórmula da massa.

$$E = M^*(A_1, Z) - M(A_1, Z_1) - M(A_2, Z_2) - K - D$$

onde $M^*(A_1, Z)$ é a massa do núcleo que se fissionará nos fragmentos primários de massa $M(A, Z)$ e $M(A_2, Z_2)$; K é a energia cinética dos fragmentos e D é a energia de deformação da gôta. Desse fórmula, podemos concluir que para diferentes energias de excitação, obtemos diferentes núcleos produtos. Mostra também, que a probabilidade de fissão simétrica ou assimétrica é dependente do núcleo alvo, do tipo de partícula incidente e da energia da partícula incidente.

O acuro das medidas por intermédio desse modelo, depende do acuro da fórmula de densidade de nível e da determinação da energia de excitação.

Na figura 2.11, mostramos a comparação entre os resultados experimentais e os calculados por intermédio do modelo estatístico, para os produtos de fissão do U^{235} , induzidos por neutrons térmicos.

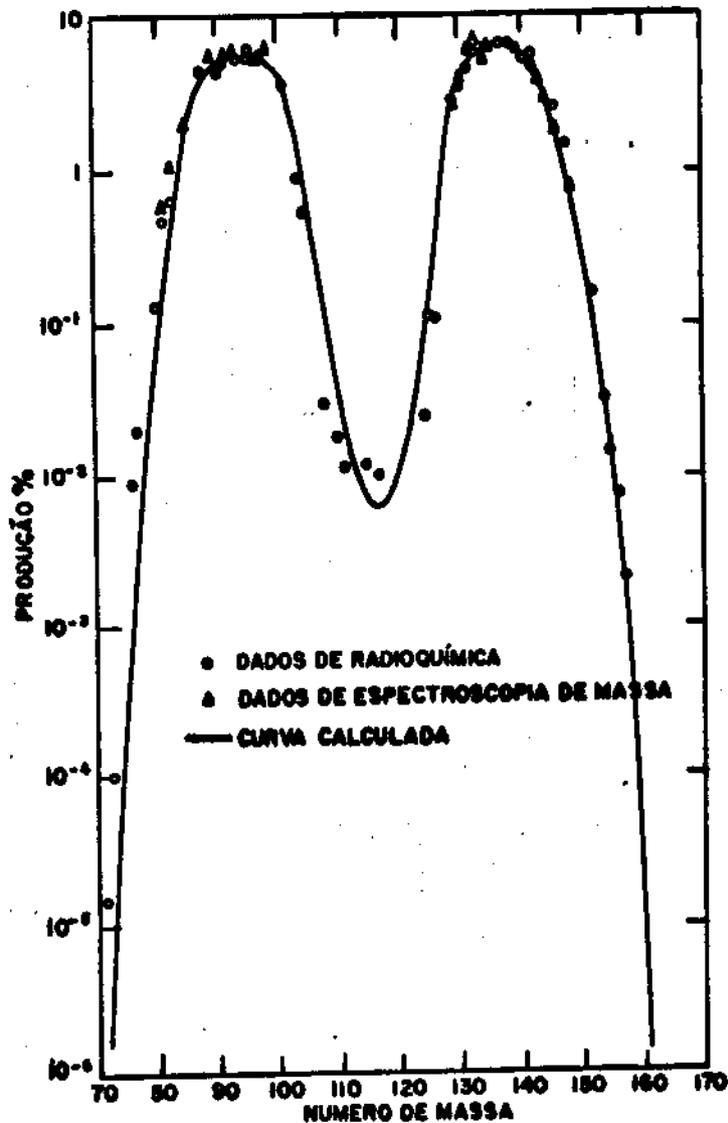


Fig. 2.11 - Curva de distribuição de massa calculada da fissão de U^{235} por intermédio de neutrons térmicos, comparada com os dados experimentais (Fong).

2.3- O MODELO COLETIVO

O modelo coletivo foi construído a partir de duas idéias basicamente diferentes; na primeira, as partes constituintes do núcleo, apresentam movimento independente no seu interior (modelo das camadas) e na segunda, o movimento de qualquer ponto do núcleo é dependente da sua vizinhança (modelo da gota líquida). Uma associação entre estas diferentes hipóteses, foi introduzida por A. Bohr e Mottelson^{3,4} com o modelo coletivo.

O modelo admite o movimento independente dos nucleons no núcleo, conforme o modelo das camadas. Entretanto, as partículas estarão submetidas a um potencial variável, que será definido em termos dos parâmetros de deformação do modelo da gota líquida.

Os movimentos das partículas do núcleo, estarão associados aos movimentos coletivos e aos movimentos de partícula independente, e nós consideramos que toma a forma crítica, quando as frequências associadas a cada um desses movimentos, são comparáveis. Com esse critério, a deformação máxima será definida pela condição.

$$\omega_{\lambda c} = \omega_0$$

onde $\omega_{\lambda c}$ é frequência característica de pequena amplitude para uma gota líquida, e ω_0 é a frequência do oscilador do modelo da partícula independente e, que Nilsson toma como $\hbar\omega_0 = 41A^{1/3}$ Mev. Para núcleos pesados, nós obtemos que: $\lambda c \sim 2,2 A^{1/4}$ ou $\lambda \sim 4$.

Outra estimativa acerca da ordem de grandeza de deformação crítica, pode ser feita com a condição essencial de que o comprimento de onda da deformação, seja maior que o tamanho nuclear.

$$\lambda c \sim A^{1/3} \quad \text{ou} \quad \lambda c \sim 6$$

Entretanto, a validade do modelo só poderia ser concluída através de uma comparação com a experiência.

Maria Goeppert Mayer³⁹ sugeriu que a assimetria de massa do mecanismo da fissão, estava relacionada com a estrutura de camadas. Nesse caso, os efeitos de camada devem aparecer na energia de superfície. Porém, não é possível definir até que ponto das deformações os seus efeitos se fazem sentir.

Outra sugestão para a participação de efeitos de camadas na fissão nuclear, foi introduzida por Inglis³⁵, onde sugeriu

que os 136 neutrons de Ra_{136} , podem ser interpretados como agrupados assimetricamente em 2 estruturas estaveis de 50 e 82 neutrons, ligados por um pescoço de 4 neutrons.

Ainda não se pode afirmar até onde é válido o modelo coletivo. Porém, se êle descreve bem o processo de fissão, uma pequena quantidade de níveis de energia, estariam envolvidos no processo, pois quase toda a energia disponível para fissão do núcleo, é gasta em sua deformação e apenas uma pequena parte será utilizada na excitação de níveis. Dessa forma, somente os níveis de mais baixa energia, são envolvidos no processo (figura 2.12).

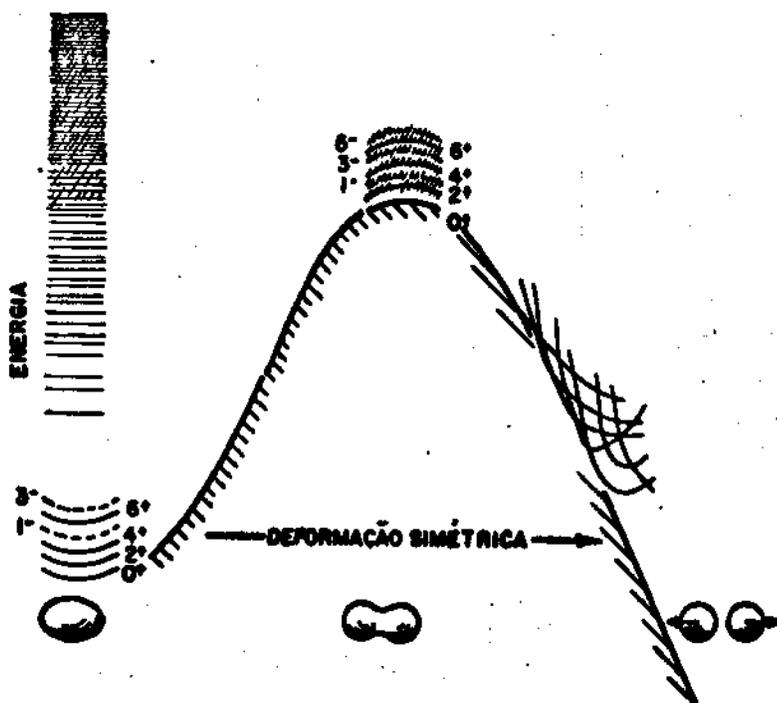


fig. 2.12- Espectro de níveis de energia para um núcleo par-par em função da deformação.

As idéias introduzidas pelo modelo coletivo, na explicação da fissão nuclear, foram discutidas em diversos trabalhos, entre os quais citamos: Bohr³, Wheeler, J.A.⁶¹, Wahl A.C.⁵⁸, Riegler, Burgus e Tromp⁴⁹, Cowan et al¹⁰, etc.

3 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

3.1- Preparação das Películas

A técnica de emulsão nuclear apresenta como uma das suas vantagens, o fato de que a emulsão pode ser usada como detector e alvo, simultaneamente. Para esta finalidade é necessário que se disperse uniformemente na emulsão, o elemento em estudo (carregamento), observando entretanto, que essa dispersão introduza o mínimo de alteração nas propriedades da emulsão. A melhor forma de carregamento, foi a obtida através da adição na emulsão, do elemento sob a forma de complexo químico. Verificou-se que as soluções de complexos apresentam as propriedades necessárias à conservação da emulsão, e ainda permitem uma dispersão de maior quantidade do elemento alvo, sem abalarem sua estabilidade. A adição de elementos que reagem com os componentes da emulsão, ou que introduzam cargas elétricas incompatíveis com ela, podem levar o colóide à floculação.

Os elementos objeto de nosso estudo, são: urânio, tório e bismuto, dos quais apresentamos abaixo, a forma das soluções de complexos usados:

a) Soluções de complexo urânio

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

O PH(6-8) foi convenientemente ajustado

b) Solução de complexo tório

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

c) Solução de complexo de bismuto

- 1,7g de amônia (25%) dissolvido em 100g de água
- 4 g de citrato de bismuto

O PH (6) foi ajustado, adicionando-se 1g de ácido cítrico.

Essas soluções de complexos foram miaturadas à emulsão nuclear do tipo Ilford KO em forma de gel, em banho-maria de 50°C de temperatura. Obtivemos uma solução homogênea e bastante fluida que permitiria uma perfeita dispersão. A solução foi então vertida em uma bandeja de plexi glass, tomando-se as precauções necessárias para evitar a formação de bolhas. Em seguida, foi colocada para secar em superfície nivelada, a fim de obtermos películas de espessura homogênea. O ambiente, durante a secagem, foi mantido em 40% de umidade relativa.

Após a secagem, cada uma das partículas foi pesada, bem como os resíduos deixados nos bechers em que foram preparadas as soluções. Com os resultados dessas medidas e a suposição de homogeneidade na distribuição dos elementos na emulsão, pudemos determinar o carregamento. O carregamento é definido como a quantidade em gramas do elemento alvo, por grama de película. Nesses carregamentos foram:

<u>Urânio</u>	- 17,4837 mg U/ g película
<u>Tório</u>	- 18,169 mg Th/ g películas
<u>Bismuto</u>	- 21,89 mg Bi/ g película

Para determinação dos eventos provenientes da reação com o núcleo dos elementos constituintes da emulsão, preparamos uma película sem carregamento, usando as mesmas condições anteriores.

As películas foram cortadas em pedaços de 5cm x 5cm, aproximadamente, nas quais escrevemos com nankim, o tipo de carregamento, data e número correspondentes, que serviriam para

identificação posterior. Três pontos foram marcados na superfície de cada película onde medimos a sua espessura. Essas medidas associadas às medidas de comprimento e largura, serviriam para determinação das variações sofridas pela película, durante os processos a que foram submetidas (revelação, fixação, etc).

Empilhamos uma película de cada tipo, separadas por uma folha de myler. Cada uma das pilhas obtidas, foi então embrulhada em papel preto com as anotações das características do grupo. O encapsulamento a vácuo tem por principal objetivo, evitar o desaparecimento da imagem latente através da oxidação acarretada pelo oxigênio do ar (fading).

3.2- BOMBARDEAMENTO

Os alvos foram montados em uma moldura de plástico e levados à exposição no feixe de Protons do Sincro Ciclotron do CERN (fig. 3.1).

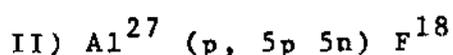
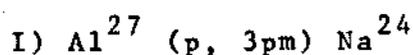
O feixe apresentava um diâmetro de 1 a 2 cm, e a sua energia era de 586 ± 5 MeV.

A medida do fluxo foi feita mediante a ativação do alumínio. Para esse propósito, foram colocadas 3 folhas de Al^{27} de 45 de espessura, na superfície posterior do alvo. Nessas folhas, foram desenhados quadrados de 1cm de lado, os quais foram cuidadosamente superpostos, a fim de garantirmos sua perfeita coincidência. Após a irradiação, retiramos a folha do meio, com a precaução de manter as duas restantes, na mesma posição, sobre a película. O procedimento anterior, teve a finalidade de permitir a determinação sobre a película da área em que o fluxo seria calculado.

Cortamos, então, a área de $1cm^2$ delimitado pelo quadrado,

na superfície da fôlha de alumínio retirada. O quadrado de a alumínio cortado, foi então, usado como monitor na medida do fluxo.

Usando um contador β proporcional de Iodeto de Sódio (Na I), de 3 polegadas, foram determinadas as curvas de desintegração do Na^{24} e F^{18} , produzidos no referido monitor, através das reações.



Através das curvas de desintegração, determinamos a razão entre as atividades do Na^{24} e F^{18} , obtendo-se o seguinte resultado:

$$\frac{A (\text{F}^{18})}{A (\text{Na}^{24})} = 5,94 \pm 0,55$$

Esse resultado foi comparado com os resultados obtidos através de cálculos efetuados por Brandt et al.⁷, a partir da razão entre as seções de choque, para cada uma das reações.

$$R = \frac{\sigma_{\text{Al}} (\text{F}^{18})}{\sigma_{\text{Al}} (\text{Na}^{24})} = 0,75$$

$$R = \frac{A (\text{F}^{18})}{A (\text{Na}^{24})} \frac{\lambda_{\text{Na}}}{\lambda_{\text{F}}} e^{-(\lambda_{\text{F}} - \lambda_{\text{Na}}) t}$$

$$\frac{A (\text{F}^{18})}{A (\text{Na}^{24})} = 0,75 \frac{\tau \frac{1}{2} (\text{Na}^{24})}{\tau \frac{1}{2} (\text{F}^{18})} e^{0,693 \left(\frac{1}{\tau \frac{1}{2} (\text{F}^{18})} - \frac{1}{\tau \frac{1}{2} (\text{Na}^{24})} \right) t}$$

$$\frac{A (\text{F}^{18})}{A (\text{Na}^{24})} = 6 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} \tau \frac{1}{2} (\text{F}^{18}) = 109,8 \text{ min} \\ \tau \frac{1}{2} (\text{Na}^{24}) = 900 \text{ min} \end{array} \right.$$

Comparando os resultados, concluímos que não houve produção dos elementos N^{24} e F^{18} , por partículas secundárias. Através dessa conclusão, qualquer das duas reações poderia ser usada para determinação do fluxo. Nós escolhemos a $Al^{27}(p, 3pn)Na^{24}$, para nossos cálculos, pois esta apresentava menor erro em suas medidas.

Logo:

$$\phi = \frac{N_{TE}}{\sigma_{Al}(Na^{24})n}$$

$$N_{TE} = - A(Na^{24}) e^{-\lambda_{Na}t}$$

$$\begin{aligned} \sigma(Na^{24}) &= \text{seção de choque para reação } Al^{27}(p, 3pn)Na^{24} \\ &= 11 \text{ mb} \end{aligned}$$

$$n = \text{número de átomos de Al} = 2,71 \times 10 \text{ átomos/cm}^2$$

$$\tau^{1/2} = 900 \text{ min}$$

$$\lambda_{Na} = \frac{0,693}{\tau^{1/2}}$$

Levando em conta que a eficiência do detetor é de 21,3% obtemos:

$$\phi = 1,61 (\pm 4,8\%) \times 10^{11} \text{ protons.}$$

Considerando que os átomos de elemento alvo estivessem homogêneamente distribuídos na película, determinamos a distribuição (qualitativa) do feixe na superfície bombardeada. Com essa finalidade, usamos o fato de que o número de eventos encontrados em pequenas superfícies (1 célula), é proporcional ao fluxo que atravessou essa superfície. Escolhemos as pequenas superfícies, através de uma rede colada sobre a emulsão. Com pontos conhecidos sobre uma mesma faixa, traçamos curvas que representariam a variação do fluxo. No eixo das ordenadas esta-

va representado o número de eventos e, conseqüentemente, proporcional à intensidade do fluxo. Seccionamos as curvas com planos perpendiculares a essa direção, e os pontos de interseção com as curvas, foram projetados em um plano. Com êsses pontos traçamos um mapa representativo da distribuição do fluxo (mapa topográfico), figuras 3.2 e 3.3. Cada uma das curvas representa os pontos da superfície que foram atingidos por um mesmo fluxo.

3.3- DETERMINAÇÃO SÔBRE A PELÍCULA, DA REGIÃO DO FLUXO CONHECIDO.

Como foi descrito na seção anterior, foram deixadas sôbre os alvos, 2 fôlhas de alumínio, onde encontrava-se marcada a região na qual o fluxo foi determinado. Assim tornou-se possível transferir para as películas, a referida região. O problema foi solucionado da forma descrita a seguir:

Em uma placa de plexi glass, de 5cm x 10cm x 1cm, foram feitos quatro orifícios perpendiculares à superfície, coincidindo com os vértices do quadrado marcado sôbre a fôlha de alumínio. Nesses orifícios foram introduzidas finas agulhas de aço que perfuraram as películas, ficando desta forma, determinados os vértices do quadrado. Por intermêdia de um cubo de aço inoxidável, que possuía agulhas em quatro arestas perpendiculares a uma mesma face, as quais foram colocadas em coincidência com os orifícios deixadas na película, registramos a contôrna do quadrado sôbre elas. O registro foi executado por intermêdio de um estilete de ponta fina, que permitiria um êrro menor na determinação da área (Fig. 3.4).

A vantagem dêsse arranjo, reside no fato de permitir determinar perfeitamente a área onde calculamos o fluxo, mesmo após o processamento da revelação, fixação, lavagem que produzem de-

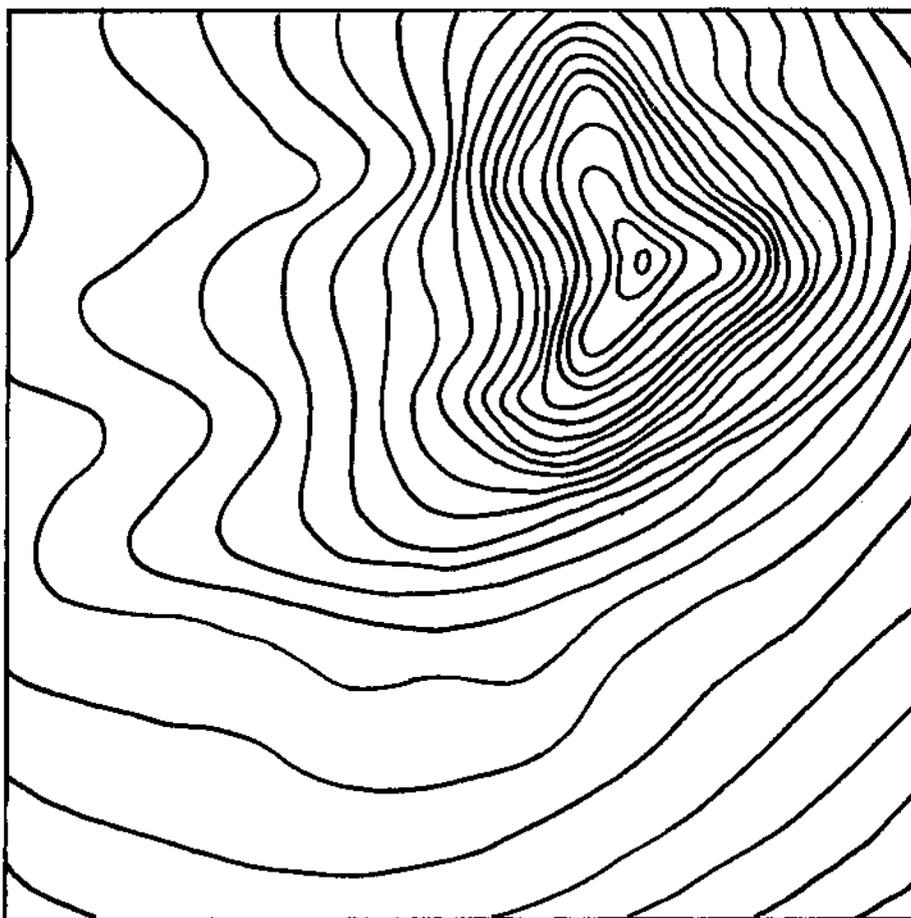


fig. 3.2 - Mapa representativo da forma da distribuição do fluxo correspondente a área esquadrinhada.

Tório

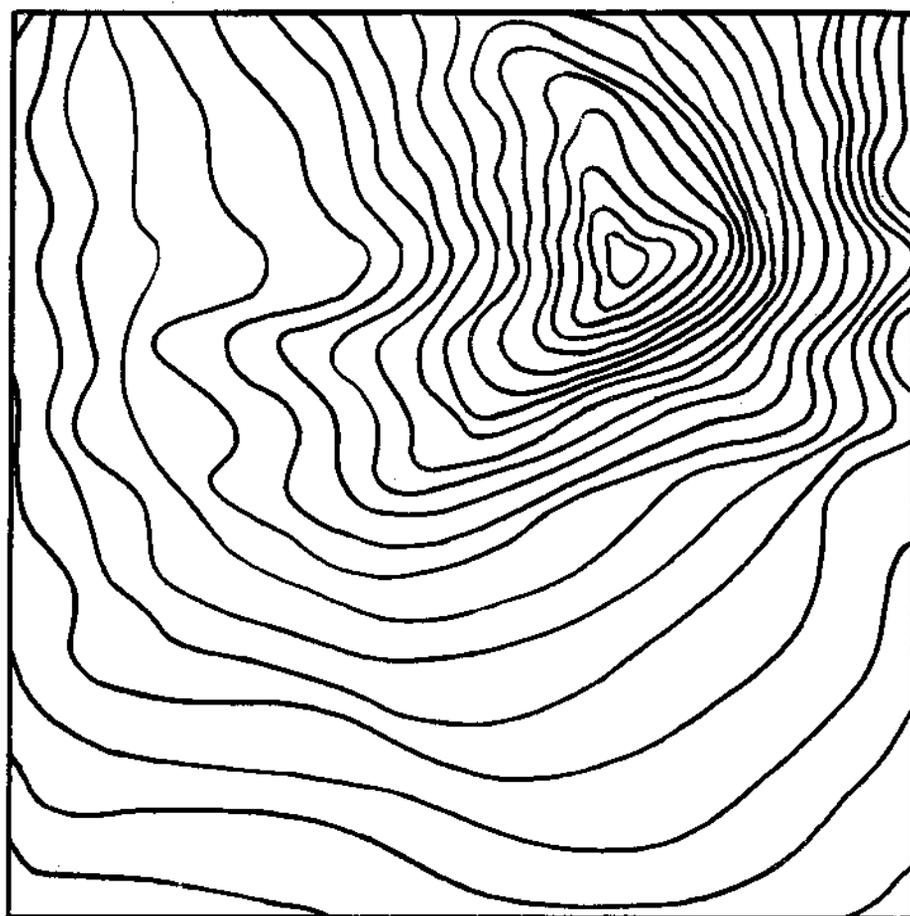


fig. 3.3 - Mapa representativo da forma da distribuição do
fluxo correspondente à área esquadrinhada.
Urânio

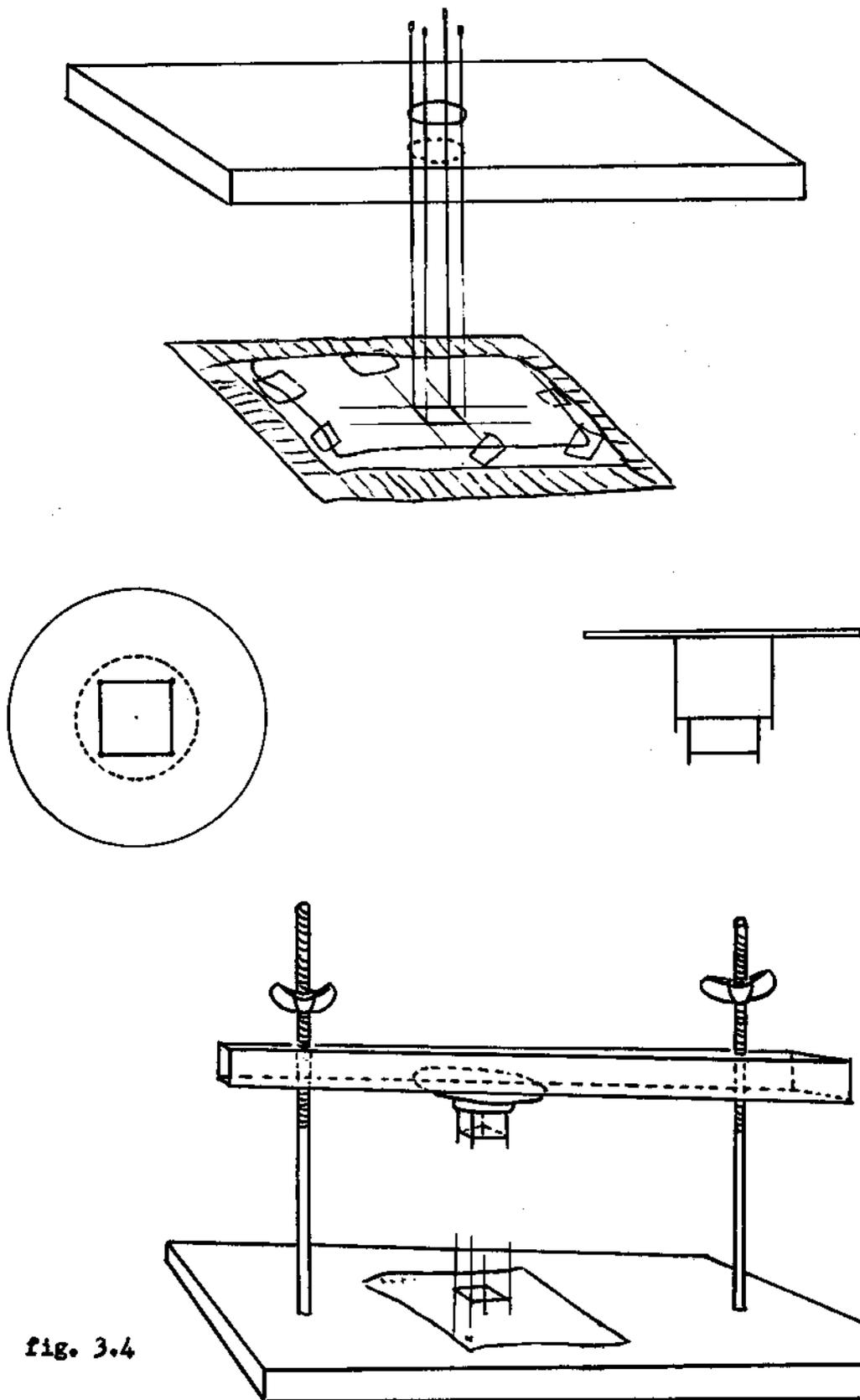


fig. 3.4

formações na película.

3.4- REVELAÇÃO

Quase sempre não é suficiente a escolha de emulsão pouco sensível, para evitar a formação de fundo nas películas, que após a sua preparação, permaneceram longo tempo sem serem reveladas.

Nós definiremos como fundo, a todos os centros de imagens latentes, formados por fenômenos estranhos àqueles do nosso interesse. Como exemplo, podemos citar os eventos provenientes da emissão alfa do urânio, que sempre aparecem nesse tipo de carregamento.

A utilização de um banho revelador conveniente, poderá evitar a revelação dos traços resultantes dessa formação de fundo.

Entretanto, no nosso caso, além do problema da discriminação dos traços resultantes de outros fenômenos que não os de fissação, nós nos encontramos envolvidos com a alta dose (10^4 Roentgen) de exposição das películas.

Previsões anteriores, de Carvalho¹², sugeriram que uma película com uma dose de exposição maior que 1000 Roentgen, necessitariam de técnica especial para revelação. Então, estávamos diante de um problema novo.

Para a solução desse problema, preparamos diversas soluções reveladoras que seriam testadas com películas expostas com dose semelhante as do nosso trabalho. Os banhos foram usados em diversas condições, à procura de uma revelação satisfatória. Depois de uma considerável quantidade de testes, escolhemos as soluções reveladoras e as condições que melhor serviriam ao nosso propósito. Relacionaremos abaixo, as soluções reveladoras

para cada um dos tipos de carregamento, seguidos das condições que empregamos:

1- Urânio

ácido bórico	2 g/l
sulfito de sódio	3 g/l
brometo de potássio	1,2 g/l
amidol	150 mg/l

II- Tório

ácido bórico	2 g/l
sulfito de sódio	3 g/l
brometo de potássio	1,2 g/l
amidol	150 mg/l

III- Bismuto

ácido bórico	2 g/l
sulfito de sódio	3 g/l
brometo de potássio	1,2 g/l
amidol	100 mg/l

As películas foram imersas nos banhos reveladores, a uma temperatura de 40°C, onde permaneceram durante duas horas. Essa parte do processo, permite a penetração do revelador na emulsão, antes do início da revelação. Depois desse tempo, foi transferida para a temperatura ambiente, até atingir a temperatura de 10°C (40 minutos), que foi então, mantida durante uma hora dentro de uma geladeira. Esta parte do processo é necessária ao reforçamento dos traços.

A seguir, a emulsão foi imersa em uma solução composta de 10% de ácido acético, 5 g/l de sulfito de sódio e Ph aproximadamente 3,5, com o objetivo de parar a revelação. A película permaneceu nesse banho durante uma hora, em temperatura de 10°C.

Depois desse período, foi levada a um banho fixador de 10°C, onde permaneceu 12 horas. A composição do banho fixador, é:

350 g/l de hipossulfito de sódio

5 g/l de sulfito de sódio

A seguir a emulsão foi lavada durante 48 horas, em água filtrada a 10°C de temperatura. Foram então coladas em vidros e colocadas a secar em temperatura ambiente.

3.5- ESQUADRINHAMENTO (exame ao microscópio)

O esquadramento foi realizado com um microscópio Leitz no qual usamos como ocular, uma lente de aumento 10 e como objetiva, um aumento 100. Esse aumento foi usado para obtermos melhor eficiência nas contagens, em virtude do grande número de eventos. O grande número de eventos deve-se ao grande fluxo a que foi submetida a película.

Colocamos sobre a película, uma rede formada por células de 1 mm^2 de área, que serviria de orientação para o microscopista durante o esquadramento.

Experiências realizadas em nosso laboratório, mostraram - que se escolhermos uma área de contagem até $\frac{1}{20}$ da área total em estudo, conseguiremos uma amostra que nos levará à determinação do número total de eventos em ótima aproximação.

Em observação a esse critério, escolhemos como área de esquadramento, $\frac{1}{16}$ da área total, o que nos colocaria dentro da situação ideal.

Durante a revelação, havíamos tomado precauções para que somente os traços resultantes de fissão nuclear, fossem revelados, o que facilitou o nosso critério de seleção. Os traços revelados, que apresentavam as mesmas características: grau de

enegrecimento, alcance, etc., foram contados.

Para maior garantia do nosso critério na seleção, tomamos uma amostra entre os traços contados, dos quais calcularíamos o alcance, permitindo eliminar os traços que são resultantes de outro processo, que não o de fissão.

O alcance foi calculado por intermédio de um computador - IBM - 1620 II, que também desenhou o histograma desses cálculos. Os dados fornecidos ao computador, foram:

- medida do ângulo (α) da projeção do traço, sobre um plano horizontal, com uma direção (x) definida sobre esse plano.
- comprimento da projeção do traço (r) sobre esse plano.
- profundidade: medida entre as extremidades do traço na direção perpendicular ao plano horizontal.
- fator de contração, que corrige as variações das películas provenientes da revelação e da mudança das condições ambientes.

A distribuição dos alcances é mostrada por intermédio das figuras, 3.5, 3.6 e 3.7 para cada um dos elementos por nós estudados.

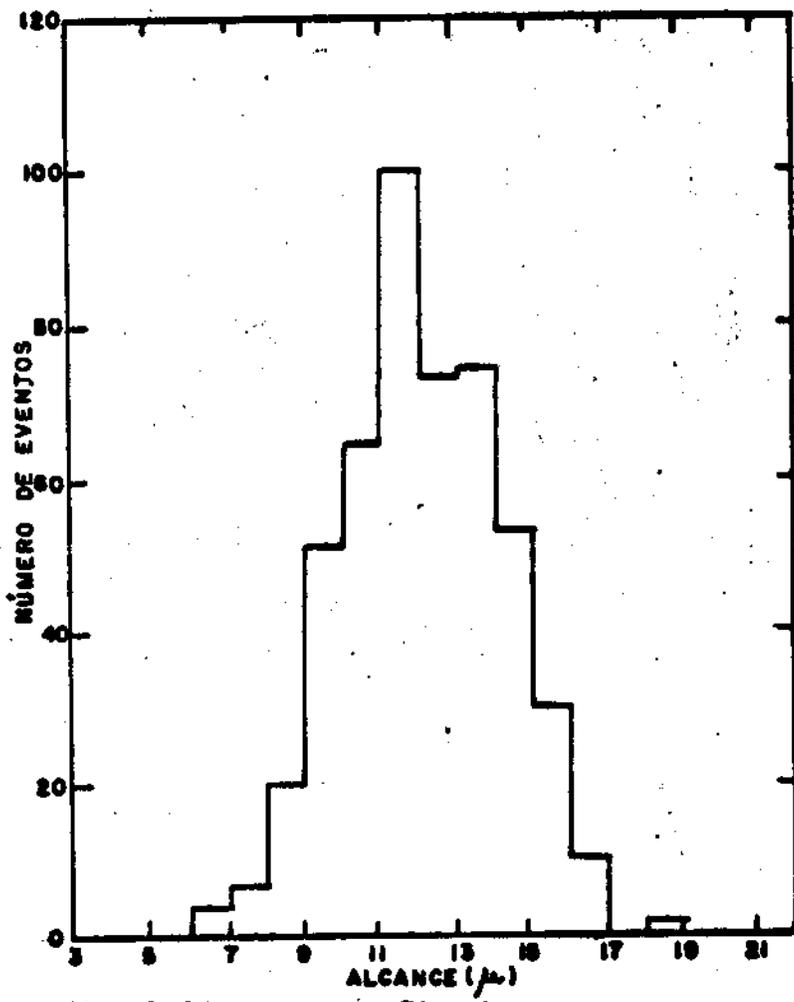
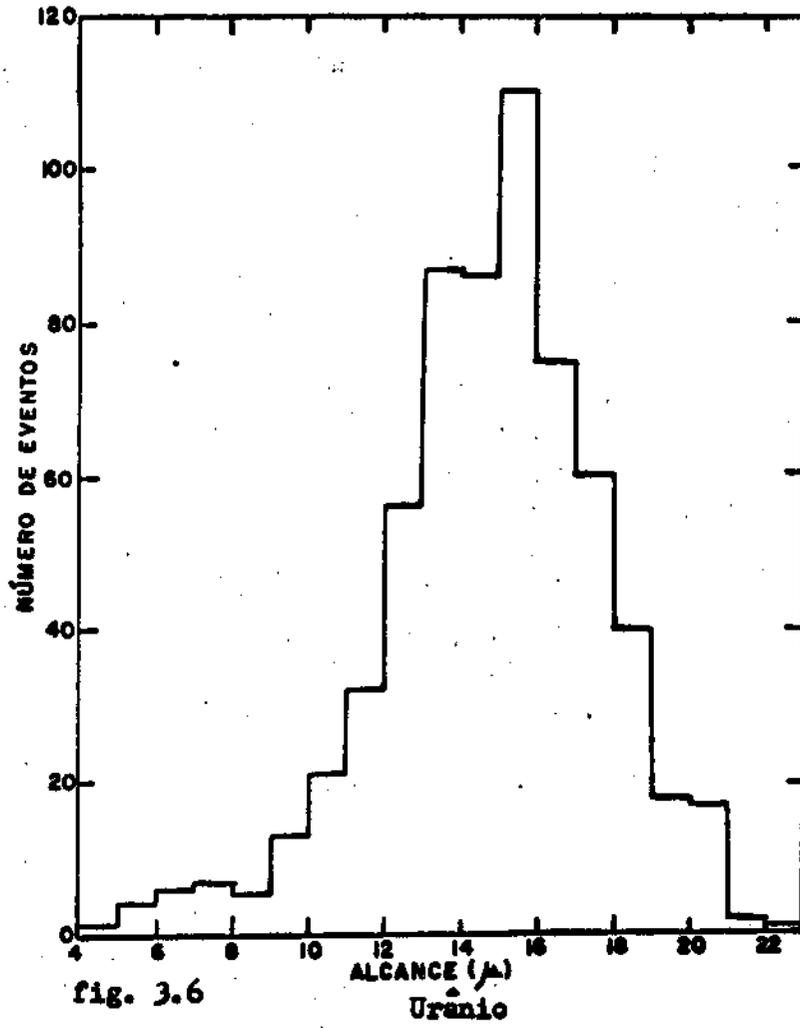


fig. 3.5

Bismuto



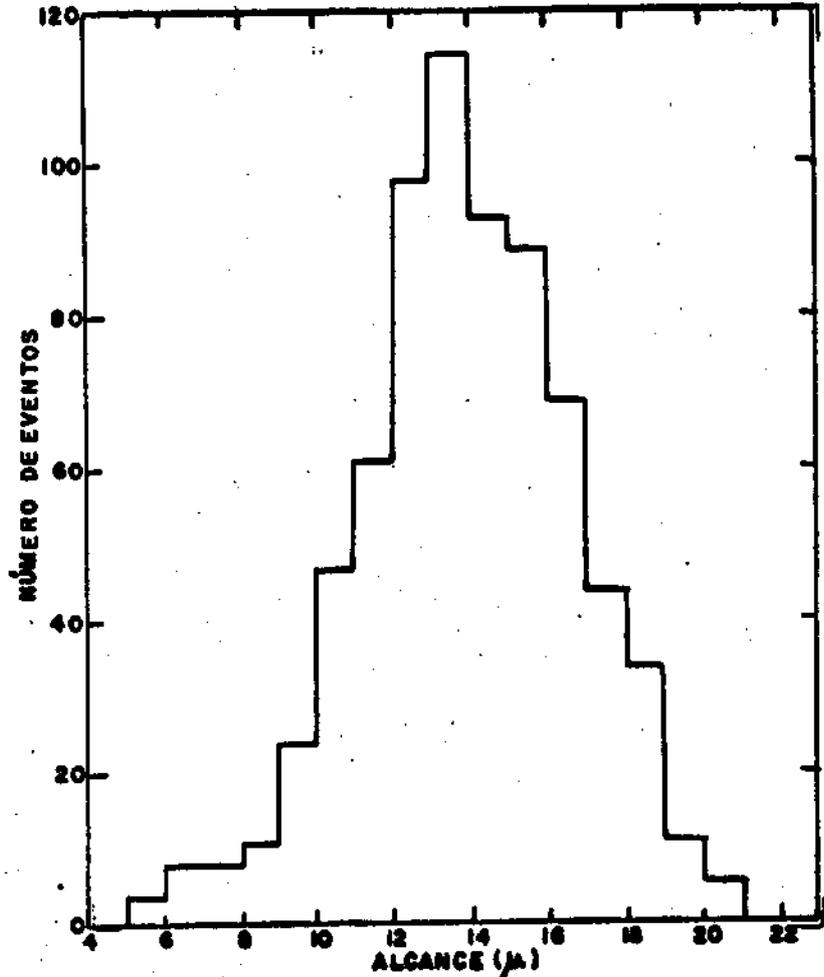


fig. 3.7

Tório

4. RESULTADOS

O objetivo do nosso trabalho é a determinação da seção de choque para fissão do urânio, tório e bismuto induzida por prótons na região de 600 MeV de energia, utilizando técnicas de emulsão nuclear. O problema foi escolhido em virtude das discordâncias existentes na medida da seção de choque do urânio, nessa região de energia e a escassez de dados para o tório e o bismuto. As medidas da seção de choque do bismuto e tório serviram também para uma comparação relativa dos nossos próprios resultados.

Uma seção de choque σ é definida como:

$$\sigma = \frac{\text{número de eventos de um certo tipo/segundo/núcleo}}{\text{número de partículas incidentes/segundo/cm}^2}$$

No nosso caso, todos os eventos de fissão ocorridos durante a passagem do feixe foram registrados. Chamando de n_t o número total dos eventos de fissão ocorridos no alvo durante o tempo em que ele foi atravessado pelo feixe, ϕ o fluxo integrado desse tempo, e N o número de núcleos do elemento do alvo por unidade de volume, a seção de choque de fissão é dada pela relação:

$$\sigma_f = \frac{n_t}{\phi N}$$

O número de eventos, para o nosso trabalho, foi determinado na emulsão pelo esquadramento de uma área correspondente a $\sim \frac{1}{16}$ da área total. A área esquadrinhada foi calculada a partir da área de um campo multiplicada pelo número n_c de campos percorridos. Nós definimos "campo" como sendo a região da emulsão nuclear visível dentro de um quadrado gravado em uma das oculares. Logo:

$$a_e = n_c \times a_c$$

Nessa relação a área do campo é dada por:

$$a_c = \frac{(60 \times C)^2}{FH \times FV}$$

onde C é um fator de calibração do conjunto microscópio-microscopista; FH e FV são, respectivamente, os fatores de contração horizontal e vertical da emulsão, com os quais têm por objetivo corrigir as deformações da película resultantes do processo de revelação e o fator 60 corresponde ao número de divisões da escala na ocular do microscópio.

Após a determinação da área esquadrinhada a_e , determinamos a razão R entre êsse valor e a área total a_t :

$$R = \frac{a_t}{a_e}$$

O número de eventos n_t é, então, obtido da relação

$$n_t = R \times N$$

onde N é o número de eventos correspondentes à área varrida.

As principais correções para a determinação do número total de eventos são devidas à seleção imposta na distribuição de alcance, à eficiência na contagem de cada uma das microscopistas e aos traços provenientes de reações com elementos constituintes da emulsão e fundo. Para a primeira correção foram utilizadas as curvas da figura (capítulo 3.1) que mostram a distribuição dos alcances para cada um dos elementos do nosso trabalho. As referidas curvas apresentam um pice que, sem ambiguidade, deve ser atribuído à fissão de elemento em questão.

As correções devidas às reações com elementos da emulsão e de "background" foram obtidas através da contagem dos traços em uma película de emulsão pura, preparada nas mesmas condições que as carregadas e irradiadas com o mesmo fluxo.

A tabela 4.1 mostra o número total n_t de eventos obtidos.

O fluxo foi de $0,267 \times 10^{11}$ prótons/cm²/seg. e determina

do a partir da ativação do alumínio Al^{27} (p,3pn) Na^{24} (cap. 3, seção 3.2).

tabela 4.1

Número total de eventos (n_t)

U	$504,3 \cdot 10^3$
Bi	$141,3 \cdot 10^3$
Th	$53,9 \cdot 10^3$
KO	$28,5 \cdot 10^3$

O número de átomos por cm^2 do elemento alvo foi calculado pela fórmula:

$$N = \frac{m \times C}{H \times Y} \frac{N_0}{A}$$

onde m é a massa da película (em gramas); H e Y são, respectivamente, as medidas verticais e horizontais médias da película (em cm); C o carregamento (quantidade em gramas do elemento alvo por grama de película); N_0 o número de Avogrado e A o número de massa do elemento alvo.

A tabela abaixo mostra os valores de N para cada uma das películas

tabela 4.2

Número de átomos por cm^2 (N)

U	$2,27 \cdot 10^{18}$
Bi	$3,16 \cdot 10^{18}$
Th	$2,77 \cdot 10^{18}$
KO	$1,46 \cdot 10^{20}$

Usando os resultados das tabelas, calculamos as seções

de choque de fissão para cada um dos elementos considerados e os erros estatísticos associados.

tabela 4.3

Seção de choque em mb

U	1390 mb \pm 155
Bi	225 mb \pm 22
Th	730 mb \pm 78

CONCLUSÃO

O estabelecimento da seção de choque de fissão do urânio por protons de 600 MeV, além de sua determinação, ofereceu ainda a possibilidade do desenvolvimento de uma técnica inteiramente nova para a revelação das películas em estudo.

Devemos destacar que o conhecimento da área da película pelo fluxo, antes da revelação, possibilitou-nos uma melhor determinação do número total de eventos. Outro aspecto importante foi a revelação de películas com alta dose de radiação, através do procedimento experimental, citado no capítulo III, com o qual pudemos conseguir uma otimização da revelação. As figuras 3.2 e 3.3 mostram, através de mapas topográficos, que houve uma mesma distribuição da intensidade do fluxo nas duas películas.

Para a comparação dos nossos resultados com resultados anteriores, tomamos os valores experimentais de diversos autores e obtidos por variadas técnicas no intervalo de energia de 300 MeV a 3000 MeV e interpolamos uma curva da forma

$$y = ax^2 + bx + c$$

onde y representa a seção de choque de fissão, x é o logaritmo da energia do proton incidente e os coeficientes a , b e c foram determinados por intermédio do método dos mínimos quadrados. A figura 4.1 mostra, em linha cheia, a curva determinada; os pontos representam os resultados experimentais mostrados na tabe 4.4. O erro na determinação da curva é de ± 160 mb. O nosso resultado foi locado por intermédio do ponto (). A curva pontilhada representa os valores de Katcoff(33).

tabela 4.4(*)			
Ei(protons em MeV)	σ_i (mb)	Ei(protons em MeV)	σ_i (mb)
216	1310 *	660	1040 \pm 75***
261	1340 *	660	1030 \pm 200***
336	1350 *	660	1100 ***
340	1350**	1000	1385 \pm 140***
460	1200**	2000	1053 \pm 105***
480	1650**	2900	1280 \pm 200***
590	1060 \pm 140***	2900	830 \pm 160***
600	1405 \pm 300***	2900	1070 \pm 70***
600	1200 \pm 160***	3000	969 \pm 160***

Comparando os resultados das nossas medidas com os resultados de trabalhos em mica, realizados por Katcoff nos laboratórios do BNL, verificamos que estes representam uma boa concordância para o urânio e o bismuto. Entretanto, os resultados obtidos no CERN por Brant et al, utilizando técnicas de emulsão nuclear, não apresentam uma boa concordância para medida da seção de choque do U, enquanto há um bom acôrdo para o Th e o Bi. Na tabela abaixo, apresentamos os resultados dos trabalhos de Katcoff et al e Brant et al em confronto com os nossos resultados:

Elementos	tabela 4.5		
	σ_f (mb) medido por:		
	Katcoff et al (600 MeV)	Brant et al (590 MeV)	Pres. trabalho (590 MeV)
U	1405 \pm 160	1060 \pm 140	1390 \pm 155
Th		700 \pm 150	730 \pm 73
Bi	216 \pm 8	217 \pm 25	225 \pm 22

Para determinação da fissionabilidade σ_f / σ_i , utilizamos a seção de choque inelástica calculada a partir da determinação da transparência. A transparência foi determinada por intermédio do modelo obtido para partículas incidentes com alta energia, através da relação:

$$T = \frac{1^2}{2R^2} \left[1 - e^{-\frac{2R}{T}} \left(1 + \frac{2R}{T} \right) \right]$$

(*) tabela reproduzida dos trabalhos: *K. Hyde et al(34); **H.G. Carvalho et al(11); ***R. Brant et al (6).

onde o livre percurso (l) entre duas colisões sucessivas na matéria nuclear é dado pela relação

$$l = \frac{1}{\rho \times \sigma_p}$$

na qual ρ é a densidade nuclear cuja certeza depende do apuro na determinação do raio nuclear R. A seção de choque média σ_p , para os processos possíveis, é dada por:

$$\sigma_p = \frac{Z\sigma_{pp} + N\sigma_{pn}}{A}$$

onde σ_{pp} e σ_{pn} são, respectivamente, as seções de choque primárias para colisões proton-proton e proton-neutron. Os valores utilizados para o σ_{pp} e σ_{pn} em nosso cálculo são os apresentados nas curvas do trabalho de Bertini et al.

O valor do raio nuclear foi

$$R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$$

onde $r_0 = 1,260$ F (retirado do trabalho de A.S.Green).

Na curva abaixo, mostramos o valor da transparência do u rânio²³⁸ por nós calculado ($\hat{\Phi}$), locado em contraste com a curva calculada por Metropolis et al, utilizando o método de Monte Carlo.

Podemos verificar uma boa concordância nos resultados. Com esse valor, calculamos a seção de choque inelástica total, com a relação:

$$\sigma_i = \sigma_g (1 - T)$$

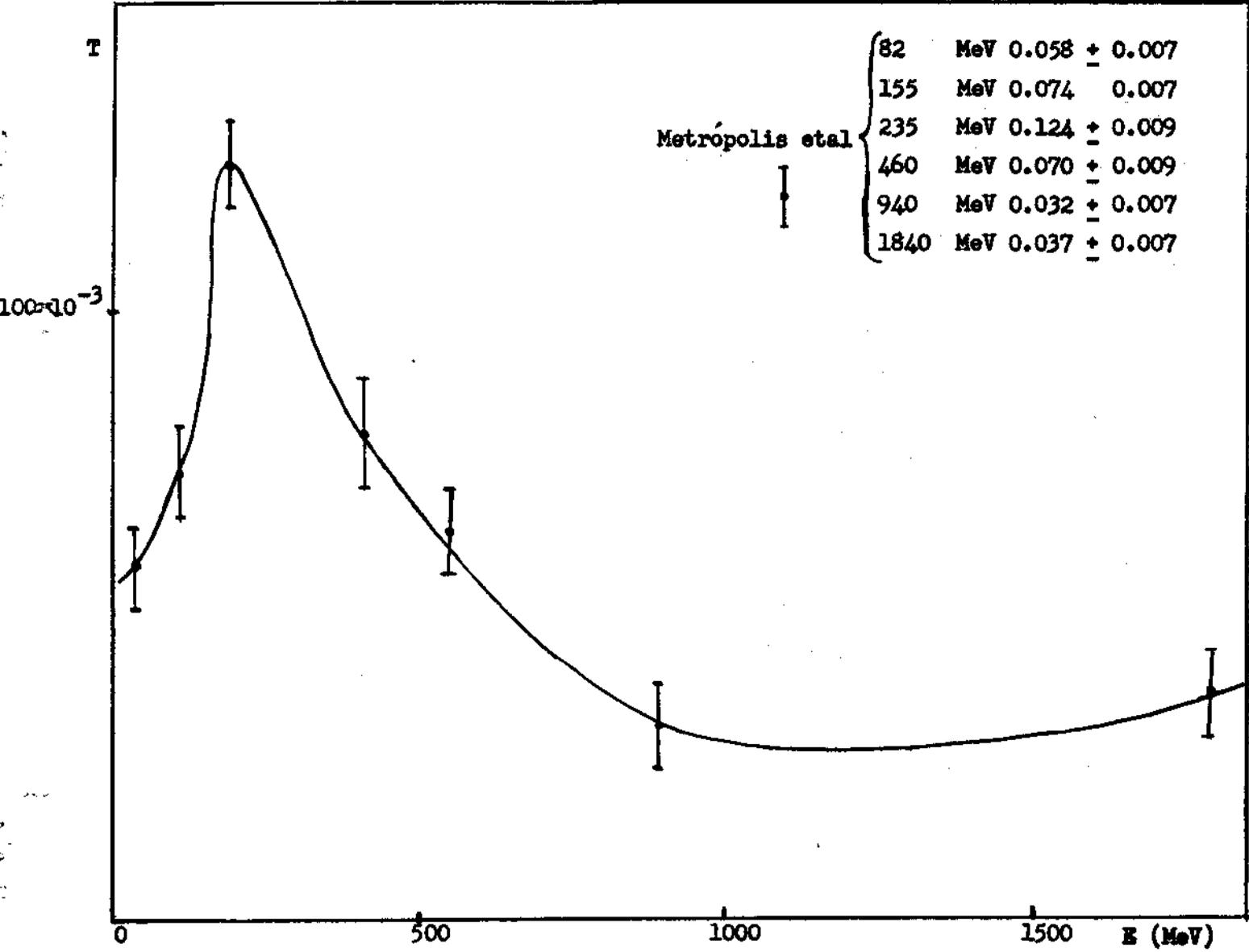
onde σ_g indica a seção de choque geométrica para o núcleo de urânio e $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, onde $r_0 = 1,260$ F.

Utilizando o valor da seção de choque de fissão, determinado por nossa experiência, achamos para a fissionabilidade (f), o valor:

$$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_1} = 0,72$$

Este valor está em boa concordância com a previsão de Jungermann et al (54). Entretanto, está em desacôrdo com o valor obtido por Ivanova (36) com protons de 660 MeV.

Transparência do URÂNIO



REFERÊNCIAS

- 1 - Bertini, H.W. - Phys. Rev. 131 , 1801 (1963)
- 2 - Bertini, H.W. - Phys. Rev. 188 , 1711 (1969)
- 3 - Bohr, A. - Mat.Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 26 , No. 14 (1952)
- 4 - Bohr, A. and Mottelson, B.R. Mat.Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk. 27 , No. 16 (1953) (2nd. ed., 1957).
- 5 - Bohr, N. and Wheeler, J. - Phys. Rev. 56 , 426 (1939)
- 6 - Brant, R. ; Carbonara, F. ; Cieslak, E. ; Piekarz, H. ; Piekarz, J. and Zakrzewski, J. - GERN - Heidelberg Naples - Warsaw Collaboration, Geneva May 1970.
- 7 - Brant et al - Journal Nucl. Instr. and Methods, 62, 109 (1968)
- 8 - Cohen, S. and Swiatecki, W.J. - Ann. Phys. (N.Y.) 19, 67 (1962).
- 9 - Couteur, K.J. - Proc. Phys. Soc. (London) 63A, 259 (1950); *ibid.* 65A , 718 (1952).
- 10- Cowan, Turkevich, Browne, and Los Alamos Radiochemistry Group (1961)
Phys. Rev. 122, 1286 Elliott, S.P. - Proc. Roy. Soc. A 245, 128 and 562 (1958)
- 11- De Carvalho, H.G. ; Potenza, G. ; Rinziwillo, R. and Sassi, E. - II Nuovo Cimento, 25, 880 (1962).
- 12- De Carvalho, H.G. - The Processing and loading of Nucl. Emulsions - Progress In Nuclear Tech. and Instr., edited by F.J.M. Farley (1965) .
- 13- Dessauer, G. and Hafner, E.M. - Phys. Rev. 59, 840 (1941)
- 14- Dostrovsky, I. ; Fraenkel, Z. and Friedlander, G. - Phys. Rev. 116 , 683 (1959).
- 15- Dostrovsky, I. ; Rabinowitz, P. and Bivens, R. - Phys. Rev. 111, 1659 (1958).
- 16- Ericson, T. - Adv. Phys. 9 , 425 (1960).
- 17- Fairhall, A.W. ; Jensen, R.G., and Neuzil E.F. - Paper P/ 677, Proceedings of the Second United Nations Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy 15, Geneva, (1958).
- 18- Fong, P. - Phys. Rev. 102, 434 (1956).
- 19- Fong, P. (1953) Phys. Rev. 89, 332
- 20- Frankel and Metropolis - Phys. Rev. 72, 914 (1947).
- 21- Fujimoto, Y. and Yamaguchi, Y. - Prog. Theor. Phys. 4, 468 (1949); *ibid.* 5, 76, 787 (1950)

- 22- Gant, D.H.T. - Nature 144, 707 (1939)
- 23- Goeckermann, R. and Perlman, I. - Phys. Rev. 72, 352 (1947)
- 24- Goeckermann, R. and Perlman, I. - Phys. Rev. 73, 1127 (1948)
- 25- Goeckermann, R. and Perlman, I. - Phys. Rev. 76, 628 (1949)
- 26- Goldberger, M.L. - Phys. Rev. 74, 1269 (1948)
- 27- Green, A.E.S. - Phys. Rev. 95, 1006 (1954)
- 28- Hahn, O. and Strassmann, F. - Naturwiss 27, 11 (1939); 27, 89 (1939)
- 29- Halpern, I. - "Nuclear Fission", Ann. Rev. Nucl. Sci. 9, 245 (1959)
- 30- Hill, D.L. and Wheeler, J.A. - Phys. Rev. 89, 1102 (1953)
- 31- Hill, D.L. - "The Dynamics of Nuclear Fission", Paper P/660 in Proceedings of the Second Geneva Conference on the Peaceful Uses of Atomic Energy, 15, Geneva (1958)
- 32- Hofstadter, R. - Review of Modern Phys. 28, 214 (1956)
- 33- Hudis, J. and Katcoff, S. - Phys. Rev. 180, 1122 (1969)
- 34- Hyde, K. - The Nuclear Properties of the Heavy Elements - Prentice Hall, Inc. (1964)
- 35- Inglis, D.R. - Phys. Rev. 96, 1059 (1954) ; 97, 701 (1955) (1958)
- 36- Ivanova, N.S. - Coll. "Physics of fission of atomic nuclei", Atcmizdat, M. 115 (1957)
- 37- Jacobsen, I.G. and Lassen, N.O. - Phys. Rev. 58, 867 (1940)
- 38- Kelly, E. ; Wiegand, G. - Phys. Rev. 73, 1135 (1948)
- 39- Mayer, M.G. - Phys. Rev. 74, 235 (1948)
- 40- Meitner, L. and Frisch, O.R. - Nature 143, 239 (1939)
- 41- Metropolis, N. ; Bivins, R. ; Storm, M. ; Miller, J.M. ; Friedlander, G. and Turkevich, A. - Phys. Rev. 110, 185 (1958)
- 42- Metropolis, N. ; Bivins, R. ; Storm, M. ; Turkevich, A. ; Miller, J.M. ; and Friedlander, G. - Phys. Rev. 110, 204 (1958)
- 43- Millburn, G.P. ; Birnbaum, W. ; Grandal, W.E. ; Schechter, L. - Phys. Rev 95, 1268 (1954)
- 44- Miller, J.M. ; Hudis, J. - Annual Review of Nuclear Science - Vol. 9 - 1959
- 45- Nazareth, R.A.M.S. - Tese: Fissão induzida por protons de 12 Gev (a ser publicado)
- 46- Ostrovmov, V.I. ; Filov, R.A. - ZhETF 33, 1335 (1957)
- 47- Perfilov, N.A. ; Darovskikh, V.F. ; Denisenko, G.F. ; Obukhov, A.I. - ZhETF 38, 716 (1960)

- 48- Perfilov, N.A. ; Lozhkin, O.V. ; Ostrovnov, V.I. - Nuclear Reactions Induced By High Energy Particles - translated from akademiya Nauk SSSR V.G. Khlopin Radiation Institute (March - 1965)
- 49- Regier, Burgus and Tromp - Phys. Rev. 113, 1589 (1959)
- 50- Rudstam, G. - "Spallation of Medium Weight Elements", thesis, Uppsala , 1956
- 51- Seaborg, G.T. - Phys. Rev. 88, 1429 (1952)
- 52- Serber, R. - Phys. Rev. 72, 1114 (1947)
- 53- Shamov, V.P. ; - "Physics of fission of atomic nuclei", Atomizdat, M. 129 (1957)
- 54- Steiner, H.M. and Jungerman J.A. - Phys. Rev. 101, 810 (1956)
- 55- Sugihara, T.T. ; Roesmer, J. and Meadows, J.W. - Phys. Rev. 121, 1179 (1961)
- 56- Ulam, S. ; Neumann, J. - Bull. Am. Math. Soc. 53, 1120 (1947)
- 57- Vladimirkii, V.V. - J.Expt. Theor. Phys. 32, 822 (1957); Transl.Soviet Phys. SETP 5, 673 (1957)
- 58- Wahl, A.C. - Phys. Rev. 99, 730 (1955)
- 59- Weisskopf, V. - Phys. Rev. 52, 295 (1937)
- 60- Whetstone, S.L.Jr. (1959) - Phys. Rev. 114, 581
- 61- Wheeler, J.A. - Physica 22, 1103 (1956)
- 62- Wilets, L. - Theories of Nuclear Fission - Clarendon Press- Oxford 1964
- 63- Wilson, R.E. - thesis, University of Washington (1961)
- 64- Yamaguchi, Y. - Prog. Theor. Phys. 5, 142 (1950)

FISSÃO DO U, Th, E Bi INDUZIDA POR PRÓTONS DE 600 MeV

TESE DE MESTRADO

defendida por

GILSON BRAND BAPTISTA

no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

em 25 de Setembro de 1970

perante a banca integrada pelos senhores professôres

Alfredo Marques de Oliveira

Anna Maria Freire Endler

Jean Julien

José Goldemberg

Luiz Carlos Gomes