

Medida da Constante de Desintegração do
 ^{238}U por Fissão Espontânea.

Julio Cesar Hadler Neto

Orientador: Prof.Dr. Cesare M. G. Lattes

Tese submetida ao Instituto de Física Gleb
Wataghin da Universidade Estadual de Campi
nas como parte dos requisitos para obten
ção do grau de Doutor em Ciências.

Resumo:

Lâminas de mica muscovita de grande área, previamente tratadas termicamente, selecionadas e atacadas quimicamente com HF, foram expostas, por justaposição, a cilindros de urânio (U_3O_8 com $7,16 \text{ g/cm}^3$, $3,30 \text{ cm}$ de diâmetro e $4,0 \text{ cm}$ de altura) durante $0,525 \text{ a.}$ Neste período, as micas registraram traços de fragmentos de fissão espontânea dos núcleos de ^{238}U e uma pequena contribuição de traços de fissão de urânio induzida - principalmente por neutrons de raios cósmicos e por neutrons rápidos originados das fissões espontâneas que ocorreram nos cilindros durante a exposição - que aumentou em menos de 2% o número total de fragmentos de fissão detetados pelas micas.

Posteriormente as micas foram convenientemente atacadas com HF e analisadas ao microscópio óptico.

Então, sanduiches de emulsões nucleares carregadas com urânio, lâminas de micas e alvos de urânio foram irradiados com neutrons lentos. Nestas irradiações, as emulsões nucleares foram usadas como calibradores do fluxo absoluto de neutrons. As micas foram atacadas com HF, as emulsões reveladas quimicamente e ambos os detetores de traços de fissão foram observados ao microscópio.

As emulsões nucleares carregadas com urânio foram confeccionadas a partir do gel K0 de Ilford. Medimos o carregamento de urânio por gravimetria e observando, ao microscópio, a atividade alfa do urânio.

Nosso resultado deu: $\lambda_F = (8,6 \pm 0,4) \times 10^{-17} \text{ ano}^{-1}$.

Abstract:

Large area muscovite mica foils, previously treated thermally, selected and chemically etched in HF, were exposed, by juxtaposition, to uranium cylinders (U_3O_8 with $7,16 \text{ g/cm}^3$, $3,30 \text{ cm}$ diameter and $4,0 \text{ cm}$ height) during $0,525 \text{ y}$. In this period the mica foils registered tracks from spontaneous fission of ^{238}U nuclei contained in the cylinders and a small contribution of uranium induced fission tracks. We show that the former group of fission tracks - induced mainly by cosmic ray neutrons and by fast neutrons from spontaneous fission that take place in the cylinder during the exposition give rise to an increase less than 2% in the total number of fission tracks detected by the mica foils.

Afterwards the mica foils were properly etched in HF and analysed at the optical microscope.

Then, sandwiches of uranium loaded nuclear emulsion, mica foils and uranium targets were irradiated with slow neutrons. In this irradiations, the nuclear emulsions were used as calibrators of the neutrons absolute flux. The mica foils were etched in HF, the emulsions were developed and both fission track detectors were observed at the microscope.

The uranium loaded nuclear emulsions were made from gel K0 from Ilford. We measured the uranium loading by gravimetry and by observing, at the microscope, the uranium alpha activity.

Our result gave: $\lambda_F = (8,6 \pm 0,4) \times 10^{-17} \text{ year}^{-1}$.

A Sissi a Jujũ e ao Alfredo

AGRADECIMENTOS

Nossa tese de mestrado se constituiu de parte do trabalho desenvolvido durante a medida da constante de desintegração do ^{238}U por fissão espontânea; imposições de ordem acadêmica motivaram este desmembramento do trabalho original, que na realidade foi um só e portanto repetiremos aqui os agradecimentos de nossa tese de mestrado:

A todo o pessoal do nosso departamento não só pelo empenho a que se prestaram nas valiosíssimas críticas e sugestões ao nosso trabalho como também apoio humano que sempre nos dedicaram.

Ao Cesar, nosso orientador, pelo clima construtivo que soube criar neste departamento, pelas críticas precisas, pelas apostas perdidas, e pelos ensinamentos (que não estão nos livros).

A Maria Divanilde, que analisou ao microscópio a maior parte dos dados desta tese, pela sua disponibilidade e eficiência. Uma colaboradora excepcional.

A Marilena pela sua paciência e presteza com que sempre nos ajudou e pelo excelente trabalho de datilografia.

Ao Sr. Juvenal e todo o pessoal da oficina mecânica e ao Sr. Cícero e todo o pessoal da vidraria pela grande ajuda que nos prestaram.

Ao amigo Bigazzi pelo incentivo e orientação em nossos primeiros passos dentro da Cronologia.

Aos Profs. Martins e M. Damy, com quem iniciamos nossa vida acadêmica, pelas colaborações e exemplos dados.

A todo o pessoal do reator do Instituto de Energia Atômica e especialmente a R. Fulfaro pela simpatia com que nos receberam e pela eficiente colaboração.

Ao grupo do Prof. H. G. De Carvalho, CBPF, Rio de Ja
neiro, especialmente ao Jader e ao Odilon pelo acolhimento e pelos
ensinamentos no carregamento de emulsões.

Julio

ÍNDICE

Prefacio	:	pag.	1
Introdução	:	pag.	10
Capítulo 1	:	Micas manipulação e ataque químico.....	pag.	16
Capítulo 2	:	Exposição e Irradiações.....	pag.	21
Capítulo 3	:	Estudo dos fragmentos de fissão não espontânea detetados pelas micas durante a exposição.....	pag.	25
Capítulo 4	:	Observações e Medidas.....	pag.	45
Apêndice 1	:	A datação de minerais através do método do traço de fissão.....	pag.	54
Apêndice 2	:	Cálculo das seções de choque totais médias dos neutrons de fissão espontânea do ^{238}U ao urânio e oxigênio.....	pag.	57
Apêndice 3	:	Cálculo da seção de choque média da fissão induzida no ^{238}U por neutrons rápidos de fissão espontânea.....	pag.	60
Apêndice 4	:	Cálculo do número de fissões induzidas por neutrons de fissão espontânea nas "vizinhanças da mica" durante a exposição.....	pag.	61
Bibliografia:	:	pag.	71

PREFÁCIO

Dentre as numerosas aplicações científicas dos detectores sólidos de traços destaca-se seu uso na datação geológica, graças principalmente ao significativo conteúdo em urânio natural existente em diversos minerais. Dentre estes, as micas muscovitas, prestam-se notavelmente a tais propósitos, de vez que pouco sensíveis a partículas de baixo número atômico, registram apenas os traços devido a fragmentos de fissão, embora ocorram acompanhados de fortíssimo fundo de partículas alfa.

É uma exigência metodológica da física experimental que os resultados de medidas de grandezas obtidas por métodos novos sejam consistentes com os resultados de métodos já estabelecidos na faixa onde ambos se apliquem. O método dos traços de fissão confronta-se naturalmente com os métodos tradicionais de datação radiométrica, por exemplo: empregando o equilíbrio entre Potássio e Argônio ou entre Rubídio e Estrôncio, dado que o Potássio faz parte do conteúdo estrutural das micas muscovitas e o Rubídio constitui contaminação significativa. Estes são também os métodos mais confiáveis para a datação geológica.

O exame da consistência entre esses métodos revela aspectos desfavoráveis. Embora as idades se correlacionem positivamente, valores individuais não coincidem dentro dos limites estatísticos de significação. Numerosos fatores contribuem para as discrepâncias observadas, desde os que afetam tanto o método dos traços de fissão quanto os radiométricos, como os que são particulares a cada um deles. Dentro os primeiros alinha-se a ação de agentes geológicos adversos removendo os indicadores radioativos. Dentre os últimos, erros sistemáticos presentes nas medidas das constantes radioativas dos processos pertinentes em cada caso e

dificuldades instrumentais peculiares a cada método. No caso do método dos traços de fissão revelam, nesta categoria, eventuais diferenças na eficiência de detecção das micas muscovitas para fragmentos de fissão fósil e induzida, bem como a extinção progressiva das imagens latentes dos traços ("fading").

Fleischer e Price⁽¹⁾ propuseram uma padronização do valor da constante de desintegração por fissão espontânea do ^{238}U , de tal modo a tornar compatíveis os valores das idades obtidos a través dos métodos da fissão e radiométricos. O valor obtido a partir da análise de um grupo selecionado de minerais pré-datados (K-Ar, Rb-Sr) resultou: $\lambda_F = (6,9 \pm 0,2) \times 10^{-17} \text{a}^{-1}$. Resultados típicos encontram-se na figura 1.

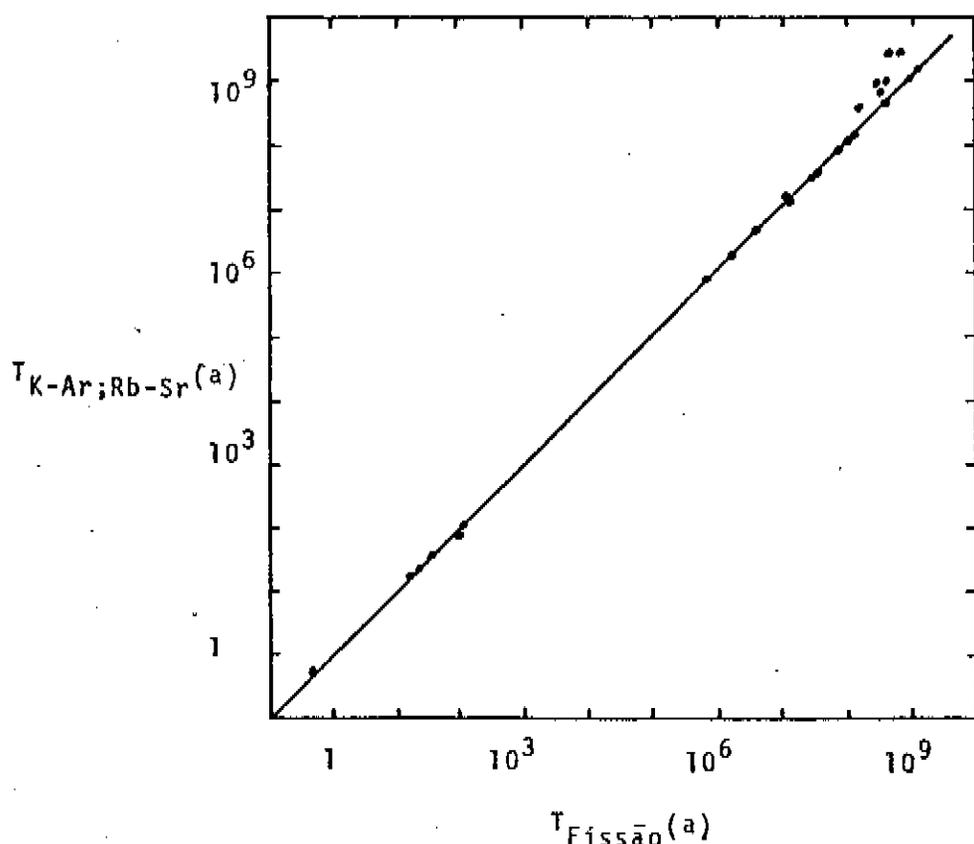


Figura 1: Comparação de idades obtidas através dos métodos do traço de fissão e radiométricos⁽²⁾.

Vê-se desse gráfico que muito embora se obtenha um acordo excelente numa extensa faixa, a padronização de Fleischer

dificuldades instrumentais peculiares a cada método. No caso do método dos traços de fissão revelam, nesta categoria, eventuais diferenças na eficiência de detecção das micas muscovitas para fragmentos de fissão fósil e induzida, bem como a extinção progressiva das imagens latentes dos traços ("fading").

Fleischer e Price⁽¹⁾ propuseram uma padronização do valor da constante de desintegração por fissão espontânea do ^{238}U , de tal modo a tornar compatíveis os valores das idades obtidos através dos métodos da fissão e radiométricos. O valor obtido a partir da análise de um grupo selecionado de minerais pré-datados (K-Ar, Rb-Sr) resultou: $\lambda_F = (6,9 \pm 0,2) \times 10^{-17} \text{a}^{-1}$. Resultados típicos encontram-se na figura 1.

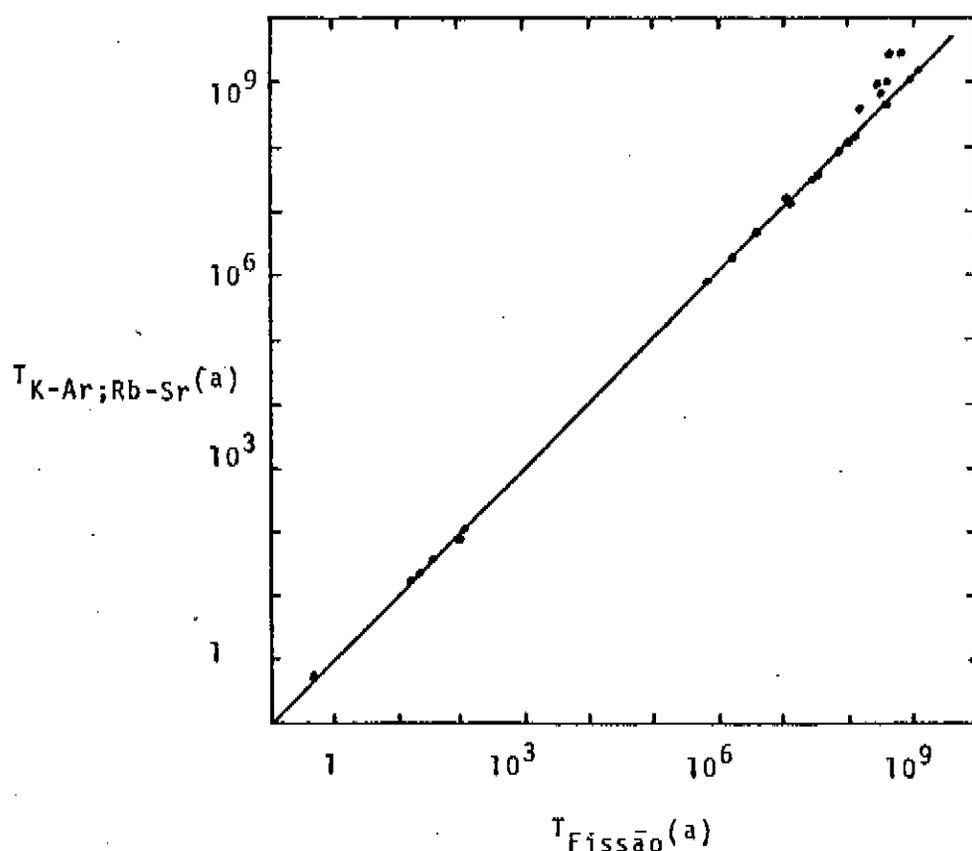


Figura 1: Comparação de idades obtidas através dos métodos do traço de fissão e radiométricos⁽²⁾.

Vê-se desse gráfico que muito embora se obtenha um acordo excelente numa extensa faixa, a padronização de Fleischer

e Price tende a oferecer resultados sistematicamente diferentes para idades muito longas ($\approx 10^8$ anos). Além disso padronizar λ_F de modo a ajustar a correlação das datações não é procedimento aceitável quando se sabe que esta é uma grandeza acessível à observação experimental, da qual existiam numerosas medidas à época em que se propôs essa padronização, algumas das quais diferindo significativamente do valor proposto (ver tabela 1, pag. 4).

A medida de λ_F já foi efetuada desde 1939 mais de três dezenas de vezes, com as mais variadas técnicas experimentais, porém os resultados são dispersos e, em alguns casos inconsistentes.

Na tabela 1, pag. 4, estão 45 resultados de λ_F obtidos através de diversos métodos experimentais.

Com o intuito de facilitar a comparação dos diferentes valores de λ_F fizemos a figura 2, pag. 6, onde colocamos os resultados das medidas diretas e independentes de λ_F (excluimos a média ponderada de Price e Walker e os resultados obtidos através da comparação com outros métodos de datação) obtidos a partir de 1947.

Os 35 valores de λ_F colocados na figura 2a estão no intervalo $5 - 12 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$. Porém a figura 2b mostra que aproximadamente 1/3 dos resultados de λ_F estão no intervalo $8,3 - 8,7 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$ e que outros 1/3 estão no intervalo $6,6 - 7,3 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$; a concentração dos resultados nesses grupos é muito sugestiva de que erros sistemáticos possam estar afetando os resultados.

De acordo com Gentner⁽³⁶⁾ e Wagner⁽³³⁾ a opinião dos geocronologistas tem se dividido em favor de: $6,85 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$ obtido por Price e Walker⁽¹⁾ e $8,46 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$ obtidos por Galliker e colab.⁽²⁵⁾, entre os quais há uma discrepância da ordem de 20%.

Tabela 1*

Valores de λ_F publicados desde a descoberta da fissão espontânea do ^{238}U .

Autor	ano	$\lambda_F(10^{-17} \text{ a}^{-1})$	método
Flerov e Petrzhak (3)	1940	0,7...7	câmara de ionização
Maurer e Pose (4)	1943	28 ± 7	contador $\text{BF}_3\text{-U/parafina}$
Pose (5)	1943	22 ± 2	contador $\text{BF}_3\text{-U/parafina}$
Scharff-Goldhaber e Klaiber(6)	1946	23	câmara de ionização
Perfilov (7)	1947	$5,3 \pm 0,8$	traços em emulsão nuclear
Whitehouse e Gal- braith(8)	1950	$8,38 \pm 0,52$	câmara de ionização
Segrè(9)	1952	$8,60 \pm 0,29$	câmara de ionização
Hoff Lu e Hsuan-Ling Tsao(10)	1952	$1,7 \pm 0,2$	câmara de ionização
Kuroda e Edwards(11)	1954	$11,7 \pm 1,2$	razão de equil. $^{90}\text{Sr}/^{238}\text{U}$
Kuroda e Edwards(11)	1954	$11,4 \pm 2,8$	razão de equil. $^{89}\text{Sr}/^{238}\text{U}$
Podguskaia e col.(12)	1955	$6,9 \pm 1,0$	câmara de ionização
Kuroda e col.(13)	1956	$6,7 \pm 0,7$	razão de equil. $1/^{238}\text{U}$
Parker e Kuroda(14)	1956	$8,3 \pm 0,8$	razão de equil. $^{99}\text{Mo}/^{238}\text{U}$
Kuroda e Edwards(15)	1957	$11,7 \pm 0,8$	razão de equil. $^{140}\text{Ba}/^{238}\text{U}$
Parker e Kuroda(16)	1958	$8,7 \pm 0,5$	razão de equil. $^{99}\text{Mo}/^{238}\text{U}$
Kuz'minov e col.(17)	1959	$10,7 \pm 0,5$	contador $\text{BF}_3\text{-U/parafina}$
Gerling e col.(18)	1959	$11,9 \pm 1,0$	Xe de minerais datados contendo urânio
Fleischer e Price(1)	1964	$6,9 \pm 0,2$	idades de minerais ^{40}K e ^{87}Rb
Fleischer e Price	1964	$6,6 \pm 0,8$	sanduche mica-urânio
Fleischer e Price(1)	1964	$6,85 \pm 0,2$	média ponderada
Rao e Kuroda(19)	1966	$7,8 \pm 0,9$	razão de equil. $^{132}\text{Te}/^{238}\text{U}$
Spadavecchia e Hahn(20)	1967	$8,42 \pm 0,10$	câmara de bolha rotativa
Ishimori e col.(21)	1967	$9,64 \pm 0,05$	produtos de fissão de 335 Kg de Urânio
Roberts e col.(22)	1968	$7,03 \pm 0,11$	Sanduche mica-urânio

* Compilada por Thiel e Herr³⁴ até o trabalho de Wagner e colab.³³

Autor	ano	$\lambda_F (10^{-17} \text{ a}^{-1})$	método
Shukoljukov e col.(23)	1968	$10,3 \pm 0,5$	Xe de minerais datados
Von Gunten(24)	1969	$8,66 \pm 0,22$	produtos de fissão de ^{238}U
Galliker e col.(25)	1970	$8,46 \pm 0,06$	câmara de bolha rotativa
Störzer(26)	1970	$8,49 \pm 0,76$	traços de fissão vidro de urânio datado
Kleeman e Lovering(27)	1971	$6,8 \pm 0,6$	sanduíche lexan-urânio
Leme e col.(28)	1971	$7,30 \pm 0,16$	sanduíche mica-urânio
Nishimura(29)	1972	$7,0 \pm 0,3$	traços de fissão minerais datados contendo U
Khan e Durrani(30)	1973	$6,82 \pm 0,85$	sanduíche mica-urânio
Ivanov e Petrzhak(31)	1975	$7,12 \pm 0,32$	sanduíche mica-urânio
Emma e Lo Nigro(32)	1975	$7,2 \pm 0,2$	sanduíche vidro-urânio
Wagner e col.(33)	1975	$8,7 \pm 0,6$	traços de fissão vidros de urânio datados
Thiel e Herr(34)	1976	$8,57 \pm 0,42$	traços de fissão vidros de urânio datados
Naeser e col.(35)	1977	6,85	comparação com K-Ar
Gentner e Sorzer(36)	1972	8,4	comparação com K-Ar
Hurford e Gleadow(37)	1977	$7,00 \pm 0,28$	comparação com K-Ar
Sabu(38)	1971	8,0	razão de equil. Xe/Kr
Kase e col.(39)	1978	$8,22 \pm 0,21$	câmara de ionização
Suzuki(40)	1973	$7,53 \pm 0,49$	detetor de estado sólido (?)
Castro Rizzo(41)	1978	$(10,24 \pm 0,22)$	pó de U_3O_8 em suspensão em líquido cintilador
Spaggiari(42)	1979	9,26	sanduíche mica-urânio
De Carvalho e col.(43)	1981	$9,3 \pm 1,0$	traços de fissão em vidro comum
Thury (44)	1971	8,7	?

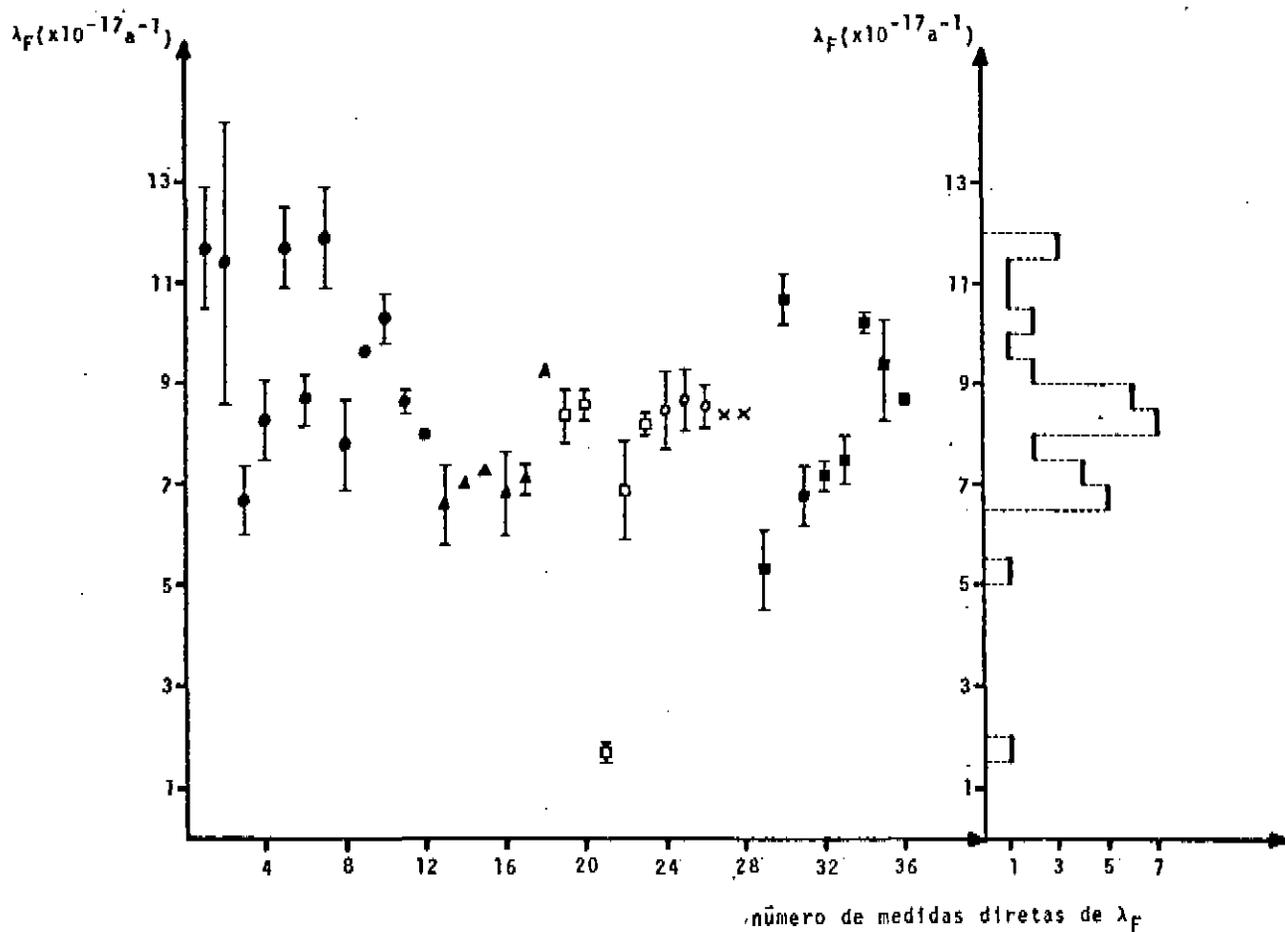


figura 3: Resultados de medidas diretas de λ_F , efetuadas com diversos métodos experimentais: ● químico; ▲ sanduiche mica-urânio; □ câmara de ionização; ○ vidro datado; × câmara rotativa de fissão; ■ outros.

Em consequência disto as medidas de idades de minerais, efetuadas usando o método do traço de fissão diferirão de 20% para os mesmos dados experimentais. Este fato por si só justifica uma tentativa de medir λ_F dentro de mesmo 5% de erro experimental.

Outra possível causa de erros sistemáticos nas datações pelo método do traço de fissão foi levantada por G. Bigazzi⁽⁴⁵⁾ que mostrou que o alcance médio dos traços fósseis, R_F , diminui com a idade da mica onde foram observados, as imagens dos traços, extinguindo-se progressivamente, o que importa em correções $\left(\frac{R_I}{R_F}\right)$, ver eqs. 11 e 13 do apêndice 1) no sentido de aumentar as idades obtidas com o método do traço de fissão e que chegam a ser $\sim 20\%$ para $T \sim 10^9 \text{ a}$.

Resultados diferentes dos de Bigazzi foram obtidos por outros autores (46,47,48) que trabalhando com micas muscovitas observaram que a diminuição em R_F devido à extinção progressiva da imagem latente dos traços fósseis não induz correções nas idades das micas quando, antes de se medir ao microscópio a densidade superficial dos traços fósseis, se ataca quimicamente o mineral por períodos bastante prolongados.

Apesar da correção de Bigazzi, $\frac{R_I}{R_F}$, ser controversa, escreveremos a idade T obtida através do método do traço de fissão como a equação 11 do apêndice 1, ou seja:

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln \left\{ 1 + \frac{\left\{ \int \phi(E) \frac{d\sigma(E)}{dE} dE \right\} \lambda \rho_F R_I}{\chi \lambda_F \rho_I R_F} \right\}$$

Quando se compara idades de micas obtidas através dos métodos da fissão e radiométricos (K-Ar, Rb-Sr) na faixa $T \gtrsim 10^9$ a mesmo levando-se em conta a correção de Bigazzi, observa-se, ver tabela 2 pag. 8, que as idades obtidas através do método do traço de fissão são da ordem da metade das obtidas através dos métodos radiométricos. Resultados semelhantes ou até piores podem ser observados também na fig. 1, pag. 2.

Tais discrepâncias não podem ser explicadas por incertezas em λ_F ($\sim 20\%$) ou na calibração do fluxo absoluto de nêutrons térmicos, $\int \phi(E) \frac{d\sigma(E)}{dE} dE$, embora dentre os outros parâmetros da equação da idade T , χ e λ sejam conhecidos em precisão e ρ_F e ρ_I possam ser medidos seguramente dentro de 5% de erro estatístico. Tais discrepâncias constituem num problema aberto do método do traço de fissão.

Quando se compara idades na faixa $10^8 < T < 10^9$ a, observa-se, ver Tabela 2, que há uma razoável concordância entre as

Tabela 2

Comparação de idades de micas obtidas através dos métodos do traço de fissão e radiométricos*

AMOSTRA	MINERAL	T(FISSÃO) $\lambda_F = 8,5 \times 10^{-17} a^{-1}$	T(FISSÃO) $\lambda_F = 6,9 \times 10^{-17} a^{-1}$	T(K-Ar)	T(Rb-Sr)																																																																																	
GM-2-Pa	Muscovita	907 ± 74	1100 ± 90	1970 ± 60	1830 ± 70																																																																																	
		865 ± 61	1050 ± 74			ST-5	Muscovita	1373 ± 66	1654 ± 80	2070 ± 63		FJT-JF**	Muscovita	1518 ± 121	1825 ± 146	1096 ± 65		PB-CI-19	Muscovita	974 ± 74	1180 ± 90	1965 ± 65		1047 ± 63		GO-14	Muscovita	702 ± 62	855 ± 76	885 ± 30		GO-Ma	Muscovita	634 ± 63	772 ± 77	760 ± 20		MG-47	Muscovita	477 ± 59	583 ± 72	577 ± 20		JTS-L	Biotite	471 ± 47	576 ± 58	575 ± 25		Muscovita	469 ± 42	573 ± 51	575 ± 25		PV-2-Mc	Muscovita	462 ± 70	564 ± 85	463 ± 15	640 ± 20	FJT-SG	Muscovita	458 ± 33	560 ± 40	471 ± 14		G-24	Muscovita	443 ± 57	541 ± 70	470 ± 12		GA-4	Muscovita	336 ± 42	412 ± 51	476 ± 14	514 ± 60	D-113	Muscovita	449 ± 74	549 ± 90	454 ± 14	452 ± 15	GM-Jac	Phlogopite
ST-5	Muscovita	1373 ± 66	1654 ± 80	2070 ± 63																																																																																		
FJT-JF**	Muscovita	1518 ± 121	1825 ± 146	1096 ± 65																																																																																		
PB-CI-19	Muscovita	974 ± 74	1180 ± 90	1965 ± 65																																																																																		
				1047 ± 63																																																																																		
GO-14	Muscovita	702 ± 62	855 ± 76	885 ± 30																																																																																		
GO-Ma	Muscovita	634 ± 63	772 ± 77	760 ± 20																																																																																		
MG-47	Muscovita	477 ± 59	583 ± 72	577 ± 20																																																																																		
JTS-L	Biotite	471 ± 47	576 ± 58	575 ± 25																																																																																		
		Muscovita	469 ± 42	573 ± 51	575 ± 25																																																																																	
PV-2-Mc	Muscovita	462 ± 70	564 ± 85	463 ± 15	640 ± 20																																																																																	
FJT-SG	Muscovita	458 ± 33	560 ± 40	471 ± 14																																																																																		
G-24	Muscovita	443 ± 57	541 ± 70	470 ± 12																																																																																		
GA-4	Muscovita	336 ± 42	412 ± 51	476 ± 14	514 ± 60																																																																																	
D-113	Muscovita	449 ± 74	549 ± 90	454 ± 14	452 ± 15																																																																																	
GM-Jac	Phlogopite	120 ± 37	148 ± 45	134 ± 5	124 ± 12																																																																																	

* Esta tabela exceto a coluna: T(Fissão) com $\lambda_F = 8,5 \times 10^{-17} a^{-1}$, foi retirada do artigo: Comparison Between Radiometric and Fission Track Ages of Micas, de G. Bigazzi, M. Cattani, U.G. Cordani e K. Kawashita, An. Acad. Brasil. Cienc., (1971)43(314)

** Amostra de historia geologica complicada, segundo os autores.

idades obtidas através dos métodos da fissão e radiométricos seja se escolhendo o valor de λ_F como $6,9 \times 10^{-17} a^{-1}$ seja como $8,5 \times 10^{-17} a^{-1}$. Se não se utiliza a correção de Bigazzi as idades obtidas pelo método do traço de fissão resultam, já nesta faixa, tanto mais subestimadas em relação às dos métodos radiométricos quanto maior for a idade T do mineral; comportamento este também pode ser observado na fig. 1.

Quando se compara idades na faixa $T \lesssim 10^8$ a., onde a correção de Bigazzi é desprezível, observa-se um bom acordo entre as idades obtidas através dos métodos da fissão e radiométricos, tanto quando se usa $\lambda_F = 6,9 \times 10^{-17} a^{-1}$, conforme mostram a fig. 1 e os resultados de Naeser⁽³⁵⁾, como quando se usa $\lambda_F = 8,5 \times 10^{-17} a^{-1}$, de acordo com os resultados de Gentner⁽³⁶⁾. Não é improvável que a

inconsistência destes resultados resulte de diferentes calibrações do fluxo absoluto de neutrons térmicos.

Dentro deste quadro, nossa atitude foi a de considerar o problema da determinação de λ_F uma questão aberta a despeito da proposta de Fleischer e Price; retomamo-la com cuidados especiais, particularmente no que diz respeito à calibração da dose absoluta de neutrons térmicos (ver introdução, pag. 12 e cap. 2, pag. 20).

INTRODUÇÃO

Faremos aqui um resumo do método experimental empregado para medir λ_F e alguns comentários sobre certos pontos cuja interpretação ou correta apreciação nos parece importante para uma avaliação adequada da significação de nossos resultados.

Extensas superfícies de mica muscovita foram recozidas e então atacadas com HF de modo a tornar distinguíveis seus traços fósseis dos traços de fissão novos que seriam produzidos numa segunda etapa do trabalho.

Posteriormente as micas foram selecionadas e colocadas justapostas a fontes "infinitas" de U_3O_8 (cilindros com $\phi = 3,3\text{cm}$, $h = 4,0\text{cm}$, e $\rho \approx 7,2\text{g/cm}^3$), por um período de aproximadamente 6 meses. As micas foram então atacadas convenientemente com HF e analisadas ao microscópio óptico.

A densidade superficial dos traços de fissão espontânea do ^{238}U detetados pelas micas durante a exposição às fontes, é dada por* :

$$\rho_E = \lambda_F N_U R_E \epsilon_E C_E T_0 \quad (1)$$

onde : N_U = número de átomos de urânio/ cm^3 nas fontes

R_E = alcance médio dos fragmentos de fissão espontânea nas fontes

ϵ_E = eficiência da mica como detetor de fragmentos de fissão espontânea nas condições da experiência

C_E = abundância isotópica do ^{238}U no urânio natural

T_0 = tempo de exposição das micas às fontes

* A densidade superficial de traços de fissão, não originados de fissão espontânea do ^{238}U e detetados pelas micas é $\approx 1,5\%$ do total e está calculada em detalhes no capítulo 3.

A seguir diversas micas, também recozidas e previamente atacadas com HF, justapostas a cilindros de óxido de urânio, foram irradiadas com nêutrons "frios" no canal nº 8 ($E \lesssim 0,008$ eV.; $\sigma_f \approx 1000b.$; $\phi \sim 10^5$ n/cm²seg.) do reator do IPEN (SP). Nestas irradiações usamos emulsões nucleares carregadas com quantidade conhecida de urânio como calibrador do fluxo absoluto de nêutrons. As emulsões foram colocadas justapostas às micas, fig.3.

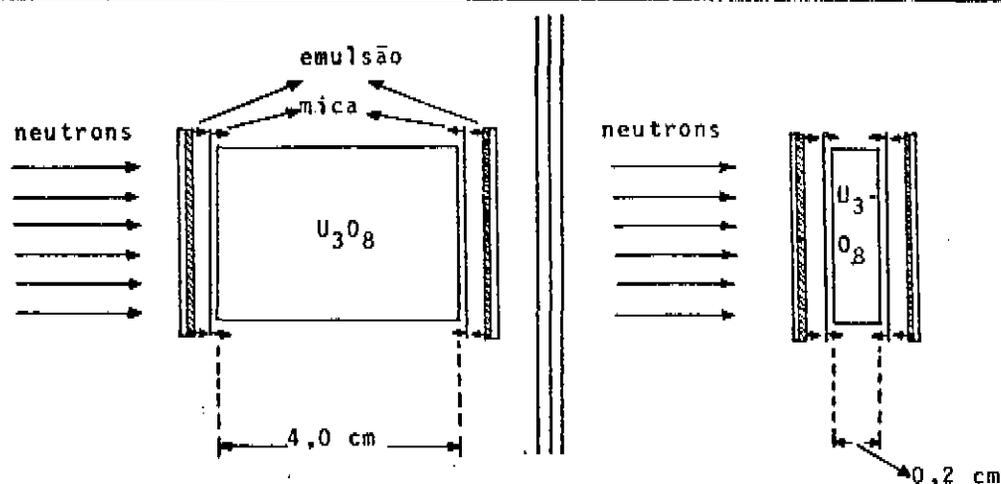


Figura 3: Irradiações das micas (e emulsões) com nêutrons frios. O uso de cilindros de U_3O_8 - com diferentes dimensões (4,0 e 0,2 cm de altura) deveu-se apenas a questões de ordem prática vinculadas à disponibilidade destes elementos.

Posteriormente as micas foram atacadas com HF, as emulsões reveladas e ambas foram analisadas ao microscópio óptico.

A densidade superficial dos traços de fissão do ^{235}U induzidas pela irradiação com nêutrons nos cilindros e detetadas pelas micas a eles justapostas, é dada por:

$$\rho_I = \left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} N_U R_I \epsilon_I C_I \quad (2)$$

onde:

ϕ = fluxo (nêutrons/cm²)

$\sigma = \sigma(E)$ = seção de choque por fissão do ^{235}U , induzida por nêutrons.

R_I = alcance médio dos fragmentos de fissão induzida de ^{235}U , no alvo.

ϵ_I = eficiência da mica como detetor de fragmentos de fissão induzida do ^{235}U nas condições da experiência.

C_I = abundância isotópica do ^{235}U , no urânio natural

A densidade superficial dos traços de fissão, induzida pela irradiação com nêutrons nas emulsões nucleares carregadas com urânio, é dada por:

$$\rho'_I = \left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} N'_U h \epsilon' C_I \quad (3)$$

onde:

N'_U = número de átomos de urânio/cm³ na emulsão carregada

h = espessura da emulsão em cm.

$N'_U \times h = \eta_U$ = número de átomos de urânio/cm² na emulsão

ϵ' = eficiência da emulsão como detetor de fragmentos de fissão, nas condições de exposição.

Como usamos as emulsões para medir o fluxo absoluto de nêutrons com que irradiamos as micas e fontes de urânio, colocaremos a equação (3) da seguinte forma:

$$\int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE = \frac{\rho'_I}{N'_U \epsilon' C_I h} \quad (3')$$

Das equações (1) e (2), supondo-se $R_E = R_I$ e $\epsilon_E = \epsilon_I$,

obtem-se:

$$\lambda_F = \left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} \frac{\rho_E C_I}{\rho_I C_E T_0} \quad (4)$$

Como a eficiência das emulsões carregadas para a detecção de fragmentos de fissão de núcleos de urânio internos às suas superfícies é seguramente 1, das equações (3') e (4), obtemos:

$$\lambda_F = \frac{\rho_E \rho'_I}{\rho_I} \frac{1}{N'_U h C_E T_0} \quad (5)$$

De acordo com os dados que obtivemos (ver cap. 4), e usando a equação (5), o valor de λ_F que encontramos é:

$$\lambda_F = (8,6 \pm 0,4) \times 10^{-17} \text{ ano}^{-1}$$

Comentários:

Faremos a seguir dois comentários que julgamos importantes para uma correta avaliação de nossa medida de λ_F .

1) Sobre a medida do fluxo absoluto de neutrons.

Alguns autores^(1,28,33,34) que mediram λ_F usando micas ou vidros como detetores de fragmentos de fissão, usaram a equação (4) para tal e mediram o fluxo absoluto de neutrons através da ativação induzida em materiais de seção de choque conhecida (Λ por ex.).

Dentre estes, Wagner e col. que mediram λ_F usando vidros de idades conhecidas, tomaram bastante cuidado na determinação do fluxo absoluto de neutrons. Eles empregaram diversos materiais de seções de choque de ativação por neutrons bem conhecidas (liga A -Au; ^{64}Cu ; ^{198}Au), e os serviços de 3 reatores. Mesmo assim, após discutir as características de cada material, concluíram que a medida do fluxo absoluto de neutrons foi a maior fonte de erros de sua experiência. Sua estimativa para este erro foi de 5%.

A inovação do método empregado neste trabalho em relação aos que usaram mica ou vidro como detetores de fragmentos de

fissão, consiste na calibração simultânea do fluxo absoluto de neutrons com que irradiamos nossas micas. Isto foi feito através de emulsões nucleares carregadas com quantidade conhecida de urânio.

Neste trabalho, a medida do fluxo de neutrons foi feita concomitantemente (fig. 3, pag. 10) com as irradiações das micas e utilizando o mesmo processo físico (fissão de ^{235}U induzida por neutrons) tanto nos alvos de urânio justapostos às micas como nas emulsões. Então, inomogeneidades do feixe de neutrons, variações de seu fluxo ou energia que possam ter ocorrido durante as irradiações produzem o mesmo efeito nos átomos de urânio do alvo ou das emulsões nucleares.

2) O carregamento das emulsões nucleares, o processamento fotográfico e o aparecimento de traços anômalos nas emulsões carregadas com urânio.

Embora estes assuntos tenham sido desenvolvidos em nossa tese de mestrado^(49,50), como dizem respeito à qualidade do "dosímetro de neutrons" que usamos -as emulsões carregadas -, julgamos conveniente as considerações que se seguem:

i) A medida do carregamento foi feita através de 2 métodos independentes: o método gravimétrico e através da medida, ao microscópio ótico, da atividade alfa do urânio contido na emulsão. Estas medidas foram consistentes dentro de 2% de precisão.

ii) A utilização de emulsão nuclear como detetor de traços de partículas alfa do urânio (medida do carregamento) e como detetor de fragmentos de fissão de urânio (medida do fluxo absoluto de neutrons) requereu o emprego de 2 tipos de processamentos:

A) Processamento para traços de partículas alfa: processamento através do qual todos os traços de partículas alfa (e partículas mais ionizantes) emitidos na emulsão até o instante do processamento são desenvolvidos.

B) Processamento com discriminação alfa-fissão: processamento através do qual são desenvolvidos apenas os traços de partículas mais ionizantes que partículas alfa.

iii) Nas emulsões carregadas com urânio submetidas a este tipo de processamento, observamos sistematicamente o aparecimento de traços cujas características (distribuição angular zenital, variação do número de traços com o tempo de armazenamento da emulsão, etc.) aparentavam não se tratarem nem de fissões mal reveladas nem de partículas alfa de urânio que porventura pudessem ter sido desenvolvidas em processamento próprio para eventos mais ionizantes.

Era importante entender o que eram estes traços (traços anômalos) para que pudéssemos ter critérios objetivos de contagem, eliminando-os ou não das estatísticas.

Após inúmeros testes experimentais concluímos que os traços anômalos não eram traços de fissão e portanto não foram contados⁽⁵⁰⁾. Foi possível mostrar⁽⁴⁹⁾, que nas nossas condições experimentais e com os cuidados que tomamos durante as medidas dos traços de fissão nas emulsões, que os traços anômalos tiveram um efeito desprezível ($\leq 0,3\%$) sobre o valor de λ_f obtido neste trabalho.

CAPÍTULO 1

Micas: manipulação e ataque químico

1) Manipulação

Escolhemos para este trabalho, uma mica muscovita comercial oriunda de Minas Gerais, com área bastante extensa ($\sim 200 \text{ cm}^2$) e de baixa concentração de traços fósseis ($\sim 160 \text{ cm}^{-2}$). Cli vamos a mica original, obtendo 3 pedaços de espessura $\sim 150 \mu$ e uma área de $\sim 600 \text{ cm}^2$.

Inicialmente medimos a variação da densidade superficial de traços fósseis com o tempo de ataque químico*, figura 4. Em seguida cortamos alguns pedaços das 3 micas grandes e medimos suas densidades superficiais de traços fósseis para um tempo de ataque de 400 min.. Observou-se que os traços fósseis tinham distribuição aproximadamente uniforme na mica escolhida.

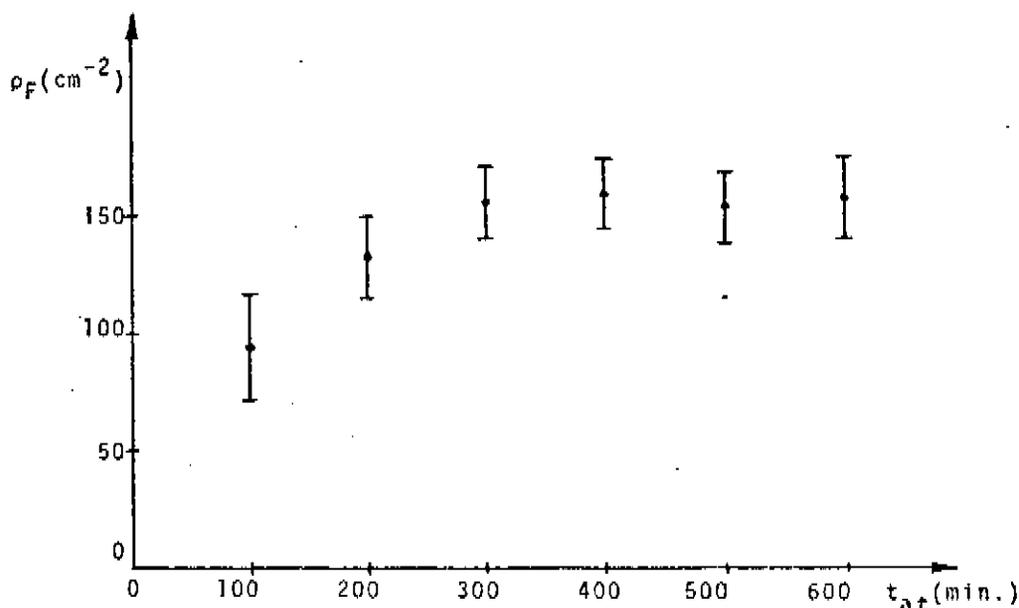


Figura 4: Variação da densidade superficial de traços fósseis com o tempo de ataque químico; nota-se resultado típico: saturação de ρ_F com o tempo de ataque.

* Sempre que se referir a ataque químico a que as micas foram submetidas, as condições são HF a 48% e temperatura igual a 150°C .

O passo seguinte foi distinguir os traços de fissão fósseis que existem na mica dos traços de fissão novos que seriam produzidos no decorrer do trabalho. A idéia inicial foi de fazer desaparecer os traços fósseis através do recozimento das micas. Foram tentadas várias temperaturas desde 300°C até 750°C , e diferentes tempos de recozimento.

Verificou-se que para temperaturas maiores que 650°C e tempos de recozimento maiores que 3 horas, os traços fósseis praticamente desapareciam, mas com o inconveniente de que as amostras de mica se tornavam quebradiças e partes consideráveis de suas superfícies se destacavam do resto ao menor manuseio. Como as micas, no decorrer do trabalho, seriam bastante manuscadas (ataques químicos, exposição aos alvos de urânio, etc.), optou-se por diminuir a temperatura e aumentar o tempo de recozimento.

Após o teste de algumas temperaturas, escolhemos a de 550°C . Para tempos maiores que 160 horas notou-se que a densidade superficial dos traços fósseis diminuía sensivelmente, porém as amostras de micas escureciam indesejavelmente, o que dificultaria o trabalho de microscopia.

Neste ponto já se sabia que o recozimento, com a condição de não escurecer as micas e nem torná-las quebradiças, não erradicaria completamente os seus traços fósseis. O tempo escolhido para recozer as micas, foi de 135 horas a 550°C , após o qual elas tinham densidade superficial de $\sim 50 \text{ cm}^{-2}$, fig. 5, pag. 18, e não apresentavam os inconvenientes citados. Então, em termos práticos o recozimento fez a densidade superficial dos traços fósseis de nos sas micas cair de um fator ~ 3 .

II) Os ataques químicos

Fizemos, em seguida, a seleção das melhores amostras de micas recozidas (área $\sim 16 \text{ cm}^2$) e procedemos ao ataque químico

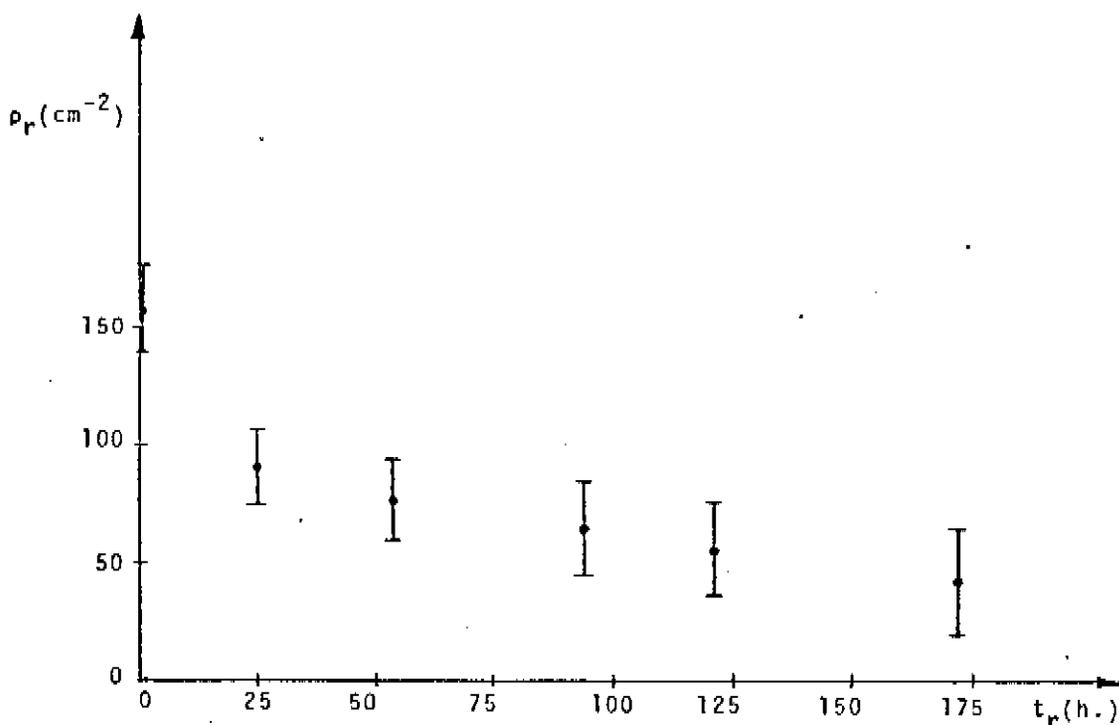


Figura 5: Variação da densidade superficial de traços fósseis com o tempo de recozimento; para um tempo de ataque de 500 min..

durante 400 min.. A escolha deste tempo para o ataque prévio e de 210 min. para o ataque a que foram submetidas as micas após a exposição e/ou irradiação com neutrons, foi feita de modo a fazer com que as imagens dos traços fósseis e novos tivessem dimensões bastantes diferentes. Determinou esta escolha os seguintes resultados experimentais:

1) Uma mica recozida foi irradiada com neutrons lentos, justaposta a uma fonte "infinita" de óxido de urânio, e a densidade superficial de fissões induzidas foi de $3 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}$. Para uma densidade desta ordem, os 50 traços fósseis por cm^2 podiam ser desprezados.

Todos os traços de uma região desta mica que continha ~ 700 traços, foram mapeados. Pudemos então acompanhar, traço por traço, a evolução do número de traços em função do tempo de ataque, fig. 6, pag. 19.

Como a fonte era "infinita", a superfície externa da mica foi bombardeada por fragmentos de fissão com energias variando desde E_{max} até \sim zero. Na fig. 6 vemos que para os primeiros ataques (30, 60 e 90 minutos) há um crescimento aproximadamente li-

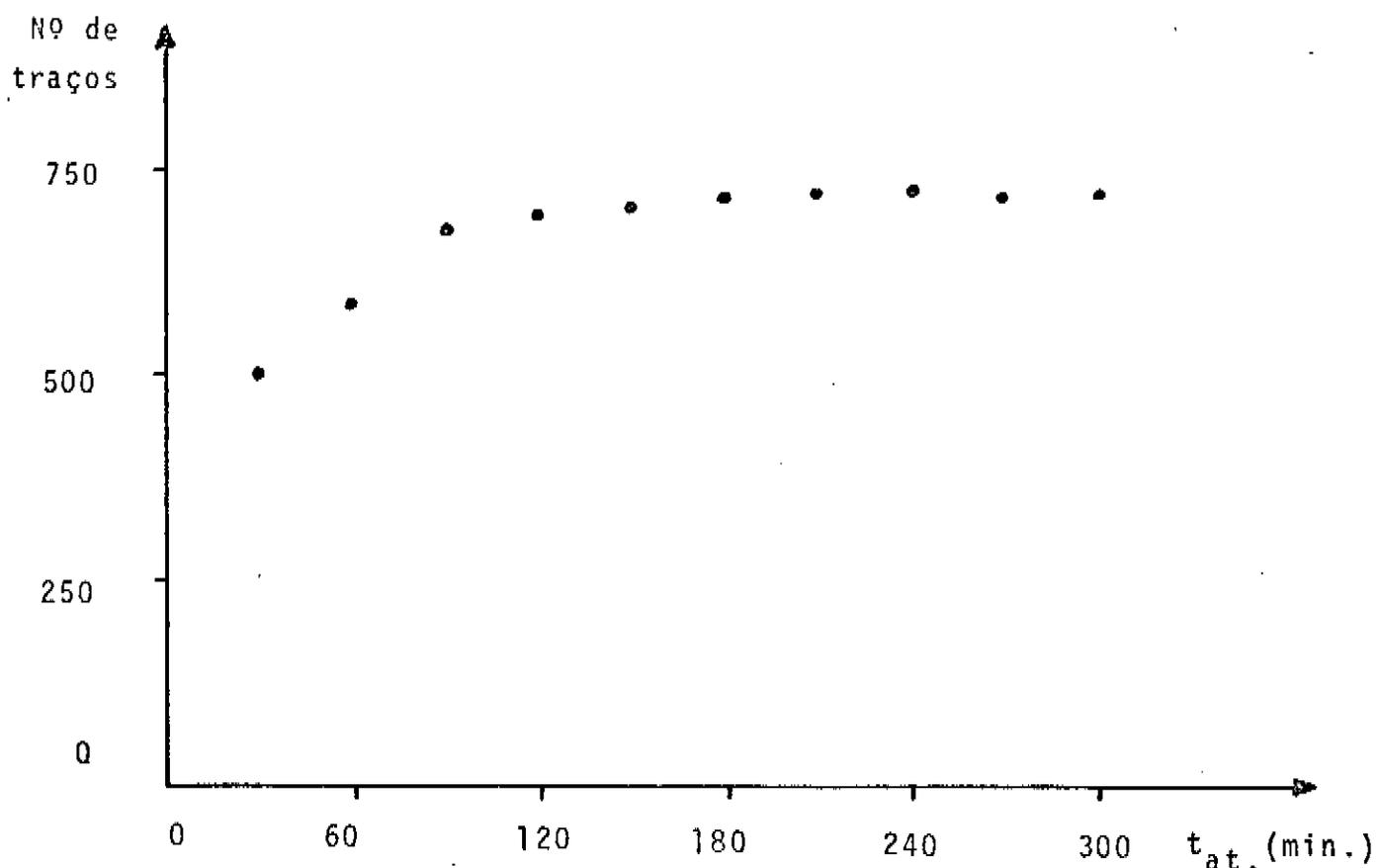


Figura 6: Variação com o tempo de ataque, da densidade superficial de traços fósseis detetados por uma mica irradiada com neutrons lentos, justaposta a um alvo "infinito" de óxido de urânio.

near do número de traços com o tempo de ataque. Nestes primeiros ataques praticamente sã traços novos apareceram. Nos ataques seguintes (120 e 150 min.) onde se deu o início da saturação, o aparecimento de traços novos diminuiu sensivelmente; nestes ataques o desaparecimento de traços foi muito pequeno. A partir de 180 min. começa a haver um equilíbrio entre traços novos e os que desaparecem. Posteriormente há um lento desaparecimento de traços.

Não era muito importante saber qual a eficiência com que as micas detetariam os fragmentos de fissão de fontes "infinitas" de urânio a elas justapostas, porém, era importante que as eficiências de detecção da exposição e da irradiação com neutrons fossem iguais ($\epsilon_E = \epsilon_I$, ver introdução). Então, da fig. 6, escolhemos o tempo de 210 min. (\sim centro do patamar) para atacar as micas que no decorrer do trabalho detetariam traços de fissão, de origem

externa às suas superfícies.

2) Outro motivo para a escolha dos tempos de ataque mencionados é que numa mica irradiada com neutrons, justaposta a u ma fonte infinita de urânio, vê-se que as dimensões dos traços fósseis (dadas pela diagonal maior do losângulo característico dos traços de fissão em micas) atacados $400 + 210 \text{ min.} = 610 \text{ min.}$, de $\sim 16\mu$, são significativamente maiores que as dos traços induzidos pela irradiação e atacados 210 min. , cujas diagonais medem $\sim 6\mu$, ver fotografia à pag. 50.

Foram importantes os cuidados que tivemos, relatados neste capítulo, no sentido de que os traços de fissão produzidos no decorrer deste trabalho pudessem ser observados com o menor "ruído" possível, não só pelos motivos já relatados, como também pelo fato de que a densidade superficial dos traços de fissão espontânea detatada pelas micas durante a exposição ao urânio, sendo de ~ 200 fissões por cm^2 , tornava necessário que quando estas micas fossem observadas ao microscópio após o ataque de 210 min. , que um número bem pequeno (comparado com 200 fissões por cm^2) de traços fósseis reczidos se tornassem visíveis durante este ataque químico; isto porque dificilmente se distinguiriam estes traços dos produzidos durante a exposição. Observou-se, ver pag. 49, que estes cuidados deram resultados satisfatórios.

CAPÍTULO 2

Exposição e IrradiaçõesI) Exposição das micas às fontes "infinitas" de óxido de urânio

As fontes "infinitas" de urânio que usamos na exposição das micas tinham a forma cilíndrica, com diâmetro = 3,30 cm, altura = 4,0 cm e densidade = 7,16 g/cm³.

Usamos fontes com estas dimensões porque:

1) Foram as que conseguimos ter em mãos na época da exposição.

2) cálculos preliminares mostraram que o número de fissões espúrias/cm²: (fissões provenientes de: neutrons rápidos - produzidos no interior do cilindro, neutrons de Raios Cômicos, etc.) detetadas pelas micas durante a exposição era 1,5% do número de fissões espontâneas detetadas pelas micas naquele período.

A exposição das micas às fontes foi de 191,6 dias. As micas foram colocadas justapostas às superfícies planas das fontes, como na figura ao lado.

Durante a exposição, os cilindros foram colocados a distâncias tais que tornassem desprezíveis a influência dos neutrons rápidos produzidos em cada cilindro, nos.

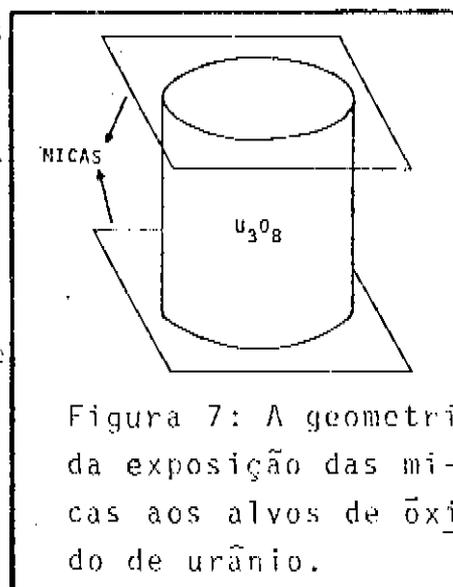


Figura 7: A geometria da exposição das micas aos alvos de óxido de urânio.

II) Irradiações ao reator

As irradiações das micas e emulsões carregadas foram efetuadas no canal nº 8 de neutrons frios do reator do IPEN (SP).

As características do feixe de nêutrons frios, dadas pelo pessoal do reator foram: $\phi_{\max} \sim 2,2 \times 10^5$ nêutrons/cm²seg. (na região central do feixe), $E \lesssim 0,008$ e.V. e $\sigma_f \gtrsim 10^3$ barns.

As irradiações foram efetuadas usando 2 cilindros de U₃O₈, um com 4,0cm de altura e outro com 0,23cm., fig. 3 da introdução, pag. 11.

Devido à alta seção de choque para nêutrons frios do

$$^{235}\text{U} \quad (\sigma_{\text{tot}} \sim \sigma_f \sim 10^3 \text{b}; \quad \sigma(^{235}\text{U})_{\text{tot}} \gg \sigma(^{238}\text{U})_{\text{tot}})$$

os cilindros de U₃O₈, pelas suas dimensões, atuaram como absorvedores de nêutrons frios e também como fonte secundária de nêutrons rápidos originados das fissões induzidas pelo feixe no ²³⁵U. Nestas condições, o fluxo que irradia as amostras justapostas de micas + emulsões, não é o fluxo de saída do canal, e também as relações neutrons frios/rápidos por cm² seg nas bordas de cada cilindro durante as irradiações são diferentes; no entanto, mostraremos a seguir que isto não afeta os nossos resultados.

Suponhamos que um dos pares justapostos de mica + emulsão tenha detectado, além das fissões de ²³⁵U induzidas por nêutrons frios, um certo número de fissões de ²³⁸U induzidas por nêutrons rápidos; a densidade superficial total de fissões induzidas, na emulsão, será:

$$\rho_I' = \left[\left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} C_I + \left\{ \int \phi_E \frac{d\sigma_E}{dE} dE \right\} C_E \right] n_U \quad (6)$$

onde utilizamos a mesma notação da introdução, a menos do índice I que aqui se refere a fissões induzidas no ²³⁸U por nêutrons rápidos.

A densidade superficial total de fissões induzidas, na mica, será:

$$\rho_I = \left[\left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} C_I R_I \epsilon_I + \left\{ \int \phi_E \frac{d\sigma_E}{dE} dE \right\} C_E R_E \epsilon_E \right] N_U$$

Com as aproximações* $R_I \approx R_E$ e $\epsilon_I \approx \epsilon_E$, obtém-se:

$$\rho_I = \left[\left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} C_I + \left\{ \int \phi_E \frac{d\sigma_E}{dE} dE \right\} C_E \right] N_U \epsilon_I R_I \quad (7)$$

A quantidade:

$$A = \left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} C_I + \left\{ \int \phi_E \frac{d\sigma_E}{dE} dE \right\} C_E$$

que é a atividade total induzida pelos nêutrons (frios e rápidos) é comum às equações (6) e (7). Deste modo, como as micas e as emulsões carregadas foram irradiadas simultaneamente e justapostas, quaisquer anomalias (variações de energia dos nêutrons, inhomogeneidade do feixe de nêutrons, etc.) que tenham ocorrido no fluxo de nêutrons frios, durante as irradiações, tem o mesmo "efeito" sobre ambos os detectores de fissão.

* O alcance médio dos fragmentos de fissão do ^{235}U induzida por nêutrons frios e do ^{238}U induzida por nêutrons rápidos, cuja energia média de 2,0 MeV é muito menor que a energia liberada na fissão, devem ser aproximadamente iguais.

As eficiências de detecção, ϵ , serão iguais se as distribuições angulares dos fragmentos emitidos nos 2 tipos de fissão forem iguais: a distribuição angular dos fragmentos de fissão do ^{235}U induzida por nêutrons frios é aproximadamente isotrópica, o que também ocorre com os nêutrons rápidos de fissão emitidos já que suas direções de movimento acompanham fortemente a dos fragmentos de fissão. Como são estes nêutrons que induzem fissão no ^{238}U , a distribuição angular destes fragmentos será também aproximadamente isotrópica, apesar da anisotropia observada neste tipo de fissão (51).

As irradiações que efetuamos foram as seguintes:

Tabela 3

Irradiações						
Irradiação	emulsão 1	mica 1	alvo	mica 2	emuls. 2	tempo irrad.
1º	R6	3Δ	grde	2Y	R1	86'
2º	R6	2B	grde	2Y	R1	102'
3º	R4	10	peq.	2P	R2	156'
4º	R3	2S	grde	2Y	R1	97'
5º	R3	2A	grde	2Y	R1	100'

CAPÍTULO 3

Estudo dos fragmentos de fissão não espontânea detetados pelas micas durante a exposição.

Conforme foi visto no capítulo 2, as micas foram expostas, por justaposição, aos cilindros de U_3O_8 durante 0,525 a.

Devido à grande quantidade de urânio (e oxigênio) contida nos cilindros, fez-se necessário um estudo para se avaliar qual o número de fragmentos de fissão detetados pelas micas que não provieram de fissões espontâneas do ^{238}U ocorridas nas "vizinhanças da mica" e sim de outros processos ocorridos no interior dos cilindros durante a exposição.

Entendemos por "vizinhança de mica" a camada do cilindro acima da mica cuja altura é o alcance médio dos fragmentos de fissão, seja espontânea ou induzida ($R_I \approx R_E \approx R \approx 14\mu$), no cilindro.

Estudaremos:

- I) Fissões induzidas por neutrons rápidos originados de fissões espontâneas ocorridas nos cilindros durante a exposição.
- II) Fissões induzidas por neutrons de raios cômicos.
- III) Fissões induzidas por muons.
- IV) Reações induzidas por partículas alfa emitidas pelo urânio
- V) Outras reações.

I) Fissões induzidas por neutrons rápidos originados de fissões espontânea ocorridas nos alvos durante a exposição.

Para sabermos qual o nº de fissões induzidas por neutrons de fissão espontânea que são detetadas pelas micas temos que cal

cular qual o número e com que espectro de energia os neutrons de fissão espontânea chegam às "vizinhanças da mica". Começaremos por esta última parte:

Suporemos que o espectro de energia dos neutrons de fissão* espontânea seja igual ao dos neutrons da reação $^{235}\text{U}(n,f)$ em energias térmicas⁽⁵²⁾. E para efeitos práticos consideraremos que os neutrons de fissão espontânea são emitidos no intervalo 0,1 - 9,0 MeV. (≈ 99% dos neutrons emitidos). Dã suporte a esta suposição o fato de que diversos outros núcleos com (Z, A) próximos do ^{238}U , ao decaírem por fissão seja espontânea (^{240}Pu , ^{244}Cm , ^{252}Cf) seja induzida por neutrons lentos (^{233}U , ^{235}U , - ^{239}Pu) apresentam espectros de neutrons de fissão bastante semelhantes⁽⁵³⁾.

Tomando os dados das seções choques médias (no intervalo de energia já especificado) para o urânio e o oxigênio, ver apêndice 2, obtivemos que o livre caminho médio dos neutrons é:

$$\lambda_{\text{tot}} = 4,2 \text{ cm.}$$

Como tanto para urânio como para oxigênio, no intervalo de energia considerado, temos $\sigma_{\text{tot}} \approx \sigma_{\text{esp. elast}}$ ^(54,55,56), então pode-se escrever:

$$\lambda_{\text{tot.}} = 4,2 \text{ cm.} \approx \lambda_{\text{esp. elast.}}$$

Como os neutrons de fissões espontâneas ocorridas em todo o cilindro percorrem em média de 2 a 2,5 cm para chegarem às "vizinhanças da mica", vê-se que estes neutrons sofrem poucas in-

* Desprezaremos os neutrons atrasados que representam em média um número ≈ 2% do total dos neutrons de fissão.

terações no interior dos cilindros. Como estas interações são basicamente espalhamento elástico com núcleos que são maus termalizadores de neutrons, podemos então concluir, em primeira aproximação, que os neutrons de fissão espontânea produzidos no cilindro chegam às "vizinhanças da mica" com o mesmo espectro com que são emitidos.

Vamos agora calcular o número de fissões induzidas pelos neutrons de fissão espontânea nas "vizinhanças da mica", durante a exposição.

Consideraremos que o cilindro de U_3O_8 é fonte homogênea e isotrópica de neutrons de fissão espontânea e que produz:

F neutrons/cm³ seg..

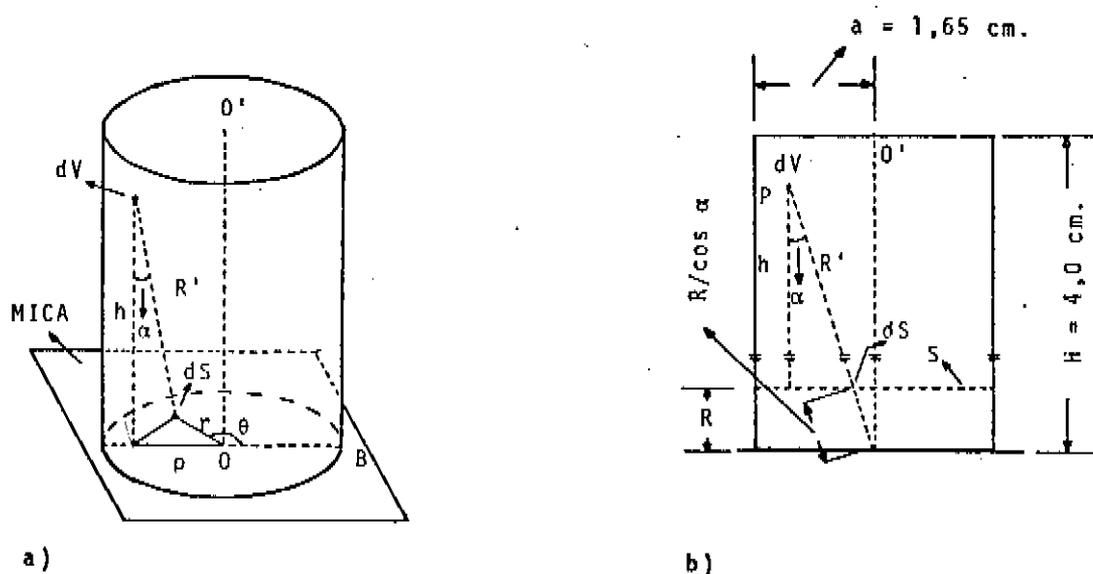


Figura 8: Detalhes geométricos e indicação das variáveis necessárias ao cálculo do número de fissões induzidas pelos neutrons de fissão espontânea nas "vizinhanças da mica".

Observa-se que, como $R \sim 14\mu \ll H$, ver fig. 8b, que podemos dizer que os neutrons produzidos no cilindro e que bombardeiam a mica e a superfície imaginária S que dista R da mica, e é paralela à mesma, são iguais.

Então, o número de neutrons produzidos durante a exposição pelo elemento de volume dV situado à altura h (ver figuras 8a e b) da mica (ou da superfície S) e a uma distância ρ do eix

unidade de ângulo sólido produzido em dV e que chegam ao elemento de área dS da superfície S , que tem coordenadas (r, θ) em relação a OB , é dado por:

$$\Gamma \frac{T_0}{4\pi} \frac{dV}{R'^2} \cos \alpha \exp(-R'/\lambda)$$

onde:

$dS \cos \alpha = dS'$ é a área efetiva vista do ponto P
 $\exp(-R'/\lambda)$ é a atenuação dos neutrons ao atravessar a distância R' ($\lambda = 4,17\text{cm}$)

$T_0 =$ tempo de exposição = 0,525 anos

$F = N_U C_E \lambda_F v = 0,093$ neutrons/cm³ seg (segundo a notação usada, $N_U C_E$ é o nº de átomos de ²³⁸U por cm³ nos cilindros de U₃O₈; v é o nº médio de neutrons emitidos por fissão espontânea do ²³⁸U)

O número de neutrons produzidos no cilindro e que chegam à área toda da mica, é dado por:

$$F T_0 \int_V dV \int_S \frac{dS \cos \alpha}{4\pi R'^2} \exp(-R'/\lambda)$$

O número de fissões induzidas por estes neutrons nas "vizinhanças da mica" é dado por:

$$N_F = F T_0 \int_V dV \int_S \frac{dS \cos \alpha}{4\pi R'^2} \exp(-R'/\lambda) \sum_{\text{fissão}} \frac{R}{\cos \alpha} \quad (8)$$

onde: $\bar{Y}_{\text{fissão}} = N_U C_E \sigma_{\text{fissão}}^*$

$\sigma_{\text{fissão}} = 0,3$ barns (ver apêndice 3) é a seção de choque de fissão média do ^{238}U para os nêutrons de fissão espontânea.

$\frac{R}{\cos \alpha}$ -- distância que os nêutrons percorrem nas "vizinhanças da mica", ver fig. b.

O cálculo desta integral está feito no apêndice 4.

Obtivemos:

$$N_F = 69 \quad (\text{colocando-se } R = 14\mu)$$

E o número de fragmentos detetados pela mica é dado por:

$$N'_F = N_F \epsilon$$

onde:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{int}} \times \epsilon_{\text{geom.}}$$

A eficiência geométrica dos alvos de U_3O_8 , $\epsilon_{\text{geom.}}$, é a fração dos fragmentos de fissões ocorridas nas "vizinhanças da mica" que consegue deixar o alvo; e eficiência intrínseca da mica, ϵ_{int} , é a fração dos fragmentos que conseguem penetrar na mica - que é detetada.

Tanto ϵ_{geom} como ϵ_{int} dependem da distribuição angu-

* Desprezamos as fissões induzidas pelos nêutrons de fissão espontânea no ^{235}U por representar $\sim 3\%$ das fissões induzidas no ^{238}U .

onde: $\bar{\Sigma}_{\text{fissão}} = N_U C_E \sigma_{\text{fissão}}^*$

$\sigma_{\text{fissão}} = 0,3$ barns (ver apêndice 3) é a seção de choque de fissão média do ^{238}U para os nêutrons de fissão espontânea.

$\frac{R}{\cos \alpha}$ = distância que os nêutrons percorrem nas "vizinhanças da mica", ver fig. b.

O cálculo desta integral está feito no apêndice 4.

Obtivemos:

$$N_F = 69 \quad (\text{colocando-se } R \approx 14\mu)$$

E o número de fragmentos detetados pela mica é dado - por:

$$N_F' = N_F \epsilon$$

onde:

$$\epsilon = \epsilon_{\text{int}} \times \epsilon_{\text{geom.}}$$

A eficiência geométrica dos alvos de U_3O_8 , $\epsilon_{\text{geom.}}$, é a fração dos fragmentos de fissões ocorridas nas "vizinhanças da mica" que consegue deixar o alvo; e eficiência intrínseca da mica, ϵ_{int} , é a fração dos fragmentos que conseguem penetrar na mica - que é detetada.

Tanto ϵ_{geom} como ϵ_{int} dependem da distribuição angu-

* Desprezamos as fissões induzidas pelos nêutrons de fissão espontânea no ^{235}U por representar $\sim 3\%$ das fissões induzidas no ^{238}U .

lar dos fragmentos de fissão: Bigazzi⁽⁵⁷⁾ mostrou que $\epsilon_{geom} = \frac{1}{4}$ se a distribuição angular é isotrópica, e Zago⁽⁵⁸⁾ observou que ϵ_{int} depende do ângulo de penetração do fragmento na mica.

Simmons⁽⁵¹⁾ observou que os fragmentos de fissão do ^{238}U induzida por nêutrons rápidos, tem distribuição angular anisotrópica.

Para calcularmos a ϵ_{geom} do alvo relativa as fissões do ^{238}U induzidas por nêutrons de fissão espontânea através dos resultados de Simmons, tabela abaixo, suporemos que estes nêutrons chegam às "vizinhanças da mica" perpendicularmente ao seu plano, ver fig. 9, pag. 31.

Tabela 4

	67,5°/90°	45°/90°	22,5°/90°	10°/90°	0°/90°
Valor médio de N_β / N_1^* para ^{238}U bombardeado por nêutrons de fissão espontânea.	1,00	1,11	1,21	1,29	1,32

Verifica-se que os valores médios de N_β / N_1 são bem descritos (dentro de ~ 4%) por uma soma de polinômios do tipo de Legendre do tipo $\sum C_{2N} P_{2N}(\cos \beta)$ com $N = 0,1$. Então a distribuição angular dos fragmentos de fissão pode ser descrita por:

$$\omega(\beta) d\Omega_\beta \sim \left(1 + \frac{0,229}{2} (3 \cos^2 \beta - 1)\right) d\Omega_\beta$$

onde:

β = ângulo que o fragmento faz com a direção de incidência dos nêutrons (ver fig. 9, pag. 31).

O número de fragmentos por cm^2 e por unidade de ângu-

* N_β e N_1 são as medidas dos fragmentos de fissão que fazem ângulos β e 90° com o feixe incidente de nêutrons.

lo sólido que formam com a direção de incidência dos nêutrons ângulo compreendido entre $\beta - \beta + d\beta$ e provem da altura compreendida entre $h - h + dh$, \bar{e} dado por:

$$dN = \frac{\eta}{4\pi} \omega(\beta) d\Omega_{\beta} dh$$

onde η = número de fissões induzidas/cm³ nas "vizinhanças da mica"

Como fragmentos de fissão emitidos sob ângulo β somente conseguem deixar o alvo se a fissão ocorreu até a uma altura máxima da mica igual a $R \cos \beta$, da figura ao lado, então o número de fragmentos que consegue deixar o alvo \bar{e} dado por:

$$N = \frac{\eta}{2} \int_0^{\pi/2} \int_0^{R \cos \beta} \omega(\beta) \sin \beta d\beta dh$$

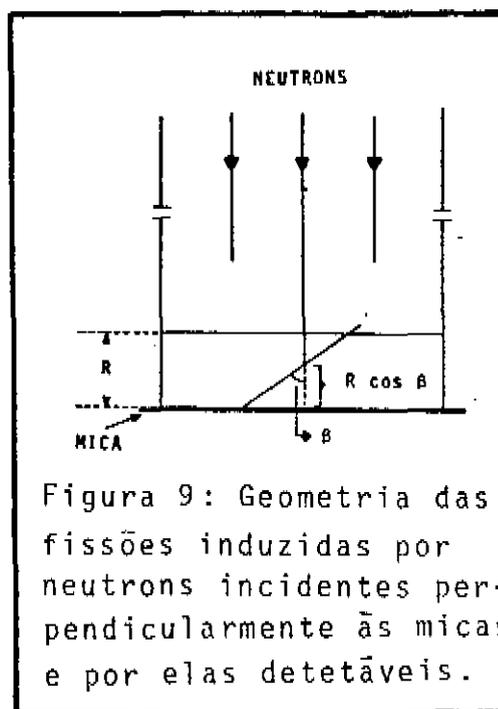


Figura 9: Geometria das fissões induzidas por nêutrons incidentes perpendicularmente às micas e por elas detetáveis.

A $\epsilon_{geométrica}$ do alvo ou a fração dos fragmentos de fissão ocorridos nas "vizinhanças da mica" que consegue deixar o alvo \bar{e} dado por:

$$\epsilon_{geom} = \frac{N}{n R} = \frac{1}{2} \int_0^{\pi/2} \left(1 + \frac{0,229}{2} (3 \cos^2 \beta - 1)\right) \sin \beta \cos \beta d\beta$$

Resolvendo, obtêm-se:

$$\epsilon_{geom} = 0,27 = \frac{1}{4} + 0,02$$

Considerando no entanto que o nêutrons de fissão espontânea produzidos nos alvos não chegam às "vizinhanças da mica"

perpendicularmente a mesma, mas sob diversos ângulos cujo valor do cosseno médio é 0,56, ver apêndice 4, pag. 70, então a $\epsilon_{\text{geom.}}$, na realidade, se aproxima mais de $\frac{1}{4}$ do que indica o nosso resultado acima.

Então, pode-se considerar que a distribuição angular dos fragmentos de fissão induzida por neutrons de fissão espontânea, nas "vizinhanças da mica", é aproximadamente isotrópica. Consideraremos que:

$$\epsilon_{\text{geom.}} = \frac{1}{4}$$

Deste modo se obtém:

$$\begin{aligned} N_F^i &= N_F \times \frac{1}{4} \times \epsilon_{\text{int.}} \\ &= 17 \times \epsilon_{\text{int.}} \end{aligned}$$

II) Fissões induzidas por nêutrons de Raios Cômicos

Utilizando-se os resultados de medidas do fluxo de nêutrons de raios cômicos feitas em condições semelhantes à da nossa exposição* (próxima ao solo), mostraremos adiante que o número de fragmentos de fissão detetados pela mica, provenientes de fissões induzidas por nêutrons cômicos, acrescenta $\sim 0,5\%$ ao número de fragmentos de fissão espontânea.

A intensidade dos nêutrons de raios cômicos varia com a latitude e, mesmo ao nível do mar, apresenta variações que estão relacionadas com a atividade das manchas solares. Para se utilizar os resultados de Yamashita⁽⁵⁹⁾ para estimar o fluxo de nêutrons que bombardeou as micas (e alvos) durante a nossa exposição, convém se analisar a influência destas variações sobre a intensidade dos nêutrons:

A) Influência da latitude

Considerando-se que o efeito da latitude na intensidade dos nêutrons é aproximadamente semelhante nos 2 hemisférios** podemos utilizar os resultados de Soberman⁽⁶¹⁾ que extrapolados para o nível do mar mostram que a intensidade dos nêutrons é independente da latitude.

* A exposição das micas foi feita em Campinas (949g/cm^2 , $\sim 20^\circ$ S de latitude geomagnética) de julho de 1973 a janeiro de 1974. Os dados que irão ser utilizados aqui foram obtidos por Yamashita e colabor.⁽⁵⁹⁾ e foram medidos na Califórnia, IUA (a 700g/cm^2 e ao nível do mar, 44°N), durante o 2º semestre de 1964.

** É basicamente a rigidez geomagnética de corte que atua sobre partículas carregadas (principalmente prótons) que bombardeiam a atmosfera que determina o efeito da latitude sobre a intensidade dos nêutrons. E a rigidez de corte, segundo Dorman⁽⁶⁰⁾, é aproximadamente semelhante aos 2 hemisférios.

B) Influência da atividade das manchas solares

1) Variação periódica

A atividade das manchas solares varia segundo um período de aproximadamente 11 anos; sendo os anos de mínima atividade solar registrados: 1913, 1923, 1933, 1944, 1954, 1965 e 1975.

Medidas de intensidade de nêutrons de raios cômicos tem mostrado que há uma relação inversa entre atividade solar e a intensidade de raios cômicos⁽⁶²⁾. Sendo os períodos de mínima atividade solar períodos de máxima intensidade de nêutrons cômicos.

Medidas efetuadas em períodos de máxima e de mínima intensidade de nêutrons de raios cômicos indicam variações de até $\sim 20\%$ na razão das contagens.

2) Variações repentinas

Tem sido observado variações repentinas da razão de contagens, cuja recuperação ao nível normal leva desde horas a tê dias, e que estão associadas à ocorrência de clarões solares.

Estas variações são decrêscimos de Forbush, que estão relacionados com a ocorrência de clarões solares de pequena intensidade e ocasionam a diminuição da intensidade dos nêutrons de alguns % e ocasionalmente até de 20%, e acrêscimos associados à ocorrência de clarões solares bastante intensos que ocasionam umentos na intensidade dos nêutrons, em raras ocasiões de até $> 100\%$ ⁽⁶³⁾

Entretanto, segundo Dorman⁽⁶⁴⁾, a influência dos clarões solares sobre a intensidade média dos nêutrons de raios cômicos, medida em diversas estações de nêutrons espalhadas pela terra, é bastante pequena ($\sim 0,5\%$).

Do que foi exposto, pode-se então concluir que o fluxo de nêutrons obtido por Yamashita constitui uma boa estimativa em relação ao que ocorreu em nossa exposição, isto porque suas medidas foram feitas num período de máxima intensidade de nêutrons

de raios c3smicos enquanto que nossa exposi33o se deu pr33xima ao m33ximo de 1975.

Na tabela abaixo colocamos: os resultados das medi- das do fluxo de n33utrons pr33ximo ao solo obtidos por Yamashita, a corre33o de seus resultados para a press33o barom33trica de Campi- nas* (940g/cm²) e as se33oes de choque m33dias de fiss33o do ²³⁸U e do ²³⁵U induzida pelos n33utrons de RC que calculamos consideran- do a distribui33o de energia utilizada por Yamashita.

Tabela 5

Fluxo de neutrons obtido por Yamashita e col., ao n33vel do mar, 44 ^o N.		Fluxo de neutrons corrigido para 940 g/cm ² .		
Energia (e.v.)	$\phi(n/cm^2\text{seg}) \times 10^{-3}$	$\phi(n/cm^2\text{seg}) \times 10^{-3}$	$\sigma_F^{235}\text{U}(\text{barns})$	$\sigma_F^{238}\text{U}(\text{barns})$
t33rmica ou <.4	1,2	2,2	420 \pm 10	-
0,4 - 10 ⁵	2,99	5,6	50 \pm 20	-
10 ⁵ - 10 ⁶	1,5	2,8	1,5 \pm 0,15	-
10 ⁶ - 10 ⁷	1,8	3,3	1,5 \pm 0,15	0,5 \pm 0,05

Os erros dos fluxos de n33utrons da tabelacima esti- mados por Yamashita atrav33s de incerteza na distribui33o de ener- gia s33o: \sim 50% para o fluxo de n33utrons t33rmicos e \sim 10% para os fluxos de n33utrons "r33pidos" (E > 0,4eV.)

O resultado do fluxo de n33utrons t33rmicos em Campinas 33 concordante com o resultado de Hendrick⁽⁶⁵⁾ que no per33odo 1964- 65 estudou o efeito da proximidade da descontinuidade solo-ar so- bre o fluxo de n33utrons de Raios C33smicos, em Columbia (Carolina do Sul, EUA, 45^oN, . g/cm²). Ele obteve para o fluxo de n33u- trons lentos pr33ximo ao solo $\sim 3 \times 10^{-3}$ n/cm² seg.

Calcularemos agora qual o n33mero de fiss33oes induzi-

* Considerou-se que a varia33o do fluxo de neutrons com a press33o 33 descrita por: $N(p) = N(p_0) \exp(-\Delta p/L)$; onde $L = 145$ g/cm².

das por nêutrons de raios cômicos nas vizinhanças da mica e dete-
tadas pela mesma durante a exposição.

A) Neutrons lentos

$$N_F = \phi_{\text{term}} \sigma_f N_U C_I \frac{R}{\cos \alpha} \times \epsilon \times T_0 \times \text{Área da Mica}$$

onde:

ϕ_{term} e σ_f foram retirados da tabela

$N_U C_I = 1,11 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, é o número de átomos de

^{235}U no alvo de U_3O_8

$$\frac{1}{\cos \alpha} = \frac{\int \cos \alpha \, d\Omega_\alpha}{\int d\Omega_\alpha} = \frac{1}{2}, \text{ sendo } \phi_{\text{term}} \text{ isotrôpico} \quad (59)$$

$$\text{Área da Mica} = 8,60 \text{ cm}^2$$

Calculando obtêm-se:

$$N_F = (10,2 \pm 5,1) \times \epsilon_{\text{int}} \quad (R \sim 14\mu)$$

O erro que colocamos advem da incerteza de $\sim 50\%$ no
fluxo de nêutrons lentos de raios cômicos.

B) Nêutrons rápidos ($E > 0,4 \text{ eV.}$)

Através de cálculos semelhantes ao item A)*, obtêm-

* A distribuição angular dos nêutrons rápidos de RC próximos ao solo é isotrôpica, consideramos a distribuição angular dos fragmentos de fissão também isotrôpica.

se que o número de fissões induzidas pelos nêutrons rápidos de RC nos átomos de ^{235}U e ^{238}U situados nas vizinhanças da mica e deletadas pela mesma são:

$$N_{F-235} = (3,2 + 1,6) \times \phi_{\text{int}} \quad (R = 14\mu)$$

$$N_{F-238} = (2,6 + 0,4) \times \phi_{\text{int}} \quad (R = 14\mu)$$

Onde os erros que colocamos advêm das incertezas no fluxo de nêutrons e em σ_f da tabela 5 pag. 35.

Somando-se os resultados de A) e B) obtêm-se que o número total de fragmentos de fissão induzida por nêutrons de RC e deletados pela mica é dado por:

$$N_{\text{FRC}} = (16,0 + 7,1) \times \phi_{\text{int}} \quad (\text{com } R = 14\mu)$$

Vamos calcular agora o acréscimo à população de nêutrons rápidos de fissão espontânea do cilindro devido às fissões induzidas pelos nêutrons de RC durante a exposição.

1) Nêutrons lentos

Considerando isotrópico⁽⁵⁹⁾, o fluxo de nêutrons lentos, e que os nêutrons que penetram no cilindro casíncam em média 4cm no seu interior, obtêm-se que o número de nêutrons rápidos originados de fissões induzidas por nêutrons lentos, no interior do cilindro, é dado por:

$$N_{\text{FR}} = \phi_{\text{term}} \times \text{Área do cilindro} \times T_0 \times (1 - \exp(-n_{\text{U}} C_{\text{I}} \sigma_f r)) \times n$$

onde: ϕ_{term} e σ_f foram retirados da tabela 5

$n_{\text{U}} C_{\text{I}}$ = nº de átomos de ^{235}U por cm^3 nos alvos de U_{308}

Área do cilindro = $50,8 \text{ cm}^2$

$r = 4,0 \text{ cm}$

$\eta = 2,44$ - número médio de nêutrons emitidos por fissão do ^{235}U induzida por nêutrons lentos

Calculando, obtêm-se:

$$N_{NR} = 8,9 \times 10^5$$

Como a população de nêutrons rápidos de fissão espontânea do cilindro durante a exposição foi $5,3 \times 10^7$, vê-se - que este resultado representa um acréscimo de $\sim 1,7\%$. Vamos desprezã-lo.

2) Nêutrons rápidos.

Através de cálculos semelhantes, obtêm-se que os acréscimos provenientes de fissões induzidas por nêutrons rápidos de RC nos átomos de ^{235}U e ^{238}U do cilindro são: $0,7\%$ e $0,5\%$ respectivamente, acréscimo estes que serão também desprezados.

III) Fissões induzidas por muons:

O fluxo de μ^- ao nível do mar, dado por Rossi⁽⁶⁶⁾, é:

$$\phi = 20,5 \mu^-/\text{cm}^2 \text{ hora}$$

Durante a exposição o fluxo total foi:

$$\phi_T = 9,4 \times 10^4 \mu^-/\text{cm}^2$$

Aproximando-se o coeficiente de absorção de μ^- do Pb, obtido por Rossi ao nível do mar, pelo do urânio ($\alpha_{\text{Pb}} = 3,3 \times 10^{-6}$

$\text{gcm}^2/\text{g} = \alpha_U$), pode-se calcular o número de muons absorvidos (capturados) pelos átomos de urânio do cilindro.

Supondo-se que a densidade superficial de $28,6\text{g}/\text{cm}^2$ ($h = 4,0\text{cm}$ e $\phi = 7,16\text{g}/\text{cm}^3$) que o cilindro apresenta a um fluxo aproximadamente vertical advém somente do conteúdo de urânio do cilindro, obtêm-se que o número de μ^-/cm^2 capturados é dado por:

$$N_{\mu/\text{cm}^2} = \phi_T (1 - \exp(-\alpha_U \times 28,6\text{g}/\text{cm}^2))$$

$$N_{\mu/\text{cm}^2} = 8,8 \times 10^2$$

O número total de μ^- capturados no cilindro todo é dado por:

$$N_{\mu} = 8,8 \times 10^2 \times \text{Área} = 7,6 \times 10^3$$

Como $\sim 8\%$ dos μ^- capturados pelo urânio induzem fissão⁽⁶⁷⁾, o número de fissões induzidas nos cilindros de U_3O_8 será:

$$N_F = 6,1 \times 10^2, \text{ que é desprezível}$$

IV) Reações induzidas pelas partículas alfa emitidas pelo urânio

A) Reações U + α

i

i) Reação $\text{U}(\alpha, f)$

De acordo com os resultados de Freieslaben⁽⁶⁸⁾ a reação $^{238}\text{U}(\alpha, f)$ começa a ocorrer com $\sigma_{\alpha, f} \sim 10^{-3}$ mb a partir de $E_{\alpha} \sim 15$ Mev. Como a energia das partículas alfa emitidas pelo urânio é $\lesssim 4,9$ Mev a reação acima não contribui para o aumento das fissões detetadas pela mica, mesmo supondo-se que $\sigma_{\alpha, f} \sim 10^{-3}$

mb se mantem até o intervalo $0 < E_{\alpha} < 4,9$ Mev.

Para a reação $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ os resultados de Vandenbosh e colab. (69) indicam $\sigma_{\alpha, f} \sim 1$ mb a partir de $E_{\alpha} \sim 18$ Mev. Supondo-se que $\sigma_{\alpha, f} \sim 1$ mb também se mantem constante até o intervalo $0 < E_{\alpha} < 4,9$ Mev, obtem-se ~ 1 fragmento de fissão detetado pela mica durante a exposição. Porém, como os núcleos de ^{233}U , ^{235}U e ^{238}U apresentam curvas de seção de choque para a reação (α, f) bastante semelhantes, é de se esperar que medidas de $\sigma_{\alpha, f}$ próximas de 15 Mev, para o ^{235}U , resultem em valores significativamente menores, como foi observado por Freiesleben e colab. (68) para o ^{233}U e ^{238}U . Deste modo, a reação $^{235}\text{U}(\alpha, f)$ também não contribui para o aumento das fissões detetadas pela mica.

ii) Outras reações $\text{U} + \alpha$

Verifica-se pelos valores dos Q () das reações que reações do tipo (α, n) , (α, γ) , $(\alpha, 2n)$ etc., estão energeticamente impossibilitadas de ocorrer nos cilindros durante a exposição.

b) Reação $\text{O} + \alpha$

Na tabela abaixo, estão para os isótopos do oxigênio natural, reações possíveis de serem produzidas por partículas alfa:

Tabela 6

Reação	^{16}O		^{17}O		^{18}O	
	Q (MeV)	(MeV) $E_{\text{LIM}}(\text{Lab})$	Q (MeV)	(MeV) $E_{\text{LIM}}(\text{Lab})$	Q (MeV)	(MeV) $E_{\text{LIM}}(\text{Lab})$
(α, γ)	4,73		7,35		9,67	
(α, n)	-12,14	15,2	0,587		-0,699	0,85
$(\alpha, 2n)$	-23,8	30	-16,3	20,1	-7,46	9,1
(α, p)	- 8,11	10,1	- 5,66	7,0	-5,6	6,8
(α, d)	-16,3	20,4	-10,3	12,7	-11,5	14,1
(α, T)	-19,2	24	-14	17,3	-11,8	14,4
(α, n)	-15,7	19,6	- 4,14	5,1	- 8,05	9,8

Como a energia das partículas alfa emitidas pelo urânio é $\approx 4,9$ MeV vê-se da tabela que as únicas reações que podem ocorrer são: (α, n) com O^{17} e O^{18} ; (α, γ) com O^{16} , O^{17} e O^{18} .

Reação $^{18}O(\alpha, n)^{21}Ne$:

De acordo com Bair⁽⁷⁰⁾ esta reação começa a ocorrer - quando $E_\alpha \approx 2,5$ MeV e tem seção de choque média, no intervalo - 2,5 - 5,0 MeV, de aproximadamente 140 mb.

Obtêm-se uma estimativa superior do número de nêutrons produzidos no cilindro pela reação $^{18}O(\alpha, n)$ considerando-se $\sigma_{\alpha, n} \sim 140$ mb em todo o alcance da partícula alfa; disto resulta que o número de nêutrons produzidos no volume do cilindro durante a exposição é dado por:

$$N_n < 1,7 \times 10^6$$

Então os nêutrons rápidos* produzidos pela reação $^{18}O(\alpha, n)$ representam menos que $\sim 3\%$ da população de nêutrons rápidos de fissão espontânea ($5,3 \times 10^7$). Como estes nêutrons são produzidos com energias semelhantes às da grande maioria dos nêutrons de fissão espontânea, deve-se esperar que produzam um acréscimo ao número de fragmentos de fissão detetados pela mica da ordem de $< 3\%$.

Vamos desprezar este acréscimo já que o erro que foi obtido na parte I foi bem superior a 3%.

Reação $^{17}O(\alpha, n)^{20}Ne$

* Quando a energia da partícula alfa incidente varia de 2,5 - 4,5 MeV a energia dos nêutrons emitidos pela reação acima (a O^0 com a alfa incidente) varia entre 1,6 - 3,6 MeV.

A contribuição dos nêutrons desta reação no sentido de aumentar as fissões detetadas pela mica é algumas ordens de grandeza menor que a reação $^{18}\text{O}(\alpha, n)$ pois além da concentração isotópica do ^{17}O ser apenas 0,04% esta reação, de acordo com Bair⁽⁷¹⁾ tem $\sigma_{\alpha, n} \sim 80 \text{ mb}$ no intervalo $2,9 < E_{\alpha} < 4,9 \text{ MeV}$.

Reação $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$:

De acordo com Van der Laun⁽⁷²⁾, no intervalo $1,0 < E_{\alpha} < 1,4 \text{ MeV}$, a reação $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ produz aproximadamente 1 foton a cada $3,3 \times 10^8$ partículas alfa incidentes ($\sim 80/1670 \mu \text{C}$), e de acordo com Pearson⁽⁷³⁾ a mesma reação para $E_{\alpha} \lesssim 5 \text{ MeV}$ produz aproximadamente 1 foton a cada 5×10^8 partículas alfa incidentes.

Supondo-se que há a produção de um foton a cada 4×10^8 partículas alfa emitidas no intervalo $0 < E_{\alpha} < 4,9 \text{ MeV}$ a reação $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)$ leva à produção de $2,1 \times 10^5$ fotons no cilindro durante a exposição.

Se todos os fotons produzidos resultarem em reações de fotofissão, vê-se que o acréscimo à população de nêutrons do cilindro ($\sim 5 \times 10^5$) é insignificante comparado com os $5,3 \times 10^7$ nêutrons de fissão espontânea.

Reações $^{17}\text{O}(\alpha, \gamma)^{21}\text{Ne}$ e $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$:

A contribuição destas reações no sentido de aumentar as fissões detetadas pela mica é bem menor que a da reação $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$, isto por 2 razões:

- 1) Da tabela 6 se vê que enquanto as reações $^{17}\text{O} + \alpha$ e $^{18}\text{O} + \alpha$ tem 2 canais de decaimento energeticamente possíveis ((α, γ) e (α, n)), a reação $^{18}\text{O} + \alpha$ só tem um ((α, γ)). Deve-se

então esperar que as reações (α, γ) no ^{17}O e ^{18}O tenham seções de choque no máximo da mesma ordem de grandeza que a da reação $^{15}\text{O}(\alpha, \gamma)$.

2) O ^{17}O e ^{18}O apresentam concentrações isotrópicas muito menores que ^{16}O .

V) Outras Reações:

a) Reações $U(\gamma, \text{fissão})$ induzidas pelos raios γ de fissões espontâneas ocorridas nos cilindros.

Para obter o espectro de raios γ prontos utilizamos, até 7 MeV, os resultados de Verbinski e col.⁽⁷⁴⁾ ($^{235}\text{U}(n, \text{fissão})$, $^{239}\text{Pu}(n, \text{fissão})$ e $^{252}\text{Cf}(\text{fissão espontânea})$) e de Peele⁽⁷⁵⁾ ($^{235}\text{U}(n_{\text{term}}, \text{fissão})$); acima de 8 MeV, utilizamos resultados de Sobel⁽⁷⁶⁾ ($^{238}\text{U}(\text{fissão espontânea})$).

Considerando as seções de choque médias de foto-fissão para o ^{238}U nos intervalos 5,5 - 7,5 MeV e 7,5 - 12 MeV como $\sim 7\text{mb}$ ^(77,78) e $\sim 40\text{mb}$ ⁽⁷⁹⁾, respectivamente, obtem-se que o número de foto-fissões, ocorridas nos cilindros e nas vizinhanças da mica, é desprezível; o número de reações $^{235}\text{U}(\gamma, \text{fissão})$ é ~ 10 vezes menor, ainda.

b) Outras reações nucleares que ocorreram no cilindro durante a exposição, pelos valores dos Q das reações, são:

Reações (n, γ) com ^{238}U , ^{235}U , ^{16}O , ^{17}O e ^{18}O com $Q \sim 5$ MeV

Reações $(n, \alpha n)$ com ^{235}U e ^{238}U com $Q \sim 4,5$ MeV

Reações $(\gamma, \alpha n)$ com ^{235}U e ^{238}U com $Q \sim 1$ MeV

Como já foi visto, as reações produzidas por partículas alfa praticamente não dão incremento nas fissões detetadas pela mica.

Reações produzidas por nêutrons e raios γ cujas populações são 10^6 vezes menores que a de partículas alfa, seguramente não dão qualquer contribuição no sentido de aumentar as fissões detetadas pela mica durante a exposição (e nem de alterar as populações de nêutrons e de raios γ do cilindro).

CAPÍTULO 4

Observações e Medidas

A) Resultados das medidas dos traços de fissão espontânea pelas micas durante a exposição.

Como já foi visto no capítulo 3 diversas micas foram expostas por justaposição a cilindros de U_3O_8 durante 0,525a..

Após serem atacadas quimicamente (ver cap. 1), seis destas micas tiveram seus traços observados ao microscópio (microscópio Wild aumento 8 x 25). A observação se fez do seguinte modo: Traçou-se arbitrariamente um sistema de eixos ortogonais em cada mica e acoplou-se um micrômetro de precisão ao microscópio de modo que todos os traços observados podiam ser identificados por suas coordenadas para posterior análise da eficiência de observação.

A observação se fez na área delimitada por um círculo de $\phi \approx 3,5\text{cm}$ (ver fig. ao lado) que foi riscado em cada mica antes da exposição para definir a área de observação (evidentemente isto resultou em imprecisão nos traços de fissão emitidos próximos à borda do cilindro, pois os cilindros tinham $\phi = 3,30\text{cm}$ e objetivamente não se sabia qual a posição exata dos mesmos dentro da área delimitada).

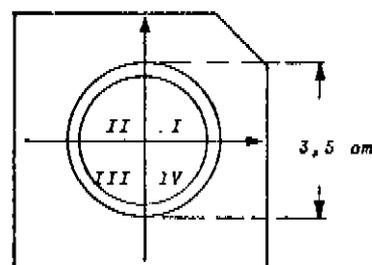


Fig. 10: O círculo de $\phi \approx 3,5\text{cm}$ e o sistema de eixos ortogonais traçados subdividiram a região de observação em 4 quadrantes.

Foi mostrado no capítulo 3 que o crescimento do número de fissões não espontâneas detetadas pelas micas ligado à grande quantidade de urânio nos cilindros era muito pequeno; assim a densidade superficial dos traços de fissão espontânea resulta uniforme, ou seja, independente da posição r ($0 \leq r \leq$ raio do cilindro).

Com os dados à mão, então, fizemos mapas de todos os traços observados em cada mica analisada. Estes mapas foram feitos adotando-se a escala: $322,1\mu^* = 0,5\text{cm}$, que resultou em mapas com diâmetro de $\sim 50\text{ cm}$.

"Acertou-se" o centro de cada mapa (ou cilindro durante a exposição) de modo que o maior número possível de traços observados estivesse na área que equivalia à do cilindro ($A = \pi \times (\frac{3,30\text{cm}}{4})^2$). Em seguida dividiu-se no mapa a distância equivalente ao raio do cilindro em seis partes de modo a gerar 6 áreas iguais a partir do centro; observou-se, ver tabela nº 7, que a densidade superficial de traços fósseis é independente da distância r a partir do centro.

Obtém-se da tabela abaixo que o número total de traços de fissão observados nas 6 micas é: 12464.

Tabela 7

Nº DE TRAÇOS MICAS	A1 *	A2	A3	A4	A5	A6	TOTAIS
1 C	317	354	383	355	356	329	2094
1 B	359	338	357	342	320	315	2031
1 V	376	349	355	358	325	358,5	2121,5
1 W	339	345	375	329	331	323,5	2042,5
1 D	364	345	391	349	414	358,5	2221,5
1 A	319	320,5	312	374	315	313	1953,5
TOTAIS	2074	2051,5	2173	2107	2061	1997,5	12464

* A1, A2, ... A6 SÃO ÁREAS IGUAIS E CONCENTRICAS, ORDENADAS A PARTIR DO CENTRO DO CILINDRO.

A densidade superficial média de traços de fissão obtidos através das 6 micas analisadas é então dada por:

$$\rho_F(\text{cm}^{-2}) = (242,0 \pm 2,2)$$

A eficiência da observação

Para se averiguar a eficiência do observador A* que analisou estas micas, um observador B mapeou ao acaso parte das \bar{a} reas de diversos quadrantes das 6 micas analisadas, observando $\sim 1/8$ da área analisada pelo primeiro observador (que foi $\approx 50\text{cm}^2$).

Como resultado destas medidas obteve-se que o número de traços obtido pelo observador A tinha que ser corrigido por um fator:

$$\frac{N_0}{N_A} = \frac{N_B}{N_{AB}} = 1,073 \pm 0,020$$

onde: N_0 = número de traços verdadeiro

N_A = número de traços observado por A

N_B = número de traços observado por B

N_{AB} = número de traços observados por A e B

O erro colocado fez com que 2/3 das medidas efetuadas caíssem dentro do intervalo por ele delimitado.

Então, a densidade superficial média de traços de fissão é dada por:

$$\rho_F(\text{cm}^{-2}) = (242,0 \pm 2,2) \times (1,073 \pm 0,020) = (259,7 \pm 7,2)$$

Vimos no capítulo 3 que as micas detetaram durante a exposição 17 ϵ_{int} fragmentos de fissões originadas de nêutrons rápidos de fissão espontânea ocorridas no cilindro e $(16,0 \pm 7,1)$ ϵ_{int} originadas de nêutrons de RC; resultando:

$$(33 \pm 7) \epsilon_{int} \text{ fragmentos de fissões espúrias}$$

detetados, onde tomamos \bar{s}_0 para efeito de calculo:

$$(R = 14\mu) \text{ e } \lambda_F = 8,5 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$$

O número de fissões espontâneas detetadas pela mica é dado por (ver introdução):

$$N_{FE} = \lambda_F N_U C_E R \epsilon T_0 \text{ Área da mica}$$

colocando-se: $\epsilon = \frac{\epsilon_{int}}{4}$, $\epsilon_{geom} = \frac{1}{4}$ (ver pag. 30)

e novamente apenas para efeito de cálculo:

$$R \approx 14\mu \text{ e } \lambda_F = 8,5 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$$

obtêm-se:

$$N_{FE} = 2051 \epsilon_{int}$$

Então observa-se que as fissões detetadas pela mica e não originadas de fissões espontâneas ocorridas nas vizinhanças da mica representam:

$$\frac{33 \pm 7}{2051} = (1,6 \pm 0,3)\% \text{ das fissões observadas}$$

E isto leva a que a densidade superficial média de

traços de fissão espontânea seja dada por:

$$\begin{aligned} \rho_E(\text{cm}^{-2}) &= (259,7 \pm 7,2) - (259,7 \pm 7,2) (0,016 \pm 0,003) \\ &= (259,7 \pm 7,2) - (4,2 \pm 0,9) = (255,5 \pm 8,1) \end{aligned}$$

Finalmente uma correção última tem que ser feita em N_{FE}/cm^2 : a observação das micas fora da região de exposição mostrou o aparecimento de $(1,6 \pm 0,4)$ traços fósseis novos que apareceram durante o segundo ataque químico, traços estes que na região de exposição das micas foram contados como traços de fissão espontânea. Então a densidade superficial média de fissão espontânea é dada por:

$$\rho_E(\text{cm}^{-2}) = (253,9 \pm 8,5)$$

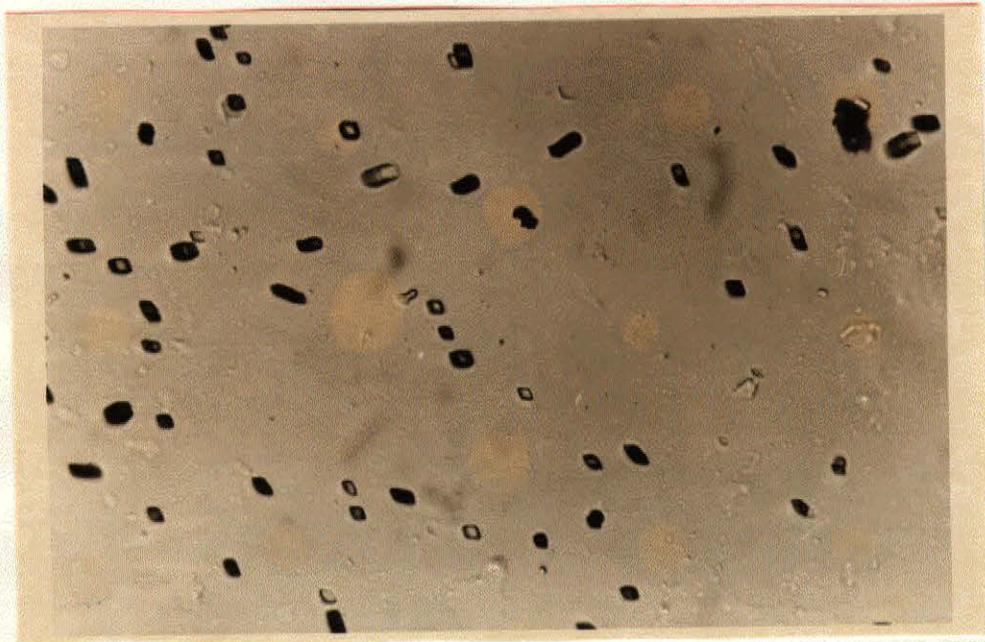
B) Resultados das medidas dos traços de fissão induzida nas micas e nas emulsões durante as irradiações com nêutrons frios.

i) as micas: As micas irradiadas justapostas a alvos de U_3O_8 (ver cap. 2) após serem atacadas convenientemente (ver cap. 1) foram observadas através da projeção em tela dos negativos de fotografias tiradas com uma máquina ASAHI PENTAX acoplada ao microscópio Wild com aumento 8 x 40. Nestas condições as fotos tinham dimensões: $193,9\mu \times 276,9\mu$ o que resultou numa área de cada foto de: $(5,37 \pm 0,06) \times 10^{-4} \text{cm}^2$.

Comparando as fotografias com os campos correspondentes observados ao microscópio verificamos que não há perda de contagem, de modo que o método fotográfico é confiável para esses fins.

A análise dos traços através de fotografias se fez necessária a fim de permitir a contagem simultânea e rápida de todos os traços por 2 observadores. Como o número de traços/campo era

muito grande (~ 40), ver foto abaixo, a contagem por coincidência teria de ser feita desenhando-se os traços em cada campo o que seria um trabalho extremamente penoso e demorado.



As regiões das micas que continham os traços induzidos foram observadas de modo semelhante ao descrito na figura do item anterior e em cada mica se observou um número mínimo de 73 fotos tiradas de modo a não privilegiar nenhuma área da região irradiada, evitando-se contudo as regiões próximas à borda do cilindro de U_3O_8 .

Na tabela 8 onde estão os resultados das observações dos traços de fissão induzida nas micas, o número de traços observados foi obtido da análise por coincidência de todas as fotos - por 2 observadores através de $N_0 = N_A N_B / N_{AB}$, ver pag. 47.

Tabela 8

MICAS	3 A	2 B	2 A	2 S	1 O	2 Y
Nº DE TRAÇOS OBSERVADOS	1524	2089,5	2781,5	2293,5	4016,5	1125,5
$\rho_I (\times 10^4 \text{ cm}^{-2}) =$ = DENSIDADE SUPERFICIAL MÈDIA DE TRAÇOS.	$4,09 \pm 0,10$	$5,40 \pm 0,13$	$5,86 \pm 0,11$	$6,01 \pm 0,13$	$10,50 \pm 0,17$	$2,90 \pm 0,09$

ii) as emulsões: As emulsões irradiadas com nêutrons lentos, justapostas às micas (ver cap. 2), após serem reveladas convenientemente (ver ref. 49) foram observadas ao microscópio (Wild, aumento 8 x 40) de modo semelhante às micas. Após a revelação foi feito um sistema de eixos em cada emulsão, ver figura ao lado, e delimitou-se uma área poligonal de observação aproximadamente de igual dimensão à área do cilindro alvo e nesta região de observação foram contados traços de fissão de modo a não privilegiar nenhuma região da emulsão: os traços de fissão foram contados por "linhas" (varreduras que começavam em $x = 0$ e se estendiam até o fim da região de observação) igualmente espaçadas em toda a região de observação.

A direção do sistema de eixos traçados na emulsão não tem nenhuma relação com o traçado na mica a eles justaposta durante as irradiações; daí a importância de não se privilegiar nenhuma região de observação tanto das micas como das emulsões.

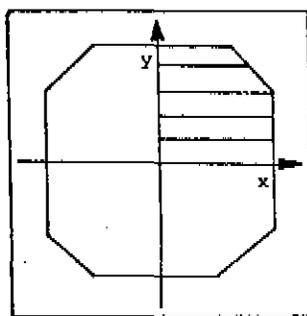


Figura 11: O sistema de eixos dentro da área de observação das emulsões facilitou a contagem dos traços por linhas igualmente espaçadas.

Na tabela 9 onde estão os resultados das medidas dos traços de fissão induzidas nas emulsões*, o número de traços observados foi obtido da análise por coincidência de toda a área

Tabela 9

Emulsão	R1	R3	R4	R6
Nº de traços observados	728	3275	2643	3245,5
ρ' (cm ⁻²) = densidade superficial média de traços	623 ± 23	3248 ± 57	2653 ± 52	2420 ± 41

* Como a emulsão R2 apresentou problemas de revelação, ela e seu par, a mica 2P, ver tabela 3, pag. 24, não foram analisadas.

observada por 2 observadores, através de $N_0 = N_A N_B / N_{AB}$.

Resultado da medida de λ_F

Utilizando o valor de ρ_F obtido e o do carregamento da emulsão nuclear, $(2,606 \pm 0,025) \times 10^{19}$ átomos de urânio por cm^3 (ver nossa tese de mestrado, referência 49), podemos, a partir da equação (5), escrever λ_F da forma:

$$\lambda_F = (187,0 \pm 8,1) \times 10^{-19} \frac{\rho_I}{\rho_I \times h} \text{ ano}^{-1}$$

Cada par de emulsão e mica irradiadas justapostas, ver tabela 3, fornece uma medida de λ_F . Obtivemos 4 pares:

Emulsão R6 e micas 3Δ + 2B

Emulsão R3 e micas 2S + 3A

Emulsão R4 e micas 10

Emulsão R1 e micas 1Y

Utilizando-se as densidades superficiais de traços de fissão contidas nas tabelas 8 e 9, e os resultados das medidas de espessura das emulsões R6, R3, R4 e R1*, obteve-se para cada par de emulsão e mica os valores de λ_F :

$$\text{R6 e 3}\Delta + 2\text{B: } \lambda_F = (8,80 \pm 0,81) 10^{-17} \text{ a}^{-1}$$

$$\text{R3 e 2S + 2A: } \lambda_F = (8,82 \pm 0,80) 10^{-17} \text{ a}^{-1}$$

$$\text{R4 e 10: } \lambda_F = (8,49 \pm 0,79) 10^{-17} \text{ a}^{-1}$$

$$\text{R1 e 2Y: } \lambda_F = (8,18 \pm 1,07) 10^{-17} \text{ a}^{-1}$$

* $h_{R1} = (49,1 \pm 1,0)\mu$

$h_{R3} = (58,0 \pm 0,9)\mu$

$h_{R1} = (55,6 \pm 0,8)\mu$

$h_{R6} = (54,2 \pm 0,8)\mu$

E que resulta no valor final:

$$\lambda_F = (8,6 \pm 0,4) 10^{-17} \text{ a}^{-1}$$

Comentários finais

i) Nosso resultado é o primeiro valor de λ_F obtido através do método do sanduíche mica-urânio com geometria 2π , que deu um valor de λ_F em torno de $8,5 \times 10^{-17} \text{ a}^{-1}$, concordante com outros resultados de medidas de λ_F efetuadas através de diversas técnicas experimentais, diferentes da que empregamos, ver fig. 2 ou tabela 1 (câmara de ionização, câmara de bolha rotativa, vidro datado, método químico). Acreditamos que isto possa estar relacionado com a medida do fluxo de neutrons através de emulsões nucleares carregadas com urânio, método empregado pela primeira vez neste trabalho.

ii) Os cuidados que tomamos no que diz respeito às medidas efetuadas no decorrer do nosso trabalho foram únicos dentre as medidas de λ_F efetuadas com técnicas semelhantes à nossa: a) a calibração de nosso "dosímetro de neutrons" - medida do carregamento - foi efetuada através de 2 métodos independentes e b) a observação dos traços de fissão produzidos no decorrer do trabalho foi feita, sempre, através do método das coincidências, cuidado este que aumentou o desvio de nossa medida em quase 50%, eliminando-se, porém, erros sistemáticos de observação.

APÊNDICE I

A datação de minerais através do método do traço de fissão

O trabalho precursor do campo dos detetores sólidos de partículas pesadas foi o de Silk e Barnes⁽⁸⁰⁾, onde mostraram que os danos de radiação causados por fragmentos de fissão de urânio em micas podiam ser diretamente observados ao microscópio eletrônico.

Posteriormente, Price e Walker⁽⁸¹⁾ e ⁽⁸²⁾ verificaram que os danos de fragmentos de fissão causados em diversos minerais transparentes, do tipo silicatos, como mica muscovita, mica biótica, mica flogopita, talco, jefersita, etc., podiam ser observados ao microscópio óptico após um ataque químico conveniente. E mostraram ⁽⁸³⁾ e ⁽⁸³⁾ também que a existência de traços de fissão fóssil naqueles minerais, abria o caminho para um novo método de datação:

Em diversos minerais transparentes que contêm impurezas de urânio uniformemente distribuídas em seu volume (10^{-7} - 10^{-10} p.p.m.), os danos de radiações produzidas por fissão espontânea do ^{238}U desde a formação destes minerais, podem ser observados ao microscópio óptico depois de um ataque químico conveniente.

Se o mineral a ser datado não sofreu, desde a sua formação, nenhum recozimento que acelerou substancialmente a restauração cristalina das regiões danificadas pelas fissões até então produzidas, então a densidade superficial dos traços de fissão fósseis, ρ_F , desenvolvidos após um primeiro ataque químico -

conveniente*, está relacionada com a idade do mineral através de:

$$\rho_F = \left(\frac{e^{\lambda T} - 1}{\lambda} \right) \lambda_F N_{238} R_F \epsilon_F \quad (9)$$

onde:

λ = constante de decaimento do $^{238}\text{U} = 1,54 \times 10^{-10} \text{a}^{-1}$

λ_F = constante de desintegração do ^{238}U por fissão espontânea

N_{238} = número de átomos de $^{238}\text{U}/\text{cm}^3$ no mineral

R_F = alcance médio dos fragmentos de fissão fósseis no mineral

ϵ_F = eficiência do mineral como detetor dos fragmentos de fissões fósseis

T = idade do mineral

Expondo o mineral a um fluxo ϕ de neutrons térmicos, a densidade superficial de traços de ^{235}U induzida pelos neutrons, ρ_I , desenvolvidos após um segundo ataque químico, será:

$$\rho_I = \left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\} N_{235} R_I \epsilon_I \quad (10)$$

onde:

$\sigma = \sigma(E)$ = seção de choque de fissão do ^{235}U por neu-

* Para garantir a reprodutibilidade do método, é necessário um ataque químico de "saturação" (onde a densidade superficial de traços se forma independente das condições de ataque fig. 4) na superfície do mineral a ser datado.

Nestas condições a densidade superficial de traços observada conterá todas as fissões ocorridas no volume $1(\text{cm}) \times 1(\text{cm}) \times \text{al-}$
 $\text{cance}(\text{cm})$, cujos danos se estenderam até a superfície do mineral.

trons lentos

N_{235} = número de átomos de $^{235}\text{U}/\text{cm}^3$

R_I = alcance médio dos fragmentos de fissão induzidos por neutrons lentos

ϵ_I = eficiência do mineral como detetor de fragmento de fissão do ^{235}U

Supondo $\epsilon_F = \epsilon_I$ (Ver introdução), a idade do mineral obtida de (9) e (10) será:

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln \left\{ 1 + \frac{\lambda}{\lambda_F} \frac{\left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\}}{\chi} \frac{\rho_F}{\rho_I} \frac{R_I}{R_F} \right\} \quad (11)$$

onde:

$$\chi = N_{238}/N_{235} = 137,7$$

Para idades menores que 10^9 anos pode-se aproximar a equação (9) por:

$$\rho_F = T \lambda_F N_{238} R_F \epsilon_F \quad (12)$$

E a idade do mineral obtida de (11) e (12) será:

$$T = \frac{1}{\lambda} \frac{\rho_F}{\rho_I} \frac{\int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE}{\chi} \frac{R_I}{R_F} \quad (13)$$

Se for feita a aproximação $R_F \approx R_I$, as equações (11) e (13) ficam, respectivamente:

$$T = \frac{1}{\lambda} \ln \left\{ 1 + \frac{\lambda}{\lambda_F} \frac{\rho_F}{\rho_I} \frac{\left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\}}{\chi} \right\} \quad (13')$$

$$T = \frac{1}{\lambda_F} \frac{\rho_F}{\rho_I} \frac{\left\{ \int \phi \frac{d\sigma}{dE} dE \right\}}{\chi} \quad (14)$$

APÊNDICE 2

Cálculo das seções de choque totais médias dos neutrons de fis são espontânea do ^{238}U (com espectro de energia suposto igual ao dos neutrons da reação ^{235}U (n,f), em energias térmicas, no intervalo 0,1 - 9,0 MeV) ao oxigênio e urânio.

Nas tabelas que seguem:

1) $N(E)$ é a curva empirica de Watt, e os f_i foram retirados da tabela 7 do National Bureau of Standards - Handbook 63, USA.

Os dados de seção de choque foram obtidos de: D. J. Hughes e R.B. Schwartz, Neutron Cross Sections, BNL-325, 29 ed. (1958).

URÂNIO

i	$E_i - E_{i+1}$ (Mev)	$f_i = \frac{\int_{E_i}^{E_i H} N(E) dE}{\int_0^{9.0} N(E) dE}$	$\sigma_t =$ sec. choque tot. média (barns)
1	0,1-0,2	0,0363	13
2	0,2-0,3	0,0286	10
3	0,3-0,4	0,0324	9,2
4	0,4-0,5	0,0334	8,5
5	0,5-0,6	0,0348	8,0
6	0,6-0,8	0,0716	7,5
7	0,8-0,9	0,0344	7,3
8	0,9-1,1	0,0696	7,0
9	1,1-1,6	0,1558	6,8
10	1,6-2,0	0,1045	7,0
11	2,0-3,0	0,1848	7,5
12	3,0-4,0	0,1038	7,8
13	4,0-5,0	0,0549	7,7
14	5,0-6,0	0,0276	7,3
15	6,0-7,0	0,0137	6,8
16	7,0-8,0	0,0067	6,5
17	8,0-9,0	0,0030	6,0

$$\sum_{i=1}^{17} f_i = 0,996$$

$$\sum_{i=1}^{17} f_i \sigma_{ti} = \sigma_{tot} = 7,7 \text{ b}$$

OXIGÊNIO

i	$E_i - E_{i+1}$ (Mev)	$f_i = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} N(E) dE}{\int_0^{9.0} N(E) dE}$	$\sigma_{ti} =$ sec. choque tot. média (barns)
1	0,1-0,2	0,0363	3,0
2	0,2-0,3	0,0286	3,5
3	0,3-0,4	0,0324	4,5
4	0,4-0,5	0,0334	12
5	0,5-0,6	0,0348	4,0
6	0,6-0,8	0,0716	3,0
7	0,8-0,9	0,0344	3,5
8	0,9-1,1	0,0696	6,0
9	1,1-1,3	0,0649	3,5
10	1,3-1,4	0,0309	4,0
11	1,4-1,6	0,0600	2,2
12	1,6-1,8	0,0648	2,2
13	1,8-2,0	0,0397	2,5
14	2,0-2,5	0,1045	1,0
15	2,5-3,0	0,0803	1,3
16	3,0-3,5	0,0600	2,2
17	3,5-4,0	0,0438	3,0
18	4,0-4,5	0,0278	2,0
19	4,5-5,0	0,0271	1,3
20	5,0-5,5	0,0161	1,5
21	5,5-6,0	0,0115	1,7
22	6,0-7,0	0,0137	1,3
23	7,0-9,0	0,0097	1,2

$$\sum_{i=1}^{23} f_i = 0,996$$

$$\sum_{i=1}^{23} f_i \sigma_{ti} = \sigma_{tot.} = 3,0 \text{ b}$$

A seção de choque macroscópica média dos neutrons nos cilindros de U_3O_8 é dada por:

$$\bar{\Sigma}_{U_3O_8} = \Sigma_U + \Sigma_O = N_{U/cm^3} \sigma_t(U) + N_{O/cm^3} \sigma_t(O_{oxig}).$$

Donde se obtien

$$\lambda = \left(\bar{\Sigma}_{U_3O_8} \right)^{-1} = 4,2 \text{ cm}$$

APÊNDICE 3

Cálculo da seção de choque média da fissão induzida no urânio-238 por neutrons rápidos de fissão espontânea.

Na tabela abaixo:

1) $N(E)$ e f_i foram obtidos da mesma fonte usadas para fazer as tabelas do Apêndice 2.

2) Os dados de seção de choque foram obtidas de:

i	$E_i - E_{i+1}$ (Mev)	$f_i = \frac{\int_{E_i}^{E_{i+1}} N(E) dE}{\int_0^{9,0} N(E) dE}$	σ_{f_i} = sec. choque fis. média (barns)	$\sigma_{f_i} f_i$ (barns)
1	0,8-1,0	0,0697	0,009	0,0006
2	1,0-1,2	0,0677	0,03	0,0020
3	1,2-1,4	0,0624	0,1	0,0062
4	1,4-1,6	0,0600	0,28	0,0168
5	1,6-1,8	0,0648	0,45	0,0292
6	1,8-2,0	0,0397	0,53	0,0210
7	2,0-5,5	0,3596	0,57	0,2050
8	5,5-6,0	0,0115	0,60	0,0069
9	6,0-6,5	0,0082	0,72	0,0059
10	6,5-7,0	0,0055	0,90	0,0050
11	7,0-7,5	0,004	0,98	0,0039
12	7,5-9,0	0,0044	1,0	0,0044

$$\sum_{L=1}^{12} \sigma_{f_i} f_i = \sigma_{\text{tot}}$$

$$= 0,31 \text{ b}$$

APÊNDICE 4

Cálculo do número de fissões induzidas por neutrons de fissão espontânea nas "vizinhanças da mica", durante a exposição.

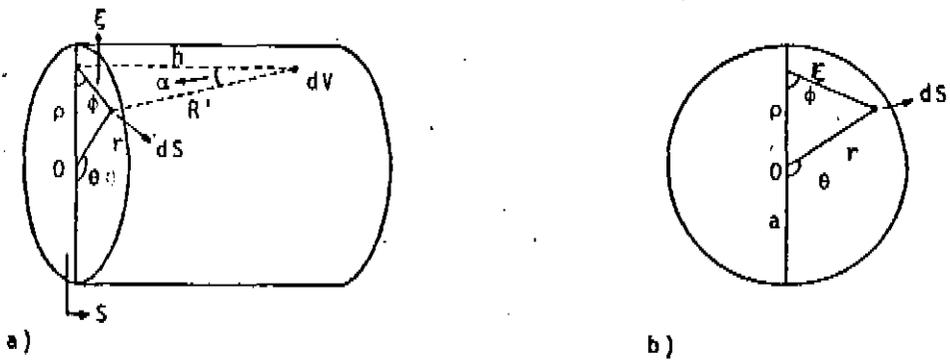


Figura 12: Detalhes geométricos e indicação das variáveis necessárias ao cálculo em curso, com atenção especial às do plano S*.

Como já foi visto, o número de fissões induzidas pelos neutrons de fissão espontânea nas "vizinhanças da mica" é dado por:

$$N_F = F T_0 \sum_{\text{fissão}} R \int_V dV \int_S \frac{\exp(-R'/\lambda) dS}{4 \pi R'^2}$$

Observa-se, através das figuras acima, que:

$$N_F = K \int_V dV \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{\exp(-\sqrt{h^2 + \xi^2(r,\theta)}/\lambda)}{h^2 + \xi^2(r,\theta)} r dr d\theta$$

*Observa-se que S valem as seguintes relações:

$$\xi^2 = r^2 + \rho^2 + 2 \rho r \cos(\theta) ; r^2 = \xi^2 + \rho^2 - 2 \rho \xi \cos(\theta)$$

e para $r = a$ obtêm-se:

$$\xi_{\text{max}} = \rho \cos(\theta) + \sqrt{a^2 - \rho^2 \sin^2(\theta)}$$

onde:
$$K = \frac{F T_0}{4 \pi} \sum_{\text{fissão}} R$$

Fazendo-se a mudança de variáveis de integração no plano S de r, θ para ξ, φ obtem-se que o jacobiano da transformação é dado por: $J(r, \theta, \xi, \phi) = \frac{\xi}{r}$, então:

$$N_F = K \int_V dV \int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_{\max}} \frac{\exp(-\sqrt{h^2 + \xi^2} / \lambda)}{h^2 + \xi^2} \xi d\xi d\phi$$

Obtém-se um valor aproximado de N_F introduzindo-se a aproximação:

$$\exp(-\sqrt{h^2 + \xi^2} / \lambda) = 1 - \frac{\sqrt{h^2 + \xi^2}}{\lambda} + \frac{h^2 + \xi^2}{2 \lambda^2}$$

onde: $\lambda = 4,17 \text{ cm}$
 $h = \text{altura de } dV, \text{ varia de } 0 \text{ a } H (H = 4,0\text{cm})$
 $\xi, \text{ ver figura } b, \text{ varia de } 0 \text{ até } 2a (a = 1,65\text{cm})$

Deste modo:

$$N_F \approx N_1 - N_2 + N_3$$

onde:

$$N_1 = K \int_V dV \int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_{\max}} \frac{\xi d\xi d\phi}{h^2 + \xi^2}$$

$$N_2 = \frac{K}{\lambda} \int_V dV \int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_{\max}} \frac{\xi d\xi d\phi}{\sqrt{h^2 + \xi^2}}$$

$$N_3 = \frac{K}{2\lambda^2} \int_V dV \int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_{\max}} \xi \, d\xi \, d\phi$$

Calculo de N_1 :

Integrando-se N_1 em ξ obtem-se:

$$N_1 = K \int_V dV \int_0^{2\pi} (\ln \sqrt{h^2 + \xi_{\max}^2} - \ln h) \, d\phi$$

$$\begin{aligned} \text{onde: } \xi_{\max}^2 &= (\rho \cos \phi + \sqrt{a^2 - \rho^2 \sin^2 \phi})^2 \\ &= \rho^2 + a^2 + 2\rho \cos \phi \sqrt{a^2 - \rho^2 \sin^2 \phi} - 2\rho^2 \sin^2 \phi \end{aligned}$$

N_1 pode ser escrito da forma:

$$N_1 = K \int_V dV \int_0^{2\pi} \left[\frac{1}{2} \ln(1+x) + \ln \sqrt{a^2 + h^2 + \rho^2} - \ln h \right] d\phi$$

$$\text{onde: } x = \frac{2\rho \cos \phi \sqrt{a^2 - \rho^2 \sin^2 \phi} - 2\rho^2 \sin^2 \phi}{a^2 + h^2 + \rho^2}$$

Sendo $-1 \leq x \leq 1$ para quaisquer valores de ρ , h e ϕ , e:

$$x = 1 \text{ s\o{o} quando } h = 0, \rho = a \text{ e } \begin{cases} \phi = 0 \\ \phi = \pi \end{cases}$$

$$x = -1 \text{ só quando } L = 0, \rho = a \text{ e } z = \sqrt{2}a$$

$$\xi = 3\sqrt{2}$$

Podemos então expandir o termo $\ln(1+x)$, fazendo a aproximação:

$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3}$$

Obtendo, então:

$$W_1 = K \int_V dV \int_0^{\sqrt{2}\pi} \left[\frac{1}{2} \left(x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} \right) + \frac{1}{2} \ln(a^2 + h^2 + \rho^2) - \ln h \right] d\phi$$

Efetuada a integração em ϕ obtemos:

$$W_1 = K\pi \int_V dV \left[- \frac{\rho^2}{a^2 + h^2 + \rho^2} + \frac{1}{(a^2 + h^2 + \rho^2)^{3/2}} \left(\rho^2 a^2 + \frac{\rho^4}{2} - \frac{1}{3} \frac{\rho^6}{(a^2 + h^2 + \rho^2)^{3/2}} \right) + \ln(a^2 + h^2 + \rho^2) - 2 \ln a \right]$$

Efetuada a integração no volume do cilindro, onde

$$\int_V dV = 2\pi \int_0^R dr \int_0^z dz, \text{ obtemos:}$$

$$W_1 = 2K \pi^2 z^2 \left[-1,0 + 0,5 + 0,1 + 11,5 + 3,2 \right]$$

$$W_1 = \frac{F T_0}{2} \sum_{\text{fixado}} R\alpha = 5,7$$

O que resulta, em 1ª aproximação, para o número de fissões induzidas nas "vizinhanças da mica" durante a exposição, o valor:

$$N_F \approx N_1 = 89 \quad (\text{com } R \approx 14\mu)$$

Calculo de N_2 :

Integrando N_2 em ξ obtém-se:

$$N_2 = \frac{K}{\lambda} \int_V dV \int_0^{2\pi} (\sqrt{h^2 + \xi_{\max}^2} - h) d\phi$$

N_2 pode ser escrito da forma:

$$N_2 = \frac{K}{\lambda} \int_V dV \int_0^{2\pi} [\sqrt{a^2 + h^2 + \rho^2} \sqrt{1+x} d\phi - h] d\phi$$

onde $x = x(\phi, \rho, h)$ é a mesma função definida no cálculo de N_1 .

Podemos então expandir $\sqrt{1+x}$ em série de potências, fizemos a aproximação:

$$\sqrt{1+x} = 1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} + \frac{x^3}{16}$$

Obtendo, então:

$$N_2 = \frac{K}{\lambda} \int_V dV \left[\sqrt{a^2 + h^2 + \rho^2} \int_0^{2\pi} \left(1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} + \frac{x^3}{16} \right) d\phi - 2\pi h \right]$$

Efetuada a integração em ϕ obtivemos:

$$N_2 = \frac{K \pi}{\lambda} \int_V dV \left[2 \sqrt{a^2 + h^2 + \rho^2} - \frac{\rho^2}{\sqrt{a^2 + h^2 + \rho^2}} - \frac{1}{2} x \right]$$

$$x \left[\frac{1}{(a^2 + h^2 + \rho^2)^{3/2}} \times (\rho^2 a^2 + \frac{\rho^4}{2}) - \frac{3}{8} \frac{1}{(a^2 + h^2 + \rho^2)^{5/2}} \times \right]$$

$$x \left(\rho^4 a^2 + \frac{\rho^6}{3} - 2 h \right)$$

Efetuada a integração no volume do cilindro, obtem-

-se:

$$N_2 = \frac{K}{\lambda} - 2 \pi^2 \left[32,3 - 2,6 - 0,7 - 0,1 - \frac{H^2 a^2}{2} \right]$$

E finalmente obtemos:

$$\frac{F.T.}{2} \sum_{\text{fissão}} R \pi 1,7 = 27 \quad (R \approx 14\mu)$$

Resultando, em 2ª aproximação:

$$N_F \approx N_1 - N_2 = 89 - 27 = 62$$

Cálculo de N_3

Integrando N_3 em relação a ξ , obtem-se:

$$N_3 = \frac{K}{4 \lambda^2} \int_V dV \int_0^{2\pi} \bar{\epsilon}_{\max}^2 d\phi$$

onde $\bar{\epsilon}_{\max}$ é a mesma função definida no cálculo de N_1 .

Integrando em relação a ϕ , obtém-se

$$N_3 = \frac{K}{4 \lambda^2} \pi a^2 \int_V dV$$

Efetuada a integração no volume do cilindro, obtém-se:

$$N_3 = \frac{K}{\lambda^2} \pi^2 \frac{a^4 H}{2}$$

$$N_3 = 7 \quad (R \approx 14 \mu)$$

E finalmente, obtém-se que o número de fissões induzidas pelos nêutrons de fissão espontânea nas "vizinhanças da mica", durante a exposição, resulta:

$$N_F = N_1 - N_2 + N_3 = 89 - 27 + 7$$

$$N_F \approx 69$$

A seguir, através de um cálculo exato, obteremos um limite superior para o valor de N_F :

Como já foi visto no capítulo 3 o número de nêutrons produzidos em dV e que atravessam a superfície unitária dS' , perpendicular ao eixo de simetria do cilindro, é dado por:

$$dN' = \bar{F} T_0 \frac{dV dS \cos \alpha}{4 \pi R'^2} \exp(-R'/\lambda)$$

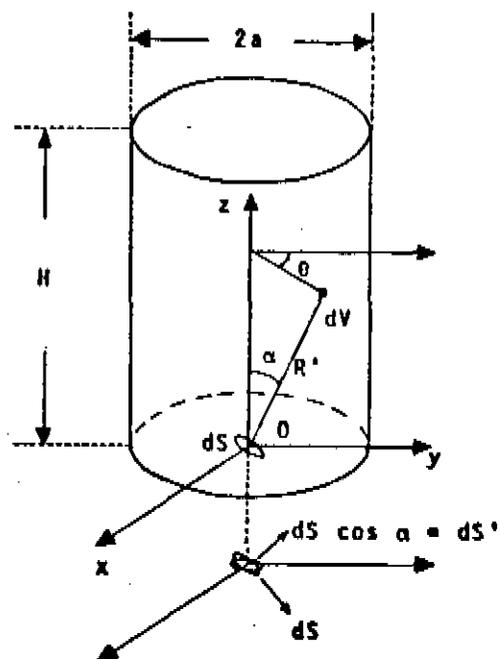


Figura 13: Detalhes geométricos e indicação das variáveis necessárias ao cálculo do nº de fissões induzidas por nêutrons de fissão espontânea, na área unitária dS' , em torno do eixo de simetria do cilindro.

O número total de nêutrons produzidos no cilindro é então:

$$N' = \int_{R', \alpha, \theta} \bar{F} T_0 \frac{\cos \alpha \exp(-R'/\lambda)}{4 \pi R'^2} R'^2 dR' \sin \alpha d\alpha d\theta$$

$$= \frac{\bar{F} T_0}{4 \pi} \left[\int_0^{2\pi} \int_0^{\alpha_1} \int_0^{H/\cos \alpha_1} \cos \alpha \sin \alpha \exp(-R'/\lambda) + \right. \\ \left. + \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} \int_0^{a/\sin \alpha_1} \cos \alpha \sin \alpha \exp(-R'/\lambda) \right] dR' d\alpha d\theta$$

* dS' pertence à superfície S , fig. acima, que dista $R \approx 14\mu$ da mica.

onde: $H = 4,0\text{cm}$; $a = 1,65\text{cm}$ e $\alpha_1 = 22,42^\circ$

Integrando, obtém-se:

$$N' = \frac{F T_0}{2} - \lambda 0,229 \quad (15)$$

O número de fissões ocorridas nas "vizinhanças da mica", sob a área unitária dS' situada em torno do ponto 0, é dado por:

$$N'_F = \int_V dN' \sum_{\text{fissão}} \frac{R'}{\cos \alpha} - dV \quad (16)$$

Então:

$$N'_F = \frac{F T_0}{2} - \sum_{\text{fissão}} R' \left[\int_0^{\alpha_1} \int_0^{H/\cos \alpha_1} \exp(-R'/\lambda) \sin \alpha \, d\alpha \, dR' + \int_{\alpha_1}^{\pi/2} \int_0^{a/\sin \alpha_1} \exp(-R'/\lambda) \cos \alpha \, d\alpha \, dR' \right]$$

Resolvendo-se esta integral, obtém-se:

$$N'_F = \frac{F T_0}{2} - \sum_{\text{fissão}} R' \lambda 0,410 \quad (17)$$

O que resulta $N'_F = 8,5$ fissões/cm². Obtem-se uma

estimativa superior do número de fissões em toda a mica multiplican-do-se sua área por N_F^1 o que resulta 73 fissões, valor bastante prô-ximo do obtido no cálculo anterior.

Um resultado marginal que pode ser extraído deste cal-culo é a obtenção do valor do $\overline{\cos \alpha}$ dos neutrons que bombardeiam a área unitária situada em torno do eixo de simetria do cilindro, pon-to 0, ver fig. 13, pag. :

Além da forma dada pela equação (16), N_F^1 pode ser tam-bém calculado através de:

$$N_F^1 = N' \sum_{\text{fissão}} \frac{R}{\overline{\cos \alpha}} \quad (18)$$

onde: N' é dado pela equação (15)

$\frac{R}{\overline{\cos \alpha}}$ = distância média que os neutrons produzidos no cilindro, caminham nas "vizinhanças da mi-ca" sob a área unitária dS' , situada em tor-no do ponto 0.

De (17) e (18) obtêm-se:

$$\overline{\cos \alpha} = 0,56$$

BIBLIOGRAFIA

- 1) R. L. Fleischer e P. B. Price, *Phys. Rev.*, B63 (1964), 133.
- 2) R. L. Fleischer, P. B. Price e R. M. Walker, *Science*, 149 (1965), 383.
- 3) G. N. Flerov e K. A. Petrzhak, *J. Phys.*, 3 (1940), 275.
- 4) W. Maurer e H. Pose, *Z. Phys.*, 121 (1943), 285.
- 5) H. Pose, *Z. Phys.*, 121 (1943), 293.
- 6) G. Scharff-Goldhaber e G. S. Klaiber, *Phys. Rev.*, 70 (1946), 229.
- 7) N. A. Perfilov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. (U.S.S.R.)*, 17 (1947), 476.
- 8) W. J. Whitehouse e W. Galnraith, *Philos. Mag.*, 41 (1950), 429.
- 9) E. Segrè, *Phys. Rev.*, 86 (1952), 21.
- 10) Hoff Lu e Hsuan-Ling Tsao, *Acta Sci. Sinica*, 1 (1952), 77.
- 11) P. K. Kuroda e R. R. Edwards, *J. Chem. Phys.*, 22 (1954), 1940.
- 12) A. V. Podgurskaia, V. I. Kalashnikova, G. A. Stoliarov, E. D. Vorob'ev e G. N. Flerov, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. (U.S.S.R.)*, 28 (1955), 503.
- 13) P. K. Kuroda, R. R. Edwards e F. T. Ashizawa, *J. Chem. Phys.*, 25 (1956), 603.
- 14) P. L. Parker e P. K. Kuroda, *J. Chem. Phys.*, 25 (1956), 1084.
- 15) P. K. Kuroda e R. R. Edwards, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 3 (1957), 345.
- 16) P. L. Parker e P. K. Kuroda, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 5 (1958), 153.
- 17) B. D. Kuz'minov, L. S. Kutsaeva, V. G. Nesterov, L. I. Prokhorova, G. P. Smirenkin, *Zh. Eksp. Teor. Fiz. (U.S.S.R.)*, 37 (1959), 406.
- 18) E. K. Gerling, A. Shukoljukov e A. Makarotshkin, *Radiokhimiya*, 1 (1959), 223.
- 19) M. N. Rao e P. K. Kuroda, *Phys. Rev.*, 147 (1966), 884.
- 20) A. Spadavecchia e B. Hahn, *Helv. Phys. Acta*, 40 (1967), 1063.

- 21) T. Ishimori, K. Ueno, K. Kimura, E. Akatsu, Y. Kobayashi, J. A katsu, R. Ono e M. Hoshi, *Radiochim. Acta*, 7 (1967), 95.
- 22) J. H. Roberts, R. Gold e R. J. Armani, *Phys. Rev.*, 174 (1968), 1482.
- 23) Yu A. Shukoljukov, G. S. Ashkinadze, O. A. Levshenkov e G. V. Ov chinnikova, *Geokhimiya*, 3 (1968), 265.
- 24) H. R. von Gunten, *Actinides Rev.*, 1 (1969), 275.
- 25) D. Galliker, E. Hugentobler e B. Hahn, *Helv. Phys. Acta*, 43 (1970), 593.
- 26) D. Storzer, Thesis, Univ. Heidelberg (1970).
- 27) J. D. Kleeman e J. F. Lovering, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 35 (1970), 637.
- 28) M. P. T. Leme, C. Renner e M. Cattani, *Nucl. Instrum. Methods*, 91 (1971), 577.
- 29) S. Nishimura, *Ganseki Kobutso Kosho Gakai-Shi*, 67 (1972), 139.
- 30) H. A. Kahn e S. A. Durrani, *Radiation Effects*, 17 (1973), 133.
- 31) K. N. Ivanov e K. A. Petrzhak, *Sov. Atom. Energy*, 36 (1975), 514.
- 32) V. Emma e S. Lo Nigro, *Nucl. Instrum. Methods*, 128 (1975), 355.
- 33) G. A. Wagner, G. M. Reimer, B. S. Carpenter, H. Faul, R. van der Linden e R. Gijbels, *Geochim. Cosmochim. Acta*, 39 (1975), 1279.
- 34) K. Thiel e W. Herr, *Earth Planet. Sci. Letters*, 30 (1976), 50.
- 35) C. W. Naeser, A. J. Hurford e A. J. W. Gleadow, *Nature*, 267 (1977), 649.
- 36) W. Gentner e D. Storzer, *Trans. Amer. Nucl. Soc.*, 15 (1972), 125.
- 37) A. J. Hurford e A. J. W. Gleadow, *Nucl. Track Detection*, 1 (1977), 41.
- 38) D. D. Sabu, *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 33 (1971), 1509.
- 39) M. Kase, J. Kikuchi e T. Doke, *Nucl. Instrum. Methods*, 154 (1978), 335.
- 40) H. Suzuki, *J. Fac. Sci. Univ. of Tokyo, Sec. V* 3 (1973), 241.
- 41) W. M. Thury, *Acta Phys. Austr.*, 33 (1971), 375.

- 42) D. M. de Castro Rizzo, An. Acad. Brasil. Ciênc., 50 (1978), 303.
- 43) E. R. V. Spaggiari, 319 Reunião Anual da SBPC, Fortaleza-Ceará, 1979, sumário 355-D.1.
- 44) H. G. DE Carvalho, J. B. Martins, E. L. Medeiros e O. A. P. Tavares, Nucl. Instrum. Methods, a ser publicado.
- 45) G. Bigazzi, Earth Planet. Sci. Letters, 3 (1967), 434.
- 46) P. P. Metha e Rama, Earth Planet. Sci. Letters, 7 (1969), 82.
- 47) P. P. Metha e K. K. Nagpaul, Pure and Appl. Geoph., 19 (1970), 225.
- 48) K. K. Nagpaul, P. P. Metha e M. L. Gupta, Pure and Appl. Geoph., 112 (1974), 131.
- 49) J. C. Hadler N., Tese de Mestrado: "Estudos sobre traços anômalos observados em emulsões nucleares carregadas com urânio", IFGW, Unicamp (1979).
- 50) J. C. Hadler N., C. M. G. Lattes, A. Marques e M. D. D. Marques, Nucl. Instr. Methods, 172 (1980), 587.
- 51) J. E. Simmons e R. L. Henkel, Phys. Rev., 120 (1960), 198.
- 52) B. E. Watt, Phys. Rev., 87 (1952), 1034.
- 53) D. C. Hoffman e M. M. Hoffman, "Post-fission Phenomena", Advances in Nuclear Physics (1974), pg. 151.
- 54) Ajzenberg e Lauritsen, Nucl. Phys., 11 (1959), 227.
- 55) D. J. Hughes e R. B. Schwarts, Neutron Cross Section, BNL-325, 2ª ed. (1958), pg. 85.
- 56)
- 57) G. Bigazzi, Tesi di Laurea: "Rivelazione di tracce di fissione in mica", Univ di Pisa, Itália (1966).
- 58) E. M. C. Zago, Tese de mestrado: "Anisotropia na eficiência de detecção de fragmentos de fissão de Urânio na mica muscovita", IFGW, Unicamp (1977).
- 59) M. Yamashita, L. D. Stephens e H. W. Patterson, J. Geophys. Res., 71 (1966), 3817.

- 60) L. I. Dorman, Progress in Elementary Particle and Cosmic Ray Physics, vol. 7 (1963), 45.
- 61) R. K. Goherman, Phys. Rev., 102 (1956), 1399.
- 62) M. A. Hillas, Cosmic Rays, Pergamon Press (1972), 1^o ed., pg. 115.
- 63) S. A. Korff, artigo: "Cosmic Ray Neutrons", no Boletim Memorial Volume.
- 64) L. I. Dorman, idem, pg. 250.
- 65) L. D. Hendrick e R. D. Edge, Phys. Rev., 145 (1966), 1023.
- 66) B. Rossi, Rev. Mod. Phys., 20 (1948), 537.
- 67) A. K. Mihul e col., Dubna Report (1958).
- 68) H. Freiesleben e J. R. Huizenga, Nucl. Phys., A224 (1974), 503.
- 69) R. Vandenbosh e T. D. Thomas, Phys. Rev., 111 (1958), 5.
- 70) J. K. Bair e H. B. Willard, Phys. Rev., 128 (1962), 299.
- 71) J. K. Bair e F. X. Haas, Phys. Rev., C7 (1973), 1356.
- 72) C. Van der Leun, D. M. Sheppard e P. J. M. Smulders, Phys. Letters, 18 (1965), 134.
- 73) J. D. Pearson e R. H. Spear, Nucl. Phys., 54 (1964), 434.
- 74) V. V. Verbinsky, H. Weber e R. F. Sund, Phys. Rev., C7 (1973), 1173.
- 75) R. W. Peole e F. C. Maienschein, Phys. Rev., C3 (1971), 373.
- 76) H. W. Sobel e col., Phys. Rev., C7 (1973), 1564.
- 77) O. Mafra e J. Goldnberg, Nucl. Phys., A186 (1972), 110.
- 78) P. A. Dickey, Phys. Rev. Letters, 35 (1975), 501.
- 79) A. Veyssière, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. Sapretre e K. Kernbath, Nucl. Phys., A199 (1973), 45.
- 80) E. C. H. Silk e R. S. Barnes, Phil. Mag., 4 (1959), 970.
- 81) P. B. Price e R. M. Walker, Phys. Letters, 3 (1962), 113.
- 82) P. B. Price e R. M. Walker, J. Appl. Phys., 33 (1962), 3407.
- 83) P. B. Price e R. M. Walker, J. Geo. Res., 68 (1963), 4847.