Revista Brasileira de Física, Vol. 2, N.° 2, 1972

Problemas Atuais no Estudo da Fissão Nuclear

J. GOLDEMBERG
Instituto de Física, Universidade de Sào Paulo, São Paulo SP*

Recebido em 12 de Abril de 1972

A discussion is given of current problems on nuclear fission studies with emphasis in recent developments in the field such as isomeric fission, asymetric fission of heavy elements and symmetric fission of light elements.

É feita uma discussão dos problemas correntes de fissão nuclear com ênfase nos desenvolvimentos recentes nesse campo, tais como a fissão isomérica, fissão assimétrica de elementos pesados e fissão simétrica de elementos leves.

1. Introdução

Os estudos teóricos e experimentais sôbre a fissão nuclear apresentaram um renascimento espetacular nos últimos anos. Basta folhear as revistas especializadas de Física Nuclear publicadas nos últimos três anos para se dar conta do número recente de trabalhos especializados no assunto. Este renascimento se liga por um lado as tentativas de produzir elementos transurânicos e por outro aos progressos ocorridos na compreensão do fenômeno: este progresso que consistiu em incorporar de uma maneira consistente os efeitos do modelo de camadas (SM) ao modelo da gota líquida (LDM) foi realizado por Strutinsky[1] e permitiu entender o interessante fenômeno da "fissão isomérica", além de abrir caminho para cálculos mais precisos dos limiares para fissão (E_f), da forma do núcleo no "ponto de sela", da distribuição de massa dos fragmentos de fissão e muitos outros fenômenos.

Outro aspecto do problema é o estudo da fissão de elementos leves; este campo foi pouquíssimo investigado até recentemente; as informações experimentais são muito fragmentárias e praticamente ***nenhum*** estudo da fissão de elementos mais leves que o Niquel foi realizado. Teoricamente, as únicas predições feitas são qualitativas e se baseiam no modelo da gota liquida[2] que constitui uma aproximação grosseira nesta região de massas atômicas.

*Endereço: Caixa Postal 20516, 01000 - São Paulo SP.

O desenvolvimento da técnica dos detetores plásticos[3], que data também dos últimos 4 ou 5 anos, permitiu porém a deteção de íons pesados na presença de campos intensos de partículas pouco ionizantes e abriu caminho aos estudos de fissão de elementos leves. A eletrofíssão de diversos elementos está sendo feita no presente, em colaboração, por um grupo da Universidade de 'Toronto e da Universidade de São Paulo.

Neste trabalho discutiremos estes avanços recentes e as perspectivas dos estudos de fissão nuclear.

2. *O* Modêlo da Gôta Líquida (LDM)

Assume-se neste modelo[2] que o núcleo seja uma gota uniformemente carregada, de densidade constante, com uma superfície bem definida. Em condições normais, a gota possui uma forma esférica (ou uma pequena deformação intrínseca em certos casos). Quando excitada por radiação eletromagnética (ou outro agente externo) a gota se deforma mantendo um eixo de simetria que é escolhido como o eixo polar de um sistema de coordenadas esféricas (Fig. 1).

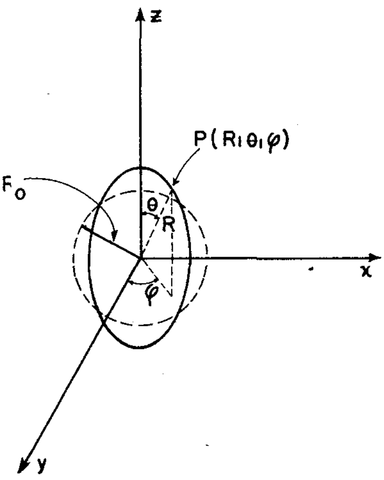

Fig. 1 - Sistema de coorcenadas esféricas (R, 0, φ) usadas para descrever deformações do núcleo.

A coordenada radial R de um ponto de superfície pode ser expressa em termos de uma soma de polinômios de Legendre

$$R(\theta) = R_0\left[1 + \sum_{l=0}^{\infty} \alpha_l P_l(\cos\theta)\right],$$

os α_l sendo os parâmetros de deformação.

Da condição de volume (densidade) constante decorre

$$\alpha_0 = 0.$$

Além disso,

$$\alpha_1 = 0$$

porque o centro da gota deformada e não deformada são os mesmos. Portanto, $R(\theta) = R_0(1 + \alpha_2 P_2 + \alpha_3 P_3 + \ldots + \alpha_n P_n + \ldots)$.

É possível[2,4] calcular a energia de superfície de uma gota deformada como sendo

$$E_S = 4\pi R_0^2 \tau \left(1 + \frac{2}{5}\alpha_2^2 + \frac{5}{7}\alpha_3^2 + \ldots\right),$$

(τ é a tensão superficial: $4\pi R_0^2 \tau = 17.97$ MeV).

A energia Coulombiana da gota deformada é dada por

$$E_C = \frac{1}{2}\int V\rho d^3 r, \qquad V = V_0 + \delta V, \qquad \rho = \rho_0 + \delta\rho,$$

onde V e ρ são o potencial elétrico e a densidade da gota deformada.

O cálculo mostra que

$$E_C = \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{R_0}\left(1 - \frac{1}{5}\alpha_2^2 - \frac{10}{49}\alpha_3^2 - \ldots\right)$$

A energia total da gota deformada é dada por

$$E_T = E_S + E_C.$$

Em E_S e E, os primeiros termos são as energias de superfície e o volume da gota não deformada.

A fim de verificar a estabilidade dos núcleos em relação a deformações é preciso calcular os valores AE, da variação de energia, para diferentes valores dos parâmetros a,. Isto foi feito por Bohr e Wheeler conservando apenas termos de ordem par (deformações simétricas em relação a reflexões) até a ordem 4 (α_2 e α_4). Swiatecki[5] estendeu esses cálculos a ordens mais elevadas.

Para diferentes valores de a, e a,, o núcleo assume as formas da Figura 2.

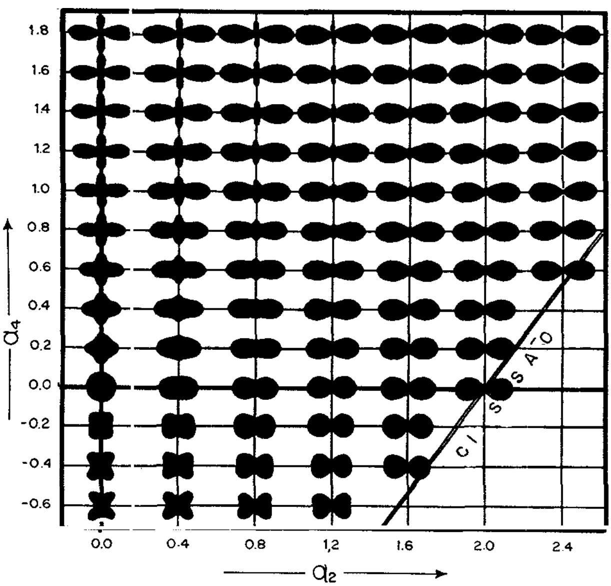

Fig. 2 - **A** forma do núcleo para diferentes valores dos parâmetros a, e a, na expansão $R(\theta) = R_0[1 + \alpha_2 P_2(\cos O) + \alpha_4 P_4(\cos O)]$.

É evidente que para grandes deformações o núcleo assume uma forma em que a tensão superficial não mais consegue contrabalançar a repulsão coulombiana. Isto ocorre no *ponto* ***de sela;*** para deformações maiores os fragmentos começam a se separar, o que ocorre no *ponto* de *cissão* (Fig. *3).*

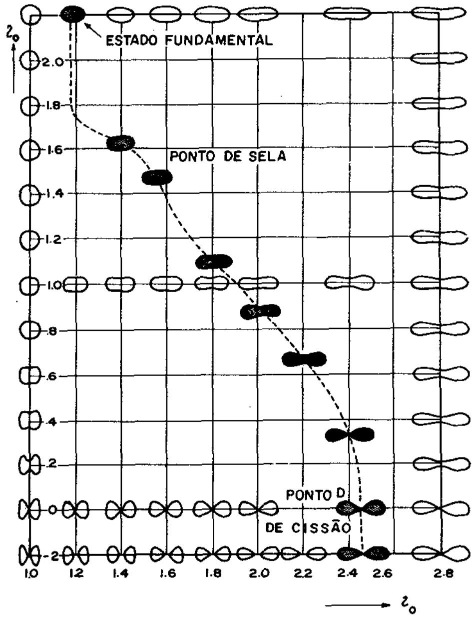

Fig. 3 - **A** evolução da forma do núcleo partindo do estado fundamental, passando pelo ponto de sela e pelo ponto de cissão. (τ_0 e τ_2 são parâmetros que descrevem a deformação).

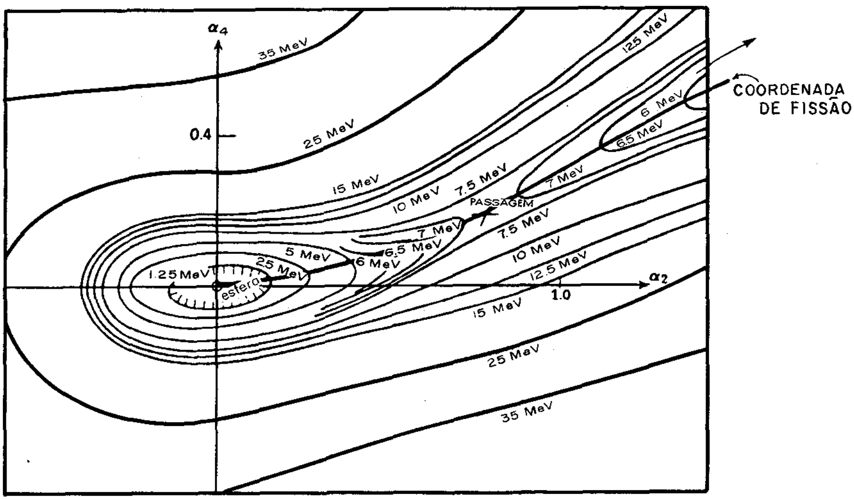

Fig. 4 - Mapa das superfícies equipotenciais para diferentes valores de a, e α_4 mostrando claramente o "ponto de sela".

O aspecto mais interessante da variação da energia de deformação com os parâmetros α_2 e α_4 pode ser apreciado num mapa em relevo em que se representam superfícies equipotenciais (Fig. 4).

A origem representa o núcleo não excitado no fundo de uma cratera e o ponto de sela corresponde a uma *passagem* na borda *da* cratera que tem a forma de um *ponto de sela* (**Fig.** *5).*

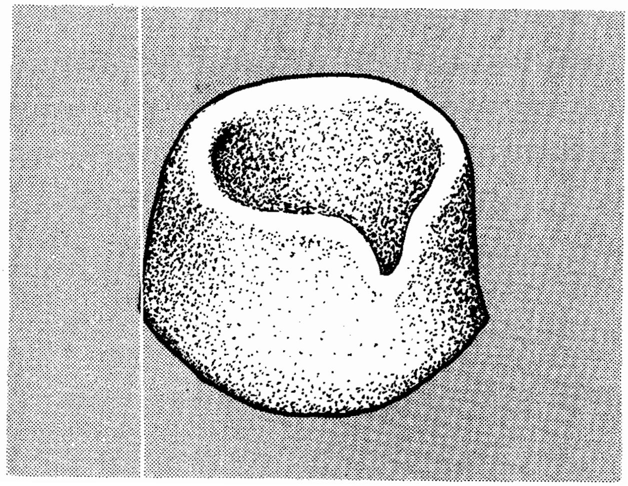

Fig. 5 - Representação pictórica do "ponto de sela" como uma passagem numa cadeia de montanhas que circunda o núcleo original.

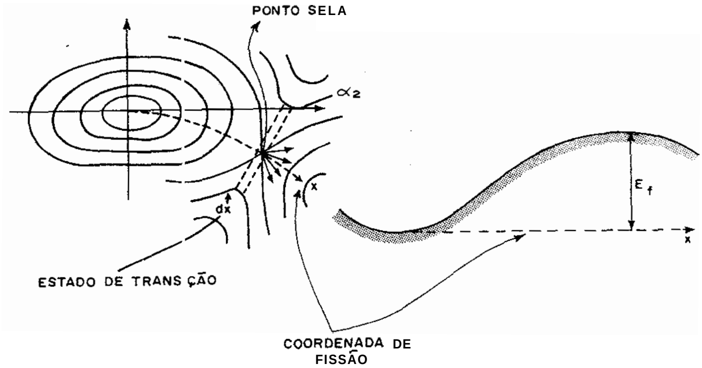

Fig. 6 - A barreira para fissão ao longo da coordenada para fissão x.

Este ponto tem uma estabilidade especial em relação a deformações em certas direções, em relação as quais a energia passa por um mínimo; na direção de fissão, o ponto de sela corresponde a um máximo da energia e define a ***barreira para a fissão (E,-);*** esta energia corresponde a deformação crítica de equilíbrio instável (Fig. 6).

Qual é o valor da barreira para a fissão?

Para responder a esta pergunta é necessário calcular a variação da energia total E_T para deformações α_2 e α_4 (na aproximação de Bohr e Wheeler)

$$\Delta E_T = 4\pi R_0^2 \tau \left[\frac{2}{5} a_2^2 + \frac{116}{105} \alpha_2^3 + \frac{101}{35} \alpha_2^4 + \frac{2}{35} \alpha_2^2 \alpha_4 + \alpha_4^2 \right]$$

$$- \frac{3}{5} \frac{(Ze)^2}{R_0^2} \left[\frac{1}{5} \alpha_2^2 + \frac{64}{105} \alpha_2^3 + \frac{58}{35} \alpha_2^4 + \frac{8}{35} \alpha_2^2 \alpha_4 + \frac{5}{27} \alpha_4^2 \right]$$

e maximizar ΔE_T para variações dos parâmetros α_4 e α_2.

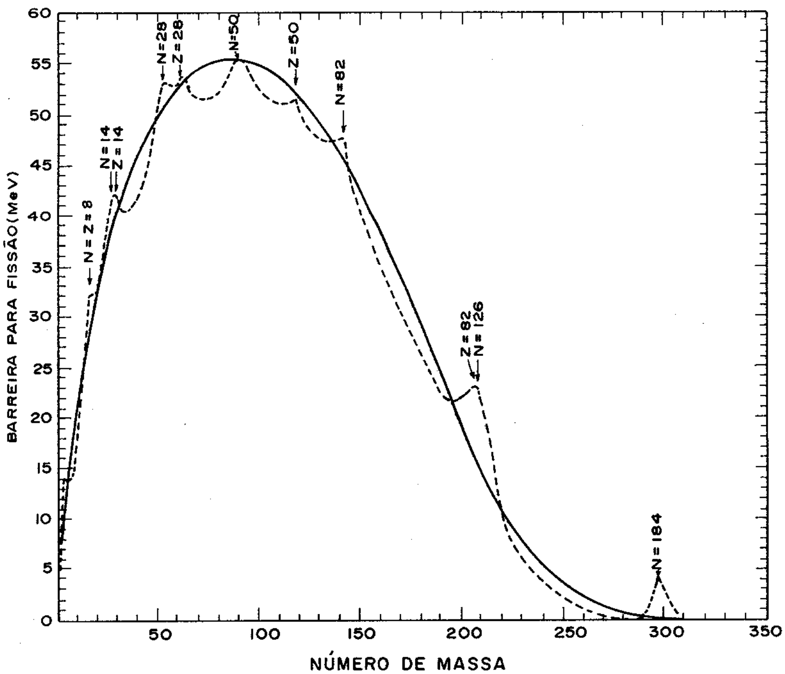

Fig. 7 - **A** barreira para fissão calculada por Myers e Swiatecki[6] em função do número de massa.

Os melhores cálculos deste tipo são os de Myers e Swiatecki[6] que levaram em conta, numa primeira aproximação, o efeito do modelo de camadas na energia de ligação dos núcleos e que reproduzimos na Figura 7.

Uma expressão aproximada para pequenos valores do parâmetro de fissionabilidade[7] x (elementos leves e médios) é a seguinte:

$$\frac{\tilde{E}}{4\pi R_0^2 \tau} = f(x) = 0.260 - 0.215x$$

e pode ser obtida muito simplesmente calculando a diferença de energias entre o núcleo origina e a energia de dois fragmentos esféricos de metade da massa *(e* da carga), em contato.

Frankel e Metropolis[3] investigaram o comportamento de AE, para α_n até ordem 10. Cohen e Swiatecki[9] estenderam estes cálculos até ordem 18.

As formas do núcleo no ponto de sela que se obtém são as da Figura 8.

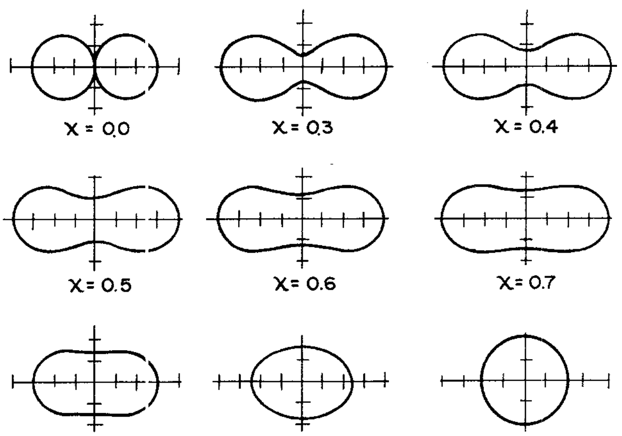

Fig. 8 - A forma do núcleo no "ponto de sela" no LDM para diferentes valores do parâmetro de fissionabilidade ($x \cong \frac{Z^2/A}{50}$).

Observe-se que para valores do parâmetro de fissionabilidade da ordem de 1 (elementos pesados), uma pequena deformação leva o núcleo ao ponto de sela; para va ores pequenos de x (núcleos leves) é necessária uma deformação muito maior para levá-lo ao ponto de sela. A razão para isto é clara: na ausência da repulsão coulombiana é preciso uma grande deformação do núcleo para fissioná-lo. Em outras palavras, uma deformação grande da a repulsão coulombiana, que é de longo alcance, uma vantagem maior sobre as atrações de curto alcance que são responsáveis pela tensão superficial.

3. As Previsões do Modêlo da Gôta Líquida

O modelo da gota líquida de Bohr-Wheeler prevê a existência de um ponto de sela para todos os núcleos (Fig. 8); para $x \sim 1$, a forma esférica corresponde ao ponto de sela; para $x < 1$, o núcleo no ponto de sela assume a forma de um cilindro com bases arredondadas que para $x < 0.75$ começa a apresentar uma cintura que se torna cada vez menor a medida que x diminui, até parecer dois fragmentos ligados por um pescoço. Para $x = 0$, a forma é a de duas esferas em contato (Fig. 9).

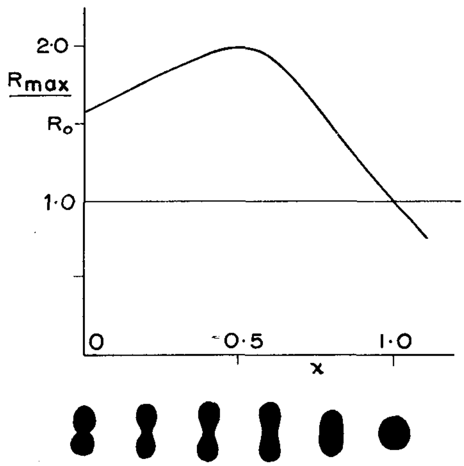

Fig. 9 - **A** forma do núcleo no ponto de sela no modelo convencional de Bohr-Wheeler para diferentes valores de **x**, bem como o valor do raio máximo do núcleo deformado dividido pelo raio do núcleo esférico original (R_{max}/R_0).

Em consequência, o que se espera neste modelo é que a *fissão simétrica* (em dois fragmentos iguais) ocorra na maioria dos casos. Esta previsão *não é confirmada pela experiência:* para elementos de pêso atômico médio ($x < 0.75$) a divisão é efetivamente simétrica mas para os elementos usualmente considerados como fissionáveis (U, Th, etc.), o modo predominante de fissão é o assimétrico (em dois fragmentos desiguais)[10].

Swiatecki[9] esclareceu este ponto com seus cálculos em que conservou termos de ordem superior a Frankel e Metropolis.

O quadro que emerg: desta análise é o seguinte: quando x diminui, a forma do núcleo no ponto de sela não desenvolve imediatamente uma cintura mas assume a forma de um "pescoço" grosso no qual se encontra boa parte da matéria nuclear (Fig. 10).

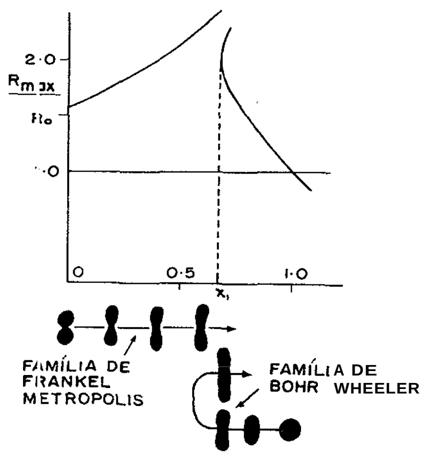

Fig. 10 - **A** forma do núcleo no ponto de sela no modelo de Swiatecki[9], para diferentes valores de **x.** O significado de R_{max}/R_0 é explicado na legenda da Figura 9.

Há realmente duas famílias de formas do núcleo:
1. a de Frankel-Metropolis que existe para pequenos valores de x ($x<0.7$) e que tende (quando x aumenta) a dois fragmentos ligados por um pescoço fino;
2. a de Bohr-Wheeler que existe para x $>$ 0.7 e na qual a forma esférica (para x $=$ 1) tende a uni cilindro com um pescoço grosso quando x diminui.

As duas famílias se unem na região crítica $x = x_1 \approx 0.75$.

A principal previsão deste modelo é a de que para x $\approx$ 0.75 fissão em **3** fragmentos é um feiiômeno importante mas cuja importância desaparece para núcleos mais pesados e mais leves; a distribuição da massa dos fragmentos, suas energias cinéticas e energias internas na divisão em três fragmentos (para $x \sim 0.75$) é mais uniforme do que para $x < x_1$.

Confirmando esta previsão, Cobble'' em experiências recentes obteve uma seção de choque para a produção de átomos de ^{28}Mg que é razoável para elementos da série do actínio ($x > 0.75$) mas que se torna desprezível para ^{197}Au ($x < 0.7$).

Outra predição dos cálculos de Swiatecki é que a barreira para fissão muda de caráter quando se passa da família de formas de Bohr-Wheeler para a de Frankel-Metropolis. Enquanto que a barreira de Bohr-Wheeler ($x > x_1$) é estreita, correspondendo a um ponto de sela definido, a barreira de Frankel-Metropolis ($x < x_1$) é larga, possuindo 2 máximos para $x \simeq x_1$.

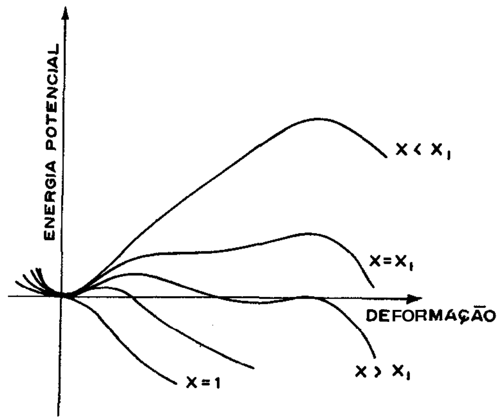

Fig. 11 - **A** barreira para a fissão para os núcleos de diferentes valores de **x** no modelo de Swiatecki.

A assimetria na distribuição de massa experimentalmente observada nos elementos pesados não é porém explicada.

4. Aspectos Dinâmicos da Fissão

As considerações que fizemos até o momento são todas de natureza estática e resultam de uma análise do comportamento da energia potencial do sistema em relação a deformações. Acontece porém que nos elementos pesados a forma do núcleo no ponto de sela é muito diferente da sua forma no ponto de cissão (ver Fig. 2). Nos elementos leves este não é o caso: a forma que o núcleo tem nos pontos de sela e de cissão é a de dois esferóides que se tangenciam.

A diferença destas formas nos elementos pesados pode ser apreciada também na Fig. 3. Por conseguinte, é razoável pensar que a assimetria de massa dos fragmentos poderia ser devida a um efeito de natureza hidrodinâmica (movimento do líquido nuclear) que se fizesse sentir na passagem do ponto de sela ao ponto de cissão.

Um cálculo de Hill[12] reforçou muito estas idéias: usando um computador, Hill calculou a "história" de um núcleo de ^{235}U ao qual foram transferidos 50 MeV de excitação no instante $t = 0$ num modo de oscilação $P_2(\cos\theta)$. O computador traçou as formas adquiridas pela superfície para muitos ciclos de oscilação até 100 ciclos completos (Fig. 12).

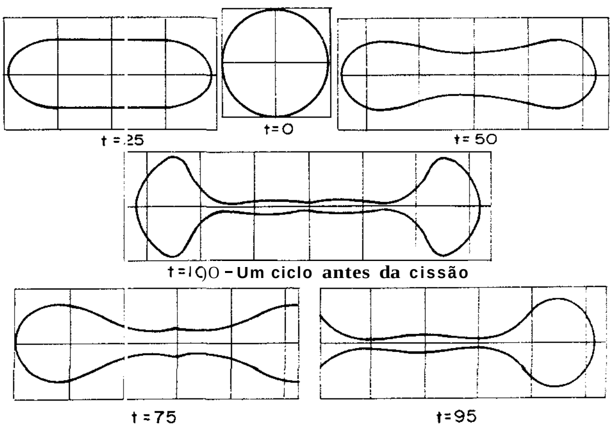

Fig. 12 - **A** forma de uma gôta líquida excitada por 50 Mev no modo de oscilação P_2 no instante inicial ($t = 0$) e após 25, 50, 75, 95 e 100 ciclos completos de oscilação. O núcleo sofre cissão no ciclo 101.

O aspecto mais significante da Figura 12 é o aparecimento de um longo pescoço antes da fissão; a fissão ocorre quando os estrangulamentos laterais se partem deixando, por exemplo, dois fragmentos iguais e uma partícula alfa. Outra possibilidade é que o pescoço seja absorvido por um dos fragmentos fazendo com que apenas um dos estrangulamentos laterais se parta. Este mecanismo favoreceria a formação de fragmentos de estabilidade especial como, por exemplo, os núcleos "mágicos".

Cálculos mais recentes de Nix[13,14,15] não confirmaram porém estas esperanças. O que decorre desses cálculos é apresentado na Figura 13.

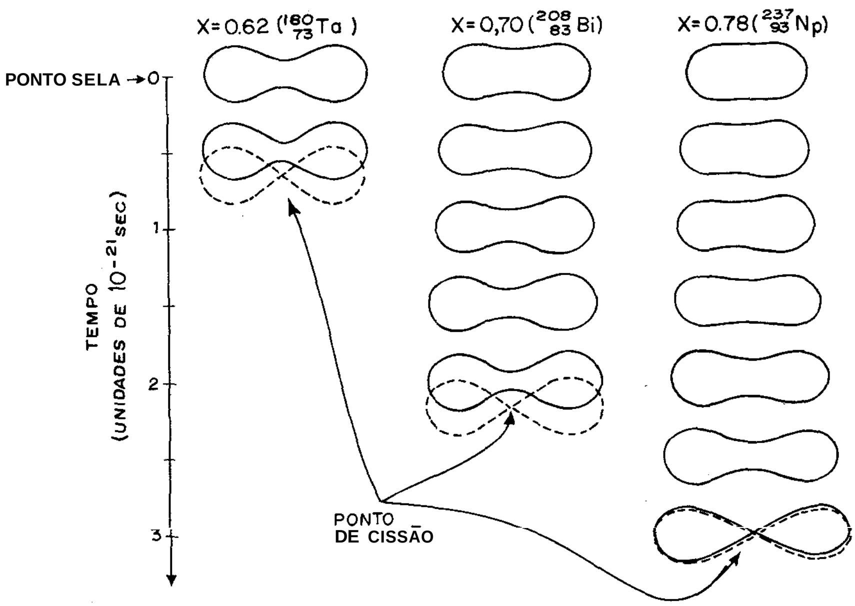

Fig. 13 - **A** evolução da gôta líquida do ponto de sela ao ponto de cissão, de acôrdo com os cálculos de Nix[14,15], para diversos valores de **x.**

a) para uma quantidade constante de energia disponível (1 Mev no caso de Nix), o tempo necessário para ir do ponto de sela ao de cissão ***aumenta*** com x.

b) para valores menores de x, o movimento do núcleo consiste no aumento da constrição no "pescoço" que liga os fragmentos; para valores maiores de *x*, o núcleo se alonga.

c) a *assimetria* de massas não aumenta com o movimento, contrariamente ao que é previsto por Hill. **A** razão provável da discrepância com os cálculos de Hill é a sua escolha arbitrária das condições iniciais.

5. O Problema da Assimetria de Massa na Fissão

Qual é então a causa da assimetria na fissão?

Este problema pode ser investigado do ponto de vista estático e dinâmico: sob este último ponto de vista[14] é possível considerar uma oscilação em torno do ponto de sela do tipo de assimetria de massa (Fig. 14).

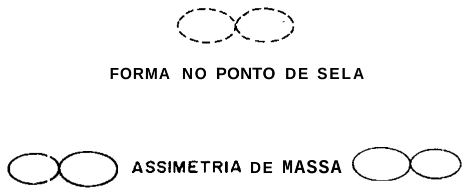

Fig. 14 - **A** assimetria de massa como um possível modo de instabilidade.

Neste caso, a massa (e volume) de um dos esferóides em contato aumenta (bem como sua elongação) enquanto a massa e elongação do outro diminue; a distância entre os centros dos esferóides é constante.

Nix[14] demonstrou que para $x > 9.39$ a forma de equilíbrio simétrica é estável em relação a assimetrias e que para $x < 0.39$ ela se torna instável.

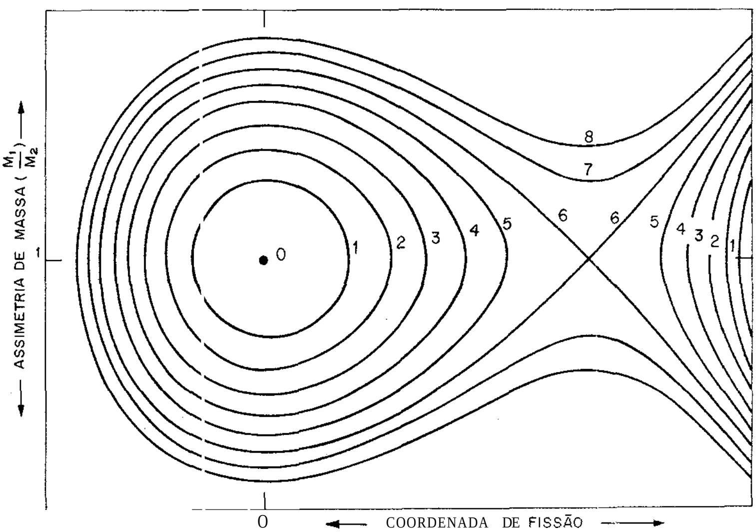

Fig. 15 - Superfícies equipotenciais para diversos valores da assimetria de massa e da coordenada ao longo do caminho para fissão (no espaço dos α_2 e *r*,).

Este resultado demonstra que, na realidade, o estudo da fissão deve ser feito em diagramas em que uma das coordenadas é a coordenada ao longo do ponto de sela e a outra é a assimetria de massa[15].

Para **x > 0.39,** as superfícies equipotenciais têm o aspecto da Figura 15.

Existe um ponto de sela nesse gráfico; assimetrias de massa correspondem a energias mais elevadas do que o mínimo na ***direção da coordenada de fissão*** (onde esse ponto corresponde a um máximo).

Para **x < 0.39,** no entanto, ocorre que a configuração de equilíbrio está no "topo de um pico" e não define uma barreira para fissão no sentido convencional. A energia necessária para passar pelo "topo do pico" é sempre maior do que aquela necessária para contornar o pico e portanto não pode ter o significado de uma barreira. O processo preferido é uma ***fragmentação*** em dois fragmentos desiguais.

Apenas para x > **0.39** é que a fissão (fragmentação em dois fragmentos iguais) se torna estável em relação a assimetrias.

Do ponto de vista estático, já havia sido percebido por Businaro e Gallone[16] que, incluindo termos de ordem impar (a,) nas superfícies de energia, aparecem regiões de equilíbrio correspondentes a deformações assimétricas; essas ***deformações octopolares*** estão se tornando muito importantes no presente.

Swiatecki[17] formulou uma maneira de representar as superfícies equipotenciais em função de uma ***coordenada de separação*** dos fragmentos, que mede a distância entre eles, e de uma ***coordenada de assimetria*** que mede o tamanho relativo dos dois fragmentos (Fig. 16).

Swiatecki utiliza as seguintes coordenadas polares:

$$r = \frac{1}{R_1 + R_2} \text{ (coordenada de separação)},$$

$$\theta = \frac{\pi}{2} \frac{R_1 - R_2}{R_1 + R_2} \text{ (coordenada de assimetria)},$$

$r = 1$ representa o instante de cissão (fragmentos se tocando),

$r = \infty$: fragmentos infinitamente separados,

$\theta = 0$: representa fragmentos iguais (fissão simétrica),

$\theta = \pm \pi/2$: representa fragmentos muito desiguais.

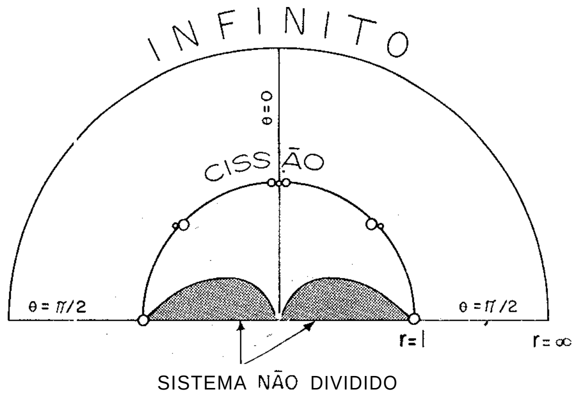

Fig. 16 - **A** representação de Swiatecki para o estudo da fissão em coordenadas polares: o raio vetor r mede a distância entre os fragmentos e o ângulo θ a assimetria de massa ($\theta = 0$, $M_1 = M_2$; $\theta = \pm \pi/2$, M_1 ou $M_2 = 0$).

Com essas coordenadas, as superfícies equipotenciais são as seguintes:

I. Para $x \lesssim 0.7$ (elementos pesados), v. Fig. 17.

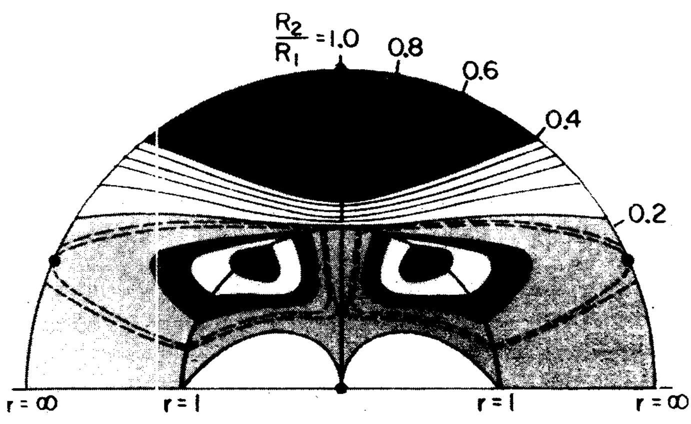

Fig. 17 - As superfícies equipotenciais na representação de Swiatecki para elementos pesados ($x \lesssim 0{,}7$); observe os dois picos de Businaro-Gallone e os **3** caminhos possíveis para fissão: fissão simétrica (caminho central) e fragmentação (caminhos laterais).

Existe uma passagem (ponto de sela) entre dois picos (os picos de Businaro-Gallone). Fissão simétrica é a única possível além de emissão de pequenos fragmentos (que correspondem a caminhos que circundam os dois picos). Uma representação pictórica do gráfico de Swiatecki nesse caso é a da Figura 18.

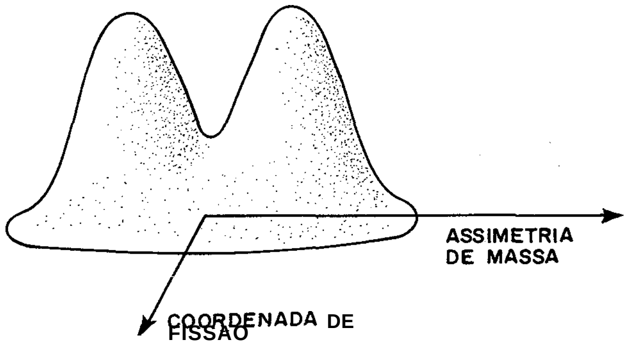

Fig. 18 - Uma representação pictórica dos picos de Businaro-Gallone para $x \lesssim 0.7$.

II. Para $0.4 < x < 0.7$ (elementos médios), Fig. 19. Os dois picos se aproximam e vão tornando a fissão simétrica menos provável; os caminhos laterais ainda existem.

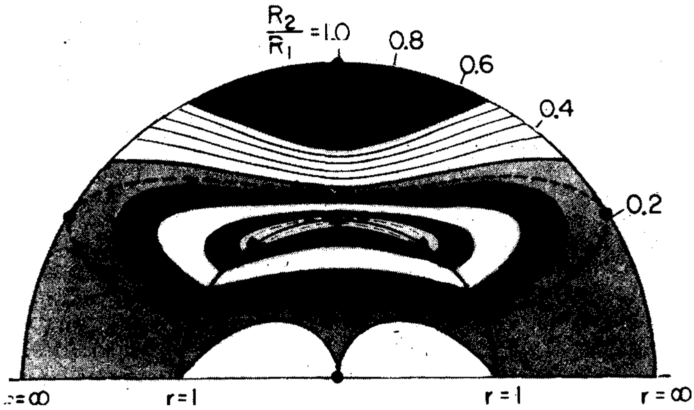

Fig. 19 - As superfícies equipotenciais **na** representação de Swiatecki para elementos médios $0.4 < x < 0.7$.

III. Para $x < 0.396$, Fig. 20.
Os dois picos de Businaro-Gallone se unem num só, ***impedindo*** a fissão simétrica que deixa de representar uma passagem entre as montanhas.

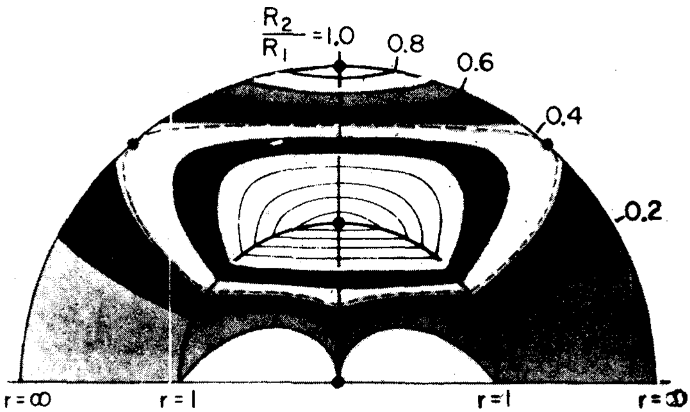

Fig. 20 - As superfícies equipotenciais na representação de Swiatecki para lelementos leves x < 0 396.

Para valores de x menores, o ponto de sela deixa de existir; fragmentação (divisão em dois fragmentos desiguais) passa a ser o único caminho possível.

Em linhas gerais, essas previsões são confirmadas pela experiência; a distribuição simétrica dos fragmentos se torna efetivamente mais e mais larga a medida que x diminui[10].

Em particular, a montanha que existe para x < 0.396 torna a fissão simétrica mais e mais iniprovável.

Estas considerações não explicam porém a distribuição assimétrica dos elementos pesados. No entanto, os efeitos do modelo de camadas devem se fazer sentir nas superfícies de Swiatecki, introduzindo nelas ondulações e *canyons*. Esses *canyons* poderiam ser responsáveis pela assimetria observada na íissão, facilitando certos canais.

Os trabalhos-de Strutinsky' abriram caminho para a análise quantitativa destas ondulações.

6. As Correções de Strutinsky

Assume-se usualmente que as camadas nucleares típicas do modelo de partículas independentes (SM) sejam uma propriedade dos nucleos esféricos (ou aproximadamente esféricos) e que desapareçam quando a deformação atinge valores elevados como as que se observam na fissão. Strutinsky questionou essa hipótese chamando a atenção para o que se obtém de um modelo de Nilsson esquemático como o indica a Fig. 21.

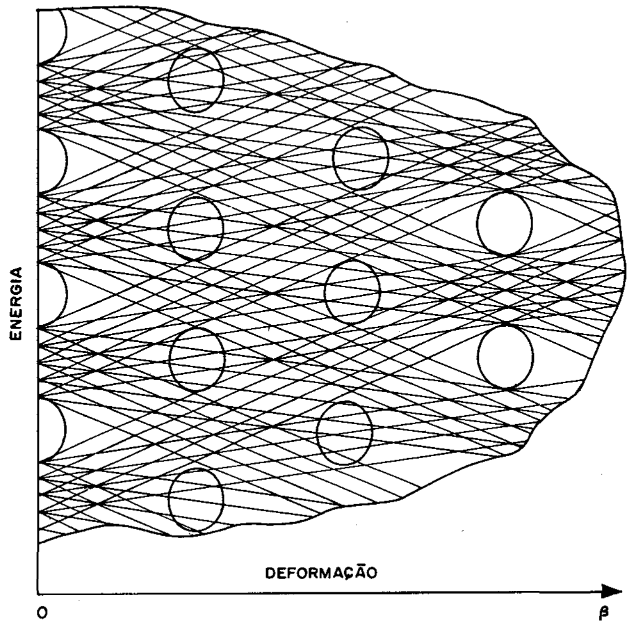

Fig. 21 - Comportamento esquemátiw dos níveis nucleares no modelo de Nilsson para grandes deformações. Camadas nucleares que existem para $\beta = 0$ desaparecem e reaparecem para grandes deformações.

Nessa figura pode-se ver o agrupamento de níveis para deformação $\beta = 0$ que dá origem as camadas nucleares, bem como a destruição desses agrupamentos com a deformação e o ***reaparecimento*** das camadas para deformações maiores.

Esse modelo esquemático indica que as chamadas propriedades dos núcleos são caracterizadas não só pelos números mágicos de núcleos mas também pela deformação dos mesmos.

Além dos nucleos esféricos mágicos com Z = 50, 80 e 114-120 e Z = = 50, 82, 126 e 184, existem também outros nucleos mágicos com deformação entre 0.2 e 0.3 com Z = 60-64, 100 e N = 60-64 e 150-152. Para deformações maiores $\left(d = \dfrac{\text{semi eixo maior}}{\text{semi eixo menor}} = 1.5\right)$ encontram-se camadas para $Z = 86\text{-}88$ e para $N = 146\text{-}148$ (para $d = 1.5$ a 2.0) além de outras.

As flutuações na densidade dos níveis próximos da superfície de Fermi estão intimamente ligadas a estabilidade dos núcleos. O núcleo é mais estável quando existe uma camada (isto é, uma rarefação de níveis) próxima da superfície de Fermi porque os nucleons ocupam os estados de energia mais baixa. inversamente, um aumento de densidade conduz a uma energia de ligação menor.

Com efeito, se o últino nível ocupado for o de uma camada fechada, o nível seguinte está distanciado por um intervalo **A;** se os níveis estivessem distribuídos uniformemente como no modelo da gota líquida, o último nível ocupado estaria numa altura A. Como os níveis estão comprimidos devido a existência das camadas, o núcleo é *mais ligado* do que previsto pelo modelo da gota líquida (Fig. 22*a*).

Se a última camada ocupada ocorrer no meio de um grupo de níveis, a situação é diferente e o núcleo menos ligado (Fig. 22*b*).

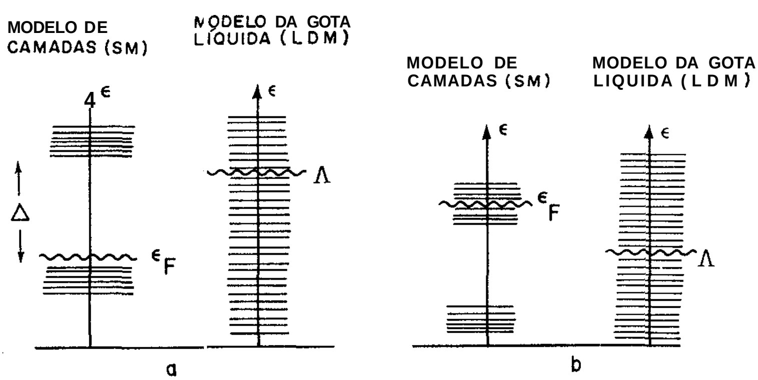

Fig. 22 - O niveis nucleares no modelo da gôta líquida e no modelo de camadas para duas situações diferentes:

a) o último nível ocupado fecha uma camada nuclear;

b) o último nível ocupado ocorre no meio de uma camada.

Como resultado, obtém-se uma variação na energia potencial em função de deformação, variação essa que revela as vezes dois mínimos. O que acontece é que quando um núcleo é deformado, como na fissão, uma rarefação inicial dos níveis se alterna com uma compressão que leva a uma modulação da energia de deformação no modelo da gota líquida (Fig. 23).

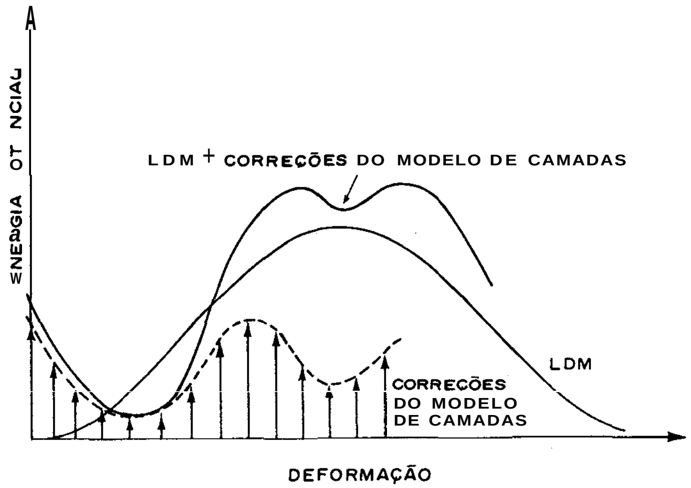

Fig. 23 - **A** barreira para a fissão no LDM quando se incluem as correções de Strutinsky.

Aliás, o fato de que o primeiro mínimo ocorre para deformações diferentes de zero indica que muitos núcleos são mais estáveis nesta forma (deformações ~ 0.2 a 0.3) mesmo no estado fundamental: o segundo mínimo ocorre em geral para deformações que são o dobro da primeira. As superfícies equipotenciais para deformações a, e α_4 são nesse caso as da Figura 24.

Conclui-se que pode existir mais de uma forma de equilíbrio para certos núcleos; a inferência que resulta daqui é a possível existência de isomerismo de um novo tipo ou seja, "isomeria de forma", que nada tem a ver com o momento angular ou spin dos núcleos envolvidos.

Se o núcleo fissionável se formar no segundo poço, a barreira que os fragmentos de físsão tem que atravessar é menor e a vida média para fissão pode ser de alguns microsegundos (ou menos). Vidas médias de milhões de anos é o caso comum quando os núcleos estão no primeiro mínimo da energia potencial.

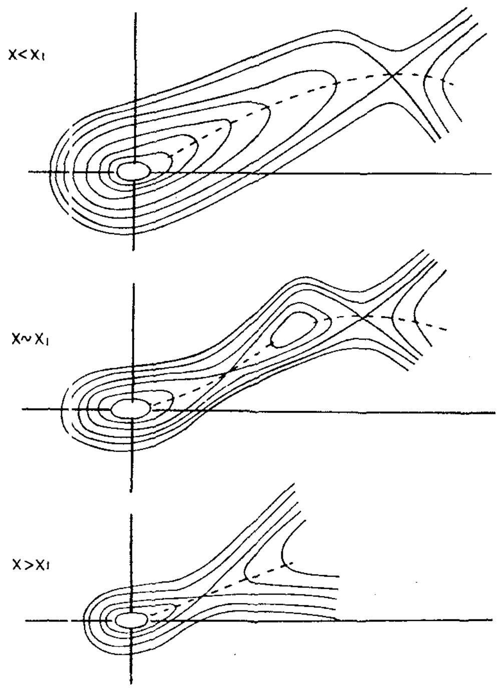

Fig. 24 - Superfícies equipotenciais no espaço dos a, e a, quando existem dois "pontos de sela" correspondentes à dupla barreira para fissão.

As modulações que as correções de Strutinsky introduzem nas superfícies de nível para deformações mais complexas tem sido calculadas por diversos pesquisadores principalmente Nilsson[18]. Como um exemplo Nilsson calculou a forma do núcleo do ^{236}U no seu segundo ponto de sela (Fig. 25).

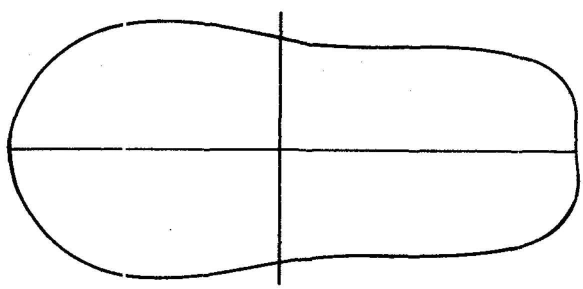

Fig. 25 - A forma de um núcleo do ^{236}U no seu segundo "ponto de sela" quando se consideram parâmetros de deformação a, e a, além de a, e α_4.

Nesse caso, deformações assimétricas de ordem 3 e 5 (a, e a,) foram levadas em conta.

[Um método diferente de analisar as correções do modelo de camadas ao modelo da gota liquida foi proposto por Greiner[19] que sugeriu o modelo dos dois centros como o mais adequado para a análise desses problemas: em lugar de deformar violentamente o núcleo como no modelo de Nilsson, Greiner propõe que se analise o movimento das partículas (e se determine os seus níveis de energia) num potencial que possui dois centros (dois osciladores harmônicos) situados a uma distância variável z/R (R é o raio

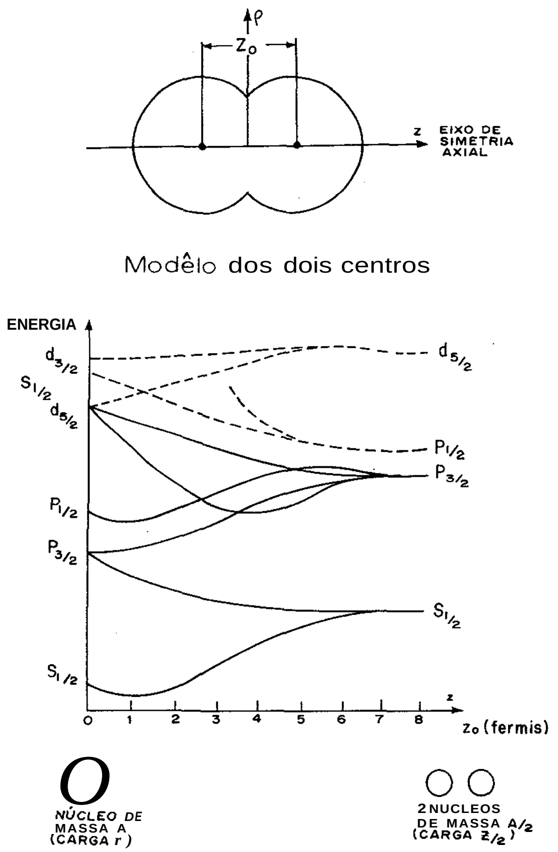

Fig. 26 - O modelo de dois centros para descrever a fissão nuclear, a coordenada z representa **a** distância entre os dois centros.

de um núcleo, z a distância entre os dois centros). A fissão e representada por dois fragmentos (os dois centros) que se distanciam a medida que z aumenta. Os níveis de energia, em função de z (que é uma medida da deformação) têm uni comportamento similar ao dos níveis do modelo de Nilsson (Fig. 26)

O modelo parece muito atraente e tem sido aplicado a diversos cálculos de problemas de fissão inclusive o de limiares para a fissão[20]. Uma observação que cabe aqui é a de que a fissão assimétrica pode ter barreiras diferentes para diferentes valores de M_1/M_2 e diferentes ainda da barreira para fissão simétrica. Faltam informações experimentais a respeito desta questão.]

A assimetria do ponto de sela parece diretamente ligada a distribuição assimétrica dos fragmentos quando se passa do Urânio ao Fermium. A distribuição de massa parece decidida no ponto de sela e não perto do ponto de cissão e a importância de efeitos dinâmicos não parece ser muito grande, não havendo necessidade de invocá-los.

A dupla barreira para a fissão explica também a presença de uma estrutura intermediária ($\sim$ 200 kev) nas seções de choque para fotofissão e fotodesintegração no Urânio e no Tório.

7. Estrutura Intermediária na Fissão

Para energias de excitação da ordem de 6 Mev, um núcleo fissionável no ponto de sela tem as propriedades de um núcleo deformado perto do estado fundamental, uma vez que praticamente toda a energia incidente é gasta na deformaçlio do núcleo.

A densidade de estados não é muito elevada, sendo assim possível entender a existência de "canais" para a fissão, cada um desses canais correspondendo a um dos estados excitados do ponto de sela[21] (Fig. 27).

É possível explicar dessa forma a distribuição angular dos fragmentos de fissão para reações do tipo (n, f) e (y, f) perto do limiar energetico para a fissão.

Com a descoberta da dupla barreira para a fissão, a situação se complicou um pouco porque existem níveis no primeiro e no segundo poço, podendo haver interações entre êles, dando origem a uma estrutura fina modulada

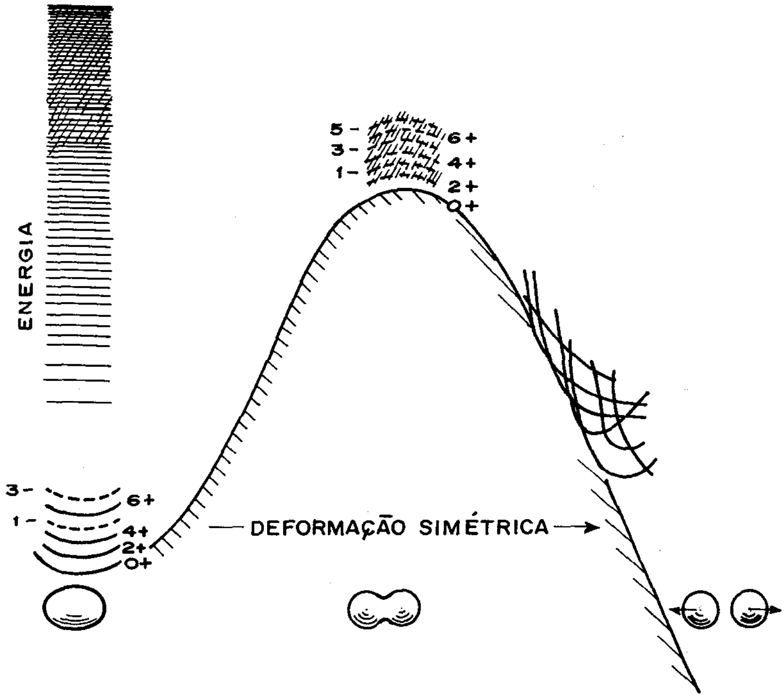

Fig. 27 - Níveis nucleares no ponto de sela.

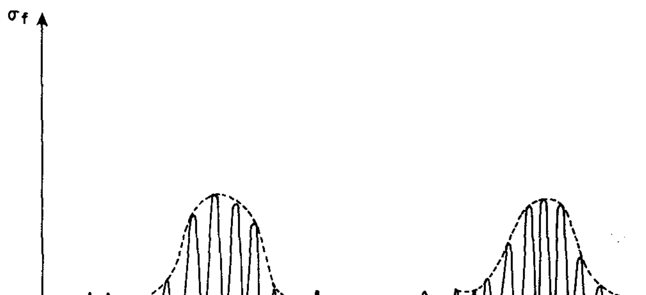

Fig. 28 - **A** modulação de estrutura **fina** na fissão do ^{240}Pu por neutrons lentos.

por uma estrutura intermediária na fissão do ^{240}Pu por neutrons de baixa energia[22] (10 a 2000 ev) (Fig. 28).

Por outro lado, a fissão induzida por neutrons rápidos ($\sim$ 2 Mev) e fotons[23] apresenta uma estrutura intermediária com picos de largura de aproximadamente 100 ou 200 kev (Fig. 29).

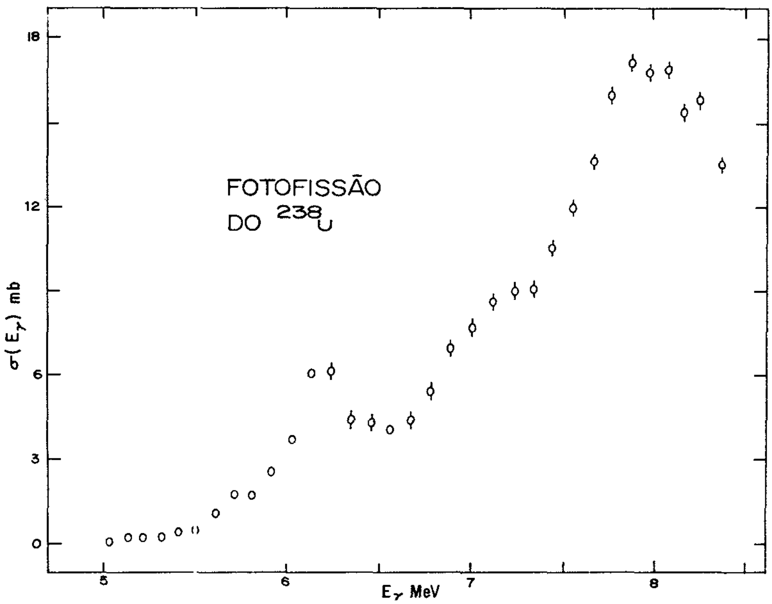

Fig. 29 - **A** seção de choque para a fotofissão do ^{238}U.

Sem lançar mão de nenhum mecanismo especial, espera-se que a estrutura na fissão induzida por neutrons rápidos apresente picos de 2 ou **3** Mev de largura; com efeito, reações (n, n) apresentam ressonâncias de $\sim$ 2 Mev de largura (que correspondem a vidas médias de $\sim 10^{-19}$ sec). Níveis de alguns ev de largura indicam a existência de estados de núcleo composto de longa duração; estas são as larguras que se espera se houver uma interação forte entre os modos de fissão e os outros modos de excitação nuclear.

A existência da estrutura intermediária indica que os canais de fissão não estão muito acoplados com os outros movimentos do núcleo. É fácil imaginar um mecanismo para isso se os níveis que conduzem a fissão estão relativamente isolados no segundo poço de potencial da barreira: com efeito, a densidade de níveis no segundo poço pode ser facilmente 10 vezes menor do que a densidade no primeiro poço.

Uma informação experimental muito interessante foi obtida recentemente por O. Y. Mafra e colaboradores[23] que observaram que a estrutura intermediária na fotofissão está presente também na seção de choque para a emissão de neutrons; isto significa que esses estados são realmente realmente *doorway states* e que, uma vez o núcleo excitado num deles pelos fotons incidentes, o seu destino posterior é determinado pela competição entre os dois processos.

É um pouco surpreendente que para a emissão de neutrons não existam muitos outros canais de entrada: o que a experiência indica contudo é que os canais de entrada para a emissão de neutrons Γ_n e fissão Γ_f são os mesmos.

8. A Competição entre Fissão e Outros Processos de Excitação do Núcleo

Assumindo que o processo de decaimento de um núcleo composto excitado ocorra pela competição de vários processos (um dos auais e a fissão), a probabilidade de ocorrência de fissão é dada por

$$f = \frac{\Gamma_f}{\Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_f} = \frac{\sigma_f}{\sigma_t},$$

onde: Γ_f – largura para fissão,
Γ_n – largura para emissão de 1 neutron,
Γ_p – largura para emissão de um proton,
σ_f – seção de choque para fissão,
σ_t – seção de choque total para a reação;

para núcleos pesados $\Gamma_p \approx 0$.

Esta expressão é válida para baixas energias de excitação. Para energias mais elevadas[25], a probabilidade de que o núcleo fissione em *alguma* energia durante a cascata de deexcitação é dada pela fissionabilidade **f** :

$$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_t} = 1 - \prod_i \frac{\Gamma_n^{(i)}}{\Gamma_n^{(i)} + \Gamma_f^{(i)}}.$$

Isto é, a unidade menos a probabilidade de que um neutron seja emitido em cada cascata.

Se $\Gamma_f \ll \Gamma_n$ (que é o caso para elementos não uraníferos),

$$f = \frac{\sigma_f}{\sigma_t} \approx \sum_i \frac{\Gamma_f^{(i)}}{\Gamma_n^{(i)}}.$$

As larguras Γ_f e Γ_n são dadas por[25]

$$\Gamma_f = \frac{[2a_f^{1/2}(E-B_f)^{1/2} - 1]}{4\pi a_f \exp[2(a_c E)^{1/2}]} \exp[2a_f^{1/2}(E-B_f)^{1/2}]$$

$$\Gamma_n = \frac{A^{2/3}(E-B_n)}{\pi K_0 a_n \exp[2(a_c E)^{1/2}]} \exp[2a_n^{1/2}(E-B_n)^{1/2}],$$

onde: B_f – barrei-a para fissão,

B_n – limiar para emissão de neutrons,

$K_0 = \dfrac{\hbar^2}{g m_0 r_0^2}$; $g = 2$; r_0 = raio nuclear,

a_c, a_f, a_n parâmetros para a densidade nuclear do núcleo composto, núcleo composto no ponto de sela e núcleo residual após a emissão de um neutron.

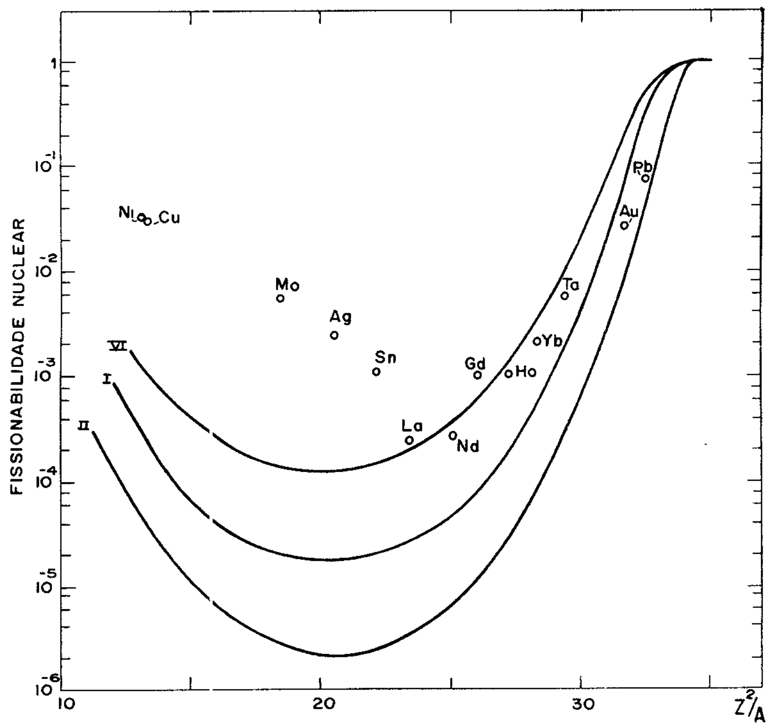

Fig. 30 - Cálculos teóricos de fissionabilidade f de Nix e Sassi para diferentes valores dos parâmetros nucleares e dados recentes de Methasiri e Johanssen.

Usando uma densidade de Fermi, é possível calcular a fissionabilidade para diferentes núcleos. Isto foi feito por Nix e Sassi[25] para excitações da ordem de *200* Mev para diversos valores típicos dos parâmetros nucleares a,, a_f, a, (Fig. 30).

Em experiências recentes, Methasin e Johanssen[27] obtiveram dados para elementos pesados e médios; esses dados são incluídos na Fig. 30. A comparação com os cálculos mostra que a fissão de elementos leves é maior do que a esperada no modelo simplificado de Nix e Sassi.

Para valores da energia de excitação próximos do limiar para fissão ($\sim$ 50 Mev), os valores de f são muitíssimo menores do que os indicados nessa figura.

Observe-se na Fig. 30 que a fissionabilidade, que é da ordem da unidade para elementos uraníferos, cai a 10^{-6} para elementos da região da Prata, onde é mínima, e torna a subir para elementos mais leves. Esta é a fissionabilidade total para todos os fragmentos correspondentes a fissão simétrica ou assimétrica; a distribuição dessa fissionabilidade entre os diversos fragmentos depende de outros fatores como os que discutimos acima na seção 5.

A variação da fissionabilidade com Z^2/A, calculada como sendo devida a competição entre vários processos, é o reflexo **da** curva que dá a barreira para a fissão em função de Z^2/A (Fig. 7); elementos de barreira elevada como a Prata apresentam, por isso, baixa fissionabilidade.

9. A Fissão nos Elementos Leves

Os estudos referentes a fissão de elementos leves realizados até o presente se restringiram a núcleos mais pesados que o Niquel e foram feitos com fotons de alta energia; além disso, os fragmentos de fissão não foram identificados devido a natureza dos detetores utilizados[27]. Esses estudos podem ser considerados mais como estudos de fragmentação do que fissão e o mecanismo responsável é considerado o da evaporação dos fragmentos[27].

Basicamente, não há diferença entre a fissão de elementos pesados e leves, exceto o balanço energético que é diferente nos dois casos (Fig. 31).

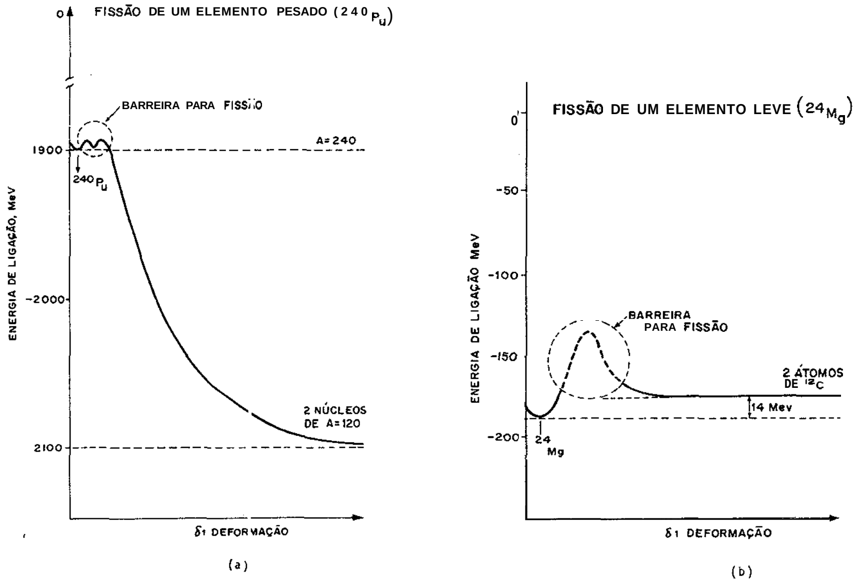

Fig. 31 - O balanço energético na fissão de um elemento pesado (reação exotérmica) e na fissão de um elemento leve (reação endotérmica).

Nos elementos pesados, a fissão ocorre com grande libertação de energia (reação exotérmica), ao passo que em elementos leves é necessário fornecer energia (a reação é endotérmica).

Esses estudos de fissão em altas energias têm dado pouca informação sobre os detalhes do processo de desintegração do núcleo. Investigações realizadas em baixas energias (próximas do limiar) e que permitissem a identificação dos fragmentos seriam extremamente úteis por duas razões:

a) Poderiam dar informação sobre a existência de aglomerados coerentes de partículas nos núcleos leves onde o LDM não deve ser um modelo adequado. Essa informação poderia levar a identificação dos níveis nucleares responsáveis pelo processo.
b) Lançariam luz sobre o processo inverso de formação de núcleos leves com a fusão de íons pesados incidentes num alvo mais leve que o núcleo em estudo.

A realização de um tal programa exige desenvolvimentos novos na técnica de deteção de fragmentos de fissão. Com efeito, as seções de choque para esse processo não podem ser muito elevadas devido a existência de inúmeros canais competitivos (emissão de protons, neutrons, partículas alfa, deuterons, raios gama, etc.) Consequentemente, os fragmentos de fissão precisam ser detectados na presença de fluxos enormes de outras partículas que devem ser discriminadas.

Os únicos detetores que se mostraram utilizáveis para este problema são os detetores plásticos que recentemente começaram a ser utilizados de forma a permitir a identificação de íons pesados e a medida de sua energia[3].

O princípio de funcionamento desses detetores é o seguinte: a intensa ionização J (relacionada com dE/dx, energia perdida por unidade de comprimento ao longo da trajetória da partícula) provoca ***radiation damage*** (Fig. *32)* no plástico numa região da ordem de 50 Angstroms em torno da trajetória. Por essa razão, essa região possui uma reatividade maior quando imersa numa solução concentrada de $NaOH$, sendo dissolvida por essa solução mais rapidamente do que o plástico que não sofreu ***radiation damage.***

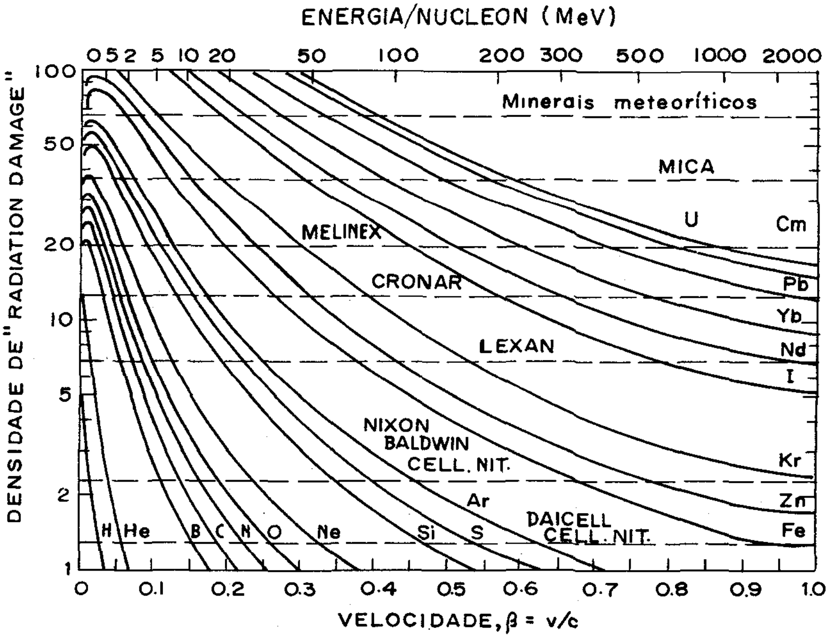

Fig. 32 - Densidade de ***radiation damage*** para íons de diversas energias. **As** linhas horizontais indicam o limiar de sensibilidade de diversos materiais para as partículas ionizantes.

A Fig. 33 mostra o resultado da ação da solução de NaOH num plástico: V_T é a "velocidade de remoção" do plástico (etching *speed)* ao longo do traço e V, a mesma velocidade para o plástico não irradiado. É claro que $V_T > V$, é a condição para que as partículas sejam "relevadas".

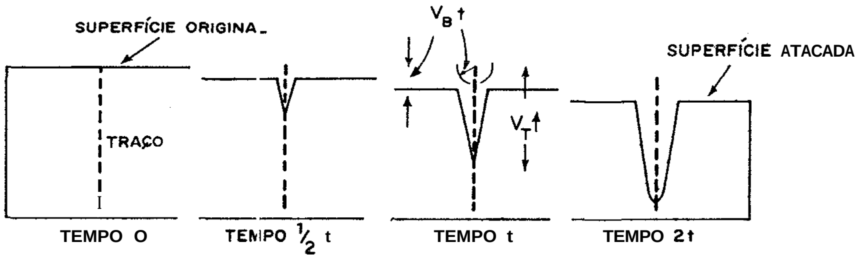

Fig. 33 - O ataque de uma solução de NaOH num plástico no qual existe o traço de uma partícula ionizante.

No plástico conhecido como LEXAN, a relação entre a "velocidade de remoção" v e a ionização J é dada por uma exponencial

$$v = ce^{aJ} .$$

Consequentemente, a velocidade v é uma medida sensível de J (portanto de dE/ex); uma medida do alcance das partículas e de v determina de maneira unívoca a carga da partícula dentro de uma ou duas unidades. Esses detetores têm sido usados com sucesso em estudos de raios cósmicos[3].

Recentemente um grupo da Universidade de Toronto, do qual participa o autor[28], estabeleceu outro método de utilizar esses detetores que é muito mais prático para estudos de Física Nuclear. O que se faz nesse caso é medir o tempo necessário para que a remoção do material atinja um valor L que é a espessura da folha de LEXAN (ou Makrofol):

$$L = \int_0^T V_T dt, \; L = \bar{V}_T T, \; T = L/\bar{V}_T$$

A perfuração da folha de plástico é relacionada então com V (e portanto dE/dx); a ocorrência dessa perfuração é indicada por uma descarga elétrica que aumenta o orifício produzido pela solução de NaOH (que é da ordem de 10^{-4} cm); a descarga produz uma réplica numa folha de mylar aluminizado evaporando o alumínio num pequeno círculo em torno do ponto onde a descarga ocorre (Fig. 34).

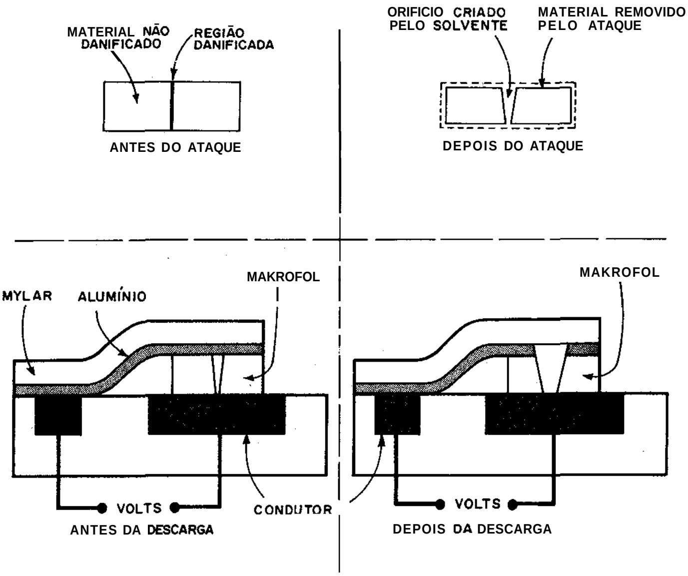

Fig. 34 - Método,de preparar uma réplica macroscópica dos traços de partículas ionizantes num plástico usando descargas elétricas.

Diferentes íons necessitam tempos diferentes para dar origem a uma descarga elétrica: o tempo de revelação ***(etching time)*** pode ser usado como método de identificação de íons (Fig. 35).

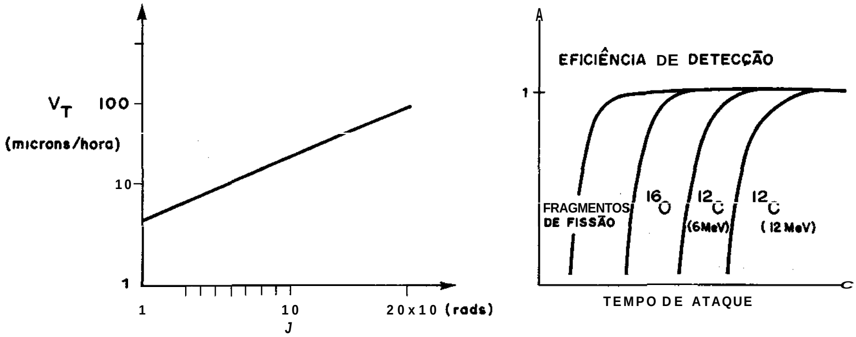

Fig. 35 - O "tempo de revelação" de traços ionizantes num plástico para partículas de diferentes energias e cargas.

Usando esse método, o grupo da Universidade de Toronto[z8] está investigando a fissão de elementos leves (^{24}Mg, ^{25}Mg, ^{26}Mg e ^{27}Al) induzida por elétrons.

Resultados preliminares obtidos até o presente indicam que:

a) existe uma região definida em energia (um "nível nuclear") para a qual os núcleos leves se fissionam em fragmentos aproximadamente iguais; esses são estados "quasimoleculares" ($\sim$ 30 Mev de excitação) em que os núcleos leves são constituídos de ***clusters*** de elementos mais leves.
b) a absorção de fotons nesse nível é de caráter elétrico quadripolar; essa informação se infere da distribuição angular dos fragmentos e da seção da distribuição angular dos fragmentos e da seção de choque ($\sim 10^{-32}$ barn).

Apêndice - Defmição do Parâmetro de Fissionabilidade

Conservando apenas o têr no em α_2, a ***variação*** de energia da gôta deformada em relação a gôta não deformada, ΔE, é dada por

$$\Delta E \cong \frac{1}{5}\alpha_2^2\left(2E_{S_0} - E_{C_0}\right), \quad E_{S_0} = 4\pi R_0^2\,\tau, \quad E_{C_0} = \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{R_0}$$

Para uma deformação dada o núcleo será estável se ΔE fôr positivo e instável se ΔE fôr negativo.

Quando $\Delta E = 0$ (ponto crítico), tem-se

$$2E_{S_0} = E_{C_0},$$

ou

$$2.\ 4\pi R_0^2\,\tau = \frac{3}{5}\frac{(Ze)^2}{R_0}$$

Como $R_0 = r_0 A^{1/3}$, ten-se

$$\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{critico}} = \frac{40\pi\, r_0^3\,\tau}{3e^2} \cong 50.$$

Para valores de $\frac{Z^2}{A}$ maiores do que $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{critico}}$, o núcleo se fissiona espontâneamente

Define-se x como sendo um parâmetro de fissionabilidade que mede o quão perto ou afastado do valor crítico o núcleo está:

$$x = \frac{Z^2/A}{(Z^2/A)_{\text{critico}}} \cong \frac{Z^2/A}{50}$$

Um gráfico de x em função de A é dado na Figura 36.

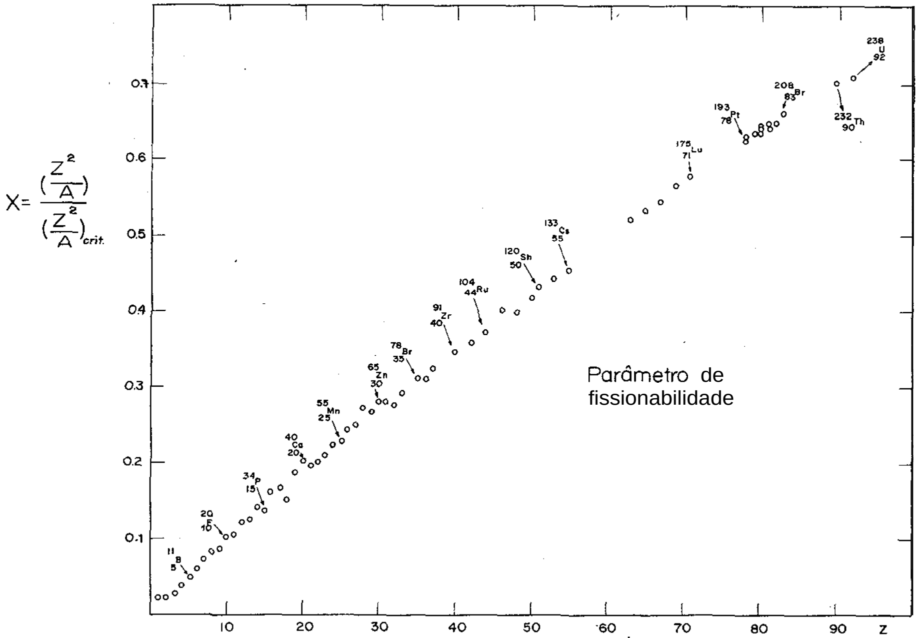

Fig. 36 - Gráfico do parâmetro de fissionabilidade para os diferentes núcleos.

Referências e Notas

1. V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A95**, 420 (1967); **A122**, 1 (1968).
2. N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. 56, 426 (1939).
3. P. B. Price and R. L. Fleischer, An. Rev. Nucl. Sci. **21,** 295 (1971).
4. R. R. Roy and B. P. Nigham, ***Nuclear Physics,*** John Wiley & Sons, New York (1967).
5. W. J. Swiatecki, Proc. of the Second United Nations International Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva (1958), vol. 15, p. 248.
6. W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. **81,** 1 (1966).
7. Para uma definição do parâmetro de fissionabilidade ver o Apêndice.
8. S. Frankel and N. Metropolis, Phys. Rev., **72,** 914 (1947).
9. S. Cohen and W. J. Swiatecki, Annals of Physics **19,** 67 (1962).
10. E. K. Hyde, I. Perlman and G. T. Seaborg, ***The Nuclear properties of the heavy elements,*** vol. III, Prentice-Hall Inc. (1964).
11. D. L. Uhl, T. L. McDaniel and J. W. Cobble, Phys. Rev. C4, 1357 (1971).
12. R. D. Hill, Phys. Rev. **98,** 1272 (1955).
13. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. 71, 1 (1965).
14. J. R. Nix, Nucl. Phys. **A130**, 245 (1969).
15. J. R. Nix, *Theory of nuclear fission and superheavy nuclei*, ***LADC*** 12488 (1971) - Los Alamos Scientific Laboratory.
16. U. L. Businaro and S. Gallone, Nuovo Cimento 1, 629 (1955) e 5, 315 (1957).

17. W. J. Swiatecki, ***Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions*** (Proc. of the Int. Conf. on Nuclear Reactions Induced by Heavy Ions, Heidelberg, 1969), p. 729. Edited by R. Bock and W. R. Hering, North Holland Publ. Co., 1970.
18 P. Möller and S. G. N lsson, Phys. Letters **31 B**, 283 (1970).
19. D. Scharnweber, U. Mssel and W. Greiner, Nucl. Phys. **A164**, 257 (1971).
20. U. Mosel and H. W. Schmitt, Phys. Letters **37 B**, 335 (1971).
21. 'A. Bohr, Proc. Int. Conf. Peaceful Uses of Atomic Energy (P/911), Geneva, (1955).
22. S. Bjornholm and V. M. Strutinsky, Nucl. Phys. **A136**, 1 (1969).
23. J. W. Knowles (Comunicação pessoal).
24. Olga Y. Mafra, S. Kunyoshi and J. Goldemberg (a ser publicado em Nuclear Physics).
25. J. R. Nix and E. Sassi, Nucl. Phys. 81, 61 (1966).
26. J. R. Huizenga and R. Vandenbosch, ***Nuclear Reactions,*** Vol. II, p. 42 - Edited by P. M. Endt and P. B. Smith (Interscience Publishers, New York 1962).
27. T. Methasiri and S. A. E. Johanssen, Nucl. Phys. **A167**, 97 (1971).
28. J. Goldemberg, A. E. Litherland, L. Pai, A. Chung and M. Charlesworth (a ser publicado).