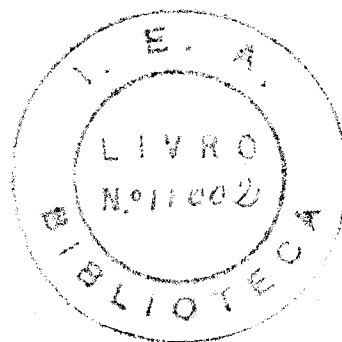


MARILIA TEREZA FREITAS CESAR

SEÇÃO DE CHOQUE DO LI-6, LITIO NATURAL E BI-209

PARA A REAÇÃO ( $\gamma$ , N) JUNTO AO LIMAR



Dissertação apresentada à Escola  
Politécnica da Universidade de  
São Paulo como parte dos requisi-  
tos necessários para a obtenção  
do título de Mestre em Ciências.

Orientador:- Dr. José Goldemberg

A meus pais.

## AGRADECIMENTOS

Agradeço ao Dr. Rômulo Ribeiro Pieroni, Diretor do Instituto de Energia Atômica, por ter proporcionado as condições necessárias para que esse trabalho pudesse ser efetuado.

Agradeço ao Professor Dr. José Goldemberg, Chefe da Divisão de Física Nuclear do I.E.A. e orientador deste trabalho.

Agradeço à pesquisadora Olga Mafra Guidicini pelo seu interesse e sugestões durante as experiências e elaboração desta tese.

Agradeço ao físico Susumo Kuniyoshi pela colaboração prestada durante toda a parte experimental.

Agradeço aos colegas da Divisão de Operação e Manutenção de Reatores e em particular ao seu chefe, Eng.º Azor Camargo Pentead, que nos forneceu a amostra de Lítio-6.

Agradeço aos colegas dos vários setores do I.E.A. , aos pertencentes à Divisão Física Nuclear, Divisão de Metalurgia Nuclear, ao Serviço de Cálculo Analógico e Digital, à Oficina Mecânica, ao Serviço de Eletrônica e ao Serviço de Proteção Radiológica e Dosimetria.

Agradeço ao Sr. Alvaro Seixas pelo serviço fotográfico e ao Sr. José Florentino dos Santos pelo serviço de impressão.

Agradeço às colegas Halina Bilokon pelo desenho da capa e de alguns gráficos e Marlúcia F. Santiago pela ajuda nos cálculos.

Agradeço à Srta. Antonia Maria Bastos pelo serviço de datilografia.

A todos, muito obrigada.

E R R A T A

<u>PÁG.</u>	<u>LINHA</u>	<u>ONDE ESTÁ</u>	<u>LEIA-SE</u>
3	8a.	Intervalor	intervalo
13	18a.	NaI (II)	NaI (TI)
18	17a.	11,9 e 9,29 Mev	11,91 e 12,92 Mev
26	23a.	si. Foram	do. Foram
27	16a.	se seção de choque	da seção de choque
32	fig. V	7,92	7,91
37	Ref. 6	XXXII/2	XXXVIII/2
38	Ref.25	Gurstenberg	Gerstenberg

<u>PÁG.</u>	<u>LINHA</u>	<u>ONDE ESTÁ</u>	<u>ACRESCENTE-SE</u>
4	fig.I	(b) Heinrich e Rubin (30)	(escala ã direita)
22	24a.	Na tabela III estão os <u>va</u> lôres $\epsilon_A$ e $\epsilon_G$	afetados por um <u>êr</u> ro de 1%
28	fig.X	. Hulthein	(teórico)

## INDICE

I - Introdução .....	1
II - Arranjo Experimental	
1. - Produção de Raios Gama .....	8
2. - Alvos .....	10
3. - Detecção de radiação gama .....	11
4. - Detecção de neutrons .....	14
III - Amostras	
1. - Litio natural .....	18
2. - Litio-6 .....	18
3. - Bismuto-209 .....	20
4. - Neutrons absorvidos na amostra .....	20
5. - Atenuação da radiação gama na amostra .....	22
IV - Cálculos e Resultados	
1. - Cálculo da seção de choque ( $\gamma, n$ ) .....	25
2. - Resultados .....	27
2.1- Deutério .....	27
2.2- Litio natural .....	27
2.3- Litio-6 .....	29
2.4- Bismuto .....	32
3. - Conclusão .....	34
Programa para computador: GANAS .....	35
Referências .....	37

## I - INTRODUÇÃO

Núcleos atômicos podem ser desintegrados pelo bombardeamento com raios gama de alta energia, sendo este processo chamado de fotodesintegração <sup>(1)</sup> ou efeito fotonuclear por analogia ao efeito fotoelétrico.

O núcleo absorve um foton e emite um neutron, próton ou partícula alfa, porém isto só ocorre para raios gama de energia acima da energia de ligação do menos ligado dos nucleons, que é chamada energia limiar da reação.

Fazendo-se a hipótese de que para a fotodesintegração é válida a teoria de Bohr <sup>(2)</sup> do núcleo composto, o processo é dividido em duas partes:

(1ª) Absorção de um quanta de energia criando um estado composto com energia de excitação igual à energia da radiação gama.

(2ª) Decaimento do núcleo composto através da emissão de uma partícula.

A seção de choque para a fotodesintegração pode então ser escrita como

$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_c(\gamma) G(b)$$

$\sigma_c(\gamma)$  é a seção de choque de absorção para fótons de energia E .

$G(b)$  é a probabilidade parcial para o decaimento do núcleo composto pela emissão de uma partícula b.

O processo mais provavel é o que resulta na emissão de um neutron, ou seja, reação  $(\gamma, n)$ ; a emissão de um pró-

ton é dificultada pela barreira coulombiana.

A primeira verificação experimental destas reações foi realizada em 1934 quando Chadwick e Goldhaber (3) mostraram que o Deutério se decompõe em seus nucleons componentes, quando irradiado com raios gama de 2,62 Mev do ThC". Ainda em 1934 Szilard e Chalmers (4) mostraram que também o Berílio emite fotoneutrons quando exposto à mesma radiação.

Com exceção destes dois elementos a fotodesintegração não ocorre com raios gama de substâncias radioativas naturais, pois suas energias estão normalmente abaixo do limiar.

Com o desenvolvimento de betatrons e sincrotrons as experiências de fotodesintegração passaram a ser feitas com a radiação de "bremsstrahlung" produzida pelo choque de um feixe de eletrons acelerados contra um alvo.

Os betatrons são máquinas que fornecem raios gama com grande intensidade, mas o uso do espectro de "bremsstrahlung" complica a análise dos resultados nas experiências (5).- Isto ocorre porque o espectro de "bremsstrahlung" é contínuo até uma energia máxima igual à energia cinética dos eletrons e ainda que a energia dos eletrons seja conhecida com precisão o espectro não pode ser facilmente decomposto em bandas suficientemente estreitas de modo a se ter o número exato de fotons neste intervalo de energia. Além disso a espessura do alvo influi na forma do espectro uma vez que os eletrons perdem parte de sua energia antes de produzirem o "bremsstrahlung".

As reações de fotodesintegração tem seção de choque pequena (da ordem de mb) sendo necessário neste estudo radiação gama de grande intensidade para maior precisão das experiências realizadas.

Neste trabalho nos propomos a estudar o comportamento da seção de choque da reação ( $\gamma, N$ ), próximo ao limiar, pa

ra os elementos: Litio-6, Litio Natural e Bismuto-209. Também medimos a seção de choque do Deutério, pois sendo seus valores bem conhecidos teoricamente <sup>(6)</sup> pode-se utilizá-los para a determinação da eficiência do sistema usado.

Os raios gama empregados foram produzidos por captura radioativa de neutrons térmicos do reator, em vários elementos. Esses raios gama tem energia aproximadamente no intervalo de 5 a 11 Mev.

A fotodesintegração destes elementos foi investigada em muitos laboratórios, sendo utilizada principalmente a radiação de "bremsstrahlung" proveniente de betatrons. Entre os vários trabalhos existentes pode-se citar os de Goldemberg e Katz <sup>(7)</sup> (1954) que usando Litio natural determinaram a curva da seção de choque  $\sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n)$  do limiar até 23 Mev; Ribka e Katz <sup>(8)</sup> (1958) que usaram LiH e estudaram a reação  $(\gamma, n)$  como função da energia do pico de "bremsstrahlung"; Romanowski e Voelker <sup>(9)</sup> (1959), que usaram amostra de Litio enriquecido em Li-6 (92,8%) e Litio natural (92,6% Li-7) e variaram a energia até 20 Mev em intervalos de 1/2 Mev; Allum, Crawley e Spicer <sup>(10)</sup> (1964), que utilizaram amostras de Litio metálico natural e determinaram a produção de fotoneutrons variando a energia de 0,25 Mev entre 7 e 18,5 Mev. Em todos esses trabalhos a preocupação principal foi a região da ressonância gigante, como pode ser visto pelos resultados que estão reunidos na figura I.

Em 1952 Halpern e colaboradores <sup>(11)</sup> bombardeando com radiação de "bremsstrahlung" produzido por betatron, uma amostra de Bismuto, obtiveram os resultados que estão na figura II-a; Montalbetti, Katz e Goldemberg <sup>(12)</sup> determinaram a seção de choque da reação  $(\gamma, n)$  para 22 elementos como função da energia do betatron, entre esses elementos está o Bismuto. Har



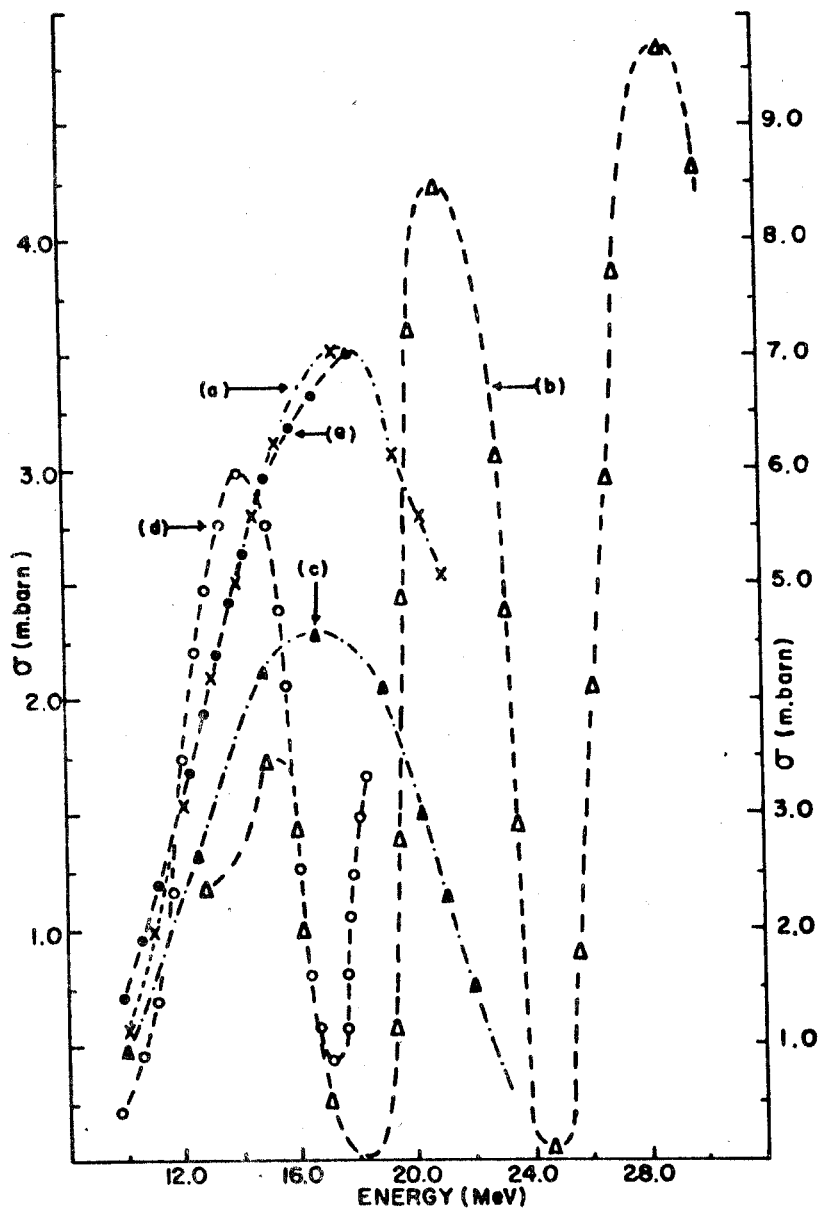


Figura I - Comparação das curvas da seção de choque de fotoneutrons para o Litio

- (a) Goldemberg e Katz
- (b) Heinrich e Rubin (30)
- (c) Ribka e Katz
- (d) Romanowski e Voelker
- Allum, Crawley e Spicer

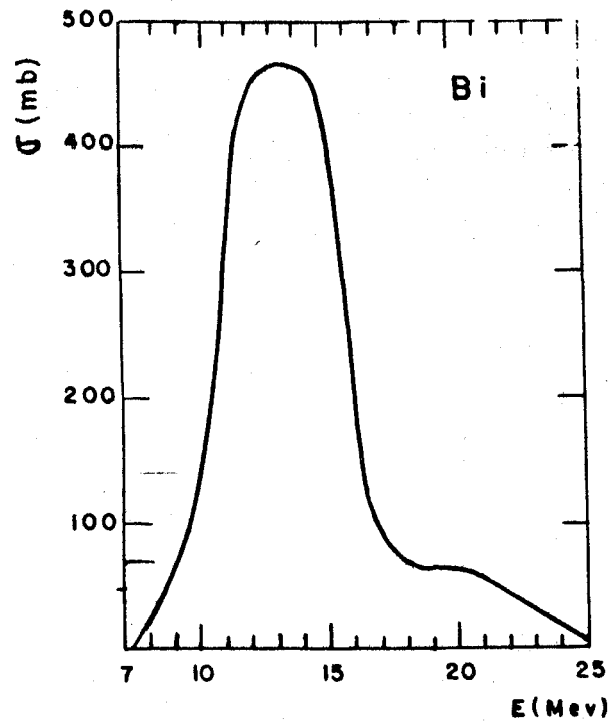


Figura II-a - Seção de choque ( $\gamma, n$ ) para o Bismuto, obtida por Halpern, Nathans e Mann.

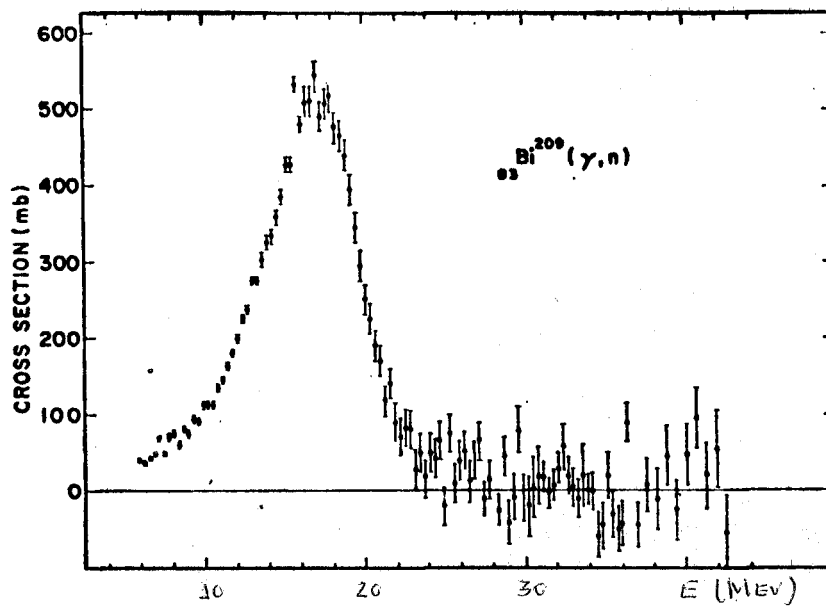


Figura II-b - Pontos obtidos por Harvey, Caldwell, Bramblett e Fultz para  $\sigma(\gamma, n)$  para o Bi-209.

vey, Caldwell, Bramblett e Fultz<sup>(13)</sup> em 1964 usando radiação monocromática de energia variável, obtida pela aniquilação de pósitrons rápidos em vôo, chegaram aos resultados que estão na figura II-b.

Mais recentemente alguns autores tem utilizado radiação de captura; Green e Donahue<sup>(14)</sup> (1964) determinaram a seção de choque ( $\gamma, n$ ) para o Li-6, Li-7, Ta-181, C-13 e B-10 em algumas energias próximas do limiar; Hurst e Donahue<sup>(15)</sup> em 1967 estudaram a seção de choque ( $\gamma, n$ ) do Bismuto nas energias 9 e 10,83 Mev. Os resultados por nós obtidos serão comparados com os desses dois trabalhos devido as energias serem as mesmas.

As reações de fotoneutrons têm sido estudadas pela atividade do núcleo produto<sup>(16, 17, 18)</sup> ou através da detecção dos neutrons produzidos.

O primeiro método fornece a seção de choque  $\sigma(\gamma, n)$ , mas nem sempre pode ser usado pois alguns nucleos resultantes da reação são estáveis e outros têm meia vida longa. O método de detecção dos neutrons foi usado em todos os trabalhos que foram citados acima; a desvantagem deste método é que fornece a soma das seções de choque das reações ( $\gamma, n$ ), ( $\gamma, np$ ) e ( $\gamma, 2n$ ) dependendo das energias com que se trabalha e do limiar destas reações.

A experiência por nós realizada consiste, portanto, da medida do número de neutrons emitidos pelos elementos <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li e <sup>209</sup>Bi quando excitados por radiação gama de 5,43 a 10,83 Mev, resultando nas seguintes medidas de seção de choque

$$\begin{aligned}
 {}^6\text{Li} & - \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, p) (*) \\
 {}^7\text{Li} & - \sigma(\gamma, n) \\
 {}^{209}\text{Bi} & - \sigma(\gamma, n)
 \end{aligned}$$

(\*) <sup>6</sup>Li - ( $\gamma, p$ ) <sup>5</sup>He  $\rightarrow$  n +  $\ll$  ( $10^{-21}$  seg)

No capítulo III será apresentada discussão mais detalhada sôbre estas seções de choque.

\* \* \*

## II - ARRANJO EXPERIMENTAL

### 1. Produção de Raios Gama

Um conversor n-gama <sup>(19)</sup> foi instalado em um dos canais transversais do reator IEAR-1. A reação  $(n, \gamma)$  ocorre em um alvo colocado junto ao caroço do reator e o feixe de radiação gama é então colimado.

Na figura III está mostrado esquematicamente o sistema de colimação. Todo esse sistema foi colocado em um tubo de alumínio em um dos canais transversais do reator. O colimador tem 4 m de comprimento e 5 cm de diâmetro.

Usando-se um canal transversal tem-se uma menor contaminação de neutrons rápidos que apresentam a tendência de continuar na direção de incidência. Além disso num canal transversal a radiação gama de fundo do reator também é menor. Filtros de parafina com Acido Bórico e de plástico com Acido Bórico foram usados com a finalidade de moderar e absorver neutrons rápidos e térmicos. Estes absorvedores filtram também os raios gama abaixo de 2 Mev, que correspondem a maior parte da radiação de fundo do reator.

Um tarugo de Bismuto foi colocado no canal para reduzir a radiação de fundo devida a raios gama de fissão e captura de neutrons nos elementos combustíveis e outros elementos existentes no caroço e na água do moderador.

Também os raios gama provenientes de reação  $(n, \gamma)$  no tubo de alumínio e nos colimadores de chumbo podem contribuir para a radiação de fundo, mas esta contribuição foi diminuída

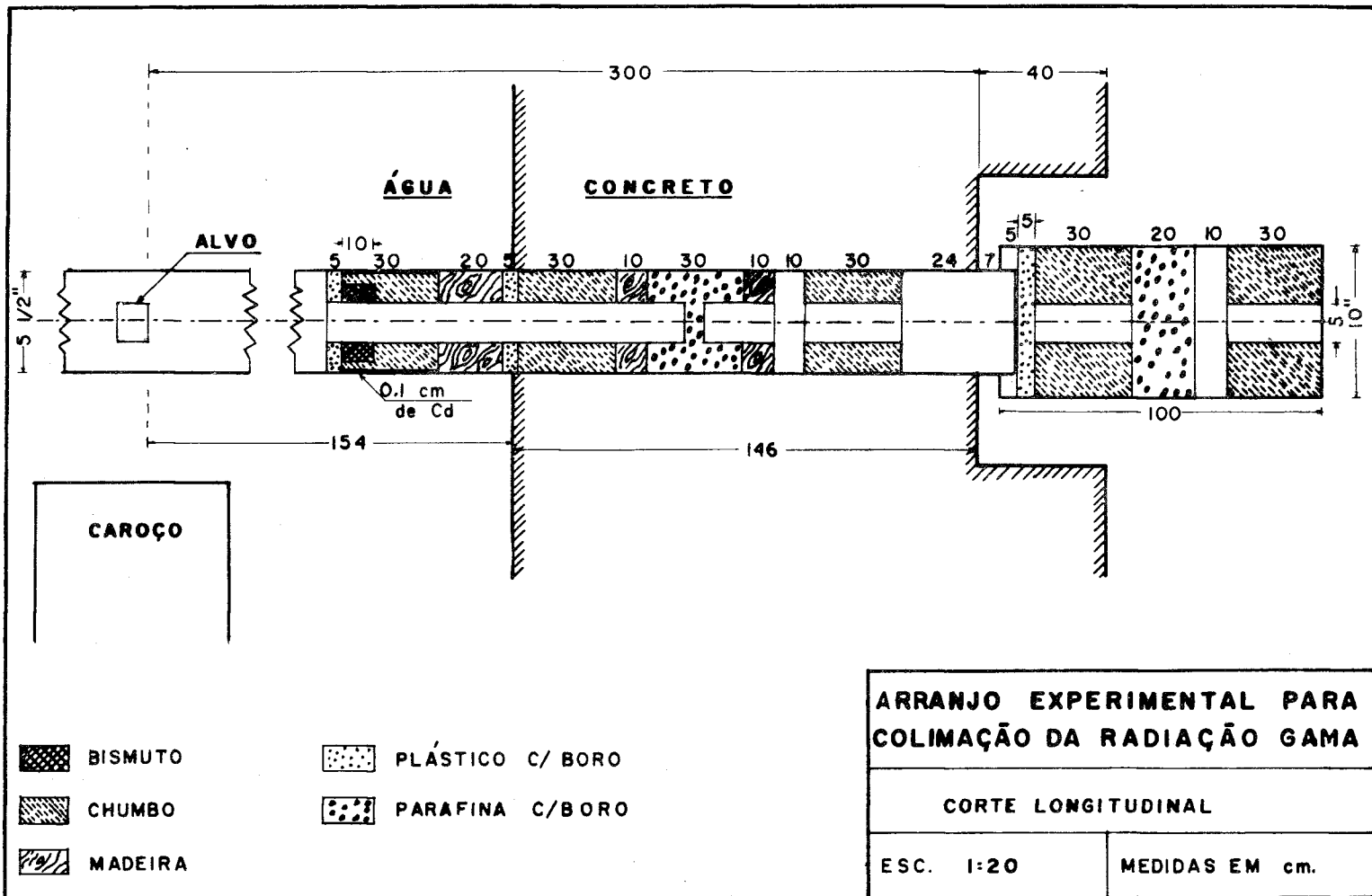


Figure III

colocando-se os colimadores afastados do caroço onde a probabilidade de haver reação  $(n, \gamma)$  é desprezível.

A contribuição da radiação de fundo do reator só é importante em energias menores que 3 Mev, região que está abaixo do limiar das reações estudadas. Apenas o limiar do Deutério (2,23 Mev) está abaixo de 3 Mev, entretanto, usando-se a amostra de água pesada (  $(D/D+H)\% = 99,75\%$  ) exposta somente aos raios gama do reator, observou-se um número desprezível de reações  $(\gamma, n)$  frente ao que se obtém com os alvos.

Para retirar do feixe os neutrons que ainda conseguem atravessar os filtros, foi usado um recipiente de isopor com água deionizada com uma espessura de 18,5 cm e uma chapa de Cadmio com 0,6 mm de espessura. Assim descontado o "background" da sala, todos os neutrons detetados são devidos a reação  $(\gamma, N)$  na amostra.

## 2. Alvos

Os alvos utilizados foram escolhidos entre aqueles que apresentam uma linha de maior intensidade que as outras e pequena seção de choque de espalhamento. Os alvos e as energias de suas linhas principais estão na tabela I. As linhas secundárias contribuem para o efeito que é estudado e esta contribuição deve ser descontada.

Alguns dos alvos tem uma capa de grafite. A radiação gama produzida por captura de neutrons na grafite tem energia de 4,95 Mev na sua linha mais intensa, que está abaixo do limiar dos elementos estudados. Para a água pesada a contribuição da capa de grafite foi medida e descontada.

Os alvos têm forma cilíndrica com comprimento inferior a um caminho livre médio do neutron, no material, a fim de evitar depressão do fluxo.

O alvo é colocado na posição em que o fluxo foi experimentalmente determinado maior, para o reator operando na potência nominal de 2 Mw.

ALVO	ENERGIA (Mev)
$^{32}\text{S}$	5,43
$^{89}\text{Y}$	6,05
$^{41}\text{Ca}$	6,42
$^{49}\text{Ti}$	6,75
$^9\text{Be}$	6,82
$^{56}\text{Mn}$	7,23
$^{208}\text{Pb}$	7,38
$^{57}\text{Fe}$	7,63
$^{28}\text{Al}$	7,72
$^{65}\text{Zn}$	7,88
$^{64}\text{Cu}$	7,91
$^{59}\text{Ni}$	9,00
$^{54}\text{Cr}$	9,72
$^{15}\text{N}$	10,83

TABELA I

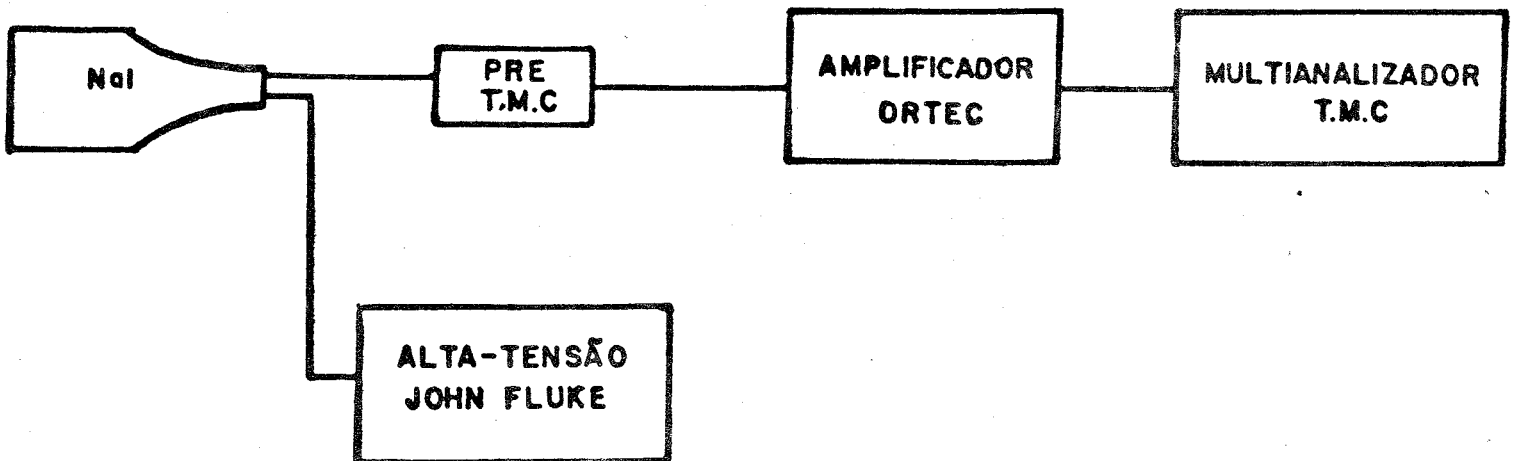
### 3. Detecção da Radiação Gama

O sistema utilizado para a obtenção dos espectros e intensidades é constituído de um cristal de NaI (Tl) de 3" x 3" acoplado a uma válvula fotomultiplicadora RCA 5819 e um analisador TMC de 1024 canais (Figura IV).

Para evitar a contribuição da radiação ambiente e a radiação espalhada pelo alvo, o cristal acoplado ao tubo fotomultiplicador foi instalado dentro de uma blindagem de chumbo. Um colimador de 20 cm de comprimento e 1/4" de diâmetro foi co-



**EQUIPAMENTO ELETRONICO UTILIZADO PARA  
MEDIDA DE INTENSIDADE**



**Figura IV**

locado na frente do sistema para que o feixe de radiação atinja somente a parte central do cristal e portanto seja menor a probabilidade de escape dos raios gama.

As intensidades são afetadas pelas flutuações da potência do reator, para correção deste efeito foi utilizado um sistema monitor constituído de um detetor  $\text{BF}_3$  localizado antes do alargamento do colimador.

A intensidade da radiação gama emitida é dada por

$$I = \frac{(\text{área do fotopico})}{p(E) G (1 - \exp(-\mu(E) L))}$$

onde

$G$  — a eficiência geométrica, que para feixe paralelo vale 1, é a probabilidade de um raio emitido atingir o cristal.

$p(E)$  — a fotofração, é a razão da área sob o fotopico para a área correspondente a toda função resposta. Esta razão dá a probabilidade de, tendo um raio gama interagido no detetor, contribuir para o pico de absorção total.

$(1 - \exp(-\mu(E)L))$  — a eficiência intrínseca do cristal de 3" x 3" de NaI (II) é a probabilidade de um raio gama produzir ao menos uma interação no cristal.  $\mu(E)$  é o coeficiente de absorção para radiação gama de energia  $E$ .  $E L$  é a espessura do cristal.

Nós vamos utilizar os valores de  $p(E) (1 - \exp(-\mu(E)L))$  obtidos por Jarczyk (20) e outros, os quais são dados com um erro de 8%.

O fotopico pode ser satisfatoriamente descrito por uma gaussiana (21)

$$y(x) = y_0 e^{-(x-x_0)^2/b_0}$$

onde  $y$  é a contagem no canal  $x$ ,  $x_0$  é a altura de pulso no centro da distribuição simétrica,  $y_0$  é a contagem no canal  $x_0$  e a largura na meia altura é  $2\sqrt{\ln 2} \sqrt{b_0}$

Experimentalmente pode-se notar que existe um afas

tamento da forma gaussiana, êste afastamento entretanto é pequeno nas medidas que foram efetuadas.

Um programa de computador denominado GAMAS calcula a área sob a gaussiana escolhendo entre os pontos obtidos o valor do pico.

Calculando-se o êrro na determinação da intensidade observou-se que o êrro de 8% da eficiência cobre todos os outros, devidos a estatística e ajuste da gaussiana.

Determinada a intensidade obtem-se o fluxo da radiação gama dividindo êste valor pela área do feixe, que tem o valor  $0,314 \text{ cm}^2$ .

Conforme pode-se ver na figura V, a intensidade é determinada a quase 2 metros da posição em que é colocada a amostra, entretanto é necessário saber o valor do fluxo na posição da amostra. Para isso a intensidade foi determinada nas duas posições, em várias potências até 1 Mev. Os fluxos foram calculados e verificou-se que existe um fator de proporcionalidade entre êles, êste fator teve que ser extrapolado para 2 Mev, que é a potência de operação do reator, pois nesta potência não é possível medir a intensidade na posição menos afastada por ser muito alta para o equipamento eletrônico disponível.

Sendo  $I_F$  e  $I_A$  as intensidades nas posições da amostra e na posição em que normalmente serão medidas as intensidades e sendo  $S_F$  e  $S_A$  as áreas dos feixes nestas posições, sendo  $K$  o fator de proporcionalidade achado experimentalmente então

$$\phi_F = \frac{I_F}{S_A}, \phi_A = \frac{I_A}{S_A} \quad \text{e} \quad \phi_A = K \phi_F$$

O valor obtido para  $K$  é 1,73.

#### 4. Detecção de neutrons

Para a detecção dos neutrons foi usado um sistema

# ESQUEMA DO SISTEMA DE DETEÇÃO

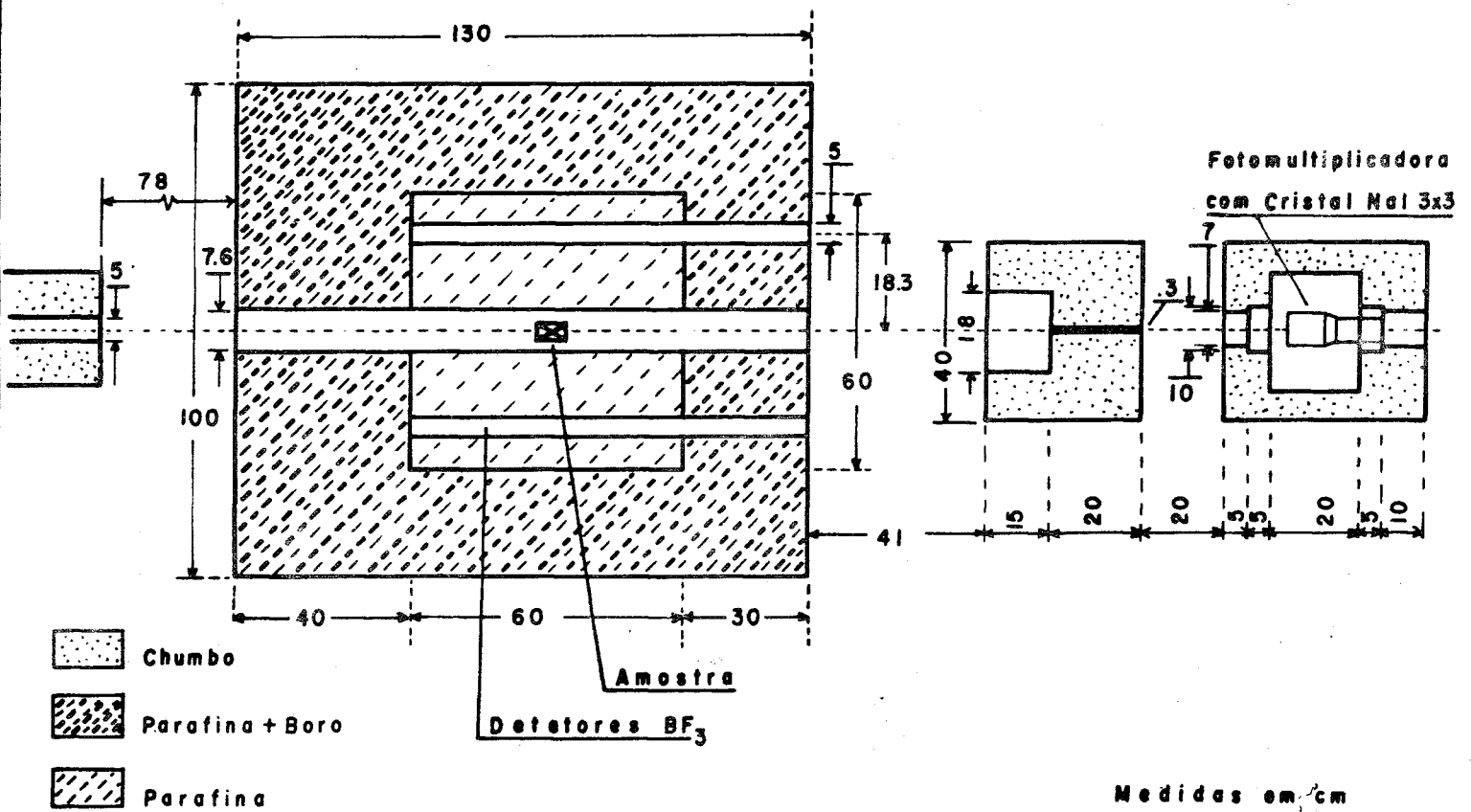


Figura V

" $4\pi$ " tipo Halpern.

Em 1947 Hanson e Mckibben <sup>(22)</sup> construíram um arranjo, para detetar neutrons, com um detetor  $\text{BF}_3$  dentro de um cilindro de parafina, êste arranjo tinha aproximadamente a mesma sensibilidade para neutrons de 10 Kev a 3 Mev. Êste tipo de detetor foi chamado "long counter".

Halpern, Mann e Nathans <sup>(23)</sup> foram os primeiros a projetar um detetor " $4\pi$ " para ser usado em experiências com fotoneutrons. Eles mostraram que para um detetor  $\text{BF}_3$  colocado no centro de um cubo de parafina é possível escolher uma espessura do moderador, entre a fonte e o detetor, tal que a eficiência de contagem seja razoavelmente independente da energia do neutron.

Conforme pode ser visto na figura V, os 6 detetores  $\text{BF}_3$  foram dispostos simetricamente espessados em um círculo de 12 cm de raio. Os detetores estão dentro de tubos de alumínio de 2" de diâmetro.

Um tubo de latão de 3" de diâmetro passa no centro permitindo que os raios gama passem sem serem perturbados. - Na parte central dêste tubo são colocadas as amostras para as medidas.

Os tubos ficam dentro de parafina formando um cilindro de 60 cm de diâmetro. Parafina com Boro completam o bloco, conforme pode ser observado no desenho. Todo o conjunto está dentro de uma caixa de ferro.

A eficiência dêste sistema foi determinada utilizando-se uma fonte padrão <sup>(24)</sup> de fotoneutrons, de  $\text{Na}^{24} + \text{D}_2\text{O}$ . - O  $\text{Na}^{24}$  emite um raio gama de 2,76 Mev por desintegração, a reação  $(\gamma, n)$  acontece nos nucleos de Deutério cujo limiar para  $(\gamma, n)$  é 2,23 Mev. Esta fonte padrão foi construída segundo as especificações de Russell, Sacks, Wattenberg e Fields e nos for

nece o "yield" de neutrons.

O valor encontrado para a eficiência foi de -----  
0,0377  $\pm$  0,0022, esse valor concorda com o encontrado por Gers-  
tenberg e Fuller (25) para um sistema detetor com as mesmas ca-  
racterísticas que o nosso.

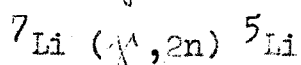
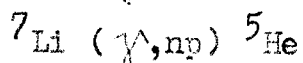
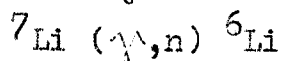
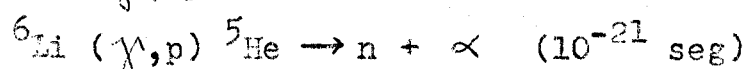
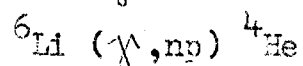
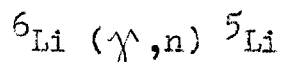
\* \* \*

III - AMOSTRAS

## 1. Litio

A amostra de Litio é uma pastilha de 89,4 g de Carbonato de Litio natural (92,58% de Li-7 e 7,42% de Li-6).- A pastilha tem forma cilíndrica de 5 cm de altura e 4 cm de diâmetro. Dois suportes de Lucite foram usados para que a amostra ficasse no centro do feixe de radiação gama.

As reações que produzem neutrons no Litio são:



Os limiares destas reações estão na Tabela II. Como o sistema de detecção responde aos neutrons de todas as reações os resultados obtidos serão devidos a todas as reações cujo limiar for atingido. No caso do Litio as reações  ${}^7\text{Li} (\gamma, np) {}^5\text{He}$  e  ${}^7\text{Li} (\gamma, 2n) {}^5\text{Li}$  têm limiares de respectivamente 11,9 e 9,29 Mev, os quais estão acima das energias fornecidas pelos alvos usados.

A contribuição devida ao  ${}^{13}\text{C}$  (1,1%) e ao  ${}^{18}\text{O}$  (0,2%) é muito pequena e não poderia ser detetada.

## 2. Litio-6

Foram usadas 35,82 g de Carbonato de Litio enriquecido

Reação	Q * (Mev)	
	(29)	
${}^6\text{Li} (\gamma, n) {}^5\text{Li}$	5,66	5,35 **
${}^6\text{Li} (\gamma, np) {}^4\text{Li}$	3,69	
${}^6\text{Li} (\gamma, p) {}^5\text{He}$	4,65	
${}^7\text{Li} (\gamma, n) {}^6\text{Li}$	7,25	7,15 **
${}^7\text{Li} (\gamma, 2n) {}^5\text{Li}$	12,92	
${}^7\text{Li} (\gamma, np) {}^5\text{He}$	11,91	
${}^{12}\text{C} (\gamma, n) {}^{11}\text{C}$	18,72	18,70 ***
${}^{12}\text{C} (\gamma, np) {}^{10}\text{B}$	27,41	27,41 ***
${}^{12}\text{C} (\gamma, 2n) {}^{10}\text{C}$	31,82	32,60 ***
${}^{13}\text{C} (\gamma, n) {}^{12}\text{C}$	4,88	
${}^{13}\text{C} (\gamma, 2n) {}^{11}\text{C}$	8,25	
${}^{16}\text{O} (\gamma, n) {}^{15}\text{O}$	15,67	
${}^{16}\text{O} (\gamma, np) {}^{14}\text{N}$	22,96	
${}^{16}\text{O} (\gamma, 2n) {}^{14}\text{O}$	28,89	
${}^{18}\text{O} (\gamma, n) {}^{17}\text{O}$	8,05	
${}^{18}\text{O} (\gamma, np) {}^{16}\text{N}$	21,82	
${}^{18}\text{O} (\gamma, 2n) {}^{16}\text{O}$	12,18	
${}^{209}\text{Bi} (\gamma, n) {}^{208}\text{Bi}$	-----	7,40 ***
${}^{209}\text{Bi} (\gamma, np) {}^{207}\text{Pb}$	-----	13,30 ***
${}^{209}\text{Bi} (\gamma, 2n) {}^{207}\text{Bi}$	-----	12,68 ***

TABELA II

\* Para reações provocadas por raios gama -Q é a energia limiar da reação.

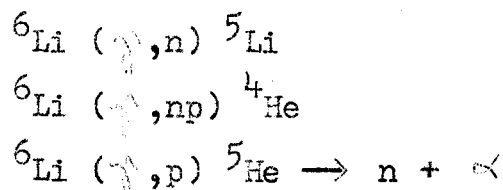
\*\* Valor experimental (Ref. 28)

\*\*\* Valor experimental (Ref. 31)



cido em Li-6 (95,64%). A amostra foi colocada dentro de uma capsula de Lucite, cilíndrica, de 5 cm de comprimento e 4 cm de diâmetro.

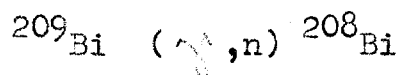
Os resultados obtidos são devidos às reações:



### 3. Bismuto-209

Foram usadas 153,56 gramas de Bismuto metálico em uma capsula de Lucite de 2 cm de comprimento e 4 cm de diâmetro.

No Bismuto a única reação que contribui para os nossos resultados é:



### 4. Neutrons absorvidos na amostra

Dos neutrons produzidos por reação ( $\gamma, n$ ) uma parte é absorvida na própria amostra, sendo então necessária uma correção.

Quando uma amostra é colocada em um feixe de radiação a razão das desintegrações provocadas é:

$$C \propto N V \sigma \phi$$

onde

$N$  — é a concentração de nucleos na amostra

$V$  — o volume da amostra

$\sigma$  — a seção de choque da reação

$\phi$  — o fluxo da radiação incidente.

Sendo pois o número de desintegrações causadas pe

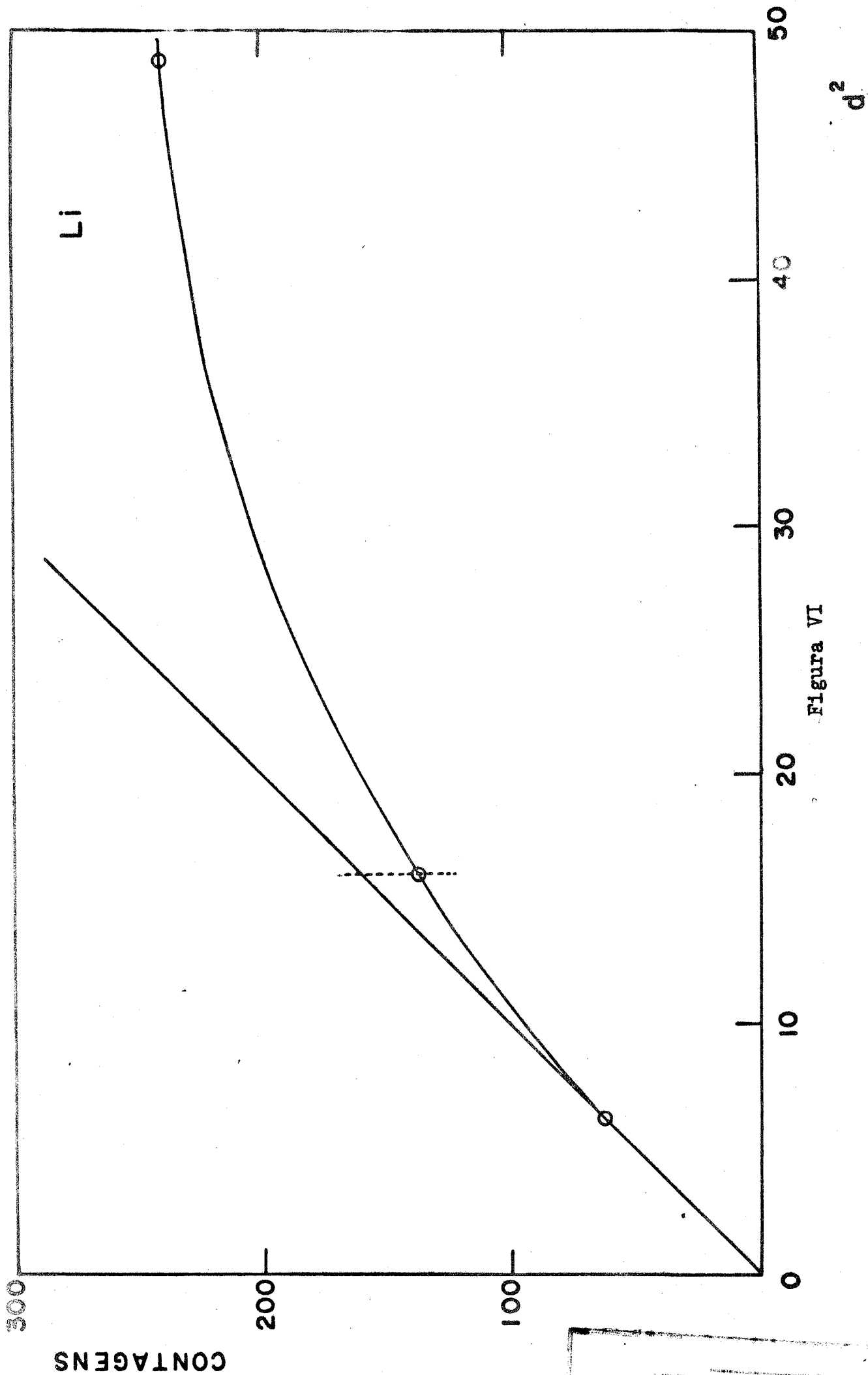


Figura VI

INSTITUTO DE PESQUISA E DESENVOLVIMENTO

lo fluxo  $\phi$  proporcional ao volume da amostra.

Medindo-se as contagens  $C$  para amostras de forma cilíndrica com mesmo comprimento e mesma densidade, deveríamos obter valores proporcionais ao quadrado do diâmetro da amostra. Entretanto, devido a absorção dos neutrons na amostra o gráfico contagem vs.  $d^2$  não é uma reta.

Um fator de correção  $\epsilon_A$  é obtido relacionando-se o valor da contagem na curva e na reta, como pode ser visto na figura VI. Na amostra de Bismuto não foi observada absorção.

#### 5. Atenuação da radiação gama na amostra

O feixe de radiação gama é atenuado ao longo da amostra; também para este efeito é preciso fazer uma correção. Como já foi mostrado acima, o número de desintegrações provocadas por um feixe de radiação, em uma amostra, é proporcional ao volume desta amostra.

Para amostras de forma cilíndrica de mesmo diâmetro e mesma densidade as contagens  $C$  medidas deveriam ser proporcionais ao comprimento da amostra.

Usamos amostras de mesmo diâmetro e comprimentos diferentes. A partir do gráfico, contagem vs comprimento, obtivemos um fator  $\epsilon_G$  para corrigir nas contagens o efeito da atenuação do fluxo de radiação gama na amostra. Nas figuras VIII e IX estão esses gráficos para o Litio e o Bismuto.

Na tabela III estão os valores  $\epsilon_A$  e  $\epsilon_G$ .

	$\epsilon_A$	$\epsilon_G$
Lítio	0,856	0,889
Bismuto	1,000	0,885

TABELA III

CONTAGENS

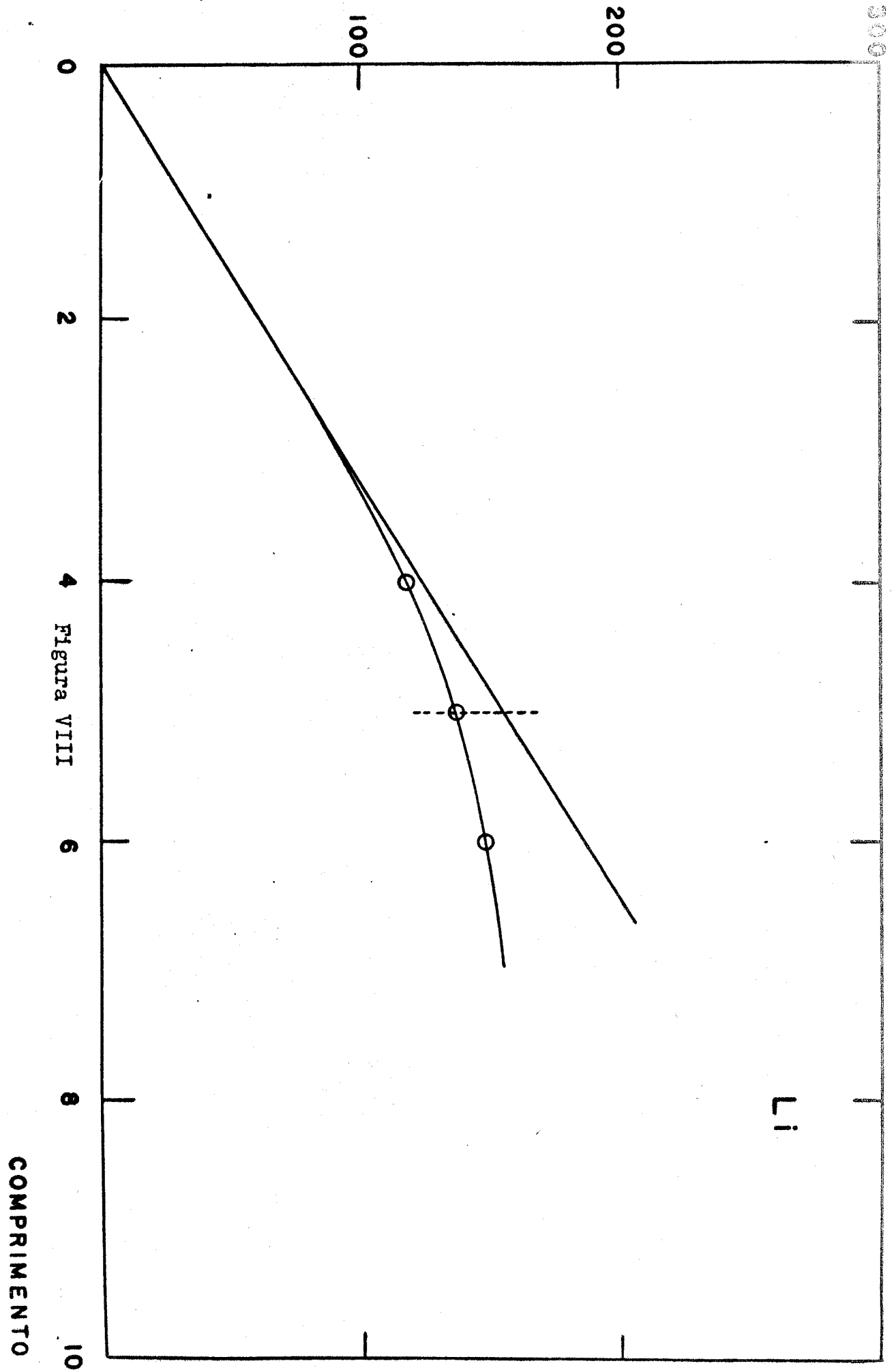


Figura VIII

Li

COMPRIMENTO

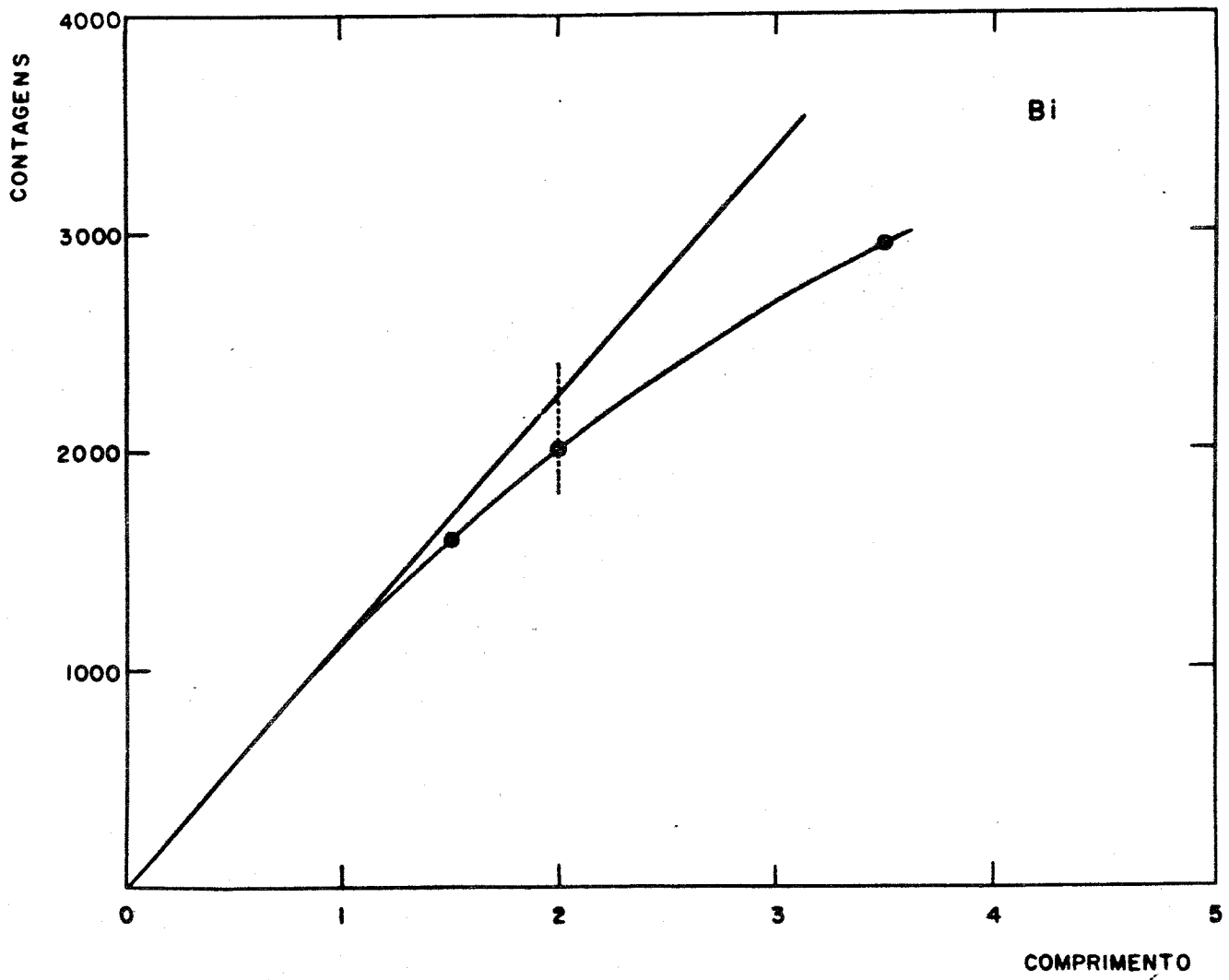


Figura IX

#### IV - CÁLCULOS E RESULTADOS

##### 1. Cálculo da Seção de Choque ( $\sigma, n$ )

Tendo sido determinados os fatores  $\epsilon_n$  — eficiência do sistema detetor de neutrons,  $\epsilon_A$  — fator para corrigir a absorção de neutrons na amostra,  $\epsilon_G$  — fator para corrigir a atenuação do fluxo de radiação gama na amostra, podemos chamar de  $\epsilon$  a eficiência global do sistema para cada amostra e que é o produto destes três fatores.

A contagem de neutrons obtida é dada por

$$C = \epsilon N V \phi \sigma (\gamma, n)$$

ou

$$C = \epsilon \frac{N_0 \rho}{A} \frac{M}{\rho} K \frac{I}{S} \sigma (\gamma, n)$$

Reunindo-se todas as quantidades, que são constantes para uma amostra, e chamando-se de F temos:

$$\sigma (\gamma, n) = \frac{1}{F} \frac{C}{I}$$

Entretanto este valor C da contagem não é devido apenas à radiação gama de uma só energia e sim a todas as linhas provenientes do alvo utilizado. A maioria dos alvos emite linhas secundárias, muitas das quais de energia maior que o limiar da reação estudada. Essas contribuições devem ser levadas em consideração no cálculo da seção de choque.

O que se mede na realidade é:

$$\epsilon_1 I_1 + \epsilon_2 I_2 + \dots + \epsilon I = \frac{C}{F}$$

sendo  $\sigma_i$  o valor da seção de choque para a energia da linha de intensidade  $I_i$  ou

$$\sigma_1 r_1 + \sigma_2 r_2 + \dots + \sigma = \frac{C}{FI}$$

onde  $I$  é a intensidade da linha principal,  $r_i$  — as intensidades relativas, são encontradas tabeladas (26, 27), porém devem ser corrigidas para os materiais que foram intercalados no feixe para eliminação do "background" de neutrons.

Temos assim um sistema de tantas equações quantos forem os alvos utilizados, porém temos um número maior de incognitas, uma vez que cada alvo possui mais de uma linha.

O segundo membro de cada equação ( $\frac{C}{FI}$ ) seria a medida da seção de choque na energia  $E$  da linha principal fornecida pelo alvo se as contribuições das outras linhas fossem nulas. Este valor é então um limite superior para  $\sigma(E)$ .

Uma vez obtida esta solução do sistema de equações, são feitas interpolações lineares obtendo-se assim um novo conjunto de soluções. O procedimento é repetido até que as variações encontradas sejam muito pequenas e são tomadas como imprecisão causada pelo método de solução do sistema.

Assim, colocamos em um gráfico os pontos  $(E, \frac{C}{FI})$  e na curva determinada por esses pontos foram lidos  $\sigma_{li}$  para as energias de todas as linhas secundárias de cada alvo utilizado. Foram então calculados os limites inferiores para  $\sigma(E)$ .

Nessa curva foram novamente interpolados os valores de  $\sigma_{2i}(E)$  das linhas secundárias e calculados novamente  $\sigma(E)$ . O processo foi repetido até que a variação nos valores encontrados seja pequena.

$$\sigma(E) + \sum_i \sigma_{ni} r_i = A$$

com  $\left| \frac{C}{FI} - A \right| = d$

onde  $d$  é o valor do erro do método devendo ser comparado com os outros erros cometidos experimentalmente: determinação da intensidade da radiação gama, erros estatísticos e determinação da eficiência de detecção de neutrons.

## 2. Resultados

### 2.1 - Deutério

A seção de choque do Deutério para a reação  $(\gamma, n)$  foi determinada em várias energias. Os resultados obtidos estão na Figura X sobre uma curva obtida através dos valores teóricos (6) e na qual podem ser vistos também alguns resultados experimentais de outros autores.

A concordância dos nossos resultados com a curva teórica é boa. Através dessas medidas foi feita uma verificação da eficiência do sistema de detecção de neutrons por nós utilizado, uma vez que é bem conhecido que as discrepâncias obtidas pelos vários autores nas medidas de seção de choque  $(\gamma, n)$  podem ser em grande parte explicadas pela falta de conhecimento preciso da eficiência do detetor de neutrons.

### 2.2 - Litio Natural

Os valores da seção de choque  $(\gamma, n)$  como função da energia estão na figura XI. Alguns resultados de Goldemberg e Katz (7) e de Romanowski e Voelker (9) são também mostrados na mesma figura.

Os pontos por nós obtidos poderiam ser a continuação da curva de Goldemberg e Katz para energias próximas do limiar.

Romanowski e Voelker observaram a existência de um pequeno pico na região de 8 Mev e sugerem que seja devido a interação de quadripolo magnético. Pelos pontos aqui obtidos



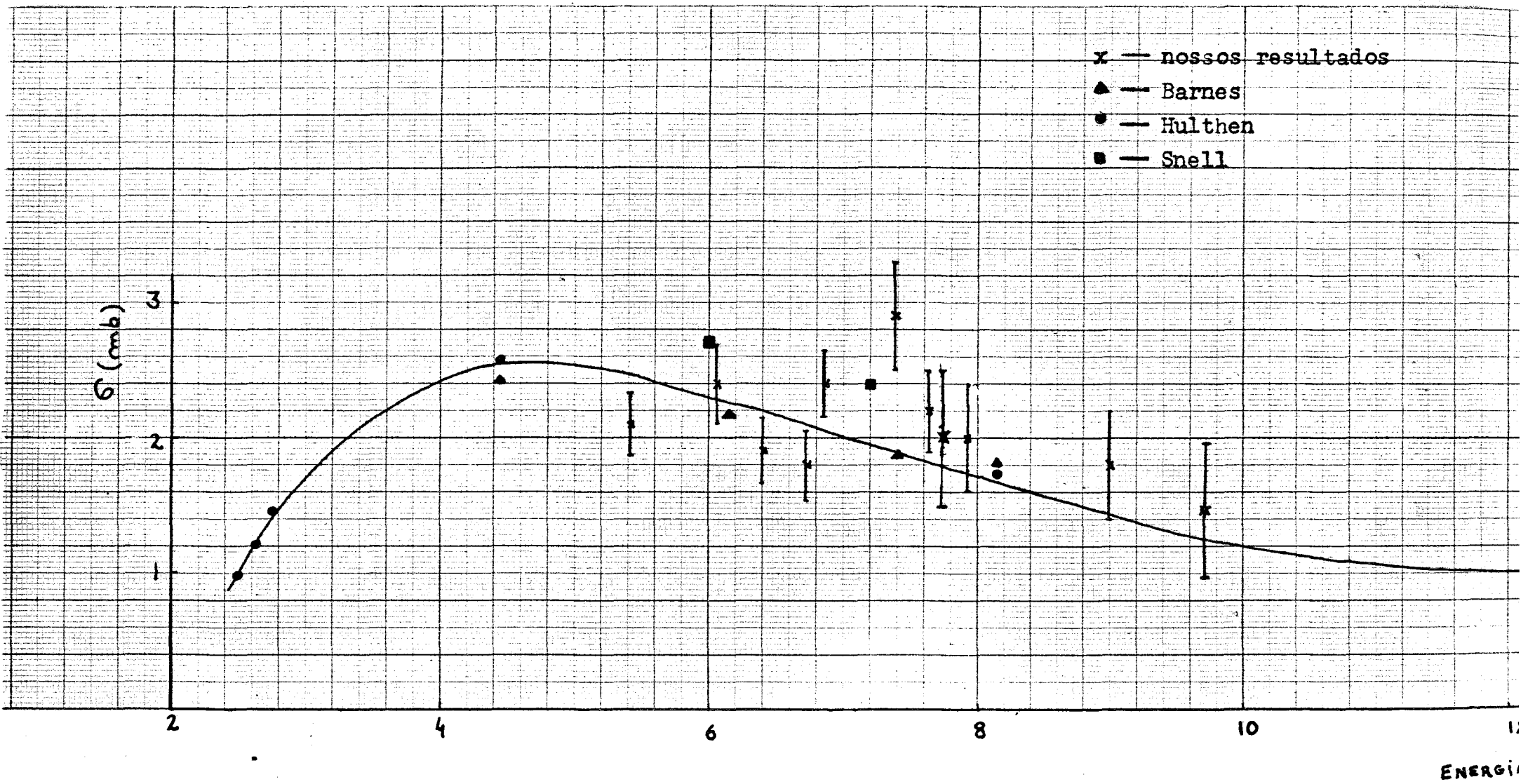


Figura X

podemos notar uma certa indicação d'êste pico na energia de 7,72 Mev.

Na Tabela IV estão os resultados que obtivemos.

Energia (MeV)	$\sigma$ (mb)
6,05	0,04 $\pm$ 0,01
6,73	0,10 $\pm$ 0,04
7,23	0,14 $\pm$ 0,02
7,63	0,28 $\pm$ 0,04
7,72	0,31 $\pm$ 0,04
7,91	0,14 $\pm$ 0,07
9,01	0,47 $\pm$ 0,07
9,72	0,73 $\pm$ 0,13

TABELA IV

### 2.3 - Litio-6

Os resultados obtidos para o Li-6 estão na Figura XII juntamente com os valores obtidos por Romanowski e Voelker (19) e Green e Donahue (14).

Nossos resultados concordam com os de Romanowski e Voelker considerando que êles indicam que suas medidas são afetadas por êrros da ordem de 30%.

O valor extremamente alto obtido por Green e Donahue para a energia de 6,73 Mev não foi por nós confirmada. Na energia de 7,72 Mev, entretanto, foi observada a indicação de um pequeno pico.

Os resultados estão na Tabela V bem como os de Green e Donahue (14) que também utilizaram radiação gama de captura.

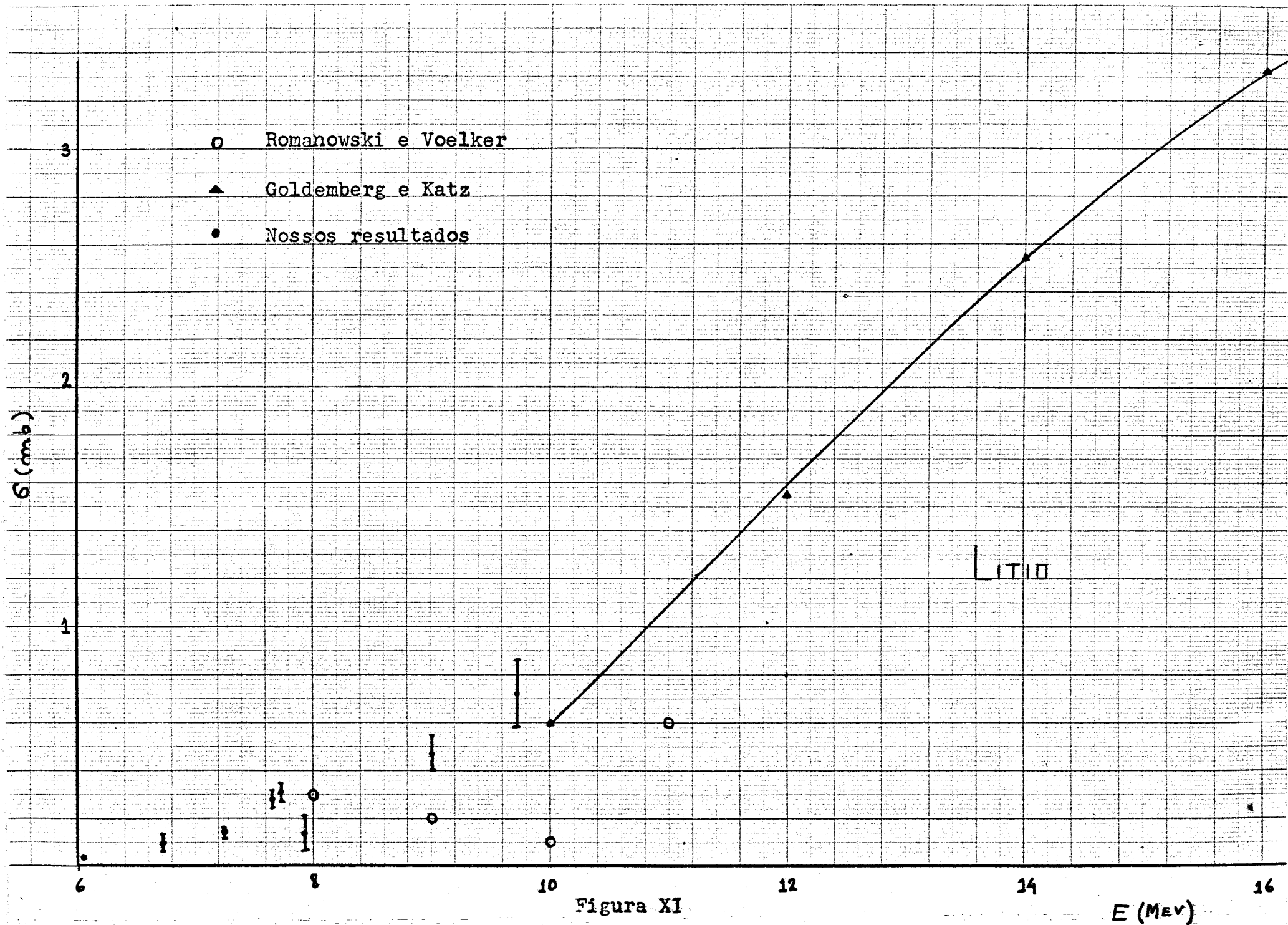


Figura XI

$E$  (MeV)



Energia (Mev)	$\sigma$ (mb)	
	Nossos resultados	Green e Donahue
6,05	0,22 $\pm$ 0,03	—
6,73	0,75 $\pm$ 0,11	1,3 $\pm$ 0,2
7,23	0,80 $\pm$ 0,15	—
7,63	1,52 $\pm$ 0,20	1,3 $\pm$ 0,2
7,72	2,10 $\pm$ 0,26	1,13 $\pm$ 0,12
7,88	1,26 $\pm$ 0,18	1,0 $\pm$ 0,2
7,92	1,30 $\pm$ 0,19	1,1 $\pm$ 0,2
9,01	2,44 $\pm$ 0,34	1,6 $\pm$ 0,3
9,72	2,78 $\pm$ 1,15	—

TABELA V

## 2.4 - Bismuto

Os valores da seção de choque da reação  $(\alpha, n)$  próximo ao limiar que têm sido obtidos por vários pesquisadores diferem bastante entre si.

Na Figura XIII estão reunidos os resultados de Montalbetti, Katz e Goldenberg <sup>(12)</sup>, Hurst e Donahue <sup>(15)</sup>, Halpern, Nathans e Mann <sup>(11)</sup>, Harvey, Caldwell, Bramblett e Fultz <sup>(13)</sup> e os pontos por nós obtidos.

Nenhuma evidência de estrutura é observada.

Na Tabela VI estão comparados os nossos valores com os de Donahue e Hurst que também utilizaram radiação de captura.





Energia (Mev)	$\sigma$ (mb)	
	Nossos resultados	Hurst e Donahue
7,63	2,5 $\pm$ 0,5	—
7,72	3,7 $\pm$ 0,5	—
7,88	7,0 $\pm$ 1,0	—
9,01	20,5 $\pm$ 2,6	36,1 $\pm$ 12,0
10,83	217 $\pm$ 26	226 $\pm$ 27

TABELA VI

### 3. Conclusão

Este trabalho teve como finalidade obter valores da seção de choque ( $\gamma, n$ ) para o Li-6, Litio natural e Bi-209 no intervalo de energias de 5 a 11 Mev, com precisão melhor do que aquela que pode ser conseguida com o espectro de "bremsstrahlung". Os dados obtidos nestes trabalhos são geralmente para energias acima de 10 Mev e não dão informações detalhadas sobre o comportamento da seção de choque junto ao limiar.

O fato de utilizarmos radiação gama monocromática de resolução de alguns eV nos possibilita obter algumas indicações da existência de uma possível estrutura no caso do Litio natural e do Litio-6.

Para os casos nos quais a radiação gama de captura coincide praticamente com um nível isolado do núcleo estudado, a seção de choque para a emissão de fotoneutrons traz informações a respeito da largura radioativa do estado fundamental da aquele nível. Uma análise teórica mais detalhada a respeito do comportamento das seções de choque obtidas será feita em um trabalho posterior.

\*FANDK0807

```
C      GAMAS
C      CALCULO DA AREA SOB O FOTOPICO COM A CHAVE 2 LIGADA
C      MEDIDA DE ATIVIDADE ABSOLUTA ATRAVES DA RADIACAO GAMA
C      T=TEMPO DE CONTAGEM
C      P=FOTOFRACAO
C      E=EFICIENCIA INTRINSECA
C      XO=PRIMEIRO CANAL CONSIDERADO COMO PICO
C      N=NUMERO DE PONTOS NAO CONSIDERADOS COMO PICO
C      NT=NUMERO TOTAL DE PONTOS
C      KXO=NUMERO DE PONTOS CONSIDERADOS COMO PICO
C      XE(I)=CANALIS
C      YE(I)=CONTAGENS
C      DIMENSION X(100),Y(100),DE(50),XE(100),YE(100),ENP(50)
987  READ 10,T,P,E,XO,N,NT,KXO
      KK=0
      10  FORMAT (E14.8,2F6.3,F6.1,3I3)
          PRINT20,T,P,E
          20  FORMAT(1H1,2HT=,E14.8,4X,2HP=,F6.3,4X,2HE=,F6.3/)
              KONT=1
              READ 40,(XE(I),YE(I),I=1,NT)
              DO 30 I=1,N
                  Y(I)=YE(I)
          30  X(I)=XE(I)
              J=N+1
          40  FORMAT(8(I4,I6))
102  Z1=0.
      Z2=0.
      Z3=0.
      Z4=0.
      Z5=0.
      DO 100 I=1,N
          Z1=Z1+Y(I)*(X(I)-XO)**4
          Z2=Z2+Y(I)*LOGF(Y(I))
          Z3=Z3+Y(I)*(X(I)-XO)**2
          Z4=Z4+Y(I)*(X(I)-XO)**2*LOGF(Y(I))
100  Z5=Z5+Y(I)
      DD=Z5*Z1-Z3*Z3
      A=(Z1*Z2-Z3*Z4)/DD
      B=(Z5*Z4-Z3*Z2)/DD
      ENEP=EXP(A)*SQRTF(3.1416/(-B))
      BPEQ=-1./B
      DELTA=0.
      DO 110 I=1,N
110  DELTA=DELTA+((LOG(Y(I))-A-B*(X(I)-XO)**2)**2)*Y(I)
      SLOG=SQRTF(DELTA/(Z5-1.))
      SIGMAB=SLOG*SQRTF(Z5/DD)
      SBPEQ=SIGMAB/(B*B)
      SIGMAA=SLOG*SQRTF(Z1/DD)
      D=N
      DELTA=DELTA/(D-2.)
      IF (SENSE SWITCH 2)400,500
400  PRINT 401,DELTA
401  FORMAT (1H ,7HDELTA=,E14.8)
      500  KK=KK+1
          DE(KK)=DELTA
          ENP(KK)=ENEP
          IF(SENSE SWITCH 1)160,200
160  READ 170,T,T1,T2,ELE
170  FORMAT(4E14.8)
```



```

PRINT180,T,T1,T2
180 FORMAT(1H ,4H T=,E14.8/4H T1=,E14.8/4H T2=,E14.8)
PRINT190,ELE
190 FORMAT(1H ,8H LAMBDA=,E15.8)
CA=T*EXPF(-ELE*T1)*(1.-EXPF(-ELE*T2))
GO TO 210
200 CA=T
210 N1=N-1
DO15II=1,N1
X(II)=X(II+1)
15 Y(II)=Y(II+1)
X(II)=XE(J)
Y(II)=YE(J)
J=J+1
XO=XO-1.
KONT=KONT+1
IF(KONT-KXO)102,102,231
231 PRINT50
50 FORMAT(1H ,16HCANAL CONTAGEM/)
60 PRINT 71,(XE(I),YE(I),I=1,NT)
71 FORMAT(1H ,F6.0,3X,F8.0)
DMIN=DE(1)
AREA=ENP(1)
DO 44 I=2, KK
IF(DE(I)-DMIN)77,44,44
77 DMIN=DE(I)
AREA=ENP(I)
44 CONTINUE
PRINT133,DMIN,AREA
133 FORMAT(/1H0,10HDELTAMIN= ,E14.8/1H0,5HAREA= ,E14.8)
GOTO987
END

```

REFERÊNCIAS

- (1) Frish, O. R.  
Progress in Nuclear Physics - vol. 4
- (2) Blatt, J. M. e Weisskopf, V.F.  
Theoretical Nuclear Physics
- (3) Chadwick, J. e Goldhaber, M.  
A Nuclear Photo-Effect  
Nature (1934) 134 : 237
- (4) Szilard, L. e Chalmers, F. A.  
Detection of Neutrons Liberated from Beryllium  
by Gamma Rays  
Nature (1934), 134 : 494
- (5) Kerst, D. W.  
Phys. Rev. (1941), 59 : 110
- (6) Handbuch der Physik  
XXXII/2 pag. 139
- (7) Goldemberg, J. e Katz, L.  
Can. J. Phys. (1954), 32 : 49
- (8) Ribka, T. W. e Katz, L.  
Phys. Rev. (1958), 110 : 1123
- (9) Romanowski, T.A. e Voelker, V. H.  
Phys. Rev. (1959), 113 : 886
- (10) Crawley, G. M. e Spicer, B. M.  
Nuclear Physics (1964), 51 : 177
- (11) Halpern, J., Nathans, R. e Mann, A. K.  
Phys. Rev. (1952) 88 : 679
- (12) Montalbetti, R., Katz L. e Goldemberg, J.  
Phys. Rev. (1953), 91 : 659

- (13) Harvey, R.R., Caldwell, J.T., Bramblett, R.L. e Fultz, S.C.  
Phys. Rev., (1964), 136 : B 126
- (14) Green, L. e Donahue, D.J.  
Phys. Rev. (1964) 135 : B 701
- (15) Hurst, R.R. e Donahue, D.J.  
Nuclear Physics A 91, (1967) 365
- (16) Santos, M.D.S., Goldemberg, J., Pieroni, R.R., Silva, E.,  
Borello, O.A., Villaça, S.S.  
Anais da Academia Brasileira de Ciências  
(1955), 27 : 437
- (17) Baldwin, G.C., Kock, H.W.  
Phys. Rev. (1954) 67 : 1
- (18) Perlman, M.L.  
Phys. Rev. (1949) 75 : 988
- (19) Mafra, O.Y.  
Arranjo Experimental para Produção e Utilização de Raios  
Gama de Captura Radioativa de Neutrons  
Tese - Escola Politecnica - S.Paulo - 1969
- (20) Jarczyk, L., Knoepfel, H., Lang, J., Müller, R. e Wölfl, W.  
Nucl. Instr. and Meth. (1962) 17 : 310
- (21) Heath, R.L.  
Scintillation Spectrometry Gamma Ray Spectrum  
IDO 16880, Vol. I
- (22) Hanson, A.O. e McKibben, J.L.  
Phys. Rev. (1947) 72 : 673
- (23) Halpern, J., Mann, A.K. e Nathans, R.  
Rev. Sci. Instr. (1952) 23 : 678
- (24) Russell, B., Sachs, D., Wattenberg, A. e Fields, R.  
Phys. Rev. (1948), 73 : 545
- (25) Gustenberg, H.M. e Fuller, E.G.  
NBS - Technical Note 416

Nuclear Data Tables - Part I - 1960

- (26) Groshev, L.V., Demidov, A.M., Lutsenko, V.N., Pelekhov, V.I.  
Atlas of  $\gamma$  ray spectra from radiative Capture of Thermal  
Neutrons.
- (27) Troubetzkoy, E. e Goldstein, H.  
ORNL - 2904  
A Compilation of Information on Gamma Ray Spectra Result-  
ing from Thermal Neutron Capture.
- (28) Sher, R., Halpern, J. e Mann, A.K.  
Phys. Rev. (1951), 84 : 387
- (29) Nuclear Data Tables  
(1960) - Part I
- (30) Heinrich, A e Rubin, R.  
Helv. Phys. Acta (1955), 28 : 185
- (31) Nathans, R. e Halpern, J.  
Phys. Rev. (1954), 93 : 437

\* \* \*