


Este exemplar corresponde à redação final da tese defendida pela aluna Tereza Christina Waeny Pistoã de Nello e aprovado pela comissão julgadora.


18/01/10

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
INSTITUTO DE FÍSICA 'GLEB WATAGHIN'
DEPARTAMENTO DE RAIOS CÓSMICOS, CRO
NOLOGIA, ALTAS ENERGIAS E LEPTONS

"Medida da constante de desintegração e
da energia das partículas alfa do ^{147}Sm "

Aluna : Tereza Christina Waeny Pessoa de Mello

Orientador : Dr. Júlio César Hadler Neto

Tese submetida ao Instituto de Física
'Gleb Wataghin' da Universidade Esta-
dual de Campinas como parte dos requi-
sitos para a obtenção do grau de
Mestre em Física.

Setembro de 1987

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL

A meus pais

Thereza e Elgo

AGRADECIMENTOS

Gratidão talvez seja um sentimento que dificilmente as palavras consigam expressar por completo, mas, de qualquer forma, gostaria de tentar agradecer a todos que de um jeito ou de outro colaboraram com a minha formação profissional e pessoal.

Ao Júlio, não só pela orientação mas também por sua amizade e paciência desde a iniciação científica até agora,

Ao prof. Lattes, pela sugestão da medida do λ_{α} do ^{147}Sm , pelos seus divertidos e precisos conselhos e também por nos colocar em contato com o prof. Ernesto Giesbrecht do IQ-USP que gentilmente nos cedeu a solução de nitrato de samário e nos deu importantes informações sobre a química do samário.

Ao prof. Pedro Dunstan do IQ-Unicamp que muito nos ajudou na parte química deste trabalho.

Ao pessoal do Depto de Raios Cômicos, por seu apoio e disponibilidade, em especial ao prof. Edison Shibuya e à Marilena, por seu excelente trabalho de datilografia.

Aos colegas do grupo de Cronologia: Pedro, Raquel, Serginho, pelo gostoso ambiente de trabalho; à Lígia pela eficiente observação ao microscópio e ao Toninho e Ana Paula pelas longas horas de trabalho na câmara escura.

À Denise, pela sua amizade e carinho durante esses anos todos de convivência. À Ana Maria, Vicene, Roger, Jozeti, Dinei, Jorge, Márcio, Paulo e ainda ao César, pelas horas de estudo e de folga mas principalmente por seu apoio e amizade.

Finalmente, ao CNPq/CAPES pela concessão da bolsa de estudos.

RESUMO

O objetivo deste trabalho é apresentar uma nova medida da constante de desintegração do ^{147}Sm , λ_α , utilizando como detector uma emulsão nuclear que foi carregada com nitrato de samário a partir do gel ET2F da FUJI. Efetuando-se revelações da emulsão carregada para diferentes tempos de exposição, obtem-se que a relação entre o número de traços/cm² e o tempo de exposição é uma reta de cuja declividade obtivemos para o λ_α o valor de $(1,7840 \pm 0,0670) \times 10^{-14} \text{ d}^{-1}$ que corresponde a uma meia-vida de $(1,065 \pm 0,040) \times 10^{11} \text{ a}$.

Apresentamos, ainda, uma curva alcance-energia para prótons e partículas α em emulsões FUJI ET2F e a partir dela obtivemos para a energia da α do ^{147}Sm o valor de $\sim 2,15 \text{ MeV}$.

ABSTRACT

In this work we present a new measurement of the disintegration constant of ^{147}Sm , λ_α , using as a detector a nuclear emulsion from FUJI ET2F gel loaded with samarium nitrate. By making chemical developments of the loaded emulsion for different exposition times, we obtain that the relation between track density and exposition times is a straight line from which angular coefficient we obtained $\lambda_\alpha = (1,7840 \pm 0,0670) \times 10^{-14} \text{ d}^{-1}$ that corresponds to a $(1,065 \pm 0,040) \times 10^{11} \text{ y}$ half-life value.

We also present a range-energy curve for protons and alpha particles traversing FUJI ET2F emulsions and through it we obtained $\sim 2,15 \text{ MeV}$ as the alpha-energy of ^{147}Sm .

INDICE

INTRODUÇÃO	1
CAPÍTULO I : Análise Teórica	4
1. Radioatividade dos isótopos de Samário ...	4
2. Técnica da medida do λ_a	5
3. Dedução da relação alcance-energia	7
CAPÍTULO II : Procedimento Experimental	30
1. Detetor: Emulsão Nuclear	30
2. Carregamento e exposição	32
3. Processo de Revelação	35
4. Determinação da quantidade de samário <u>pre</u> sente no carregamento	35
CAPÍTULO III : Análise dos Dados e Conclusões	41
1. Medidas da espessura da emulsão	41
2. Medidas da densidade dos traços	42
3. Medidas de alcance dos traços	43
4. Conclusão	49

INTRODUÇÃO

A presença de radioatividade alfa natural do samário foi descoberta independentemente por Hevesy e Pahl, 1932, [1] e por Libby e Latimer, 1933, [2] . Mostrou-se mais tarde, em 1950, [3,4] que esta atividade era devida ao isótopo de massa 147.

A importância da radioatividade alfa do ^{147}Sm produzindo o ^{143}Nd vem do fato que este decaimento pode ser utilizado como um geocronômetro, já que o acréscimo da concentração isotópica natural dependerá basicamente da quantidade de samário e da idade da rocha. O método de datação Sm-Nd foi desenvolvido a partir de metade da década passada e tem sido utilizado crescentemente desde então [5,6,7] .

A medida da constante de decaimento do $^{147}\text{Sm}_{\alpha}$, foi efetuada diversas vezes, com diferentes técnicas experimentais, desde 1933. Os valores obtidos até 1949 resultaram em uma meia-vida de a proximadamente 7×10^{10} a [8,9,10] . A partir de 1961 as medidas efetuadas tem resultado em meias-vidas de aproximadamente $1,1 \times 10^{10}$ a e os valores anteriores a 1949 foram corrigidos [11] para valores próximos a este.

Estas correções foram feitas porque até 1948 havia discordância entre os pesquisadores quanto à identificação do isótopo alfa-ativo do samário e, também, quanto à abundância dos isótopos de samário natural.

Os resultados de λ_{α} obtidos a partir de 1961 [11,12,13]

14,15 e 16] resultam em meia-vida entre 1,04 e $1,15 \times 10^8$ a. Lugmair e Marti [6] revendo as medidas da meia-vida do ^{147}Sm , obtiveram um valor médio ponderado de $(1,06 \pm 0,008) \times 10^8$ a, que corresponde a uma constante de desintegração de $6,54 \times 10^{-12} \text{ a}^{-1}$, que tem sido usada desde então nos trabalhos que utilizam o método de datação do Sm-Nd.

Embora a técnica que empregamos, emulsões nucleares, não tenha sido utilizada desde 1954 [17], ela oferece muitas vantagens para a medida da radioatividade alfa de baixa intensidade do ^{147}Sm . Na realidade, este trabalho não se prendeu tanto à obtenção de mais um resultado, mas objetivou principalmente ser o primeiro trabalho dentro do grupo a ser feito sobre um núcleo alfa-emissor da região de terras-raras. O ^{147}Sm emite partículas alfas com energias bastante próximas da de outros núcleos alfa-emissores daquela região da tabela periódica: ^{152}Gd , ^{174}Hf , ^{186}Os , ^{190}Pt , etc.

Além da medida do λ_α , fizemos também a medida do alcance dos traços das partículas α do ^{147}Sm para a determinação da sua energia. Como não encontramos na literatura sobre emulsões, dados sobre a curva alcance-energia para emulsões FUJI, foi necessário determinar essa curva para este tipo de emulsão. Para tanto, aplicamos os dados do fabricante FUJI nos cálculos desenvolvidos, por Bogaardt e Vigneron [18,19] de perda de energia para diversas partículas em emulsão Ilford C₂. Para testar a validade da curva por nós estabelecida, medimos também o alcance em emulsão FUJI dos traços de partículas alfa emitidos pelo ^{232}Th que tem uma energia

dem determinada.

Portanto, a primeira parte deste trabalho apresenta a dedução da relação alcance-energia e a curva correspondente e na segunda parte é mostrado o procedimento experimental, os resultados obtidos e a conclusão.

CAPÍTULO I

1. A radioatividade dos isótopos do samário 147.

A radioatividade alfa natural dos isótopos de samário é consequência da sua proximidade com a camada fechada de neutrons $N=82$. O efeito dessa camada na ligação nuclear é similar àquela de 126 neutrons, portanto, espera-se que energias de emissão alfa extremamente grandes ocorram para nuclídeos contendo 84 neutrons.

O isótopo do samário de massa 146, que corresponde a $N=84$, embora não ocorra na natureza, é o que apresenta a maior energia de decaimento α , 2,46 MeV e é o que tem a menor meia vida, 7×10^7 a.

O Sm^{148} também é emissor alfa, porém, sua meia-vida é de 7×10^{15} a o que significa uma constante de desintegração aproximadamente 70000 vezes menor que a do ^{147}Sm .

Quanto ao ^{149}Sm existe ainda um certo desacordo na literatura quanto à sua atividade alfa: Gupta e Mc Farlane [16] não observaram atividade alfa neste isótopo nos seus experimentos com câmara de ionização, e dão como limite superior para a meia-vida, o valor de 2×10^{15} a. Já Korolev et al [15] observaram a atividade alfa e estimam um valor de 10^{16} a como o limite inferior para a meia-vida do ^{149}Sm .

2. Técnica da medida do λ do ^{147}Sm .

No trabalho de Wright, Steinberg e Glendenin [11] é mostrado um resumo das medidas da meia-vida do ^{147}Sm por diferentes métodos e autores, sendo que apenas três deles utilizaram emulsões nucleares como detetor: Lattes, Samuel e Cuer [9] ; Picciotto [10] e Leslie [17]. Destes três trabalhos, tivemos conhecimento de apenas dois, [9] e [10], pois o de Leslie não foi publicado.

Picciotto utilizou, em seu trabalho, placas de emulsão Ilford C₂ de 50 e 100 μ carregadas com uma solução conhecida de sulfato de samário e reveladas após 15 dias de exposição para o estudo do alcance dos traços. Para a determinação da meia-vida foi utilizada a técnica da emulsão dupla também carregada com sulfato de samário. (Na técnica da emulsão dupla, uma quantidade conhecida da amostra radioativa é presa entre duas placas de emulsão de modo que a totalidade das trajetórias emitidas ficam aí contidas, não ocorrendo perda de traços). Lattes, Samuel e Cuer utilizaram uma placa de emulsão Ilford B1 carregada com sulfato de samário, exposta durante 20 dias e então revelada e analisada ao microscópio para a determinação do alcance e energia das partículas alfa e da meia-vida do samário. Embora os dois trabalhos discordem quanto ao isótopo α -ativo do samário (Picciotto supunha que fosse o de A=152 e Lattes o de A = 148) seus valores obtidos para a meia-vida são concordantes quando calculados para o isótopo 147 (15% de abundância isotópica), respectivamente $(1,01 \pm 0,05) \times 10^{11}$ a e $(1,4 \pm 0,1) \times 10^{11}$ a.

Diferentemente destes autores, a técnica que utilizamos consistiu em se carregar uma emulsão nuclear a partir do gel ET2F da FUJI com uma solução de nitrato de samário. Após o carregamento e secagem da emulsão, esta ficou armazenada durante um período de tempo conveniente acumulando os traços das partículas alfa emitidas pelo ^{147}Sm . Durante o período de exposição, pequenos pedaços da emulsão foram sucessivamente cortados e revelados quimicamente e depois analisados ao microcópio óptico. A análise ao microscópio consistiu da contagem e análise estatística do número de traços de partículas alfa emitidas por cm^2 da emulsão, ou seja, uma densidade superficial de traços; a análise incluiu ainda a medida do alcance dos traços na emulsão através de uma régua inserida na ocular.

Sabendo-se que a meia-vida do ^{147}Sm é muito longa, podemos aproximar o seu número de decaimentos ocorridos num intervalo de tempo de algumas semanas por:

$$N_{\alpha} = N_0 \cdot \lambda_{\alpha} \cdot t$$

onde: N_{α} é o número de traços de partículas alfa por cm^2 da emulsão acumulados no intervalo de tempo $0 \rightarrow t$, onde o zero se refere ao instante do carregamento da emulsão.

N_0 é o número de átomos de ^{147}Sm por cm^2 com que se carregou a emulsão.

λ_{α} é a constante de desintegração.

Considerando que efetuamos diversas revelações de diferentes pedaços da emulsão, teremos tempos de exposição diferentes e seus valores correspondentes de número de traços por cm^2 . Tendo à mão estes valores, podemos construir um gráfico do número de traços/ cm^2 em função do tempo de exposição, e, pela declividade da reta obtida tirar o valor do $\lambda\alpha$.

A vantagem de se medir $\lambda\alpha$ desta forma se alicerça no fato de que o percentual de emissões alfa cujos traços atravessam as superfícies externas da emulsão, e que, então, poderiam ser perdidos durante a observação ao microscópio, depende apenas do alcance dos traços na emulsão e de sua espessura, não tendo portanto qualquer efeito sobre a declividade da reta N_α versus tempo de exposição.

A determinação de N_0 , número de átomos de ^{147}Sm por cm^2 foi feita de forma indireta: como a concentração da solução de nitrato de samário disponível no laboratório variou com o tempo, construímos um gráfico de concentração em função do tempo e interpolamos um valor de concentração referente à data do carregamento da emulsão e a partir desse valor calculamos o N_0 .

3. Dedução da relação alcance-energia.

Fizemos, também, a medida da energia das partículas alfa emitidas pelo ^{147}Sm dentro da emulsão nuclear. Para tanto, foi necessário medir o alcance dos traços ao microscópio óptico e depois, dispondo de um valor médio do alcance, determinamos a energia atra

vés da curva alcance-energia para partículas alfa em emulsão.

No nosso caso, a determinação dessa curva teórica, que leva em conta a perda da energia de uma partícula ionizante ao atravessar um meio qualquer, foi calculada a partir dos trabalhos de Bogaardt e Vigneron [18,19]. Estes autores determinaram a relação alcance-energia para prótons, deuterons, trítios e partículas alfa para emulsões nucleares do tipo Ilford C₂. Nós aplicamos o cálculo deles para partículas alfa em emulsão Fuji ET2F que foi a emulsão utilizada neste trabalho.

Apresentamos a seguir a dedução da expressão de Bethe-Bloch, [20] para perda de energia por ionização e depois o cálculo de Bogaardt e Vigneron para a determinação da curva alcance-energia.

- Passagem de partículas carregadas através da matéria.

Quando uma partícula carregada atravessa matéria, ela pode sofrer vários tipos de interação com os átomos e elétrons do meio, e estes processos podem resultar na diminuição da sua energia e no desvio da sua trajetória. São os seguintes os processos de colisão que podem ocorrer:

- (a) colisões elásticas com elétrons atômicos;
- (b) colisões inelásticas com elétrons atômicos;
- (c) colisões elásticas com núcleos atômicos; e
- (d) colisões inelásticas com núcleos atômicos.

Nas interações do tipo (a) uma partícula carregada inci-

dente pode ser elasticamente defletida no campo dos elétrons atômicos. A energia e o momento são conservados e a transferência de energia é geralmente menor do que o potencial de ionização mínimo dos elétrons, de modo que a interação ocorre com o átomo como um todo. Esse tipo de processo é importante somente para o caso de e elétrons de energia muito baixa (< 100 eV). As colisões inelásticas do tipo (b), com elétrons, são o principal modo de diminuição da energia cinética das partículas carregadas incidentes; os elétrons são elevados para níveis mais altos de energia no átomo e podem receber energia suficiente para serem ejetados do átomo. Assim, o principal modo de perda de energia é a ionização dos átomos do meio absorvedor. Comparadas com (b), as colisões elásticas nucleares do tipo (c) são menos frequentes no caso de partículas pesadas como mésons, prótons, deuteronos, partículas α , etc, mas são muito mais frequentes no caso de elétrons e pósitrons. As colisões do tipo (d) são ainda menos prováveis do que (c) e podem ser desprezadas ao considerarmos partículas pesadas carregadas; embora devam ser levadas em consideração no caso de partículas leves com altas energias.

- Perda de energia por ionização.

A perda de energia por ionização resulta da transferência de energia da partícula carregada para os elétrons do meio atravessado (colisão do tipo (b)) e é o principal modo pelo qual a partícula incidente perde sua energia.

O tratamento elástico da interação coulombiana entre 2 corpos, o íon incidente e um único elétron, nos permite entender muitos aspectos deste processo de perda de energia e de freiamen- to. da partícula incidente embora não seja surpreendente achar que este tratamento clássico deva ser modificado por conceitos da mecânica quântica para se considerar certos detalhes. Este trata- mento clássico é devido a Bohr e Bethe e será apresentado a seguir.

Vamos considerar um íon de carga Ze e massa M ($M \gg m$, onde m é a massa de repouso do elétron.) movendo-se com veloci- dade v ao longo de uma trajetória retilínea que passaria (se não houvesse interação) a uma distância b do elétron, b é o parâme- tro de impacto. Estamos supondo que o tempo de colisão $\tau_c \sim 2b/v$ seja muito menor que o período τ_e do movimento orbital do elétron então, podemos considerar o elétron como livre e em repouso. A fig. 1 mostra um esquema da interação íon incidente-elétron livre.

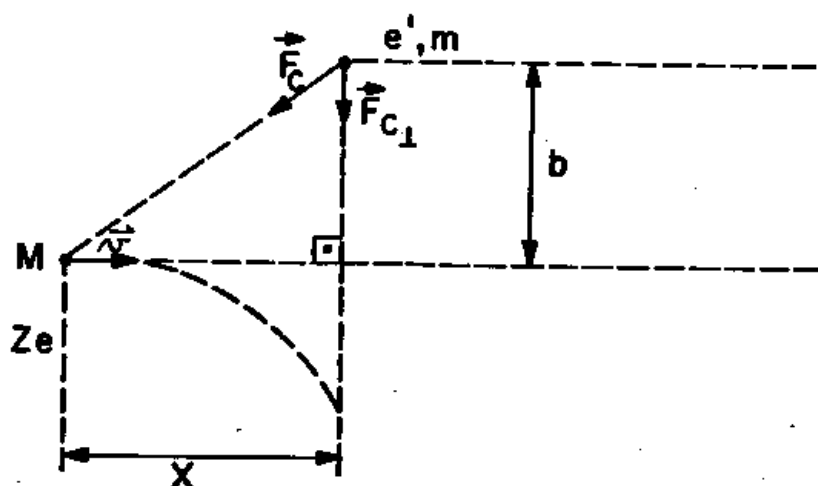


Figura 1: Esquema da interação entre o íon incidente e um elétron livre.

Quando o íon se move próximo ao elétron, o momento Δp transferido ao elétron é:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_c dt \quad (1)$$

onde F_c é a força de Coulomb entre o elétron e o íon positivo que num dado instante está numa posição especificada por x com relação ao elétron suposto em repouso. Se b não varia muito durante a colisão, a componente de F_c paralela a v se cancela na integral, de modo que somente a componente perpendicular a v é considerada:

$$(F_c)_\perp = F_c \frac{b}{(x^2 + b^2)^{1/2}} \quad (2)$$

Considerando que v permaneça praticamente inalterada durante o encontro com um único elétron teremos:

$$\Delta p = \int_{-\infty}^{+\infty} F_c dt = \int_{-\infty}^{+\infty} (F_c) \frac{dx}{v} = \frac{ze^2 b}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{(x^2 + b^2)^{3/2}} =$$

$$\therefore \Delta p = \frac{2 ze^2}{vb} \quad (3)$$

Então, a energia cinética transferida ao elétron atômico

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m} = \frac{2}{m} \left(\frac{ze^2}{vb} \right)^2 \quad (4)$$

onde m é a massa do elétron.

Para somar, agora, sobre todos os elétrons dentro de um raio b , vamos supor que existam N átomos com número atômico Z por unidade de volume do meio, então, o número de elétrons por unidade de volume será NZ . Então, o íon, ao percorrer uma distância dx , vai interagir com $2\pi b db dx NZ$ elétrons. Portanto, a perda de energia do íon para os elétrons do meio será:

$$dE(b + b + db) = \Delta E 2\pi b db dx NZ \quad (5)$$

e a taxa de perda de energia por unidade de distância percorrida pelo íon é dada por:

$$\begin{aligned} - \frac{dE}{dx} &= \Delta E 2\pi NZ b db = \int \frac{2}{m} \left(\frac{ze^2}{vb} \right)^2 2\pi NZ b db = \\ &= 4\pi NZ \frac{z^2 e^4}{mv^2} \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} \end{aligned} \quad (6)$$

ou,

$$- \frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} NZ \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}} \quad (7)$$

A primeira vista, pareceria natural integrar a expressão (6) entre os limites $b_{\min} = 0$ e $b_{\max} = \infty$ mas isso levaria a uma integral divergente. Vamos então analisar os valores máximos e mínimo que b pode assumir.

O limite superior do parâmetro de impacto, b_{\max} , vem do fato que os elétrons que foram considerados livres estão, na realidade, ligados aos átomos do meio e se mantêm dentro de órbitas eletrônicas. O movimento desses elétrons é periódico e no modelo de Bohr, o período é simplesmente o tempo de revolução na órbita. A mecânica quântica relaciona o período τ_e do tempo de variação da função de onda do elétron com a energia do elétron, ou com o potencial de ionização, pela relação de incerteza $I \tau_e \sim h$. O impulso que o elétron recebe tem um período fundamental τ_c da ordem de $2b/v$, que é o tempo em que o elétron e a partícula incidente estão próximos. A relação entre τ_c e τ_e determina se o elétron absorve ou não energia da partícula incidente. Se $\tau_c > \tau_e$, a interação é adiabática, a órbita do elétron pode ser deslocada temporariamente no átomo, mas não há transferência de energia. Portanto, para que haja absorção de energia, $\tau_c < \tau_e$ ou, $2b/v < h/I$, então, $b < b_{\max} = vh/2I$. Como o potencial de ionização varia de um elétron para outro e uma vez que todos os elétrons estão sendo tratados como equivalentes na integração que leva à expressão (7), deve-se usar:

$$b_{\max} = vh/2\bar{I} \quad (8)$$

onde \bar{I} é o potencial de ionização médio de todos os elétrons do átomo.

O limite inferior b_{\min} pode ser determinado a partir da expressão (3), isto é, numa colisão elástica clássica, é impossível num choque frontal, provocar uma variação da quantidade de movimento superior a $2mv$. Isto nos leva a um valor de $b_{\min} = Ze^2/mv^2$.

Entretanto, a mecânica quântica impõe uma restrição: a localização do elétron atômico em relação ao íon incidente não pode ser mais precisa do que o comprimento de onda associado:

$\lambda = h/p = h/mv$ no sistema do centro de massa. Portanto, b_{\min} deve ser da ordem de λ , ou seja,

$$b_{\min} = \frac{h}{mv} \quad (9)$$

Com nossos valores aproximados de b_{\max} e b_{\min} , o termo no logaritmo da expressão (7) se torna $mv^2/2I$. Entretanto, Bethe [20] fez cálculos quanto-mecânicos precisos sobre a perda de energia para elétrons e obteve um resultado que difere de um fator de 4 no logaritmo:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{mv^2} \ln \frac{2mv^2}{I} \quad (10)$$

A expressão (10), então, representa a taxa de perda de energia na ausência de considerações relativísticas e outras correções. Quando estas estão presentes, (10) se torna,

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} NZ \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I(1-\beta^2)}\right) - \beta^2 - \frac{C}{Z} \right] \text{ erg.cm}^{-1} \quad (11)$$

onde $\beta = v/c$ e C é um termo de correção que leva em conta a não participação dos elétrons das camadas interiores no processo de freiamento, ou seja, quando a velocidade do íon incidente é menor ou da ordem da velocidade destes elétrons.

Como vamos estudar o caso de emissão de partículas α com energia cinética menor do que 10 MeV, a perda de energia é dada, então, pela fórmula não relativística de Bethe:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} NZ \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \frac{C}{Z} \right] \quad (12)$$

Para um elemento alvo qualquer, podemos reescrever (12)

sob a forma:

$$-\frac{dE}{dx} = Np(E) \quad (13)$$

onde N é o número de átomos / cm^3 e p é definido como seção de choque de freiamento (stopping cross-section) e é uma função característica do elemento alvo. A quantidade $p(E)$, geralmente expressa em unidades de $\text{eV}/(10^{15} \text{ átomos}/\text{cm}^2)$, é:

$$p(E) = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} Z \left[\ln\left(\frac{2mv^2}{I}\right) - \frac{C}{Z} \right] \quad (14)$$

Usando o procedimento de Ziegler [21], reescrevemos (14)

sob a forma:

$$\left(\ln I + \frac{C}{Z}\right) = \ln(2mv^2) - \frac{\rho(E) mv^2}{4\pi e^2 z^2 Z} \quad (15)$$

que isola os termos fracos da expressão teórica de freiamento. O potencial de ionização, I , é uma função do átomo alvo, independe da velocidade do íon incidente e pode ser calculado pela aproximação de densidade local através da expressão:

$$\ln I = -\frac{1}{Z} \int_0^v \rho \ln(\lambda h w_0) dV \quad (16)$$

onde Z é a carga eletrônica total, w_0 é a frequência clássica de plasma, $w_0 = (4\pi \rho e^2/m)^{1/2}$, ρ é a densidade de carga e λ é uma constante da ordem de 1. [21] (No nosso caso os valores de I nos são fornecidos diretamente para cada elemento constituinte da emulsão pelo fabricante FUJI)

Através da aproximação de densidade local podemos também estabelecer uma outra expressão para o freiamento, $p(E)$, que é da forma:

$$p(E) = \int_V I(v, \rho) (Z_1^*(v))^2 \rho dV \quad (17)$$

onde $p(E)$ é o freiamento eletrônico, I é a função de interação de freiamento de uma partícula de carga unitária com velocidade v com um gás de elétrons-livres de densidade ρ ; Z_1^* é a carga efe-

tiva de um íon com número atômico Z_1 , ρ é a densidade eletrônica do alvo e a integral é feita sobre cada elemento de volume dV do alvo [21].

Finalmente, C/Z pode ser calculada subtraindo-se o valor teórico $\ln I$ dado por (16) da expressão (15) com $p(E)$ dado por (17). A correção de camadas C/Z depende da velocidade do íon incidente e precisa ser corrigida para velocidades relativísticas.

A figura 2 [21] mostra as curvas calculadas para C/Z usando-se o procedimento descrito acima para vários elementos-alvo. A linha pontilhada indica valores de correção de camadas que irão modificar em aproximadamente 2% os valores calculados para o freio.

Ainda pela figura 2 vemos que o intervalo de energia que estamos trabalhando (< 1 MeV/nuc) não é representado graficamente. Se extrapolarmos as curvas apresentadas para os nossos valores de energia, vemos que a correção de camadas não é significativa, portanto, para os cálculos de taxa de perda de energia, equação (12), desprezamos este termo de correção. Logo, a equação que melhor descreve a perda de energia para partículas α com energias menores que 1 MeV/u.m.a é a equação (10).

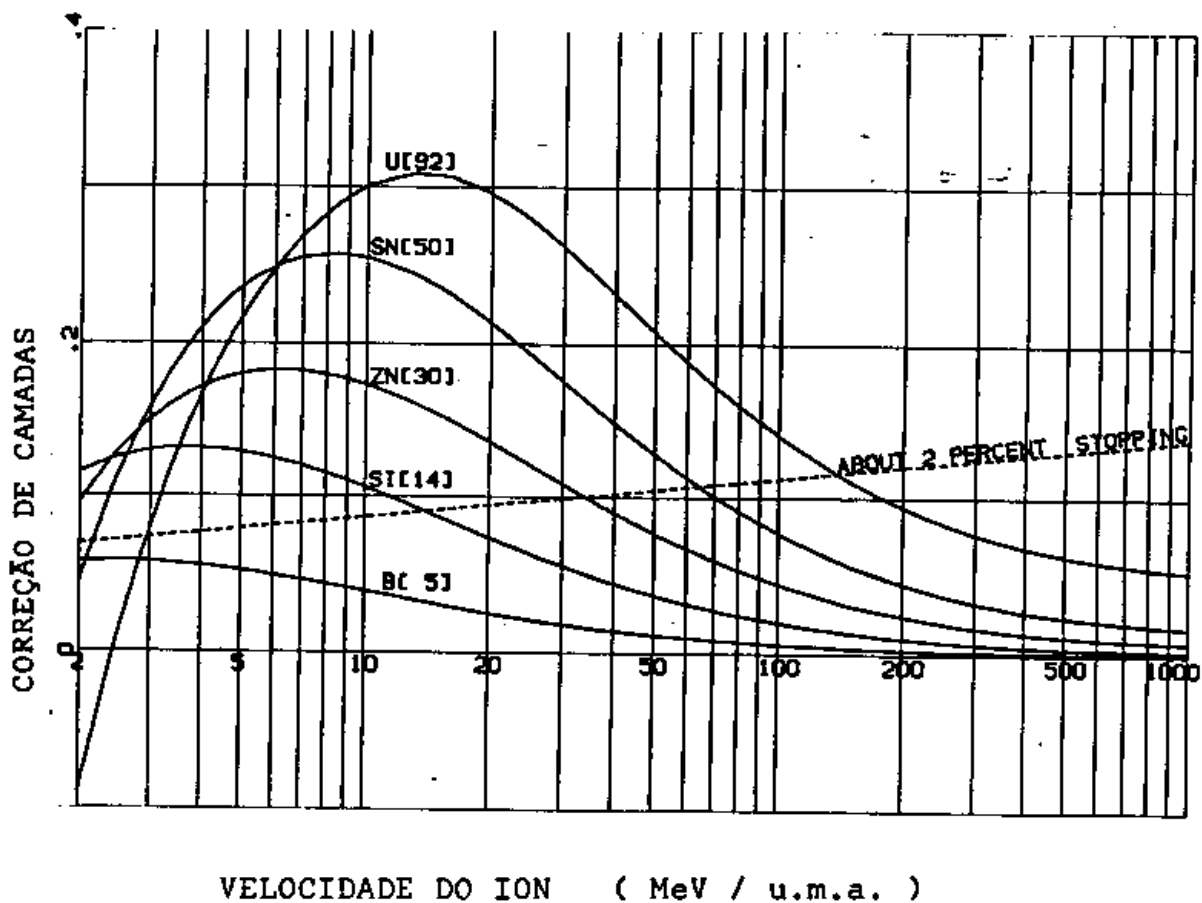


Figura 2: Curvas de correção de camadas para vários elementos-alvo em função da energia do íon incidente.

- Base do cálculo da curva alcance-energia para emulsões fotogrâ-
ficas

De acordo com Bogaardt e Vigneron [18,19] é correto admitir que se todos os átomos de um meio absorvedor são da mesma espécie i , N_i é o seu número por centímetro cúbico e a perda $-dE$ de energia de uma partícula de energia E para um percurso infinitesimal dx pode ser escrita:

$$-\frac{dE_i}{dx} = N_i p_i(E) = f_i(E) \quad (18)$$

onde a quantidade $p_i(E)$, já descrita pela equação (14) seria:

$$p_i(E) = \frac{4\pi e^4 z^2}{mv^2} z_i [\ln 2 mv^2 - \ln I_i] \quad (19)$$

Para um composto químico, ou para uma mistura quase homogênea como são as emulsões nucleares, admite-se como válida a lei de aditividade:

$$-\frac{dE}{dx} = -\sum_i \frac{dE_i}{dx} = \sum_i f_i(E) = f(E) \quad (20)$$

- Cálculo da função $f(E) = -dE/dx$ para prótons em emulsão FUJI

Na tabela I apresentamos os dados do fabricante FUJI para a emulsão do tipo ET2F. A partir dos valores de I_i dados na última coluna da tabela, calculamos os $p_i(E)$ através da expressão (19) para prótons de diversas energias e para os diversos componentes da emulsão.

Tabela I

	Z_i	A_i	N_i	I_i
Ag	47,0	107,88	0,6810	487,013
Br	35,0	79,916	0,6820	371,523
C	6,0	12,01	1,755	79,00
H	1,0	1,008	4,182	16,50
O	8,0	16,000	1,280	96,00
S	16,0	32,066	0,02423	190,88
N	7,0	14,008	0,3697	85,00

N_i = N^o de átomos $\times 10^{22}/\text{cm}^3$

I_i = potencial médio de ionização (eV).

Dados do fabricante Fuji para emulsão
do tipo ET2F.

Os $p_1(E)$ calculados estão apresentados na tabela 2 .

O emprego das fórmulas (18) e (20) e dos valores de N_1 da tabela I, nos permite, então calcular $f(E)$, perda de energia em elétron-volts por centímetro de percurso. Os valores de $f(E)$ também estão apresentados na tabela 2 e estão representados graficamente na figura 3.

No cálculo de $f(E)$, os autores desprezam o enxofre, provavelmente devido ao pequeno número de átomos presentes na emulsão, o que segundo eles introduz um erro de aproximadamente 1/200 que pode ser desprezado levando-se em conta incertezas nas medidas dos potenciais de ionização e conseqüentemente sobre os p_1 .

- Cálculo das curvas alcance-energia para prótons e partículas alfa em emulsão Fuji ET 2F

Prótons:

A partir dos dados da tabela 2, podemos determinar o alcance de prótons através da relação:

$$R(E) = R_{0,075} + \int_{0,075}^E f^{-1}(E) dE \quad (21)$$

A integração da expressão (21) foi feita por métodos numéricos e os valores resultantes de alcance estão dados na tabela 3.

Na figura 4 apresentamos a curva alcance-energia para prótons com base nos dados da tabela 3.

Tabela 2

E (keV)	$P_i(E)$						$f(E) = - \frac{dE}{dx}$ (keV/ μ)
	$(\times 10^{-15} \text{ eV} / \text{átomo} / \text{cm}^2)$						
	Ag	Br	O	N	C	H	
100	25,0	24,3	14,6	13,5	12,4	9,4	118,3
150	25,6	24,8	12,7	11,9	10,6	7,8	106,2
200	25,6	24,2	11,3	10,5	9,4	6,6	96,4
250	24,2	22,8	10,2	9,4	8,5	5,5	86,5
300	23,0	21,5	9,5	8,6	7,7	4,5	78,0
350	22,0	20,4	8,9	8,0	7,3	3,7	71,5
400	21,0	19,6	9,4	7,6	6,9	3,1	66,3
450	20,1	18,8	8,0	7,2	6,6	2,6	61,9
500	19,3	18,1	7,7	7,0	6,4	2,3	58,8
550	18,6	17,5	7,5	6,8	6,2	2,1	56,4
600	18,2	17,0	7,1	6,7	6,0	1,9	54,0
700	17,7	16,0	6,7	6,3	5,6	1,6	50,4
800	17,2	15,2	6,4	5,9	5,3	1,4	7,61
900	16,7	14,6	6,0	5,6	5,0	1,3	45,29
1000	16,2	13,9	5,7	5,3	4,7	1,2	43,03
1100	15,7	13,4	5,4	5,0	4,4	1,1	40,91
1200	15,1	12,8	5,1	4,7	4,2	1,0	38,83
1300	14,6	12,4	4,8	4,4	4,0	0,9	36,95
1400	14,2	11,9	4,6	4,2	3,8	0,9	35,66
1500	13,8	11,5	4,4	4,0	3,6	0,85	34,22
1600	13,4	11,1	4,2	3,8	3,4	0,80	32,79
1700	13,0	10,7	4,0	3,7	3,3	0,75	31,57
1800	12,6	10,3	3,8	3,5	3,1	0,70	30,13
1900	12,2	10,0	3,7	3,4	3,0	0,70	29,31
3000	9,5	7,6	2,6	2,4	2,1	0,5	21,65
4000	7,8	6,3	2,1	1,9	1,7	0,4	17,66
5000	6,8	5,4	1,8	1,6	1,4	0,3	14,92
6000	6,0	4,7	1,6	1,5	1,2	0,27	13,10
7000	5,4	4,2	1,4	1,3	1,1	0,25	11,80
8000	4,9	3,8	1,2	1,1	1,0	0,2	10,50

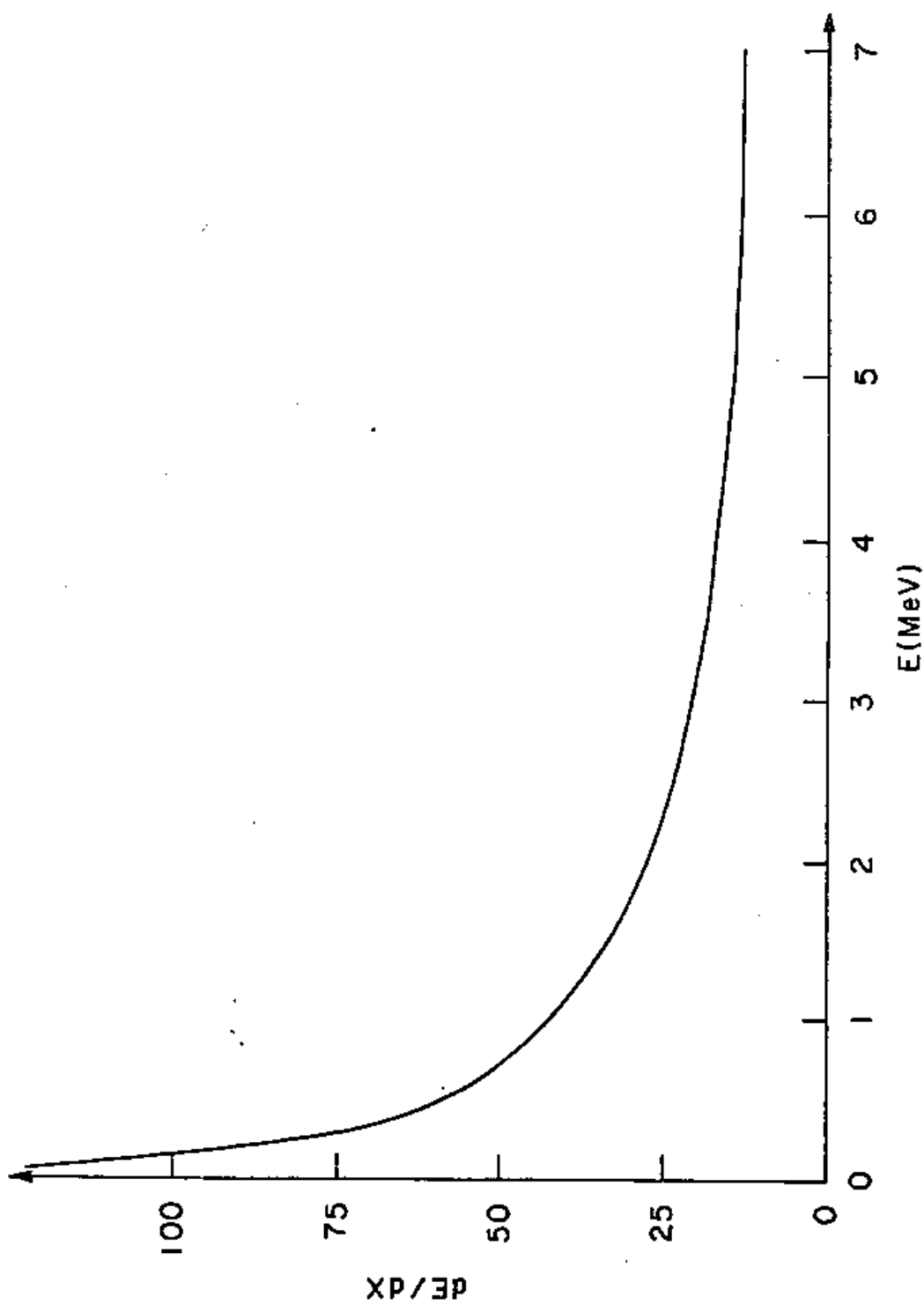


Figura 3: Perda de energia de prótons em emulsão FUJI ET2F

Tabela 3

E. (keV)	$f^{-1}(E)$ (μ/keV)	R(μ)
75	0,0122	0,46
100	0,0126	0,77
200	0,0137	2,08
300	0,0148	3,50
400	0,0158	5,01
500	0,0169	6,64
600	0,0180	8,39
800	0,0202	12,21
1000	0,0223	16,42
1200	0,0245	21,10
1400	0,0267	26,23
1800	0,0310	37,72
2000	0,0332	44,16
2200	0,0353	50,93
2600	0,0396	65,86
2800	0,0418	74,04
3200	0,0462	91,71
3400	0,0484	101,21
3800	0,0527	121,34
4200	0,0571	143,39
4500	0,0603	160,87
4800	0,0636	179,54
5000	0,0657	192,29
6000	0,0765	263,23

Valores de $f^{-1}(E)$ calculados por regressão linear e de alcance de prótons calculados a partir da integração da expressão (21).

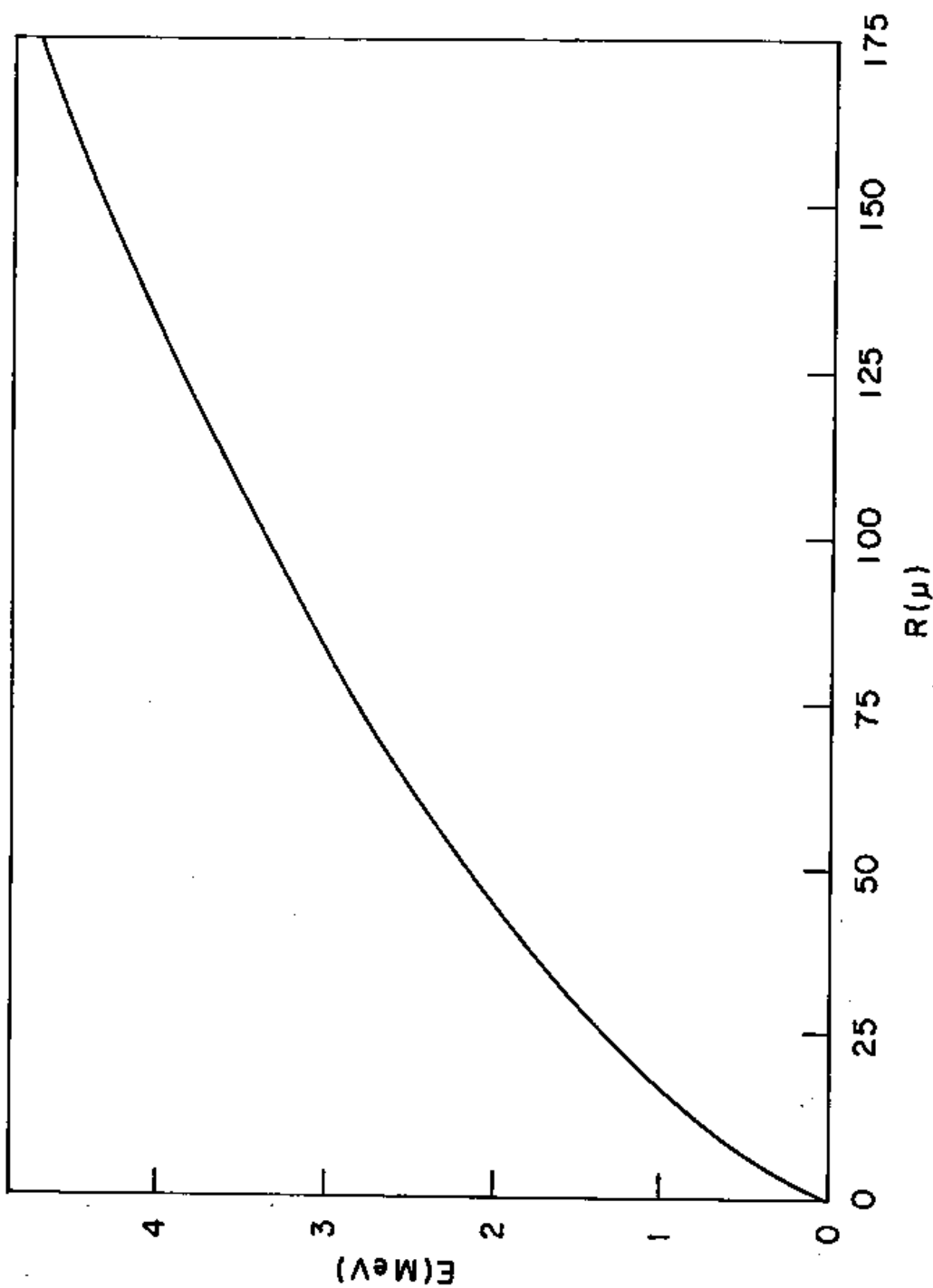


Figura 4: Curva alcance-energia para prótons em emulsão FUJI ET2F.

Partículas alfa:

Uma vez conhecida a curva alcance energia para prótons, podemos estabelecer a curva para partículas alfa atravessando o mesmo meio.

A variação da taxa de perda de energia de uma partícula carregada com a velocidade pode ser escrita $\frac{dE}{dx} = z^2 f(v)$,

onde ze é a carga. Como $E = M \phi(v)$ segue que:

$$M \frac{d}{dx} \phi(v) = z^2 f(v)$$

ou melhor, $M \phi'(v) \frac{dv}{dx} = z^2 f(v)$; então,

$$\int \frac{\phi'(v) dv}{f(v)} = \frac{z^2}{M} \int dx \quad \text{ou } F(v) = \frac{z^2}{M} R \quad (22)$$

A razão do alcance de uma partícula de carga ze e massa M em unidades de massa de próton, para o alcance de um próton de mesma velocidade é z^2/M .

Para partículas α , $z^2/M \sim 1$, portanto, prótons e partículas alfa de mesma velocidade deveriam ter o mesmo alcance. De fato, pequenas diferenças são observadas devido a efeitos de captura e perda de elétrons quando a partícula α se aproxima do fim do seu alcance. A carga efetiva da partícula é, então, reduzida e a relação (22) perde a validade. O efeito de captura e perda está confinado ao ponto extremo do alcance no caso de prótons e alfas, porém, seu efeito nas relações alcance-energia é pequeno. Assim, de acordo com Barkas [22] a relação alcance-energia para partícu

las alfa pode ser deduzida daquela para prótons a partir da equação:

$$R_{\alpha}(3,973 E) = 0,993 R_p(E) + 1,3\mu \quad (23)$$

onde $R_p(E)$ e $R_{\alpha}(E')$ representam respectivamente o alcance em microns de um próton de energia E MeV e de uma partícula alfa de energia E' MeV. A constante $1,3\mu$ é adicionada ao alcance da partícula alfa devido ao efeito de captura e perda de elétrons.

A partir dos dados de energia e alcance para prótons mostrados na tabela 3 e usando a expressão (23) apresentamos os resultados na tabela 4 para partículas alfa. Os valores da tabela 4 estão representados graficamente na figura 5 que mostra a curva alcance-energia para alfas em emulsão Fuji ET2F.

Tabela 4

E_{α} (MeV)	R(μ)
0,3	1,76
0,4	2,07
0,8	3,37
1,2	4,78
1,6	6,28
2,0	7,89
2,4	9,63
3,18	13,42
3,97	17,61
4,77	22,25
5,56	27,35
7,15	38,77
7,95	45,15
8,74	51,87
10,33	66,70

Valores de alcance e energia para partículas alfa calculados através da expressão (23) a partir dos dados da tabela 3.

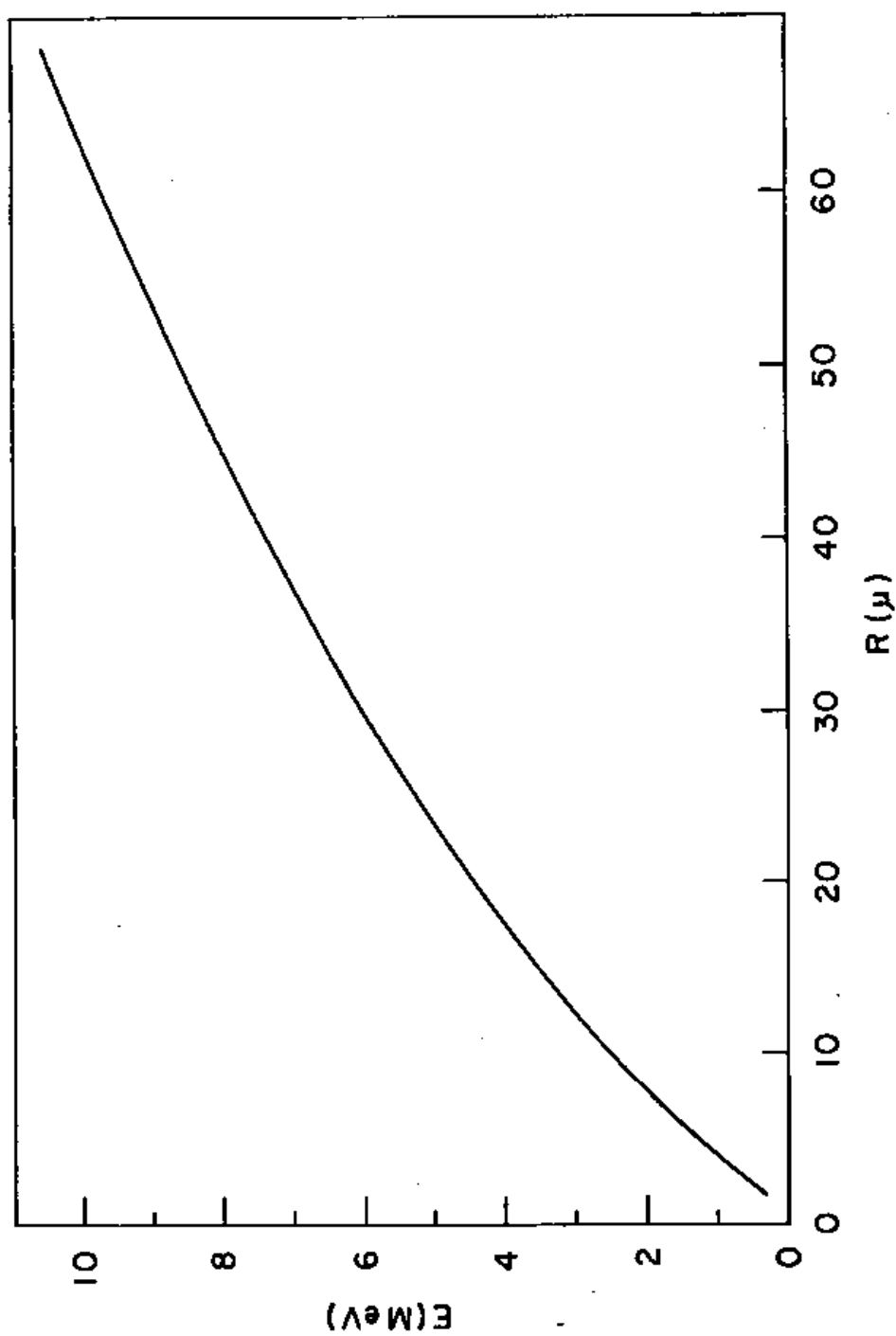


Figura 5: Curva alcance-energia para partículas alfa em emulsão FUJI ET2F.

CAPÍTULO II

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

1. Detetor : Emulsão Nuclear.

A emulsão fotográfica é composta de "grãos" de haleto de prata em suspensão numa gelatina a base de proteína animal. O haleto constitui-se de brometo e pequenas quantidades de iodeto. A concentração, o tamanho dos grãos de AgBr, bem como a espessura da emulsão podem variar conforme os objetivos da experiência.

A emulsão como detetor apresenta muitas vantagens: manabilidade, simplicidade, rapidez e eficiência das medidas, possibilidade de integrar as medidas em um período longo de tempo, etc.

Numa experiência, a emulsão pode desempenhar simultaneamente dois papéis: pode simplesmente detetar partículas de um alvo externo, ou conter ela mesma o elemento alvo. Nesse último caso, é importante que o elemento alvo seja incorporado à emulsão sem modificar suas propriedades como detetor. (Neste trabalho, para se estudar a radioatividade alfa do ^{147}Sm , carregou-se a emulsão com o elemento α -emissor).

Uma vez carregada a emulsão, partículas ionizantes emitidas no seu interior vão perdendo energia até parar e durante a sua trajetória ao se encontrarem com os cristais de AgBr da emulsão iniciam a formação da imagem latente. A existência da imagem laten

te num grão de brometo de prata define a condição pela qual o grão que a possui é revelado e os outros que não a possuem não o são.

A imagem latente se forma pela absorção de energia, no nosso caso energia devido à passagem de partículas ionizantes. Se a energia absorvida é maior que a largura da banda (Gap) que separa a banda de valência da banda de condução do cristal de AgBr, há a criação do par elétron-buraco dentro da rede cristalina. A liberação e o deslocamento de elétrons e de buracos, respectivamente nas bandas de condução e de valência, fazem com que a condutibilidade dos cristais de AgBr se modifique: de isolante passa a ser um fotocondutor. Os elétrons se movimentam pelo cristal até o seu local de "captura" (imperfeições na rede cristalina, como sulfeto de prata) e os buracos se movimentam até a superfície e formam átomos halogêneos. Numa outra etapa, os centros de captura de elétrons (carregados negativamente) atraem íons de prata que se combinam com os elétrons capturados. A repetição dessas etapas num cristal produz os embriões da imagem latente.

Se a exposição persiste, os pequenos embriões estáveis de imagens latente se transformam em embriões de grande dimensão. Se o processo continua, isto é, se há energia suficiente, todo o grão de AgBr se transforma num centro de imagem latente.

Resumindo, o fenômeno primário de formação da imagem latente baseia-se na absorção de energia seguida de liberação de elétrons de condução e ions Ag^+ intersticiais e dos elétrons de condução para formar grupos de átomos de prata nas superfícies externas e internas do cristal.

As emulsões nucleares após a exposição necessitam de um tratamento químico para tornar visível ao microscópio óptico os grãos portadores de imagem latente.

O processamento químico consiste em 4 banhos químicos (a composição química desses banhos será apresentada mais adiante):

- 1) Revelador: é um meio básico que torna visível os grãos portadores de imagem latente, através de uma reação de redução, transformando os íons de prata do cristal em prata metálica.
- 2) Freiador: é um meio ácido usado para freiar rapidamente a ação do revelador, evitando assim o desenvolvimento em excesso de grãos de "fundo" da emulsão nuclear, que são centros de imagem latente de intensidade variável e que estão aproximadamente homogeneamente distribuídos no corpo da emulsão.
- 3) Fixador: é uma solução que remove os grãos de prata não afetados pela passagem da radiação e que não tenham reagido com o revelador.

Após estas três etapas, a emulsão é lavada e seca, estando, então, pronta para ser analisada.

2. O carregamento da emulsão e sua exposição.

O carregamento de emulsões nucleares é feito adicionando-se uma quantidade conhecida da substância a ser analisada a uma outra quantidade de emulsão sob a forma de gel a $\sim 40^{\circ}\text{C}$.

(temperatura em que o gel se liquefaz). Em seguida essa mistura é espalhada sobre uma placa de vidro especial para carregamento e então posta para secar.

Como queríamos carregar a emulsão com samário, usamos o gel ET2F da FUJI, disponível no laboratório, que preenchia bem as nossas necessidades: detetar as alfas de baixa energia emitidas pelo samário.

- Descrição do carregamento

- a) Em uma balança de precisão pesamos um frasco e 1 ml de nitrato de samário. Adicionamos 1 ml de citrato de amônia 0,5M e mais 6 ml de hidróxido de amônia diluída em água (ph \sim 9) de modo que o pH do "complexo" ficasse em torno de 4,5. (A necessidade de se fazer um "complexo" com o nitrato de samário é devido ao fato de que o pH da solução a ser adicionada ao gel deve ser \sim 5 e o pH do nitrato disponível era de \sim 3. O citrato de amônia 0,5 M foi feito segundo a receita: 38,4 g de ácido cítrico mais 40,8 ml de NH_4OH 25% mais água até 200 ml. O ajuste das proporções em volume dos componentes do complexo foi feito empiricamente).
- b) Na mesma balança, pesamos em outro frasco uma quantidade conveniente de gel (para obter uma emulsão com \sim 50 μ de espessura, na área desejada, após a secagem) e o aquecemos em banho-maria a 40°C. Após alguns minutos de aquecimento, o gel se liquefaz. Em seguida adicionamos o complexo de samário ao gel liquefeito

e agitamos suavemente o frasco a fim de homogeneizar a mistura.

- c) Em seguida, a emulsão carregada foi cuidadosamente despejada sobre uma placa de vidro especial para carregamento (da FUJI com área de $196,15 \text{ cm}^2$) e colocada sobre uma mesa nivelada dentro de uma secadora. A emulsão ficou secando durante $\sim 20\text{h}$ num ambiente a 26°C de temperatura e $\sim 40\%$ de umidade relativa.
- d) Após o período de secagem, tínhamos a emulsão carregada colocada na placa de vidro. A emulsão carregada foi, então, armazenada numa geladeira a $\sim 5^\circ\text{C}$ devidamente protegida contra a luz.

- Tempo de Revelação

Já vimos na página 6 que o número de traços registrados de partículas alfa por cm^2 de emulsão é dado por $N_\alpha = N_0 \cdot \lambda \cdot t$ onde N_0 é o número de átomos por cm^2 , λ é a constante de desintegração e t é o tempo de exposição. Como λ é muito pequeno e N_0 é constante, o único fator possível de ser encrementado é o tempo de exposição. (Este tempo é aquele durante o qual fizemos várias revelações de pedaços da emulsão). O tempo de exposição foi escolhido de modo que, respeitado o limite superior de carregamento, o valor N_α obtido fosse bastante conveniente ($\sim 10^4 \text{ cm}^{-2}$) para o trabalho de microscopia.

Se o carregamento for excessivo, a emulsão é danificada enquanto detetor e um limite superior é dado por [23] como sendo 100 mg de Sm por cm^2 de emulsão seca. No nosso caso trabalhan-

do-se abaixo deste limite, escolheu-se um carregamento de $\sim 38,37$ mg Sm/cm² e obtivemos que no intervalo de tempo entre 10 e 60 dias após o carregamento o número de traços/cm² resultava bastante próximo do valor desejado. Desta forma, as revelações foram efetuadas dentro deste intervalo de tempo.

3. Descrição do processo de revelação.

Para cada revelação, cortamos sempre 4 pedaços de diferentes regiões da placa carregada a fim de verificar a homogeneidade na distribuição do samário sobre a placa. Também, antes da revelação, medimos, nos pedaços já cortados, a espessura da emulsão seca utilizando um micrômetro de precisão. Estas medidas foram necessárias para se determinar o fator de contração da emulsão e seus valores serão apresentados no próximo capítulo.

O processo de revelação está descrito na tabela 5 a seguir.

Após a fixação, os pedaços revelados foram lavados em água desmineralizada durante $\sim 20'$ a $\sim 17^{\circ}\text{C}$ e colocadas em seguida num banho de solução 20% água, 75% álcool e 5% glicerina durante $\sim 10'$ a $\sim 17^{\circ}\text{C}$ e então, colocados para secar. Depois de secos, os pedaços estavam em condições de serem analisados ao microscópio óptico.

4. Determinação da quantidade de samário usada no carregamento

- Concentração da solução de nitrato de samário

Tabela 5

	Revelador (0,5l)	T(°C)	t(min)
<u>Revelação</u>	ácido bórico - 6g	21	60
	sulfito de sódio - 3,5g		
	brometo de potássio - 0,1g		
	amidol - 1,25g		
Freiador (1l)			
<u>Freiamento</u>	sulfito de sódio	21	5
	ácido acético até pH 4 água desmineralizada até 1 l.		
Fixador (1l)			
<u>Fixação</u>	hipossulfito de sódio -400g	22	12
	sulfito de sódio - 5g água desmineralizada até 1 l.		

Etapas do processo de revelação.

Tabela 5

	Revelador (0,5l)	T(°C)	t(min)
<u>Revelação</u>	ácido bórico - 6g	21	60
	sulfito de sódio - 3,5g		
	brometo de potássio - 0,1g		
	amidol - 1,25g		
Freiador (1l)			
<u>Freiamento</u>	sulfito de sódio	21	5
	ácido acético até pH 4 água desmineralizada até 1 l.		
Fixador (1l)			
<u>Fixação</u>	hipossulfito de sódio -400g	22	12
	sulfito de sódio - 5g água desmineralizada até 1 l.		

Etapas do processo de revelação.

A solução de nitrato de samário que utilizamos foi-nos cedida gentilmente pelo prof. Ernesto Giesbrecht do Instituto de Química da USP em novembro de 1984 com uma concentração de 0,23M. Devido a problemas experimentais, o carregamento definitivo da emulsão foi feito em março de 1986 e nos meses seguintes foram feitas as etapas de revelação e microscopia. Como decorreram vários meses entre a chegada da solução de samário e o carregamento, achamos melhor verificar a concentração da mesma. Isto foi feito pelo prof. Pedro Gozano do Instituto de Química da Unicamp em novembro de 1986 e resultou num valor maior, mostrando que a solução havia realmente se concentrado, como é comum em soluções desse tipo. A fim de verificar se esse aumento seria linear, foi feita pelo prof. Pedro uma nova determinação da concentração em julho de 1987 que comprovou a nossa hipótese. O gráfico da variação da concentração com o tempo está mostrado na figura 6.

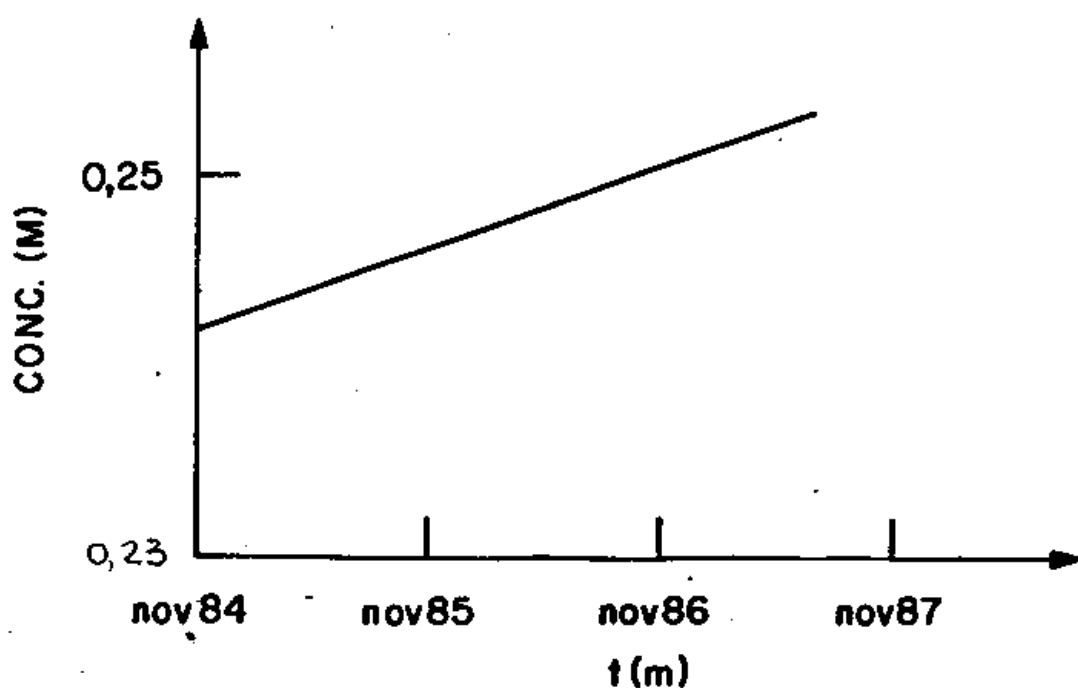


Figura 6 : Variação da concentração da solução de nitrato de samário com o tempo.

A partir da reta da fig.6 achamos que o mais correto seria considerar o valor de concentração correspondente à data do carregamento, portanto, o valor de 0,2445M para março de 1986 foi o que então utilizamos.

- Quantidade de samário na emulsão

A massa de 1 ml de nitrato de samário 0,2445M pesou:

1 ml de nit.sam. = $(1,07067 \pm 0,000015)$ g

A partir da concentração do nitrato de samário podemos estabelecer que:

4,99340g de nit.sam. = 0,18380g de samário

Para calcularmos a quantidade de samário com que se carregou a emulsão, temos que considerar o resíduo de citrato de amônia + nitrato de samário que ficou no frasco em que o complexo de samário foi preparado. Após alguns dias de secagem, este resíduo pesou: $(0,00569 \pm 0,00002)$ g.

No complexo de samário (nitrato + citrato) colocamos 1ml de nitrato de samário 0,2445M que equivale a 108,66mg de nitrato de samário seco e colocamos 1 ml de citrato de amônia 0,5M que equivale a 121,61 mg de citrato de amônia seco. Temos, então, no complexo, 47,2% em massa de nitrato e 52,8% em massa de citrato.

Portanto, no resíduo de complexo, temos:

$$(0,00569 \pm 0,00002)g \cdot (0,472) = (0,00269 \pm 0,00001)g \text{ de nit.sam.}$$

E, a quantidade de nitrato de samário colocada na emulsão foi de:

$$(1,07067 \pm 0,000015)g - (0,00269 \pm 0,00001)g = (1,06798 \pm 0,00002)g$$

$$\text{de nit.sam.} = (0,03931 \pm 0,000001)g \text{ de samário.}$$

Então, o número de átomos colocado na emulsão foi de:

$$(1,57345 \pm 0,00004) \times 10^{20} \text{ átomos de samário}$$

ou, o número de átomo de ^{147}Sm (considerando 15% de abundância isotópica) numa área de $195,15 \text{ cm}^2$ foi de:

$$(1,20941 \pm 0,00003) \times 10^{17} \text{ átomos de } ^{147}\text{Sm}/\text{cm}^2.$$

- Quantidade de gel usada no carregamento

A partir de dados do fabricante FUJI temos que $1,05\text{cm}^3$ de emulsão seca correspondem a $15,68\text{g}$ de gel. Como queríamos carregar uma placa de $195,15 \text{ cm}^2$ com gel suficiente para obter 50μ de espessura de emulsão seca, a quantidade de gel necessária pesou:

$$(14,60104 \pm 0,000015)g.$$

Porém, temos duas perdas de gel a considerar (supomos que a massa e o volume da emulsão seca não são alterados pela pequena

quantidade de complexo de samário que lhe acrescentamos): uma do frasco em que pesamos o gel e outra no rastelo que utilizamos para espalhar o gel sobre a placa de vidro. Essas duas quantidades residuais foram deixadas secar e depois pesaram $(0,03882 \pm 0,00003)$ g que corresponde a $(0,22290 \pm 0,00020)$ g de gel.

Portanto, a quantidade de gel usada no carregamento foi de $(14,37814 \pm 0,00020)$ g.

CAPÍTULO III

ANÁLISE DOS DADOS E CONCLUSÕES

- Condições de observação:

Utilizamos um microscópio Carl Zeiss com oculares Leitz-Wetzlar 12,5x/18M e uma objetiva de imersão 100/1,25. Inseridos nas oculares dispunhamos de um retículo de área $3,23 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$ e de uma régua de 100 divisões de comprimento 113μ .

1. Medidas da espessura da emulsão.

Através da medida da espessura da emulsão podemos determinar o fator de contração, FC, que será mais adiante importante para o cálculo do alcance dos traços. O fator de contração da emulsão é definido como a razão entre a espessura média da emulsão seca e a espessura média da emulsão revelada.

A espessura da emulsão seca (antes da revelação) foi medida da seguinte forma: como nossa emulsão foi colada sobre vidro, obtivemos a espessura através da diferença entre as espessuras da emulsão seca + vidro e do vidro antes de colar a emulsão. Estas medidas foram feitas em diversas regiões da emulsão e do vidro utilizando-se um micrômetro de precisão.

A espessura da emulsão revelada foi feita durante a sua observação ao microscópio óptico já que dispunhamos de outro micrômetro de precisão acoplado ao microscópio.

Desta forma, obtivemos que a espessura média da emulsão seca foi de $\sim 65,9 \mu$ e o fator de contração em média, para toda placa de emulsão foi de 1,12 .

2. Medida da densidade de traços.

A medida do número de traços por cm^2 de emulsão foi feita analisando-se ao microscópio óptico todos os pedaços revelados. Durante a análise constatamos além dos traços de partículas alfa, traços fracos e curvos que provavelmente eram elétrons da radiação de fundo que também foram registrados na emulsão. Além desses traços curvos, constatamos, próximo ao vidro, a presença de estrelas de traços e também de traços longos e fortes oriundos provavelmente do tório contido no vidro usado no carregamento. Para evitar que traços do tório emitidos de dentro do vidro e com apenas parte do seu alcance registrados na emulsão fossem contados como sendo do samário, decidimos considerar na medida da densidade apenas os traços que estivessem a uma distância maior do que 3μ da base de vidro. Além disso, para evitar que estes traços não emitidos pelo samário fossem contados, estabelecemos certos critérios que foram respeitados durante todo o processo de contagem: os traços de alfa do samário são retilíneos, e com alcance e número de grãos bem definidos*.

Ao todo foram contados aproximadamente 1500 traços nas condições de observação já descritas. Para cada pedaço analisado fizemos um teste de χ^2 para verificar a distribuição dos traços e constatamos, pelos valores de χ^2 obtido, que estes obedecem a distribuição de Poisson como seria esperado se a distribuição do samário na emulsão fosse homogênea. Dos vinte pedaços analisados apenas um apresentou um valor de χ^2 ruim, com $P < 0,025$.

Na tabela 6 a seguir, apresentamos os resultados obtidos nas medidas de espessura e densidade de traços onde: $e_s(\mu)$ é

* Prof. Lattes com. particular.

a espessura da emulsão seca de cada pedaço da emulsão; $\alpha/\#$ é o número de traços por campo de observação; α/cm^2 é a densidade de traços obtida a partir da coluna anterior e $(\alpha/\text{cm}^2)_{\text{corr}}$ é a densidade normalizada pelas espessura. (Achamos necessário efetuar esta normalização uma vez que o número de traços também é função da espessura seca e segundo a coluna e_s (μ) a espessura variou bastante de um pedaço para outro]. Os erros apresentados nas colunas α/cm^2 e $(\alpha/\text{cm}^2)_{\text{corr}}$ são os erros de Poisson.

A partir dos valores da última coluna da tabela 6 $(\alpha/\text{cm}^2)_{\text{corr}}$, apresentamos a figura 7 que mostra o número de traços/ cm^2 em função do tempo de exposição. (A reta foi traçada pelo método dos mínimos quadrados nos pontos experimentais)

Sabendo que $N_\alpha = N_0 \lambda t$, temos que N_α/t é o coeficiente angular da reta, e, sendo $N_0 = (1,20941 \pm 0,00003) \times 10^{17}$ átomos $^{147}\text{Sm}/\text{cm}^2$, o valor do λ é:

$$\lambda = (1,7840 \pm 0,0670) \times 10^{-14} \text{ d}^{-1}$$

que corresponde a uma meia-vida de:

$$T = (1,065 \pm 0,040) \times 10^{11} \text{ a.}$$

3. Medidas de alcance dos traços.

A) Samário:

Para as medidas de alcance dos traços, as condições de observação foram as mesmas já descritas.

O alcance de um traço na emulsão quando observado ao microscópio é dado por:

TABELA 6

Rev.	Ped.	$e_s (\mu)$	$\alpha / \#$	α / cm^2	$(\alpha / \text{cm}^2)_{\text{corr}}$
1 ^a	1	69,7	1,25	37150 ± 2210	37430 ± 2220
	2	65,1	1,28		
	3	60,7	1,00		
	4	66,1	1,26		
2 ^a	5	64,9	1,85	49850 ± 2890	50080 ± 2900
	6	66,3	1,31		
	7	72,7	2,00		
	8	58,5	1,30		
3 ^a	9	61,4	2,40	77710 ± 4520	80140 ± 4660
	10	64,2	2,62		
	11	64,0	2,86		
	12	65,9	2,16		
4 ^a	13	67,6	3,67	106810 ± 6250	105060 ± 6150
	14	68,3	3,85		
	15	66,3	3,14		
	16	65,9	3,14		
5 ^a	17	68,1	3,57	118270 ± 6830	115470 ± 6670
	18	65,1	4,35		
	19	71,2	3,67		
	20	65,5	3,70		

Medidas de espessura e número de traços por cm^2 para cada revelação.

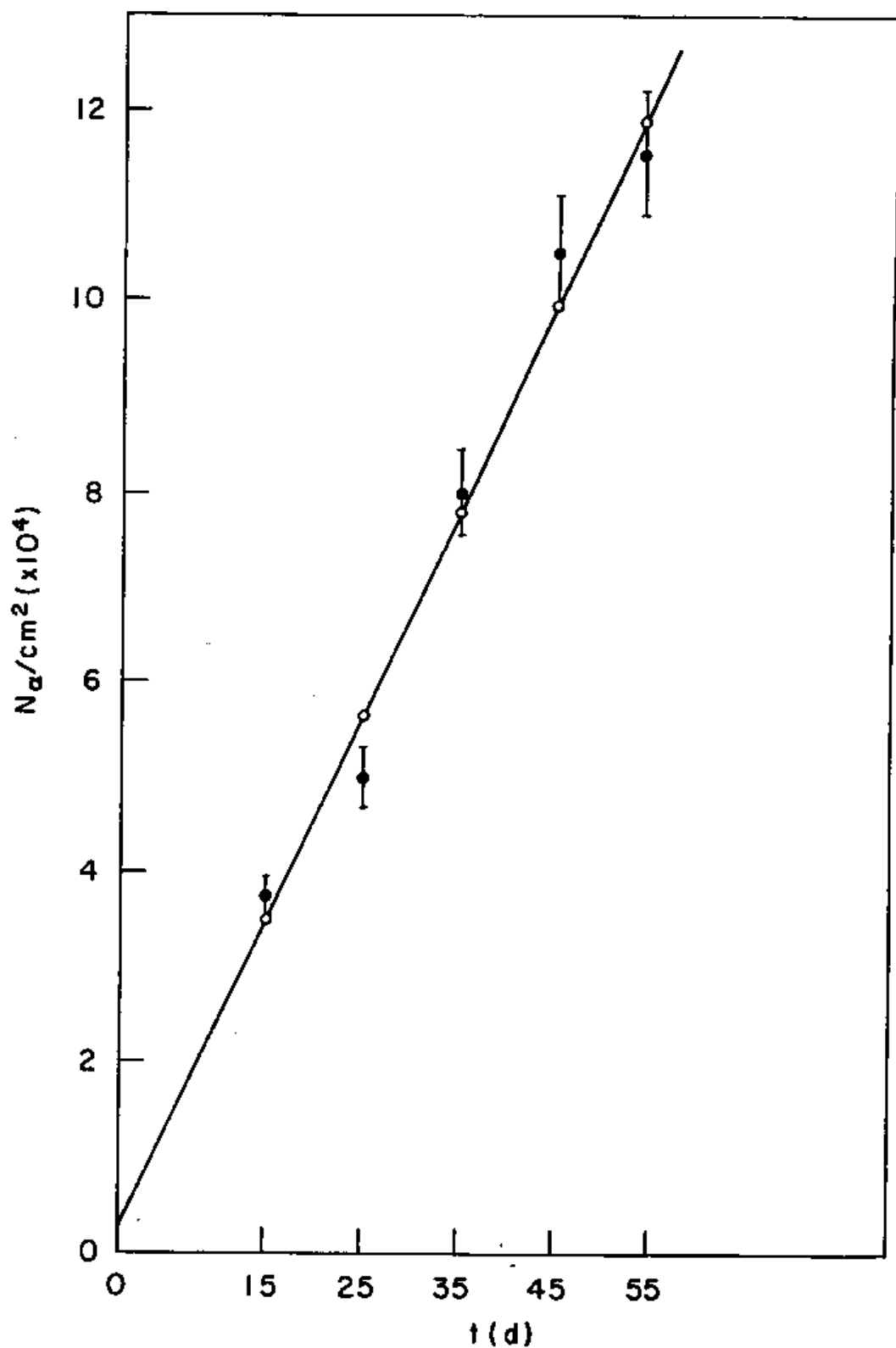


Figura 7: Número de traços/cm² em função do tempo de exposição. \blacksquare representam os pontos experimentais e \circ os pontos calculados através de mínimos quadrados.

$$R = \sqrt{x^2 + (z \cdot FC)^2}, \quad x, z \text{ e } R \text{ em } \mu$$

onde x é a projeção do traço no plano da emulsão, sendo medida através da régua calibrada inserida na ocular do microscópio; z é a distância vertical entre as extremidades do traço, que foi medida utilizando-se o micrômetro acoplado ao microscópio. Como após a revelação a emulsão se contraiu, o valor lido no micrômetro foi multiplicado por um fator de contração para se obter a medida verdadeira.

Ao todo medimos o alcance de 200 traços de vários pedaços de diferentes revelações. Como já o foi visto, na tabela 6, a espessura da emulsão variou bastante de um pedaço para outro, portanto, para determinar o alcance utilizamos o fator de contração local para cada pedaço analisado.

O histograma do número de traços em função do alcance está apresentado na figura 8 e dos traços medidos temos como alcance das partículas alfa do ^{147}Sm em emulsão Fuji o valor médio de $(8,34 \pm 0,05)\mu$.

B) Tório:

A fim de confirmar a validade da curva alcance-energia que estabelecemos para a emulsão utilizada neste trabalho, medimos também o alcance dos traços de alfa do tório utilizando para isso um carregamento com o mesmo tipo de emulsão disponível no laboratório.

O procedimento usado para a medida do alcance dos traços simples do tório (do isótopo ^{232}Th) foi diferente daquele para o samário uma vez que não dispunhamos de medidas de espessura da e-

emulsão seca para determinar o fator de contração da emulsão (carregada com tório). Portanto, nas medidas de alcance dos traços simples de tório nos detivemos nos traços que fossem paralelos ao plano da emulsão, ou seja, medimos apenas o valor x da expressão do alcance diretamente através da régua na ocular. (As condições de observação foram as mesmas já descritas).

Ao todo medimos o alcance de cerca de 94 traços também de diferentes pedaços das várias revelações efetuadas para aquele carregamento. O histograma resultante está apresentado na figura 9.

E o valor médio do alcance para os traços de α do Th^{232} foi de $(18,38 \pm 0,09)\mu$. E em emulsão FUJI ET2F.

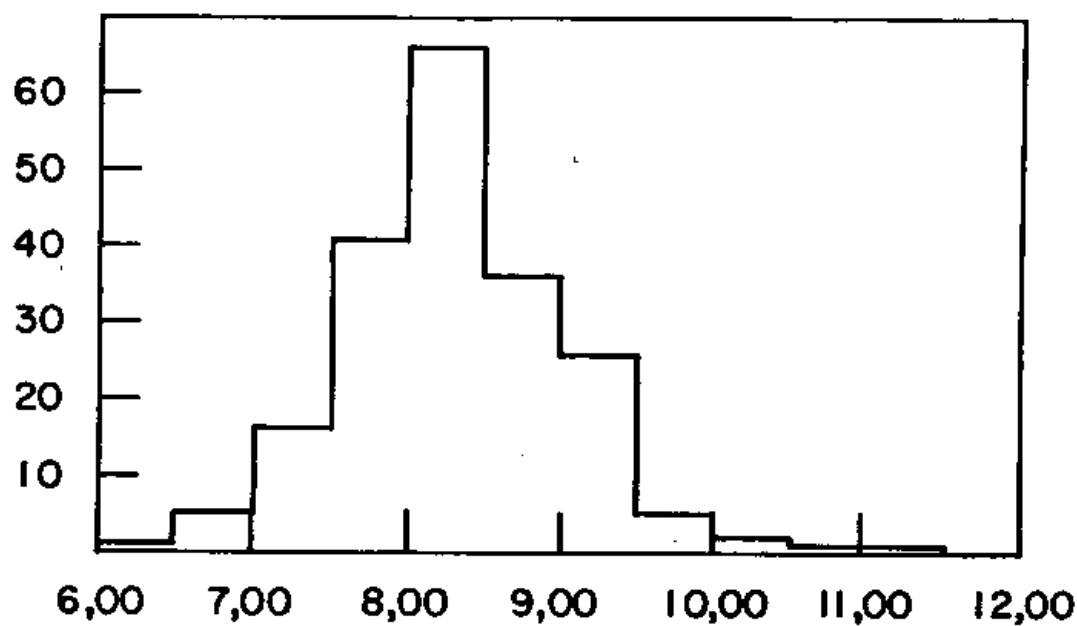


Figura 8: Histograma do alcance dos traços do ^{147}Sm .

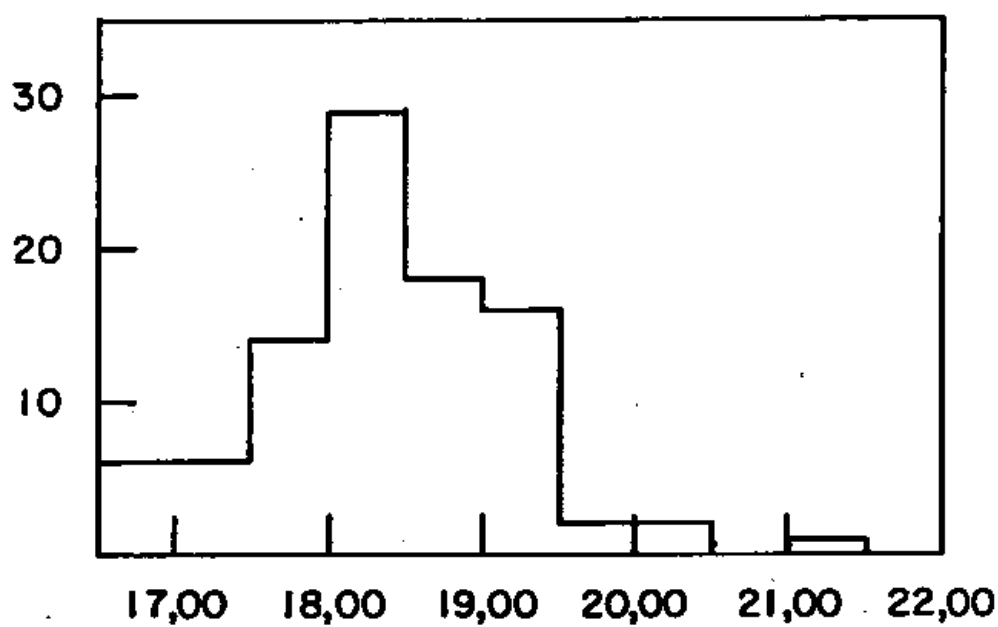


Figura 9 : Histograma do alcance dos traços do Th^{232} .

CONCLUSÃO

A) Constante de desintegração.

O valor obtido para a constante de desintegração a partir da figura 7 foi de $(1,784 \pm 0,067) \times 10^{-14} \text{ d}^{-1}$ que corresponde a uma meia-vida de $(1,065 \pm 0,040) \times 10^{11} \text{ a}$. Comparando este valor com o valor dado na literatura [6], temos uma diferença de aproximadamente 0,5%, embora o erro experimental associado a nossa medida seja de 3,7%. A esse respeito, gostaríamos de salientar que utilizamos como erro de λ_a a quantidade $\sigma_b = \sigma / \sqrt{N} \sqrt{\Delta}$ [24] onde $\sigma^2 = \frac{1}{N-2} \sum (y_i - a - bx_i)^2$ é a variância experimental, N é o número de pontos na figura 7 e $\Delta = \sum x_i^2 - (1/N)(\sum x_i)^2$ é uma quantidade que reflete a dispersão dos pontos experimentais na ordenada tempo; é claro que quanto maior for $\sqrt{\Delta}$ maior precisão terá a rete de mínimos quadrados. Utilizamos σ_b , o desvio padrão médio experimental, por considerá-lo um erro mais realista dentro das condições em que as medidas foram efetuadas.

Embora estivessemos livres de erros sistemáticos relacionados com a distribuição, uniforme, ver pág. 42, de ¹⁴⁷Sm, nas emulsões analisadas e tivéssemos, através de uma normalização da espessura, anulado o efeito que a espessura das emulsões pudesse causar na figura 7, não julgamos conveniente utilizar o erro de Poisson dentro do método dos mínimos quadrados. Isto, devido ao fato de que na época em que o carregamento foi efetuado, a emulsão que tínhamos disponível era ET2F da FUJI que possui uma sensibiliu

dade tal que além dos traços de partículas α (do ^{147}Sm e do ^{232}Th presente no vidro suporte) detetou também traços de elétrons de baixa energia. Os traços do ^{232}Th por se originarem do vidro suporte da emulsão puderam ser desprezados dentro do critério de observação e análise de traços empregados, ver pág. 42. Os traços de elétrons, sinuosos e com menor densidade de grãos, embora em sua grande maioria pudessem ser diferenciados dos traços de α do ^{147}Sm , apresentaram algumas dúvidas quanto a esta diferenciação quando eram menos sinuosos e tinham sido emitidos a ângulos zenitais grandes (aproximadamente perpendiculares ao plano da emulsão). De modo que, estes traços, encolhidos devido ao fator de contração da emulsão, podiam ser eventualmente contados como traços de partículas alfa do ^{147}Sm .

Como o erro de Poisson, função somente do número de traços contados, não levaria em conta a dispersão dos pontos experimentais resultantes de eventuais dificuldades na diferenciação de traços comentadas anteriormente, optamos por usar o desvio padrão médio experimental que reflete os desvios dos pontos experimentais em torno da reta dos mínimos quadrados obtida.

B) Energia das partículas α .

A partir do valor obtido para o alcance, $(8,34 \pm 0,05)\mu$, através da curva alcance-energia, fig. 5, estabelecemos o valor correspondente de energia das alfas do ^{147}Sm como sendo 2,15 MeV. Da mesma forma, para o alcance dos traços simples de alfa do ^{232}Th ,

$(18,38 \pm 0,09)\mu$, obtemos o valor de energia de 4,1 MeV.

Comparando estes valores de energia obtidos a partir da curva alcance-energia da figura 5, com os valores tabelados, 2,23 MeV para as alfas do ^{147}Sm e 4,012 MeV para as alfas do ^{232}Th , observamos diferenças de 3,6% e 2,2% respectivamente. Porém, acreditamos que estes erros não invalidam a curva alcance-energia por nós obtida, mas sim refletem o fato de que nos faltaram dados experimentais de alcance e energia em emulsões FUJI ET2F, (Na literatura conseguimos apenas dados relativos à emulsões Ilford) que nos teriam permitido obter um melhor ajuste. Consequentemente, a nossa curva foi ajustada de forma a conseguir o menor erro possível para os dois pontos que apresentamos. Deve-se lembrar ainda que é fato conhecido a dificuldade para se estabelecer esta curva para partículas alfa com energia menor que 2 MeV devido a efeitos de captura e perda de elétrons. Portanto, cremos que a diferença de 3,6% pode ser considerada pequena em vista das dificuldades apresentadas.

REFERÊNCIAS

- 1 G.Hevesy and M.Pahl, Natures 130, 846 (1932)
- 2 W.F.Libby and W.M.Latimer, J.Am.Chem.Soc. 55, 433 (1933)
- 3 B.Weaver, Phys.Rev. 80,301 (1950)
- 4 J.O.Rasmussen et al., Phys.Rev. 80,475 (1950)
- 5 N.Nakamura et al., Geoch.Cosm.Acta 46, 1555 (1982)
- 6 G.W.Lugmair and K.Marti, Earth Planet.Sci.Let. 39,349 (1978)
- 7 R.K.O'Nions et al., Ann.Rev.Earth Planet.Sci. 7,11 (1979)
- 8 W.F.Libby, Phys.Rev. 46, 196 (1934)
- 9 C.M.G.Lattes, E.G.Samuel and P. Cuer, Nature 158,197 (1946)
- 10 E.Picciotto, C.R.Acad.Sci.Paris 229,117 (1949)
- 11 P.M.Wright, E.P.Steinberg and L.E.Glendenin, Phys.Rev.123,205
(1961)
- 12 R.D.Macfarlane and T.P.Kohman, Phys.Rev. 121, 1758 (1961)
- 13 D.Donhoffer, Nucle.Phys. 50, 489 (1964)
- 14 K.Valli et al., Ann.Acad.Sci.Fenn. Ser A6, 177 (1965)
- 15 V.A.Korolev et al., Sov.J.Nucl.Phys. 8, 131 (1969)
- 16 M.C.Gupta and R.D.Macfarlane, Inorg.Nucl.Chem. 32,3425(1970)
- 17 G.E.Leslie, tese não publicada, North Caroline State College
(1954)
- 18 B.Bogaardt and T. Vigneron, J.Phys.Rad. 11,652 (1950)

- 19 L. Vigneron, J.Phys.Rad. 14, 145 (1953)
- 20 H.A.Bethe, Ann.Physik 5, 325 (1930)
- 21 J.F.Ziegler, Handbook of Stopping Cross-sections for Energetic Ions in all Elements, vol.5 of the Stopping and Ranges of Ions in Matter. Pergamon Press (1980)
- 22 W.H.Barkas, Nuclear Research Emulsions, Academic Press, 15-I (1963)
- 23 M.A.Penna, tese de mestrado, CBPF (1970)
- 24 E.L.Crow et al, Statistic Manual, Dover Publications, New York.