

OLGA YAJGUNOVITCH MAFRA

Orientador: *marcelo Damy de Souza Santos*

ARRANJO EXPERIMENTAL PARA PRODUÇÃO E UTILIZAÇÃO DE RAIOS  
GAMA DE CAPTURA RADIOATIVA DE NEUTRONS



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.

À Anna, José e Guido

### Agradecimentos

Agradeço às inúmeras pessoas que direta ou indiretamente contribuíram quer com seu conhecimento, quer com seu incentivo à elaboração desta dissertação.

Ao Professor Marcello Damy de Souza Santos, Chefe da Divisão de Física Nuclear do Instituto de Energia Atômica e orientador deste trabalho, meu profundo reconhecimento por seu interesse, incentivo e sugestões.

Devo expressar ainda minha gratidão aos pesquisadores Achilles A. Suarez, Fernando G. Bianchini, Dr. Silvio B. Herdade e Manoel A.N. de Abreu pelas úteis discussões, ao Sr. José Ferreira, Chefe da Oficina Mecânica do IEA, pela construção do arranjo experimental, à Srta. Virginia Schmidt pelos trabalhos de datilografia e auxílio na montagem da tese, e aos bolsistas Susumo Kuniyoshi e José Hirata pela confecção de alguns desenhos.

Tendo a Comissão Nacional de Energia Nuclear patrocinado o desenvolvimento de minha atividade científica, iniciada em 1962, na Divisão de Física Nuclear do Instituto de Energia Atômica, não posso deixar de expressar os meus agradecimentos à CNEN e ao Dr. Rômulo R. Pieroni, Diretor do IEA.

## ÍNDICE

RESUMO		
1.	INTRODUÇÃO	1
2.	FONTES DE RADIAÇÃO GAMA ?	4
2.1.	Fontes Radioativas Naturais ou Artificiais ?	4
2.2.	Reação com Partículas Carregadas	5
2.3.	Betatrons e Síncrotrons	6
2.4.	Aniquilação de Positrons em Voo	8
*2.5.	Radiação Gama de Captura de Neutrons	9
2.6.	Comparação entre as Características das Várias Fontes	11
3.	DESCRIÇÃO DO ARRANJO EXPERIMENTAL	12
4.	A RADIAÇÃO DE FUNDO	15
5.	MEDIDA DA CONTAMINAÇÃO POR NEUTRONS TÉRMICOS NO FEIXE DE RADIAÇÃO GAMA	18
6.	ALVOS UTILIZADOS	20
7.	SISTEMA PARA DETECÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA	23
8.	DETERMINAÇÃO DA INTENSIDADE DE RADIAÇÃO GAMA	25
9.	CONCLUSÃO	29
10.	TABELAS	32
11.	FIGURAS	36
12.	APÊNDICE	47
12.1.	Interação dos Raios gama com a Matéria	47
12.2.	Forma do Espectro em Função da Energia dos Raios Gama	48

12.3.	Análise Quantitativa do Espectro de Raios Gama com Cintilador	49
12.3.1.	Eficiência de Detecção	49
12.3.2.	Eficiência de Fotopico	50
12.3.3.	Determinação de Atividade Absoluta de uma Fonte Gama-Emissora	50
12.4.	Medida do Fluxo de Neutrons Térmicos com Fôlhas de Ouro	53
13.	LISTA DO PROGRAMA GAMAN	56
14.	LISTA DE REFERÊNCIAS	58

## ÍNDICE DAS TABELAS

Tabela I - Comparação entre as larguras das linhas obtidas pelas várias fontes de radiação gama.

Tabela II - Comparação entre os fluxos de radiação gama obtidos pelos vários métodos em energias próximas.

Tabela III - Relação de alguns alvos, energias das linhas principais e seções de choque de absorção de neutrons, comparadas com as de espalhamento.

Tabela IV - Fluxo de fotons calculado na saída do canal.

## ÍNDICE DAS FIGURAS

Figura 1 - Curvas da seção de choque para produção de fótons com energia entre  $E$  e  $E + dE$  obtidos quando elétrons de 19 MeV atingem um alvo de tungstênio.

Figura 2 - Monocromador de "bremsstrahlung".

Figura 3 - Seções de choque para produção de fótons de aniquilação e de "bremsstrahlung" por intervalo de energia, quando pósitrons de 19 MeV se chocam com um alvo de berílio.

Figura 4 - Arranjo experimental para colimação de radiação gama de captura.

Figura 5 - Radiografia gama de um colimador concêntrico de Pb e Al para verificação do alinhamento das seções dos colimadores.

Figura 6 - Espectro mostrando a radiação de fundo do reator e a relação entre a radiação de fundo e uma linha de raios gama típica.

Figura 7 - Espectro de linhas da grafita.

Figura 8 - Perfil do feixe de raios gama.

Figura 9 - Equipamento eletrônico utilizado para medida de intensidade da radiação gama.

Figura 10 - Arranjo experimental do sistema de detecção.

Figura 11 - Espectro do alvo de chumbo obtido com um cristal de NaI(Tl) de 3" x 3".

Figura 12 - Fotografia do arranjo experimental.

## RESUMO

Este trabalho apresenta as características principais e os detalhes de construção de um sistema colimador para radiação gama emitida por núcleos atômicos após a captura de neutrões térmicos.

Esta construção foi feita num dos canais transversais do reator de piscina IEAR-1 do Instituto de Energia Atômica de São Paulo. As energias da radiação gama disponíveis variam entre aproximadamente 4 MeV e 11 MeV, de maneira discreta.

Obtem-se com este arranjo experimental : alta intensidade, boa colimação e radiações gama monocromáticas, características essas que são importantes para a realização de experiências com radiação gama.

Apresentam-se ainda neste trabalho a descrição das técnicas empregadas na determinação da intensidade da radiação gama e na medida da contaminação de neutrões no feixe, bem como a lista do programa GAMAW que ajusta o fotopico do espectro gama obtido tomado como uma curva gaussiana.

Pretende-se utilizar este arranjo experimental para a medida de seções de choque de reações fotonucleares.

## 1. INTRODUÇÃO

Por fotodesintegração entende-se o processo nuclear pelo qual um núcleo ab sorvendo radiação gama emite prótons, nêutrons, partículas alfa, deutêrons ou mesmo se fissiona.

Quando um núcleo é exposto a raios gama de energia  $E_\gamma$  maior que a energia de ligação de um nucleon, um foton pode ser absorvido levando o núcleo a um estado excitado do qual a emissão de um nucleon pode ocorrer. Pode-se escrever a seção de choque para a emissão de um nucleon, conseqüente à absorção de um foton, como:

$$\sigma(\gamma, b) = \sigma_a(E_\gamma) G_b \quad \text{onde}$$

$\sigma_a(E_\gamma)$  é a seção de choque para absorção de ftons de energia  $E_\gamma$  e  $G_b$  a probabilidade de emissão de uma partícula  $b$  em face à competição que existe com relação a outros modos de emissão:

$$G_b = \frac{\Gamma_b}{\sum_i \Gamma_i} \quad \text{onde}$$

$\Gamma_i$  é a largura parcial para emissão de uma partícula  $i$ .

Para valores de  $E_\gamma$  menores do que a energia de ligação da partícula  $b$ ,  $G_b$  é zero e a emissão da partícula  $b$  não ocorre. Os únicos processos possíveis nesse caso são os espalhamentos elástico e inelástico de raios gama.

Acima da energia de ligação da partícula b a seção de choque  $\sigma(\gamma, b)$  aumenta com a energia e sua forma é determinada por vários fatores:

- a) probabilidade de absorção  $\sigma_a(E_\gamma)$ .
- b) regras de seleção para o processo envolvendo a emissão da partícula b.
- c) competição com outros modos de desintegração.

A fotodesintegração de um núcleo atômico foi demonstrada experimentalmente pela primeira vez por Chadwick<sup>(1)</sup> e Goldhaber (1934) quando verificaram que o deutério se desintegrava em seus nucleons sob a irradiação com raios gama de 2.62 MeV do  $\text{ThC}''$ .

Pouco tempo depois Szilard e Chalmers<sup>(2)</sup> observaram que a emissão de fóton-neutrons também ocorria com o berílio quando exposto à mesma radiação. Entretanto a primeira investigação sistemática da produção de neutrons em outros elementos foi levada a efeito por Bothe<sup>(3)</sup> e Gentner (1937) que utilizaram raios gama de ressonância do  $\text{Li}^7(p, \gamma)$  (com protons de 440 KeV).

A partir daí várias reações fotonucleares com a emissão de protons, neutrons, partículas alfa, deuterons, etc. foram estudadas, sendo porém sempre limitadas pelas características das fontes de radiação gama disponíveis. Essas características se referem às energias, intensidades e espectro da fonte.

A utilização dos betatrons e sincrotrons, iniciada na década de 40, permitiu que o processo nuclear fosse melhor estudado<sup>(4)(5)(6)(7)(8)</sup>, possibilitando a realização de uma série de experiências que levaram a uma melhor compreensão das interações nucleares básicas. Entretanto esses aceleradores de partículas, como eram utilizados, produziam um espectro contínuo de raios gama, fato que complicava a análise das experiências realizadas.

Assim, apesar do grande desenvolvimento técnico havido, continuou-se a procura de novas fontes de radiação gama, se possível monocromá-

ticas e da grande intensidade de modo a tornar mais precisas as experiências feitas e mais simples a sua interpretação.

A grande importância da intensidade da fonte de radiação gama utilizada provém do fato das reações fotonucleares apresentarem seção de choque geralmente mais baixa do que a maioria das reações da Física Nuclear.

Mais recentemente, a utilização de métodos de produção de radiação gama através da aceleração de positrons em voo, da reação de captura de neutrons do reator e do monocromador de "bremsstrahlung" tem levado a obtenção de dados mais precisos.

O tipo de fonte disponível condiciona a natureza das experiências a serem realizadas. Entretanto pode-se citar entre os principais objetivos das experiências fotonucleares a determinação da seção de choque de absorção de fotons com a exploração de sua forma detalhada e a medida da distribuição angular que tem sua importância na determinação da multipolaridade da radiação absorvida.

A bibliografia sobre o estudo de reações fotonucleares é bastante extensa. Por este motivo apenas os artigos que apresentam um sumário do assunto figuram na lista de referências (9)(10)(11)(12).

## 2. FONTES DE RADIAÇÃO GAMA

Entre as fontes de radiação gama utilizadas em experiências fotonucleares, pode-se fazer uma referência especial à radiação gama obtida de fontes radioativas naturais ou artificiais, radiação de captura de partículas carregadas ou de neutrons, radiação de aniquilação de pósitrons em voo ou ainda radiação produzida por efeito de "bremsstrahlung" em betatrons, sincrotrons e aceleradores lineares.

A radiação obtida em cada caso apresenta vantagens e desvantagens quando comparada com a proveniente de outras fontes, em características importantes como: intensidade, energia, largura da linha e colimação, como será descrito nos parágrafos seguintes.

### 2.1. Fontes Radioativas Naturais ou Artificiais

A radiação gama emitida por fontes radioativas é constituída por linhas monocromáticas e sua intensidade depende somente da atividade da fonte. Embora a resolução seja boa, as energias disponíveis são baixas (em geral não superam a 4 MeV) e seu uso para estudos de fotodesintegração fica restrito àqueles núcleos cuja energia de ligação é menor do que as energias da radiação gama disponível. Apenas o Deutério<sup>(13)</sup> e o Berílio se enquadram entre os núcleos que podem ser estudados.

## 2.2. Radiação gama Proveniente da Captura de Partículas Carregadas

Existem três reações com prótons que são frequentemente utilizadas :

$F^{19}(p, \alpha\gamma)$  ,  $Li^7(p, \gamma)$  e  $H^3(p, \gamma)$ .

A reação  $F^{19}(p, \alpha\gamma)^{(14)}$  produz três raios gama que provêm dos estados excitados do  $O^{16}$  em 6,14 ; 6,92 e 7,12 MeV. Suas intensidades relativas podem ser alteradas pela variação da energia do próton capturado pelo núcleo. Para prótons de 2,05 MeV, aproximadamente 80% da intensidade da radiação gama emitida se concentra na linha de 7,12 MeV. Embora haja três linhas competindo, uma delas é bem mais intensa do que as outras de modo que será a principal responsável pelos efeitos que se esteja estudando. Como nessa reação são emitidas simultaneamente partículas alfa há um alargamento de 130 KeV na energia.

A reação  $Li^7(p, \gamma)^{(15)}$  é uma fonte importante de raios gama de 17,6 MeV correspondentes à transição para o estado fundamental do  $Be^8$ . Apresenta entretanto uma desvantagem que é a existência de uma outra linha de 14,3 MeV correspondendo à transição ao nível 2,9 MeV do  $Be^8$  com intensidade da mesma ordem da primeira linha. Devido então a dificuldade de se separar os efeitos dessas duas linhas que são da mesma ordem, esta reação é mais útil em experiências nas quais a energia do foton incidente pode ser determinada através da energia de um nucleon emergente.

A reação  $H^3(p, \gamma)^{(16)}$  é uma fonte de radiação gama cuja energia pode ser variada continuamente de 20 MeV para cima, aumentando-se a energia do próton incidente. O limite prático superior dessa variação depende entretanto do fundo de neutrons gerado na reação  $H^3(p, n)$  que tem limiar na energia de prótons de 1,1 MeV.

A presença desses neutrons é extremamente indesejável, mascarando diretamente a experiência no caso do estudo de reações  $(\gamma n)$  e fotofissão, ou mesmo sendo capturados pelos vários materiais que normalmente se encontram ao redor de um

arranjo experimental. No caso de ser utilizado como detetor dos raios gama um cristal de iodeto de sódio (NaI(Tl)) por exemplo, pode haver captura dos neutrons após termalizados, no  $I^{127}$  produzindo-se a reação  $I^{127} (n, \gamma) I^{128}$ . Nessa reação o raio gama emitido tem uma energia de 7 MeV podendo portanto prejudicar a medida feita com o cristal.

A resolução em energia para a reação  $H^3 (p, \gamma)$  é determinada pela espessura da amostra de  $H^3$  e pode ser reduzida a 40 KeV.

Nota-se portanto que no caso das reações de captura de protons as linhas de que se pode dispôr são poucas e não rigorosamente monoenergéticas, apresentando ainda larguras da ordem de dezenas de KeV, limitando consequentemente a resolução.

Os fluxos de radiação gama obtidos são da ordem de  $10^5 \gamma / \text{cm}^2 / \text{seg}$  para uma corrente de protons de 1 mA a 875 KV no alvo. Esse fluxo é razoavelmente alto mas é encontrado a 30 cm do alvo de modo que se reduzirá bastante se for feita uma colimação da radiação.

### 2.3. Betatrons e Sincrotrons

A maior parte dos estudos fotonucleares foram realizados utilizando-se o espectro de "bremsstrahlung" dos betatrons, sincrotrons e aceleradores lineares, produzido pelo choque de um feixe de eletrons acelerados contra um alvo.

O espectro de "bremsstrahlung" é contínuo em energia estendendo-se até a energia cinética do eletron incidente.

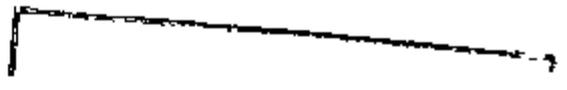
A figura 1 mostra a forma do espectro de "bremsstrahlung" de acordo com a fórmula de Schiff<sup>(17)</sup> onde o espectro foi integrado para todos os ângulos de saída dos fotons.

Embora a energia dos eletrons acelerados nessas máquinas possa ser conhecida com grande precisão, a distribuição dos fotons no espectro contínuo não pode ser facilmente decomposta em bandas de largura suficientemente estreita a fim de permitir o conhecimento preciso do número de fotons nesses intervalos de energia. Uma das dificuldades no conhecimento preciso da forma do espectro de "bremstrahlung" produzido em aceleradores é a seguinte: a distribuição de energia para radiação proveniente de uma amostra fina<sup>(18)</sup> é aquela de uma colimação simples, enquanto, para uma amostra espessa, essa distribuição será degradada por que alguns eletrons perdem uma quantidade apreciável de energia por ionização antes de produzirem "bremstrahlung" e outros sofrem mais de uma colisão. Esse efeito de degradação devido a ambas as causas é mais marcante em grandes ângulos em relação a direção frontal.

Outro problema que deve ser abordado é o comportamento dessas máquinas que são aceleradores pulsados<sup>(19)</sup>, produzindo fluxos de radiação de duração média da ordem de microssegundos, com frequência de 180 ciclos por segundo. Isto significa que os felxes de radiação se sucedem em intervalos de  $10^{-3}$  seg. Isto pode constituir desvantagem em experiências de contagem baixa pois aumenta muito o tempo de contagem. Entretanto para certos tipos de experiência esta característica é bastante importante e algumas vezes até essencial, como no caso das experiências de tempo de voo.

Em virtude das dificuldades anteriormente citadas, a análise dos dados experimentais é trabalhosa e complexa. O procedimento utilizado na determinação das seções de choque a partir das funções de excitação envolve pequenas diferenças entre grandes números, procedimento que dá origem a grandes incertezas frequentemente difíceis de estimar.

Recentemente desenvolveu-se um método que permite a obtenção de fotons em um pequeno intervalo de energia do espectro contínuo de "bremstrahlung". É o chamado monocromador de "bremstrahlung"<sup>(11)</sup>. Este intervalo pode ser tomado vá



rios MeV abaixo do pico de energia máxima e assim uma intensidade razoável pode ser obtida. Este método consiste em extrair um feixe de elétrons da órbita circular do betatron e fazê-lo incidir num alvo externo fino produzindo radiação de "bremsstrahlung". Os elétrons são então analisados magnéticamente. Os fótons de "bremsstrahlung" atingem o alvo a ser estudado e produzem radiação que é detectada em coincidência com o elétron analisado. A energia do fóton absorvido é dada por  $h\nu = E_0 - E$ , sendo  $E_0$  a energia inicial dos elétrons e  $E$  sua energia ao ser defletado. Esta técnica é basicamente limitada pelas coincidências casuais.

A intensidade obtida com este processo é bem inferior àquela obtida com o espectro total de "bremsstrahlung", mas em compensação a radiação é monocromática.

Um esquema dessa técnica utilizada na Universidade de Illinois em experiências de espalhamento<sup>(20)</sup> está representado na figura 2.

#### 2.4. Aniquilação de Positrons em Vôo

Nos últimos anos a radiação eletromagnética proveniente da aniquilação de positrons em vôo tornou-se largamente usada uma vez que as energias disponíveis alcançam valores de algumas dezenas de MeV e podem ser controladas com precisão.

Os positrons são obtidos através da produção de pares em amostras de elementos de  $Z$  elevado, bombardeadas por radiação de "bremsstrahlung" de um acelerador linear. Esses positrons são a seguir acelerados num outro estágio do acelerador linear e em seguida selecionados por um analisador magnético. O feixe de positrons assim obtido incide numa amostra fina de baixo número atômico e os positrons são então aniquilados em vôo com os elétrons do alvo. Obtém-se assim um feixe de radiação gama monocromática com uma variação contínua de energia obtida através de uma variação de energia dos positrons. Um dos problemas que surge é que para espessuras finitas das amostras o espectro pode ser modificado por perdas de energia por ionização ou espalhamento múltiplo antes da

aniquilação. Um segundo problema é que os positrons também produzem "bremsstrahlung" no alvo de aniquilação. Esses fenômenos são minimizados pelo emprego de alvos de baixo número atômico.

Na figura 3 está representada a distribuição de energia dos fotons de "bremsstrahlung" e de aniquilação produzidos num alvo de Berílio por positrons de energia cinética de 19 MeV.

## 2.5. Radiação gama de Captura de Neutrons

Este método<sup>(21)</sup> de produção de radiação gama consiste na captura de neutrons térmicos em várias substâncias utilizadas como alvos.

Na reação de captura de neutrons, um núcleo de massa A absorve um neutron para produzir o isótopo adjacente de número de massa A + 1.

O balanço de energia é dado por

$$M_A + M_n + E_n = M_{A+1} + E_0$$

onde  $E_n$  e  $E_0$  são respectivamente a energia cinética do neutron incidente e a energia envolvida na reação e  $M_A$ ,  $M_{A+1}$  e  $M_n$  são as massas do núcleo alvo, núcleo produto (no seu estado fundamental) e do neutron respectivamente.

Na maioria das experiências de raios gama de captura de neutrons, particularmente aquelas que empregam neutrons térmicos,  $E_n$  é muito pequena comparada a  $E_0$  e pode ser desprezada. Nessa aproximação a energia da reação  $Q \approx E_0$  é igual à soma das energias de transição dos raios gama para aquelas transições que formam uma particular cascata para o estado fundamental do núcleo A+1, isto é

$$Q = \sum \left( E_{\gamma} + \frac{E_{\gamma}^2}{2M_{A+1}c^2} \right)$$

onde  $\tau$  é a transição,  $E_{\gamma}$  é a energia emitida como um raio gama e  $c$  a velocidade da luz. O segundo termo representa a energia do recuo do núcleo composto.

Na captura radioativa de neutrons os raios gama têm aproximadamente  $10^{-14}$  segundos de vida média e a transição final é então feita para o estado fundamental. Algumas vezes ocorrem estados isoméricos que apresentam uma vida média maior do que  $10^{-14}$  segundos, representando transição entre níveis que apresentam uma grande diferença de spin.

Para a captura de neutrons térmicos uma determinação de  $Q$  dá diretamente a energia de ligação do último neutron no núcleo  $A+1$ , ou, como é mais comumente chamada, a energia de separação do neutron.

Os valores da energia de separação para núcleos formados por captura de neutrons em amostras de núcleos estáveis variam de 2.227 MeV no deutério a 11.45 MeV no  $B^{11}$ , com os outros valores localizados nas vizinhanças de 8 MeV.

As energias dos raios gama produzidos na reação  $(n,\gamma)$  não ultrapassam os 11,45 MeV, como foi visto, ocorrendo portanto num intervalo de energias bastante restrito. Por outro lado pode-se obter linhas cujo alargamento não é superior a alguns eletron volts, o que é de grande vantagem em relação a outras fontes de radiação gama quando se leva em consideração a resolução. Esse alargamento das linhas é determinado principalmente pelo efeito Doppler devido a agitação térmica dos átomos do alvo empregado na reação.

Uma vez obtidos os raios gama de captura de neutrons, é possível construir um arranjo experimental para sua adequada colimação, mantendo-se ao mesmo tempo condições importantes para o estudo de reações fotonucleares como: alta intensidade de radiação gama, baixa radiação de fundo, colimação com uma abertura inferior a 2%.

O intervalo de energias disponíveis (4 a 11 MeV) é a limitação principal

desta fonte de radiação gama. Felizmente o limiar para muitas reações importantes se encontra neste intervalo de energia, tornando portanto possível o estudo de vários fenômenos de interesse junto ao limiar.

## 2.6. Comparação entre as características das várias fontes

Na tabela I apresenta-se uma comparação entre as larguras das linhas obtidas pelos vários métodos de produção de radiação gama. Nota-se que para os raios gama provenientes da reação  $(n, \gamma)$  no reator obtém-se a melhor resolução (alguns eV).

Esse alargamento em cada linha é causado principalmente pelo efeito Doppler devido aos movimentos térmicos dos átomos do alvo que é da ordem

$$\Delta E_{\gamma} \approx E_{\gamma} \left( \frac{2KT}{MA} \right)^{1/2} \frac{1}{c} \quad (22) \quad \text{onde}$$

K é a constante de Boltzman

T é a temperatura em graus Kelvin

M a massa do proton e

A o número de massa do núcleo em questão.

Uma comparação dos fluxos de radiação gama é apresentada na tabela II. Verifica-se que o fluxo para a radiação gama de captura de neutrons mesmo a uma distância de 4 metros do alvo é da mesma ordem de grandeza dos outros. Isto constitui uma vantagem, pois o feixe obtido é colimado em toda essa extensão.

### 3. DESCRIÇÃO DO ARRANJO EXPERIMENTAL

O arranjo experimental necessário para a obtenção de radiação gama a partir da reação  $(n,\gamma)$  foi instalado num dos canais do reator IEAR-1 tipo piscina do IEA.

A reação  $(n,\gamma)$  é produzida num elemento qualquer (denominado alvo), colocado junto ao caroço do reator; é necessário portanto um arranjo experimental adequado a fim de se obter um feixe de radiação gama colimado.

O sistema colimador apresentado na figura 4 foi colocado dentro de um tubo de alumínio, o qual foi, por sua vez, instalado no canal transversal superior do reator.

A escolha de uma canal transversal teve como finalidade principal evitar a alta intensidade de radiação de fundo devida a raios gama e a neutrons rápidos de fissão existentes nos canais radiais, dirigidos para o centro do caroço do reator. Além disso as trocas de alvo são consideravelmente simplificadas, uma vez que podem ser realizadas sem perturbar o arranjo dos colimadores e do sistema de detecção.

Para poder localizar o alvo na posição de maior fluxo de neutrons foi inicialmente verificada a distribuição deste fluxo ao longo do canal transversal.

O fluxo de neutrons foi calculado através da atividade induzida em folhas de ouro de massa de 5 mg. A atividade destas foi determinada pela medida de intensidade do raio gama de 411 KeV (ver apêndice 3). As atividades obtidas por ês-

se método foram comparadas com aquelas obtidas pelo método do ângulo sólido de de finido com o detetor Geiger Müller e, também, pelo método de coincidência beta-gama <sup>(23)</sup>.

Com a técnica de medida da atividade através dos raios gama, o valor máximo do fluxo de neutrons térmicos encontrado foi  $(3,63 \pm 0,07) 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>/seg para o reator em uma potência nominal de 2 MW (apêndice 4).

Pelo método da coincidência beta-gama foi obtido  $(3,73 \pm 0,02) 10^{11}$  n/cm<sup>2</sup>/seg, verificando-se existir bom acôrdo entre esses métodos independentes de me dida.

A reação (n, $\gamma$ ) é assim obtida no interior do tubo de irradiação transversal do reator, fazendo-se sua posterior colimação; mas poderia ser também obtida fora do reator após a colimação do feixe de neutrons.

↙ Existe uma série de vantagens na realização dessa reação junto ao caro ço do reator quando a finalidade do arranjo experimental é a utilização da radiação de captura para o estudo de reações fotonucleares. Entre essas vantagens, ao lado da diminuição da radiação gama de fundo devida a espalhamentos, merecem destaque a possibilidade de colimar o feixe de radiação numa extensão de 4 m e a eliminação das contribuições dos neutrons térmicos e rápidos.

A distância entre o alvo e o primeiro colimador resulta de um compromisso entre vários fatores tais como: o peso máximo que pode ser colocado no centro do canal transversal, os problemas de aquecimento da amostra por radiação gama e a radiação de fundo produzida pela irradiação dos colimadores por neutrons.

O colimador utilizado é feito em seções, tendo 4 m de comprimento e diâmetro de 5 cm - o qual pode ser ainda reduzido pela introdução de novos colimadores.

A remoção dos neutrons rápidos e térmicos do feixe, tornando sua contribuição suficientemente baixa para não perturbar a realização das experiências foi

feita utilizando-se filtros de ácido bórico misturado com parafina e de ácido bórico com plástico. As dimensões e a localização desses filtros foram determinadas experimentalmente.

A fim de manter a reprodutibilidade da posição dos colimadores foram utilizados espaçadores de madeira.

Fora do reator, o colimador tem seu diâmetro externo aumentado a fim de evitar a coroa de radiação que se forma entre o canal e o colimador, a qual perturbaria as medidas a serem feitas e o paralelismo do feixe de radiação.

O alinhamento dos colimadores foi verificado através da radiografia gama de um colimador especial colocado na saída do feixe de radiação. Este colimador especial tem 15 cm de comprimento e é formado de cilindros concêntricos de chumbo e de alumínio. Como o alumínio apresenta um coeficiente de absorção menor do que o do chumbo, colocando-se atrás do colimador uma chapa para raios X, obtém-se nesta anéis concêntricos mais claros, correspondentes ao chumbo e mais escuros, correspondentes ao alumínio. Fazendo-se uma medida da densidade óptica ao longo do anel pode-se verificar a qualidade do alinhamento (figura 5).

#### 4. A RADIAÇÃO DE FUNDO DE NEUTRONS E RAIOS GAMA

Os problemas introduzidos pela radiação de fundo no estudo de problemas desse tipo com um reator são em geral considerados com certo pessimismo; entretanto, com um projeto cuidadoso do arranjo experimental, a razão das intensidades da radiação desejada para a radiação de fundo é tão boa e às vezes até maior do que no caso das reações com partículas carregadas<sup>(20)</sup>.

O efeito dos neutrons difundidos é minimizado, especialmente no caso dos neutrons rápidos cuja tendência é caminharem na direção da incidência, pelo fato do canal de radiação utilizado ser transversal e não estar portanto dirigido diretamente para o caroço do reator. Além disso o próprio espectro do reator apresenta maior número de neutrons térmicos do que rápidos.

Os neutrons térmicos podem ser facilmente eliminados pelos absorvedores de plástico com boro e de parafina e boro, enquanto os epitérmicos e rápidos são espalhados para fora do feixe pela parafina.

Esses absorvedores colocados no canal apresentam ainda a vantagem de filtrar os raios gama abaixo de 2 MeV, que constituem em sua grande parte a radiação de fundo do reator, pois o coeficiente de absorção total para radiação gama aumenta para energias mais baixas.

A radiação gama de fundo provém de três contribuições principais. A primeira é devida ao próprio alvo e consiste em raios gama correspondentes a outros níveis de excitação do alvo e na radiação proveniente da radioatividade resi -

dual do núcleo formado. Não existem possibilidades de evitar esses efeitos a não ser escolhendo os alvos com características convenientes - o que nem sempre é possível.

Uma segunda contribuição é devida a raios gama do reator que podem ser espalhados pelo alvo passando a fazer parte do feixe e que apresentam duas componentes diferentes. Uma delas é dada pela atividade residual do caroço (e portanto depende da estória do reator) e a outra é dada pelos raios gama de fissão e captura neutrônica nos elementos combustíveis, na estrutura do caroço, nos elementos químicos produtos de fissão existentes no caroço e na água do moderador.

A redução dessa segunda contribuição à radiação de fundo é obtida pela introdução no canal de um tarugo de bismuto, que é um bom absorvedor de radiação gama. É óbvio que com isso também os raios gama de interesse serão atenuados, porém os coeficientes de absorção de radiação gama são, como se sabe, muito maiores em baixas do que em altas energias.

A terceira contribuição é proveniente da introdução no canal de irradiação do tubo de alumínio contendo as seções dos colimadores. Tanto os colimadores como o próprio tubo são passíveis de sofrer reação  $(n,\gamma)$  perturbando assim o espectro. Esta radiação é diminuída colocando-se os colimadores um pouco afastados do caroço e escolhendo-se uma relação entre o comprimento do colimador e o diâmetro do feixe, de modo que o ângulo de colimação não permita que da saída do colimador seja visto o tubo de alumínio - a não ser em posição bem afastada do caroço, onde a probabilidade de haver reação  $(n,\gamma)$  é já desprezível.

A contribuição da radiação de fundo do reator ao espectro obtido só se torna importante para energias abaixo de 3 MeV e esta região de energias se encontra normalmente abaixo dos limiares dos processos que podem ser estudados com este arranjo experimental.

Na figura 6 está representado o espectro experimental da radiação de fundo

do reator e uma linha gama típica superposta a esse espectro, mostrando a ordem de grandeza da relação entre ambos.

## 5. MEDIDA DA CONTAMINAÇÃO DE NEUTRONS TÉRMICOS NO FEIXE DE RADIAÇÃO GAMA

O fluxo de neutrons térmicos fora do canal foi determinado através da integração do fluxo numa solução de sulfato de manganês, cuja atividade absoluta foi determinada por intercalibração, segundo o procedimento que será descrito em seguida.

Aproximadamente 50 mg de sulfato de manganês foram irradiadas num feixe de neutrons de fluxo conhecido. Sendo esta massa pequena, pode ser considerada como uma fonte pontual. A atividade absoluta, devida ao  $Mn^{56}$  (2,58 horas de meia vida) foi obtida com um cristal de NaI(Tl) de 3" x 3", medindo-se a intensidade do fotopico de 850 KeV por um procedimento análogo ao usado na determinação de atividade absoluta descrita no apêndice 3.

Essa amostra de sulfato de manganês de atividade absoluta conhecida foi a seguir dissolvida num litro de água e colocada numa cuba dentro da qual foi mergulhado um cristal de NaI(Tl) (3" x 3") com uma fina capa de plástico como proteção, mantendo-se um arranjo geométrico reproduzível. Dessa forma foi então determinada a eficiência desse detetor.

Foram irradiadas a seguir, no feixe de radiação gama do qual se quer medir a contaminação de neutrons, 60 gramas de sulfato de manganês dissolvidos em um litro de água. A solução foi mantida num recipiente muito fino de plástico durante a irradiação e a contribuição dos neutrons do ambiente foi evitada blindando-se o recipiente com parafina borada e cádmio.

A atividade absoluta dessa solução de sulfato de manganês foi determinada no arranjo experimental considerado anteriormente, cuja eficiência era conhecida; tendo-se a atividade absoluta foi possível obter o fluxo correspondente de neutrons térmicos. A única correção que precisou ser considerada foi a da auto-absorção do raio gama de 850 KeV nas duas soluções que são ligeiramente diferentes. Essa correção é - 2 %.

Determina-se assim uma contribuição de fundo dos neutrons térmicos inferior a  $600 \text{ n/cm}^2/\text{seg}$  que representa a sensibilidade do método de medida como foi aqui empregado.

O fluxo de neutrons rápidos como já foi explicado anteriormente é bastante inferior a esse valor.

## 6. ALVOS UTILIZADOS

Aproximadamente quinze alvos diferentes podem ser utilizados se forem adotados os seguintes critérios de escolha: os alvos devem apresentar uma linha gama de maior intensidade que as outras, a separação entre as linhas deve ser no mínimo de algumas centenas de KeV e os elementos devem apresentar baixa seção de choque de espalhamento. Alguns desses alvos e suas características se encontram na tabela III.

É óbvio, pelas afirmações feitas acima, que o espectro obtido com os alvos não é rigorosamente monoenergético. Os raios gama com energia menor que a da linha principal podem causar uma contribuição ao efeito que estiver em estudo, o que pode levar a imprecisões nas experiências feitas. Entretanto se esta energia estiver muito abaixo da linha principal ou se for comum a vários alvos poderá ser discriminada experimentalmente ou através de cálculos. Além disso normalmente essas linhas secundárias apresentam intensidades inferiores a 10% da linha principal; em consequência as correções não são exageradamente grandes mesmo lembrando que a seção de choque cresce com a energia.

A radiação de fundo é descontada do espectro obtido fazendo-se a substituição dos alvos utilizados por um de grafita, com uma forma geométrica conveniente a fim de simular os possíveis espalhamentos de neutrons causados pela presença de amostras junto ao caroço do reator.

Foram utilizados como alvos elementos de pureza química e em alguns casos nuclear, como é o caso da grafita. O recipiente no qual é colocado o alvo será

isto da saída do canal causando contribuição à radiação gama de fundo. Assim o avôlucro utilizado deve apresentar linhas provenientes da reação  $(n, \gamma)$ , abaixo da maioria das energias limiares das reações da fotodesintegração. É conveniente também que tenha baixa seção de choque de absorção a fim de não diminuir o fluxo de neutrons incidente no alvo.

A grafita como pode ser visto na figura 7 satisfaz plenamente essas condições (39).

Outro ponto a ser observado com respeito aos alvos é a geração de calor devido ao efeito dos raios gama do próprio reator. Neste arranjo experimental, utilizando-se o canal transversal superior (que está mais afastado do caroço), não surtam problemas de aquecimento mesmo para os alvos que apresentam pontos de fusão mais baixos, que são o enxofre que se funde a  $112^{\circ}\text{C}$  e o chumbo que se funde a  $27^{\circ}\text{C}$ . Entretanto se for utilizado o canal transversal inferior e se o reator operar à potência de 5 MW será necessário refrigerar a amostra.

A forma dos alvos é cilíndrica com comprimento sempre menor do que um caminho livre médio de neutrons no material a fim de evitar uma depressão no fluxo. Os alvos elementos da tabela III e que apresentam caminho livre médio de absorção maior que 20 cm são: Ti (3,1 cm), Fe (4,7 cm), Ni (2,2 cm), Cr (4,2 cm) e N (1,5 cm).

Para se ter uma ordem de grandeza dos fluxos de radiação gama obtidos para vários alvos, foram feitos cálculos teóricos aproximados. Nesses cálculos foram levadas em consideração a transmissão do colimador e a absorção causada pela parafina e ácido bórico. Não foram consideradas a auto-absorção de radiação gama do próprio alvo, nem a depressão do fluxo de neutrons. Isto porque tem-se interesse somente na ordem de grandeza desses fluxos, uma vez que seu valor exato é determinado experimentalmente.

Pode-se escrever então:

$$\dot{\phi}_\gamma S = \dot{\phi}_n \frac{N_0 \rho}{A} \sigma_a Q \frac{M}{p} G f \quad \text{fotons / seg.}$$

sendo  $\dot{\phi}_\gamma$  o fluxo gama,  $S = 19,63 \text{ cm}^2$  a área do feixe,  $\dot{\phi}_n$  o fluxo de neutrons no alvo,  $N_0$  o número de Avogadro,  $A$  o número de massa do alvo,  $\rho$  a densidade do alvo,  $\sigma_a$  a seção de choque de absorção,  $Q$  o número de fotons correspondentes a 100 neutrons capturados,  $G$  o fator de transmissão de colimador e  $f$  o fator de absorção da parafina com boro, tomado como aproximadamente constante (80 %).

$$\dot{\phi}_\gamma S = 2,11 \times 10^{11} \frac{Q \sigma_a}{A} M G f$$

$$\dot{\phi}_\gamma = 1,07 \times 10^{11} \left( \frac{Q \sigma_a}{A} \right) M G f$$

Os valores obtidos são apresentados na tabela IV. As energias das linhas gamas dos alvos utilizados e suas intensidades relativas são conhecidas com precisão (39)(40).

## 7. SISTEMA UTILIZADO PARA DETEÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA

Verificou-se inicialmente a variação da intensidade dos raios gama em função do raio do feixe, utilizando-se um cristal de NaI(Tl) de 2" x 2" acoplado a um colimador de 1/8" de diâmetro. Com o sistema se deslocando transversalmente ao feixe obteve-se a curva da figura 8, verificando-se ser a parte central do feixe bastante uniforme ( - .9 %).

O detetor e o equipamento eletrônico utilizados para a obtenção dos espectros e intensidades encontram-se na figura 9. Constituem-se fundamentalmente de um cristal NaI(Tl) de 3" x 3" acoplado a uma válvula fotomultiplicadora RCA 5819 em montagem "linha integral" (Harshaw) e um analisador (TMC) de 1024 canais.

O cristal acoplado ao tubo fotomultiplicador foi instalado dentro de uma blindagem de chumbo para evitar a contribuição da radiação ambiente e também da radiação de espalhamento devida ao próprio alvo.

Esta blindagem está colocada bem afastada do cristal detetor a fim de evitar que radiação espalhada atinja o detetor alterando a forma do espectro. A blindagem, bem como um colimador utilizado na frente do sistema de detecção encontram-se na figura 10. O colimador tem 20 cm de comprimento e 1/4" de diâmetro para que o feixe de radiação gama atinja somente a parte do centro do cristal; com esta precaução a resolução do detetor é melhorada, pois a probabilidade de escape de radiação diminui.

Para evitar que a radiação gama espalhada pelo colimador atinja o cristal e assegurar que somente raios gama paralelos ao eixo do colimador atinjam o mesmo ,

o alinhamento do colimador de saída do canal e do colimador do cristal foi bastante cuidadoso. Foi feito inicialmente alinhamento geométrico utilizando-se chapas de raios X colocadas no longo do feixe e um teodolito. A seguir foram feitas pequenas variações da posição do sistema detetor em torno do alinhamento previamente determinado para verificar se as contagens obtidas no fotopico eram realmente as mais altas.

A medida das intensidades dos alvos é obviamente afetada por flutuações de potência do reator. Para a correção desse efeito é utilizado um sistema de monitoração constituído de um detetor  $\text{BF}_3$  (micro-neutron) com um sistema eletrônico convencional (pré amplificador, fonte de alta tensão, amplificador, discriminador e escalímetro). Este detetor está localizado antes do alargamento do colimador que tem a função de evitar a coroa de radiação que se forma entre as seções dos colimadores e o tubo no qual eles estão contidos.

## 8. DETERMINAÇÃO DA INTENSIDADE DE RADIAÇÃO GAMA

A importância da determinação da intensidade de radiação gama na saída do canal reside no fato dessa intensidade precisar ser conhecida na maioria das pesquisas de reações fotonucleares.

Utilizou-se para essa determinação um cristal NaI(Tl) por este necessitar de um equipamento eletrônico simples e permitir a determinação da intensidade com um erro de 5 a 7 % de maneira fácil e rápida. É claro que poderia ser escolhido um espectrômetro mais elaborado mas convém lembrar que o arranjo experimental foi construído para que sua radiação gama possa ser utilizada em outras experiências e não para o estudo de reação (n,  $\gamma$ ) propriamente dito.

A fim de se medir a intensidade da radiação gama emitida pelo alvo com um cristal é necessário conhecer: a) a probabilidade de um raio gama emitido atingir o cristal; b) a probabilidade de produzir ao menos uma interação no cristal; c) a probabilidade de tendo esse raio gama interagido no detetor, contribuir para o pico de absorção total.

Nesse caso, a intensidade é dada pela equação:

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

G, a eficiência geométrica que no caso de feixe paralelo vale um.

p(E), a fotofração ou eficiência de fotopico.

$(1 - e^{-\mu(E)L})$ , a eficiência intrínseca do cristal sendo  $\mu(E)$  o coeficiente de absorção total e  $L$  a espessura do cristal.

Na aplicação dessa fórmula, duas são as dificuldades que precisam ser enfrentadas: a determinação de fotofração e a determinação da área sob o fotopico.

$\frac{A_{\text{total}}}{A}$

A fotofração ou eficiência de fotopico que é a razão da área sob o fotopico para a área correspondente à toda função de resposta do detector é obtida através do processo de Monte Carlo pelo programa GINASB<sup>(34)</sup>. Este programa permite a determinação do espectro de perda de energia em qualquer tipo de detector desde que se empreguem as seções de choque e constantes físicas apropriadas.

Neste programa de computador a estória completa de um foton incidente e sua subsequente radiação secundária é simulada da maneira descrita abaixo.

Para cada foton do feixe incidente de energia conhecida a direção inicial e o seu ponto de entrada no cristal são escolhidos ao acaso tomando-se em consideração a distribuição da fonte. Com a finalidade de calcular a posição da primeira colisão, um número ao acaso, que representa a probabilidade de um foton colidir a uma distância  $l$  da superfície do cristal, é relacionado à seção de choque total do cristal na energia inicial. Quando o ponto de colisão calculado estiver dentro do cristal a estória continua e é feita uma seleção para estabelecer o tipo de interação: espalhamento Rayleigh ou Compton, produção de pares ou efeito fotoelétrico. No caso do ponto de colisão ser externo ao cristal, o foton escapou sem interagir e inicia-se nova estória. A seleção do tipo de interação também é feita por números ao acaso e os processos são acompanhados até que se saiba qual foi a energia deixada no cristal por aquele raio gama.

O número de estórias precisa ser bastante grande (10.000) a fim de que se tenha uma boa estatística no processo de Monte Carlo.

Obtém-se assim a função de resposta do cristal em forma de histograma, que

pode ser corrigida para os efeitos experimentais de resolução, através de um outro programa de computador denominado STRECH<sup>(32)</sup>. A seguir calcula-se a fotofração para aquela energia incidente.

A área sob o fotopico pode ser determinada assumindo-se que sua forma é a de uma curva gaussiana<sup>(36)</sup>; tomando-se os logarítmos dessa curva temos a equação de uma reta que pode ser ajustada por mínimos quadrados conforme está descrito no apêndice 3.

A dificuldade que surge devido à incerteza da altura de pulso (energia) que realmente corresponde ao pico, pode ser contornada utilizando-se o programa GAMAW cuja lista se encontra no final desta dissertação.

Este programa escolhe os vários pontos que poderiam ser situados no pico (dentro da resolução) e ajusta várias gaussianas calculando em cada caso a precisão do ajuste. Aquela que apresentar melhor ajuste é a que é tomada como fotopico e da qual é calculada a área ainda pelo programa GAMAW.

Sanadas essas dificuldades pode-se então obter a intensidade da radiação gama na saída do canal com precisão que varia de 5% a 7%.

Como pode ser visto na figura 10, o sistema de detecção está colocado a quase dois metros de distância da saída do canal. Entretanto para utilização do feixe, o interesse está no conhecimento do fluxo na posição onde estiver colocada a amostra em estudo. Para isto foi feita uma correspondência entre a intensidade a 2m e a 10 cm da saída em várias potências do reator até 1 MW, tendo-se verificado existir um fator de proporcionalidade. Verificou-se ainda ser esse fator independente da energia do alvo, o que pode ser explicado pela ausência de espalhamento devido a boa colimação do feixe. Este fator deve ser extrapolado para 2 MW, potência em que o reator opera normalmente, pois nessa potência é impossível determinar a intensidade a 10 cm devido a seu valor por demais elevado para o equipamento eletrônico disponível.

Para simplificar a notação será denominado "F" o fluxo a 10 cm e "A" o fluxo a 200 cm.

$$\phi_A = \frac{(\text{área GAMMA})_A}{(1-e^{-\mu x}) p_A A_A}$$

sendo "área GAMMA" a área da gaussiana,  $p_A$  a fotofração e  $A_A$  a área do feixe.

$\phi_F = K \phi_A$  sendo K um número  $> 1$  independente de energia e determinado experimentalmente.

$$\phi_F = \frac{K (\text{área GAMMA})_A}{(1-e^{-\mu x}) p_A A_A}$$

O erro é calculado pela teoria de propagação dos erros.

Na figura 11 é apresentado o espectro obtido com o alvo de chumbo onde a linha principal e os picos de escape de 0.511 e 1.02 MeV são observados.

Na figura 12 é apresentada uma fotografia do arranjo experimental.

## 9. CONCLUSÃO

Este método de produção de raios gama pode competir favoravelmente em relação a outros nesse intervalo de energias (4 a 11 MeV), dependendo da natureza do fenômeno a ser estudado. É óbvio que para tanto deve ser convenientemente utilizado de modo que suas qualidades sejam realçadas. Assim deve-se ter o cuidado de escolher mesmo entre os alvos possíveis aqueles que apresentam alta seção de choque  $(n, \gamma)$  e bom rendimento de modo a ser obtida uma intensidade superior àquela obtida por outros métodos de produção de radiação gama. Como se sabe, no caso particular da determinação de processos de fotodesintegração, para citar um exemplo de sua utilização, as seções de choque das reações a serem estudadas são nessa região de energias (4 a 11 MeV) da ordem de no máximo alguns milibarns, o que faz da intensidade utilizada um fator importantíssimo.

Outra vantagem que deve ser realçada é a das linhas serem monoenergéticas e apresentarem boa resolução. Para tanto é necessário escolher entre os alvos aqueles que não apresentem linhas secundárias. Por exemplo, no caso de reações fot nucleares é desejável que essas linhas possuam energia abaixo do limiar das reações estudadas. É óbvio que mesmo que sejam escolhidos alvos com algumas linhas secundárias ainda será possível utilizar o canal conversor neutron-gama; entretanto as correções necessárias afetam os valores das medidas de erros da mesma ordem de grandeza dos cometidos com outros métodos.

Deve ser também tomado em consideração o fato desse arranjo experimental ser pouco dispendioso e bastante simples tanto no que se refere a sua construção co

mo a facilidade de operação.

Convém lembrar aqui que existem duas possibilidades distintas no que diz respeito à condução dos trabalhos em física experimental. A primeira delas consiste em ao ser estudado um fenômeno qualquer, como por exemplo a excitação dos estados nucleares, procurar verificar qual a melhor maneira e as melhores condições para obter-se essa informação com vantagem ou, ao menos, competindo em igualdade de condições experimentais com outros centros de pesquisa.

Como segunda possibilidade apresenta-se o estudo de uma aplicação da física como por exemplo o desenvolvimento da energia atômica com a construção de novos reatores, procurando desenvolver paralelamente trabalhos de física nuclear. Ao lado da obtenção de novos dados ou de dados mais precisos que possam apresentar algum interesse, (por exemplo, contribuir para a comprovação de algum modelo nuclear), o pesquisador procura desenvolver técnicas e arranjos experimentais, originais ou não, que possam ser de utilidade no desenvolvimento de seu centro de pesquisa enquadrado num programa mais amplo.

O arranjo experimental aqui construído pode ser encarado como uma possibilidade de utilização do reator em investigação da física nuclear (estudo de reações fotonucleares junto ao limiar) relacionada entretanto com a medida de parâmetros de interesse na tecnologia de reatores.

A absorção de fôtons com a observação da seção de choque total ou parcial  $(\gamma, p)$  ou  $(\gamma, n)$  <sup>(41)</sup> foi o primeiro modo utilizado para o estudo da excitação dos estados nucleares. Com o advento dos aceleradores lineares de elétrons produzindo feixes de boa resolução em energia, a excitação dos estados da ressonância gigante por elétrons foi também estudada. Pela cinemática das reações sabe-se que no caso de elétrons o momento transferido não é fixo na energia de excitação mas pode variar independentemente através da variação da energia do elétron incidente ou do ângulo de espalhamento, o que não ocorre no caso dos fôtons onde o momento de recuo nuclear  $q$  é igual em grandeza à energia de excitação.

O processo de espalhamento de eletrons é assim inerentemente mais rico do que a foto-absorção desde que permite a medida de fatores nucleares de forma como função do momento de récuo do núcleo, e não num único valor fixo. Com isso novos estados são evidenciados. Por esta razão o espalhamento inelástico de eletrons parece ser o instrumento mais poderoso para o estudo de ressonâncias gigantes.

Junto ao limiar das reações fotonucleares entretanto uma série de medidas importantes podem ser feitas com melhor precisão que as já existentes para sanar dúvidas sobre a existência ou não de certos níveis de excitação que não seriam explicados exatamente pela teoria.

Entre as experiências que podem ser realizadas com o conversor neutro-gama pode-se citar a determinação da seção de choque de foto-fissão do Urânio e Tório, seção de choque e distribuição angular para reação  $(\gamma, n)$  em alguns elementos, medida da razão de fissão para o  $^{238}\text{U}$  e  $^{232}\text{Th}$ , espalhamento ressonante<sup>(42)</sup>, medida de coeficientes de absorção<sup>(43)</sup>, etc.

Podem ainda ser estudados com este arranjo experimental os danos causados por radiação em vários materiais ou ainda medidas de parâmetros de interesse em tecnologia de reatores tais como o valor da seção de choque de fotofissão, medida do número de neutrons emitidos na fotofissão, etc.

TABELA I

COMPARAÇÃO ENTRE AS LARGURAS DAS VÁRIAS FONTES DE RADIAÇÃO GAMA

Fonte	$E_{\gamma}$ (MeV)	$\Delta E$ (KeV)
reação $F^{19}$ (p, $\alpha\gamma$ )	7,12	130
reação $Li^7$ (p, $\gamma$ )	17,6	12,2
reação $H^3$ (p, $\gamma$ )	20	40
betatron	19 (energia máxima)	500 (11)
aniquilação de positron em vôo	19	500 (11)
monocromador de "bremstrahlung"	19 (energia máxima)	100 (11)
reação $Ni^{58}$ (n, $\gamma$ ) $Ni^{59}$	9,00	0,011
reação $Pb^{207}$ (n, $\gamma$ ) $Pb^{208}$	7,38	0,0045

TABELA II

COMPARAÇÃO ENTRE OS FLUXOS DAS VÁRIAS FONTES

Fonte	$E_{\gamma}$ (MeV)	Fluxo gama em $\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$
Acelerador: corrente de protons 1 mA $F^{19}$ (p, $\gamma$ ) $Li^7$ (p, $\gamma$ )	 7,12 17,6	30 cm do alvo  $1 \times 10^5$ $1 \times 10^4$
Betatron Energia Máxima 31 MeV	 10	50 cm do alvo  $1 \times 10^6$
Aniquilação de Positrons em Vão	 19	 $1 \times 10$
Reator $\phi = 3,7310^{11}$ $\text{cm}^{-2} \text{seg}^{-1}$ 1500 g $Ni^{58}$ (n, $\gamma$ ) $Ni^{59}$	  8,997	400 cm do alvo  $2,49 \times 10^5$
1000 g $Pb^{207}$ (n, $\gamma$ ) $Pb^{208}$	 7,38	 $1,6 \times 10^4$

TABELA III

Alvos	Energia (MeV)	$\sigma_a Q$ (barn)	$\sigma_a Q/\sigma_s$
Si <sup>28</sup>	3,54	$9,6 \times 10^{-2}$	$6,9 \times 10^{-3}$
	4,93	12	8,4
Mg <sup>24</sup>	3,92	3,2	2,7
C <sup>12</sup>	4,95	0,26	0,43
S <sup>32</sup>	5,43	31	19
Y <sup>89</sup>	6,07	59	15
Ca <sup>40</sup>	6,42	17,5	8,0
Ti <sup>48</sup>	6,75	238	100
Be <sup>9</sup>	6,82	0,75	1,9
Pb <sup>207</sup>	7,38	15,8	19
Fe <sup>56</sup>	7,64	76	29
Al <sup>27</sup>	7,73	4,8	3,7
Ni <sup>58</sup>	9,00	119	43
Cr <sup>54</sup>	9,72	11,5	6,7
N <sup>14</sup>	10,83	0,88	1,3

Q é o número de ftons correspondentes a 100 neutrons capturados<sup>(39)</sup>

TABELA IV

Elementos	Q $\sigma/A$	$\phi_Y / \text{MGf}$	$\phi_Y / \text{MG}$	G	$\phi_Y / M$	M (gramas)	$\phi_Y \left( \frac{\text{photons}}{\text{cm}^2 \cdot \text{seg}} \right)$
C <sup>12</sup>	$2.16 \times 10^{-4}$	$2.41 \times 10^6$	$4.82 \times 10^5$	$8.25 \times 10^{-6}$	3.97	$1.230 \times 10^3$	$4.89 \times 10^3$
Be <sup>9</sup>	$8.32 \times 10^{-4}$	$9.28 \times 10^6$	$1.855 \times 10^6$	$8.45 \times 10^{-6}$	$1.57 \times 10$	$7.20 \times 10^2$	$1.13 \times 10^4$
S <sup>32</sup>	$0.97 \times 10^{-2}$	$1.08 \times 10^8$	$2.16 \times 10^7$	$9.75 \times 10^{-6}$	$2.11 \times 10^2$	$5.00 \times 10^2$	$1.05 \times 10^5$
Pb <sup>207</sup>	$7.62 \times 10^{-4}$	$8.50 \times 10^6$	$1.699 \times 10^6$	$9.75 \times 10^{-6}$	$1.66 \times 10$	$1.000 \times 10^3$	$1.66 \times 10^4$
Fe <sup>56</sup>	$1.36 \times 10^{-2}$	$1.51 \times 10^8$	$3.02 \times 10^7$	$8.40 \times 10^{-6}$	$2.54 \times 10^2$	$2.700 \times 10^3$	$6.85 \times 10^5$
Al <sup>27</sup>	$1.78 \times 10^{-3}$	$1.98 \times 10^7$	$3.96 \times 10^6$	$7.95 \times 10^{-6}$	$3.15 \times 10$	$2.720 \times 10^3$	$8.56 \times 10^4$
Ni <sup>58</sup>	$2.05 \times 10^{-2}$	$2.29 \times 10^8$	$4.57 \times 10^7$	$8.75 \times 10^{-6}$	$4.00 \times 10^2$	$1.500 \times 10^3$	$6.00 \times 10^5$
Cr <sup>54</sup>	$2.87 \times 10^{-3}$	$3.20 \times 10^7$	$6.40 \times 10^6$	$9.75 \times 10^{-6}$	$6.24 \times 10$	$1.000 \times 10^3$	$6.24 \times 10^4$
N <sup>14</sup>	$6.29 \times 10^{-4}$	$7.01 \times 10^6$	$1.403 \times 10^6$	$8.25 \times 10^{-6}$	$1.16 \times 10$	$8.08 \times 10^2$	$9.35 \times 10^3$
Ti <sup>48</sup>	$4.95 \times 10^{-2}$	$5.52 \times 10^8$	$1.104 \times 10^8$	$8.8 \times 10^{-6}$	$9.71 \times 10^2$	$1.000 \times 10^3$	$9.71 \times 10^5$

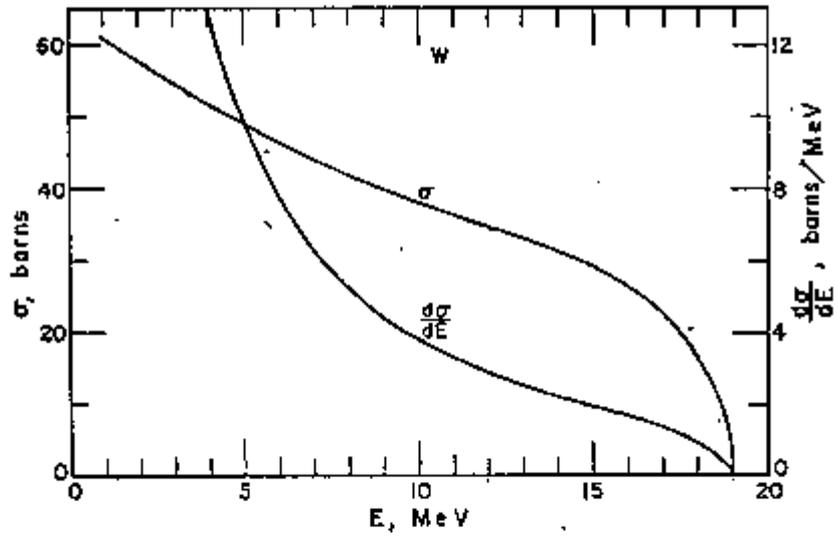


Figura 1

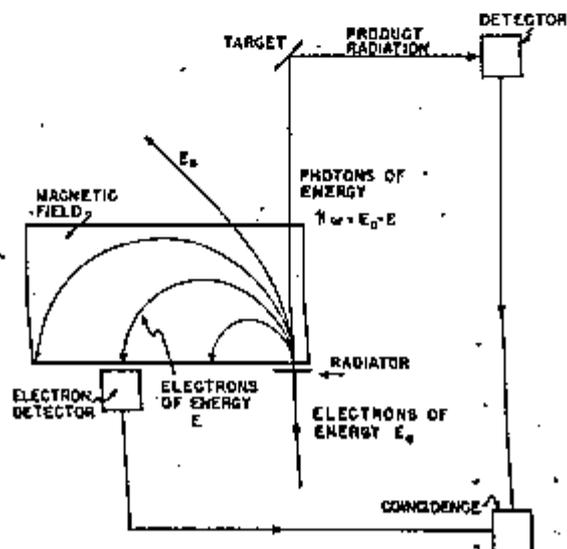


Figura 2

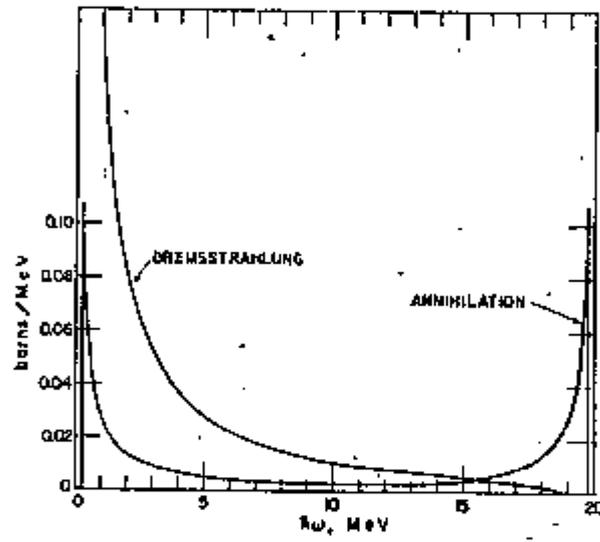


Figura 3

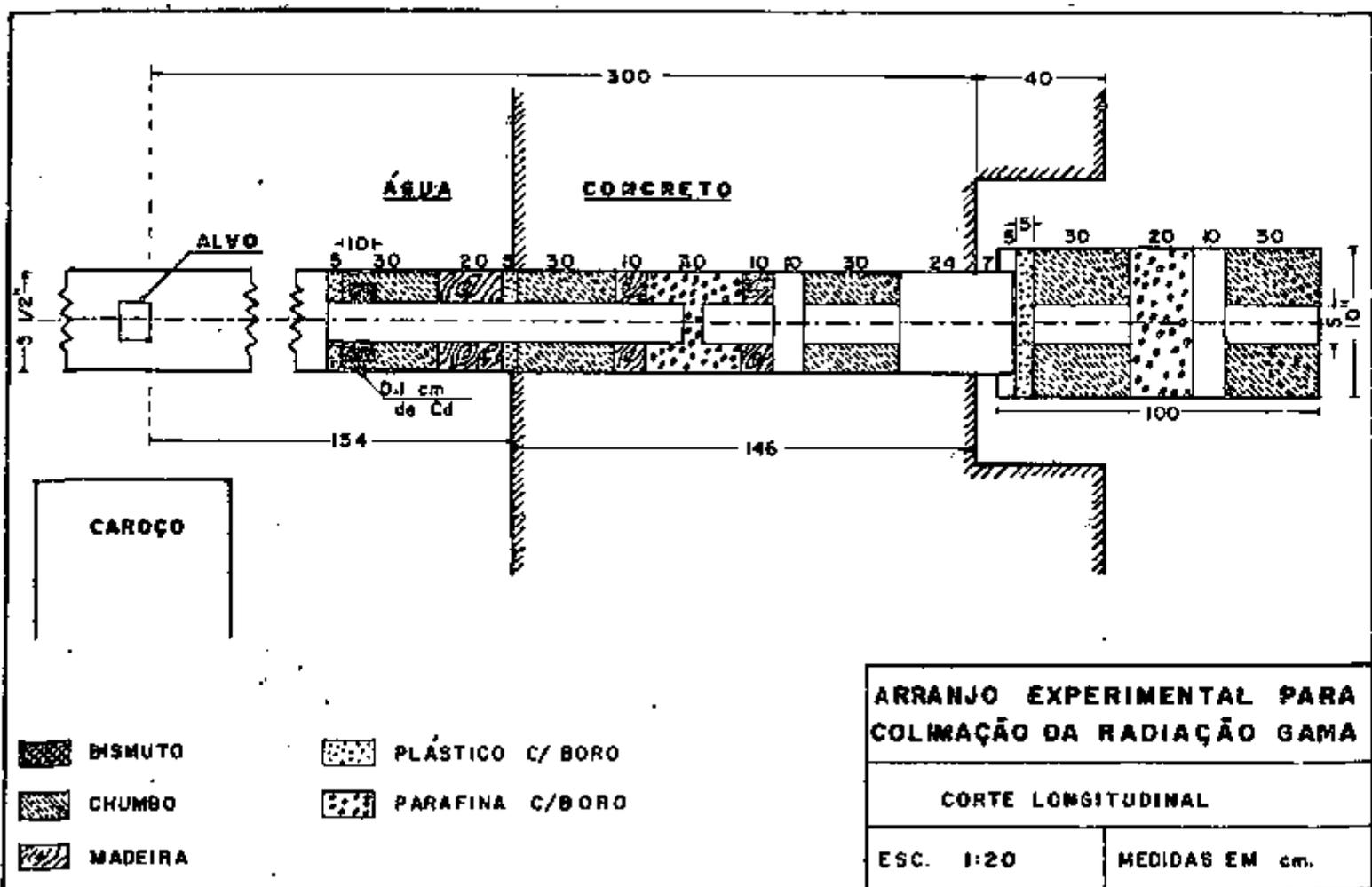


Figura 4

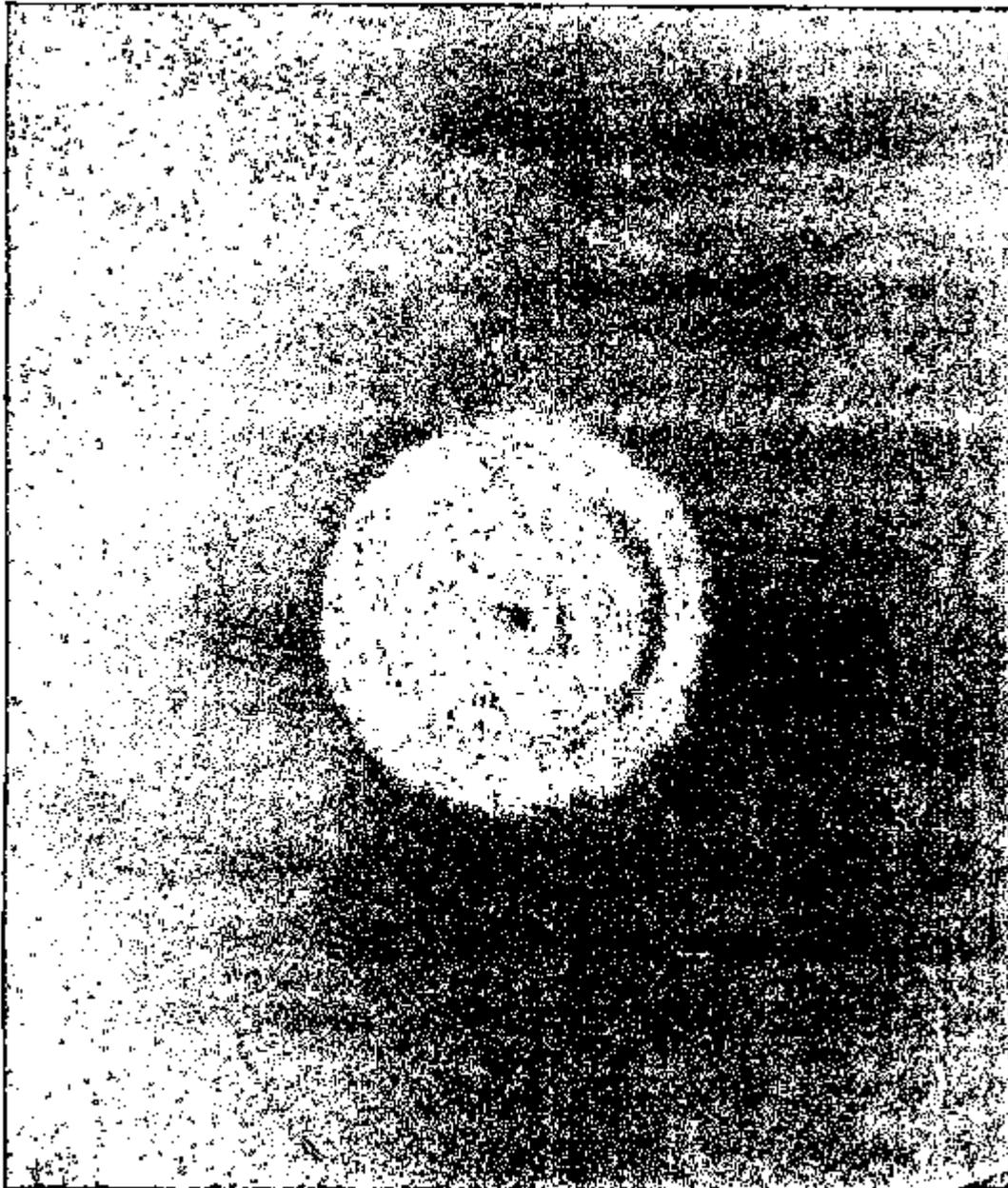


Figura 5 - Radiografia do colimador de Pb e Al

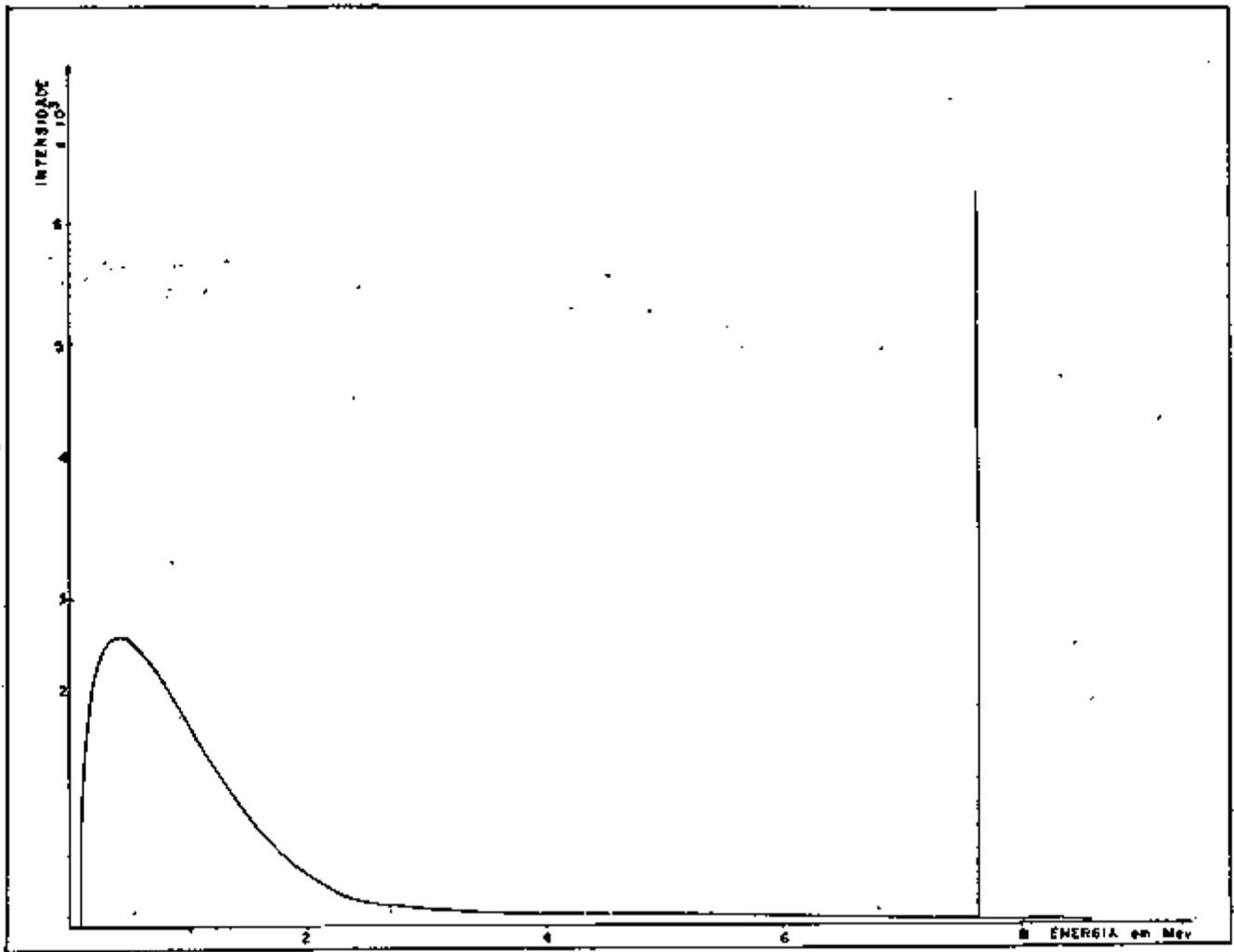


Figura 6 - Espectro de Radiação Gama do Reator

# ESPECTRO DO CARBONO

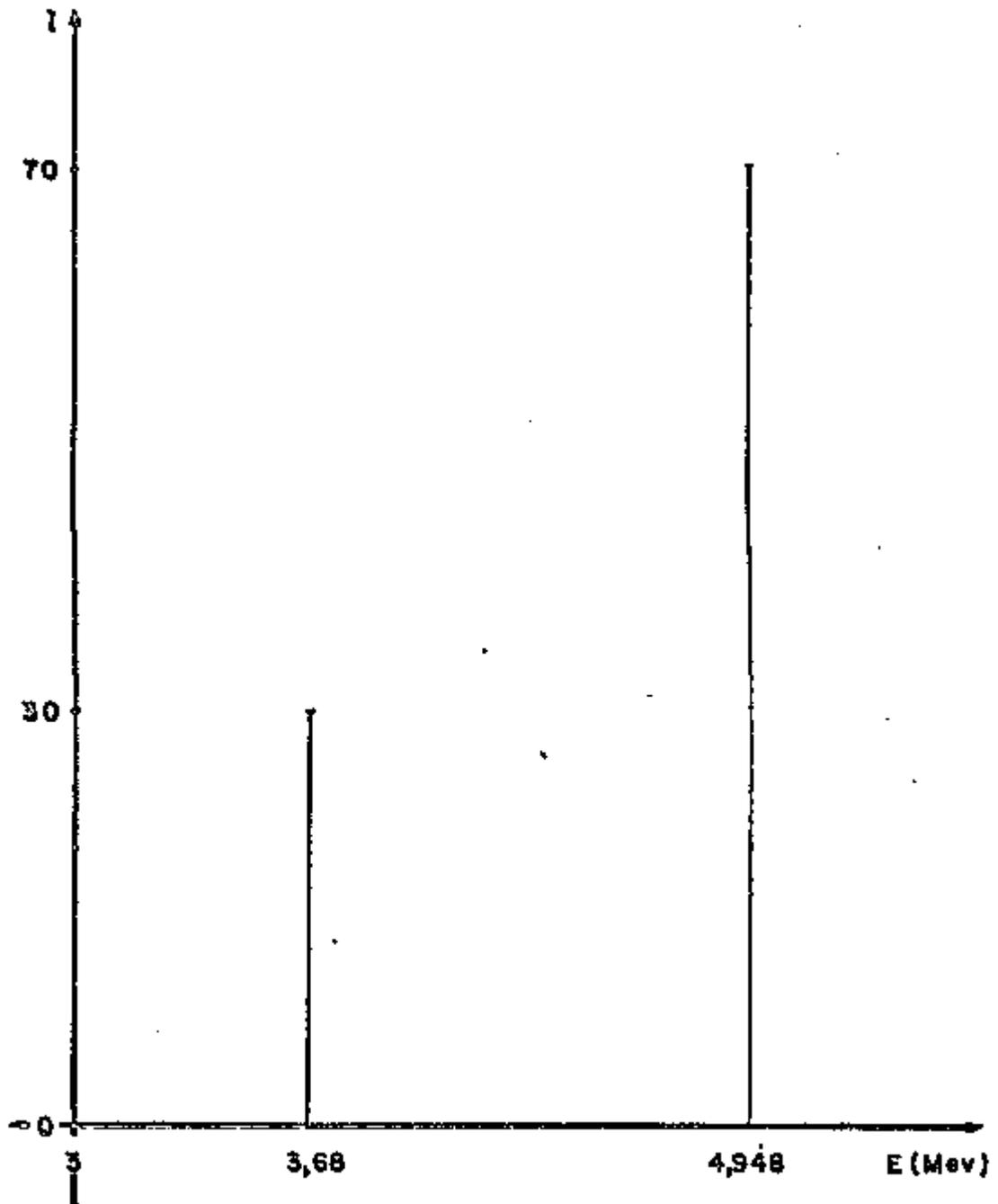


Figura 7

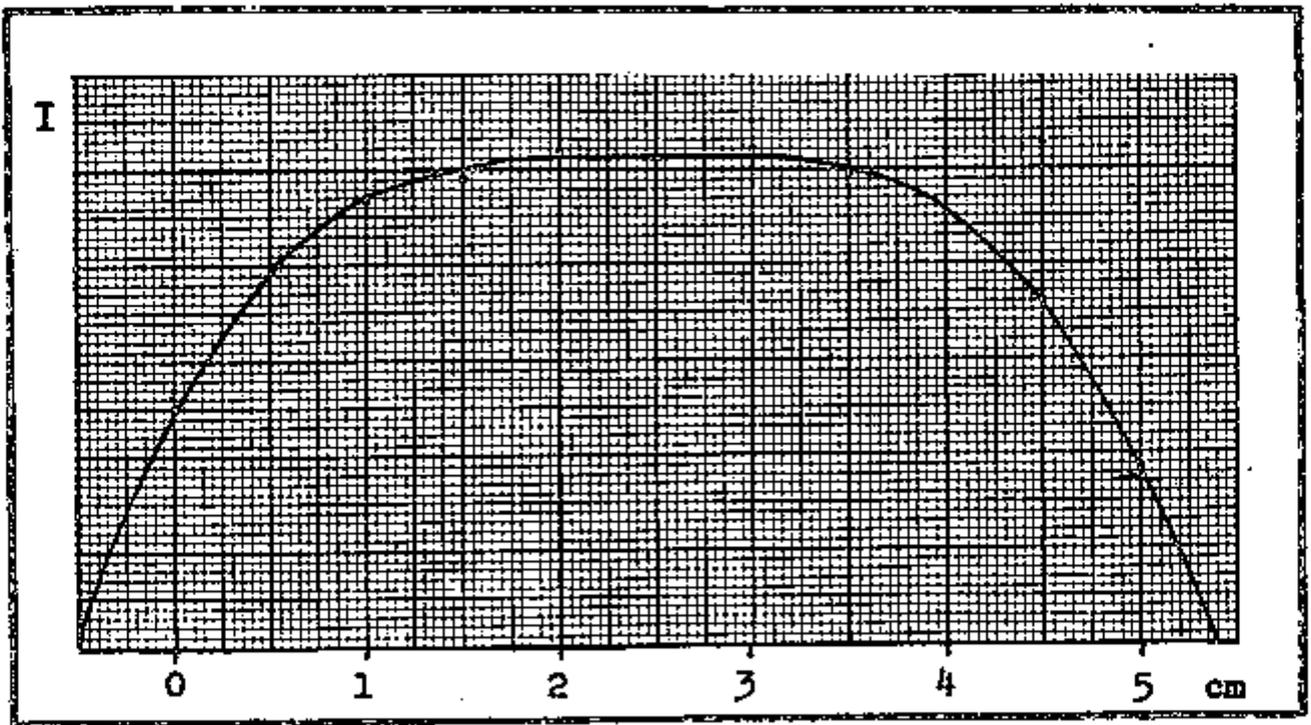


Figura 8 - Perfil do Feixe

**EQUIPAMENTO ELETRONICO UTILIZADO PARA  
MEDIDA DE INTENSIDADE**

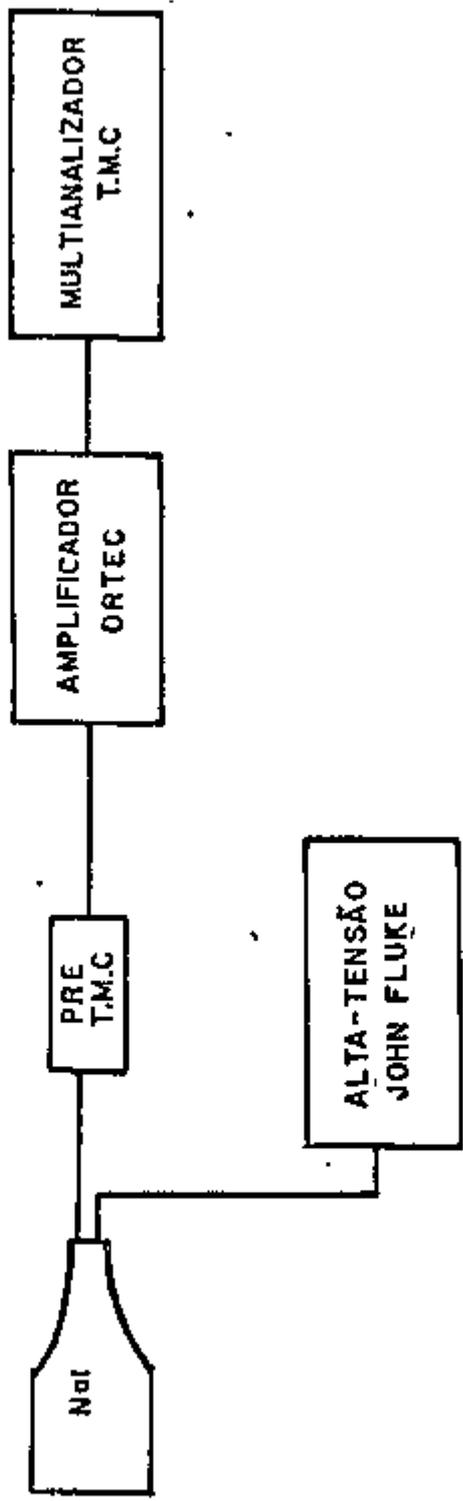


Figura 9

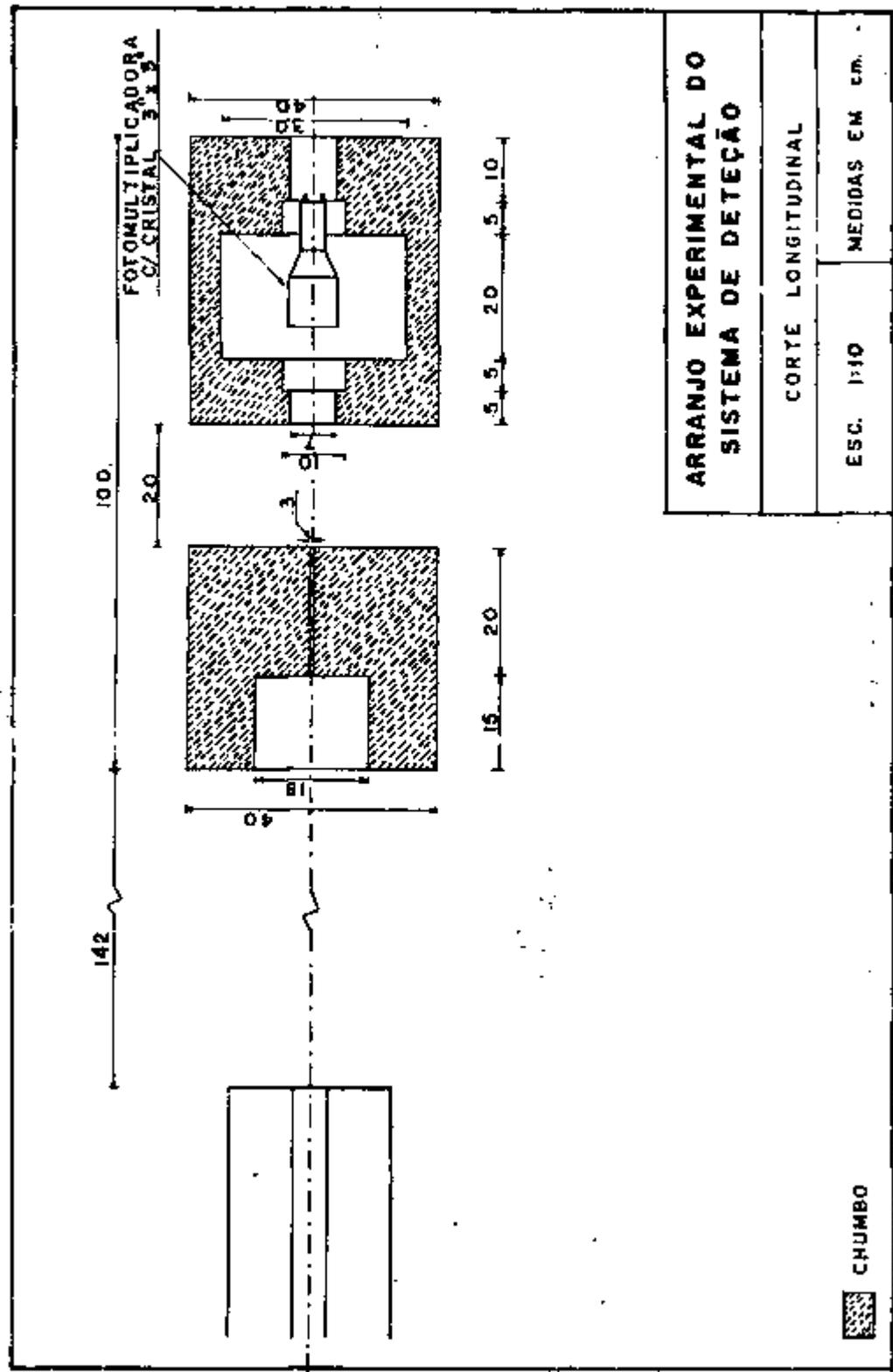
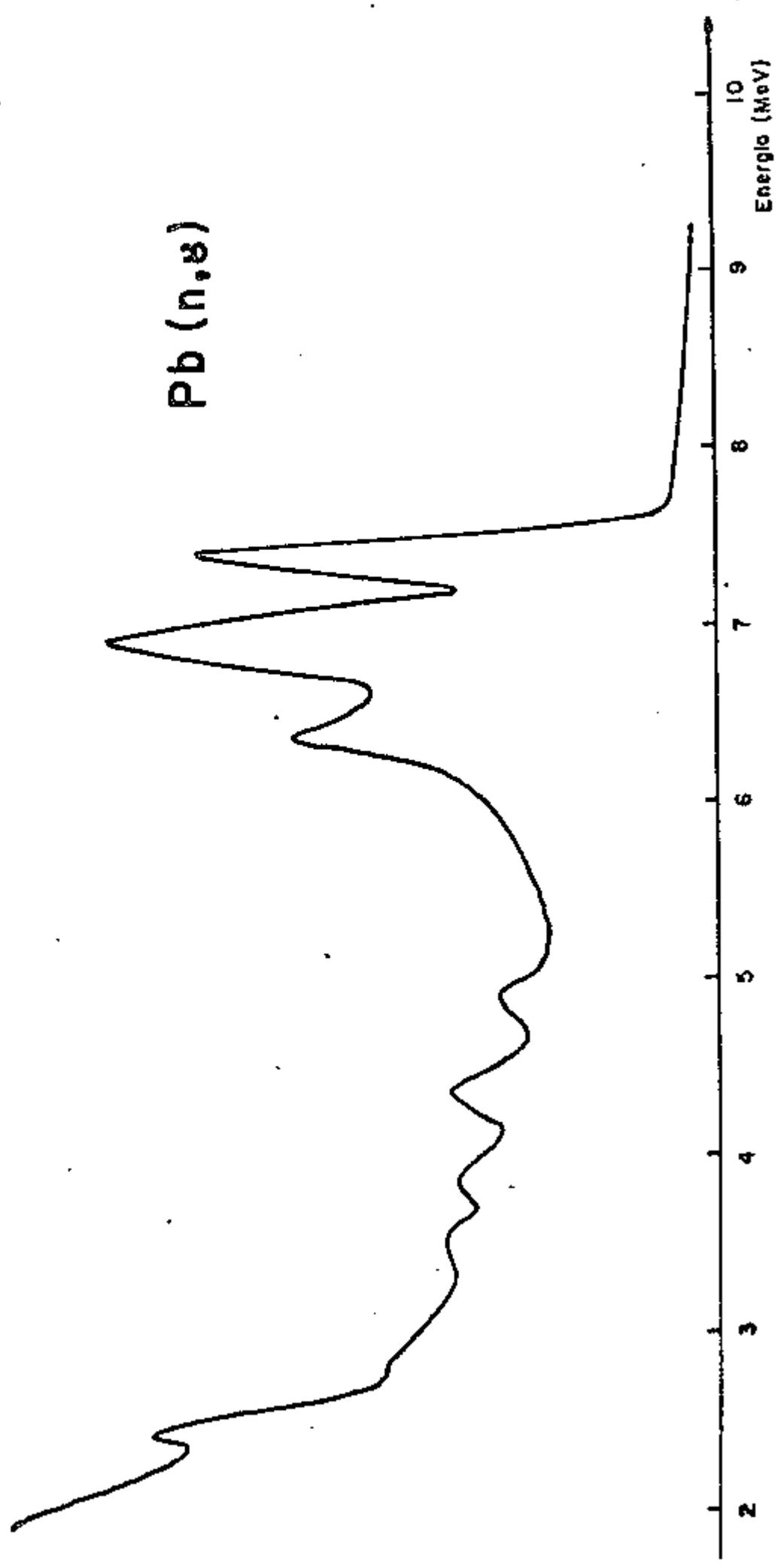


Figura 10

Pb (n,  $\alpha$ )



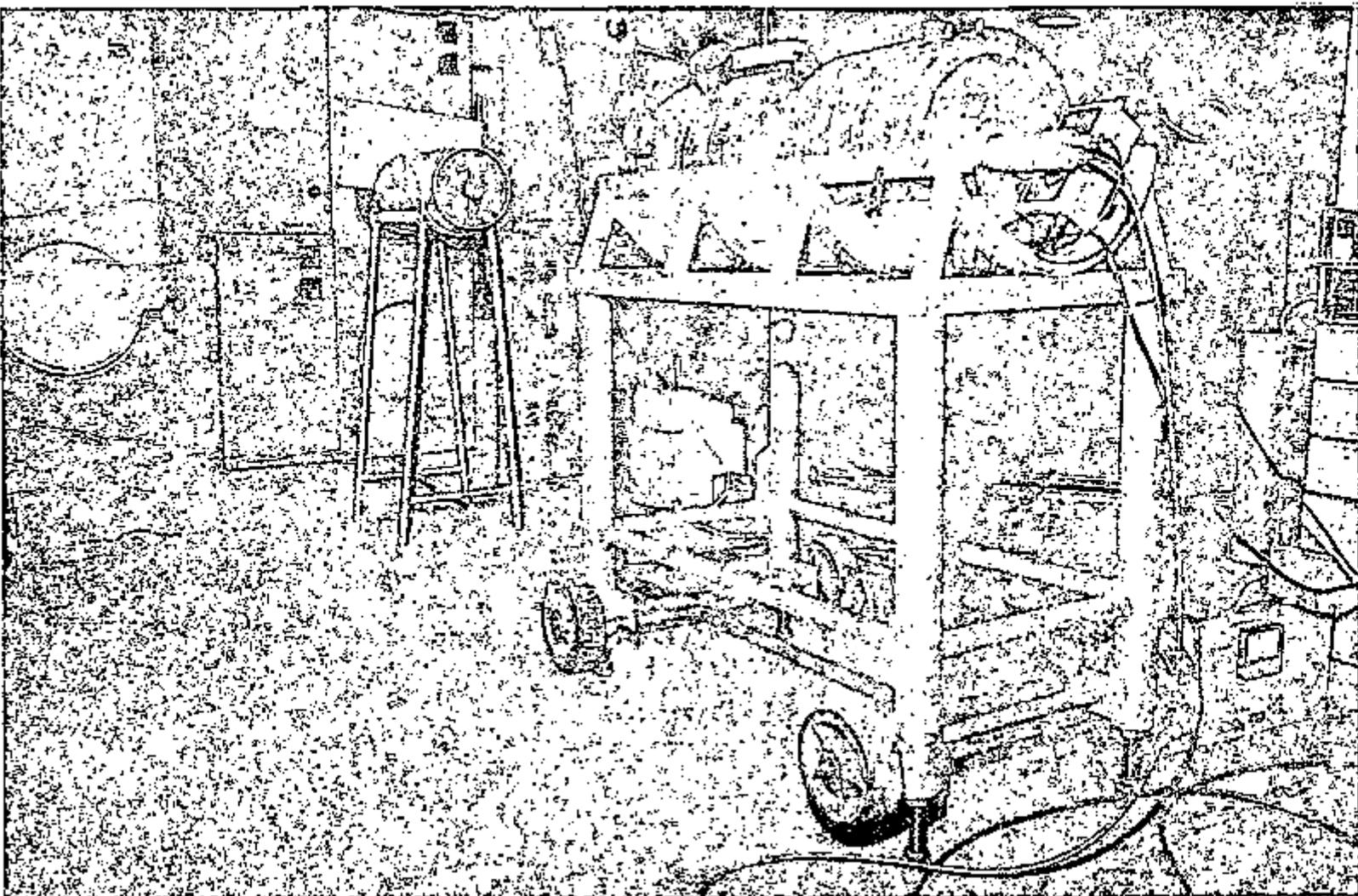


Figura 12 - Fotografia do Arranjo Experimental

## 12. APÊNDICE

### 12.1. Interação de Raios Gama com a Matéria

O conhecimento dos processos básicos de interação de ftons com a matéria é essencial para a compreensão do comportamento do detetor de cintilação. Embora muitos processos estejam envolvidos, existem três principais, todas funções contínuas da energia do foton, através dos quais os ftons cedem toda ou parte de sua energia em eventos simples.

Esses efeitos são: o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton por eletrons do material e a produção de pares eletrôn-positron no campo coulombiano do núcleo; trata-se de processos firmemente estabelecidos, existindo vasta bibliografia sobre o assunto<sup>(24)(25)(26)</sup>.

Convém recordar que no efeito fotoelétrico, toda energia do foton incidente é absorvida por um eletrôn ligado de um átomo que é ejetado com uma energia igual ao excesso da energia do foton em relação à de ligação do eletrôn.

No efeito Compton os ftons incidentes são espalhados por eletrons com perda parcial da energia. Nesse processo de espalhamento, os eletrons são geralmente considerados livres e a energia do foton incidente é repartida entre o eletrôn e o novo foton.

Quando o foton incidente tem uma energia superior a 1.02 MeV é possível a produção de pares. Neste processo, que ocorre na presença do campo coulombiano do

núcleo, o raio gama desaparece sendo criado um par elétron-positron. A energia total do par de partículas será igual a energia do foton primário e sua energia cinética será igual à diferença entre a energia total e a energia de repouso das duas partículas ( $2 mc^2$ ). Uma vez que o positron é instável, quando chega ao repouso no campo de um elétron ocorre o fenômeno da aniquilação que consiste na emissão de 2 ftons de energia igual a massa de repouso das partículas (0.511 MeV).

Para detecção dos raios gama do canal e também para medida da atividade das fontes, foi utilizado um cristal de iodeto de sódio ativado com tálio; assim o procedimento dado a seguir é válido para este tipo de cristal detetor, embora algumas considerações sejam de caráter geral.

Não serão aqui dados detalhes sobre cintiladores, lembrando apenas que imensa é a bibliografia a respeito de cintiladores inorgânicos dos quais faz parte o iodeto de sódio ativado com tálio<sup>(27)(28)(29)(30)</sup>.

## 12.2. Forma do Espectro em Função da Energia do Raio gama<sup>(31)</sup>

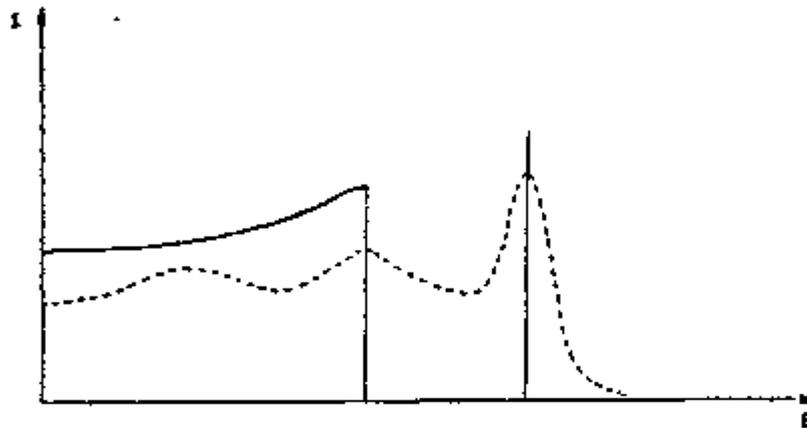
A descrição da distribuição de amplitudes de pulso observadas no anodo do tubo fotomultiplicador, em termos dos processos acima descritos, pode ser facilmente compreendida através do exemplo que estudaremos a seguir.

Considerando-se, para simplificar, uma fonte de raios gama de energia menor que 1.02 MeV, o que deveria ser obtido teoricamente seria a linha contínua da figura abaixo, isto é, uma linha monoenergética dos fotoelétrons e a distribuição dos elétrons Compton de energia zero até o corte numa energia abaixo do fotopico. Para efeito de comparação vê-se a distribuição de altura de pulso num cristal de NaI(Tl) 3" x 3" obtido com um analisador de altura de pulsos.

Embora o espectro seja semelhante ao teórico observa-se que há um "alargamento" do espectro através do qual aparece uma função gaussiana. Esse fenômeno é devido à flutuação na emissão de luz pelo cristal e devido à natureza estatística

ca do processo de multiplicação dos elétrons na válvula fotomultiplicadora.

O pico resultante da perda total de energia (fotopico) é a principal característica do espectro. A amplitude desse pico e sua intensidade são usadas para determinar a energia e a intensidade de raios gama que produzem uma certa distribuição de alturas de pulso quando estes raios gama interagem com um cintilador.



### 12.3. Análise Quantitativa do Espectro de Raios Gama Obtido com Cintilador

#### 12.3.1. Eficiência de Detecção

A eficiência de detecção  $\epsilon(E)$  é a fração de raios gama emitidos da fonte que sofre ao menos uma interação com o detetor. Esta eficiência pode ser decomposta em dois fatores, um relativo à geometria, chamado eficiência geométrica, e outro que pode ser denominado eficiência intrínseca do detetor. A eficiência geométrica dá a fração de raios gama emitidos pela fonte que tem a probabilidade de atingir o detetor; essa fração pode ser calculada conhecendo-se a forma da fonte. A eficiência intrínseca depende do tamanho do cristal e da energia da radiação incidente: é a probabilidade de um raio gama tendo atingido o cristal sofrer ao menos uma interação no mesmo. A eficiência intrínseca é dada por:  $(1 - e^{-\mu(E)L})$  sendo  $L$  a espessura do cristal e  $\mu(E)$  o coeficiente de absorção total.

### 12.3.2. Eficiência de Fotopico

A eficiência de fotopico  $p(E)$ , ou fotofração, é a razão da área sob o fotopico e a área correspondente a toda função de resposta do detector. Ela representa a probabilidade de um raio gama, após sofrer uma interação no cristal, perder toda sua energia no seu interior.

A fotofração pode ser determinada experimentalmente ou calculada teoricamente através da função de resposta do detector.

Para energias de fontes radioativas da ordem de centenas de KeV a fotofração foi determinada experimentalmente através de medidas cuidadosas de fontes selecionadas em condições experimentais que reduzem a radiação espalhada a níveis muito baixos.

Cálculos teóricos da fotofração principalmente para baixas energias são encontrados com frequência na literatura embora nem sempre apresentem resultados concordantes.<sup>(32)</sup>

Para energias de 5 a 10 MeV é mais difícil fazer a determinação experimental da fotofração havendo uma imprecisão maior nos valores obtidos<sup>(33)</sup>. Existem também cálculos teóricos para essa região de energias, feitos principalmente através do processo de Monte Carlo<sup>(34)</sup>.

### 12.3.3. Determinação da Atividade Absoluta de uma Fonte Gama Emissora

O ritmo de emissão de uma fonte emissora de um único raio gama é dado pela seguinte relação

$$N_0 = \frac{N_p}{p(E) \epsilon(E)A} \quad (35)$$

onde  $N_0$  é o número de raios gama emitidos pela fonte,  $N_p$  é a área sob o fotopico

representado por uma gaussiana,  $\xi(E)$  a eficiência total de detecção para a geometria fonte-detetor utilizada,  $p(E)$  a fotofração e  $A$  a correção para absorção da radiação gama por qualquer absorvedor de radiação beta utilizado na medida.

Na determinação da área do fotopico a região do espectro a ser integrada deve ser bem definida e é considerada satisfatoriamente descrita por uma gaussiana

$$n(x) = y_0 e^{-\frac{(x-x_0)^2}{b}} \quad \text{onde}$$

$n(x)$  é a contagem no canal  $x$

$(x_0, y_0)$  são as coordenadas do pico e o parâmetro  $b$  está ligado à largura da curva, e, portanto, à resolução.

Nota-se entretanto experimentalmente que existe um ligeiro afastamento da forma gaussiana nas partes mais afastadas do pico. A cauda em baixa energia é esperada, sendo produzida por processos de interação que não resultam na perda total de energia. Do lado de maior energia é que o afastamento não é esperado sendo atribuído à problemas ópticos do detetor.

Alguns autores<sup>(36)</sup> determinaram a forma dessa gaussiana ligeiramente modificada. Verificou-se que nas medidas aqui realizadas, o afastamento da gaussiana é bastante pequeno, sendo recoberto pela precisão deste método de determinação de atividade absoluta, razão pela qual o fotopico foi considerado uma gaussiana simples.

Tomando-se os logarítmos da equação (1)

$$\log n(x) = \log y_0 - (x - x_0)^2 / b$$

Podendo  $\log y_0 = A$  e  $-1 / b = B$ , tem-se

$$(2) \quad \log n(x) = A + B (x - x_0)^2$$

que é uma reta de log y contra  $(x - x_0)^2$ .

Os parâmetros A e B da reta (2) podem ser determinados através do ajuste de mínimos quadrados com pesos<sup>(37)</sup>

$$A = \frac{\sum n(x) (x - \bar{x})^4 \sum n(x) \ln n(x)}{\sum n(x) \sum n(x) (x - \bar{x})^4 - [\sum n(x) (x - \bar{x})^2]^2}$$

$$B = \frac{\sum n(x) (x - \bar{x})^2 \sum n(x) (x - \bar{x})^2 \ln n(x)}{\sum n(x) \sum n(x) (x - \bar{x})^4 - [\sum n(x) (x - \bar{x})^2]^2}$$

$$B = \frac{\sum n(x) \sum n(x) \ln n(x) (x - \bar{x})^2}{\sum n(x) \sum n(x) (x - \bar{x})^4 - [\sum n(x) (x - \bar{x})^2]^2}$$

$$B = \frac{\sum n(x) (x - \bar{x})^2 \sum n(x) \ln n(x)}{\sum n(x) \sum n(x) (x - \bar{x})^4 - [\sum n(x) (x - \bar{x})^2]^2}$$

onde x representa o canal e n(x) a contagem total correspondente ao xº canal.

Integrando a equação (1) de  $-\infty$  a  $+\infty$  obtém-se

$$Y = y_0 \sqrt{b\pi} \quad \therefore \quad \frac{Y}{\sqrt{b\pi}} = y_0$$

$$\log y_0 = A = \log \frac{Y}{\sqrt{b\pi}}$$

$$\frac{Y}{\sqrt{b\pi}} = e^A \quad Y = e^A \sqrt{b\pi}$$

onde  $Y = N_p$  é o número de contagens integradas

$$N_p = e^A \sqrt{-\frac{\pi}{B}}, \text{ onde } B \text{ é negativo (3)}$$

Tendo-se  $N_p$  tem-se a atividade da fonte.

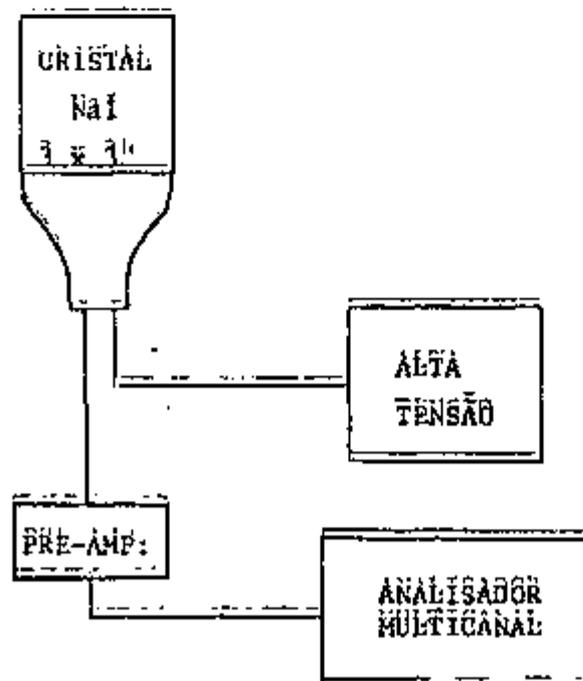
Um problema que aparece é que para fazer o ajuste da gaussiana deve-se dar as coordenadas do pico, o qual na maioria dos casos não é bem definido, tornando essa escolha subjetiva.

Para sanar esse inconveniente o programa Gamaw, que faz o ajuste da gaussiana através dos mínimos quadrados, tem como dados de entrada as coordenadas de todos os pontos da curva sobre os quais recai a suspeita de serem pico.

O programa Gamaw faz o ajuste de cada gaussiana e calcula um parâmetro que mede a qualidade do ajuste. Quando este parâmetro for mínimo essa é a curva gaussiana da qual é tomada a área.

#### 12.4. Medida do Fluxo de Neutrons Térmicos com Fôlhas de Ouro

O levantamento do fluxo de neutrons térmicos dentro do canal transversal foi realizado através da irradiação de fôlhas de ouro finas, com e sem cobertura de cádmio<sup>(38)</sup>.



As folhas de ouro utilizadas têm espessura de 0,1 mm com massa total de 5 mg, as quais podem ser consideradas suficientemente pequenas e finas para não ser necessária uma correção devido a perturbação do fluxo de neutrons na região da medida. Podem ainda ser consideradas pontuais na determinação da atividade absoluta - o que simplifica bastante o cálculo da eficiência geométrica.

Além para cristal 3" x 3" NaI(Tl) que é o que foi utilizado, existem na literatura dados sobre todos os fatores que constituem a eficiência. A atividade do ouro foi determinada através da integração de contagens sob o fotopico de 411 KeV.

Pelo processo anteriormente descrito foi obtido  $N_p$  e conhecendo-se a razão de cádmio, isto é, a variação de atividade das folhas irradiadas com e sem cobertura de cádmio pode-se obter o fluxo

$$A_{\text{sem Cd}} = A_s = \frac{N_p}{p \epsilon K'} \quad \text{onde}$$

$$K' = t e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda t_2}) \quad \text{sendo}$$

t : tempo de contagem

$t_1$  : tempo de espera

$t_2$  : tempo de irradiação

$\lambda$  : constante de desintegração

$$A_c = A_s / f$$

O fluxo de neutrons térmicos será então dado por  $\phi = \frac{A_s - A_c}{N \sigma}$

onde  $\sigma$  é a seção de choque de ativação e N o número total de átomos da folha.

Cálculo do erro no fluxo:

$$\sigma_B = \sigma_{\ln n(x)} \sqrt{\frac{\epsilon n(x)}{D}} \quad (37)$$

$$e \quad \sigma_A = \sigma_{\ln n(x)} \sqrt{\frac{\sum (x-\bar{x})^2}{D}}$$

sendo D o denominador comum a A e B

$$\sigma_{\ln n(x)} = \sqrt{\frac{\sum \ln^2 n(x)}{K(K-1)}} \quad \text{sendo } K = 15 \text{ medidas}$$

Como  $b = -1/B$  e  $a = A$ , tem-se

$$\sigma_b = \frac{\sigma_B}{B^2} \quad \text{e} \quad \sigma_a = \sigma_A$$

$$\sigma_{N_p}^2 = e^{2a} \pi (b\sigma_a^2 + \frac{\sigma_b^2}{4b})$$

$$A_B = \frac{N_p}{K' p \epsilon} \quad \text{onde } K' = t e^{-\lambda t_1} (1 - e^{-\lambda t_2})$$

$$\sigma_{A_B}^2 = \frac{\sigma_{N_p}^2}{(K' p \epsilon)^2} + \frac{N_p^2}{(K' p \epsilon)^2} \frac{\sigma_{\epsilon}^2}{\epsilon^2} + \frac{N_p^2}{(K' p \epsilon)^2} \frac{\sigma_{K'}^2}{K'^2} +$$

$$+ \frac{N_p^2}{(K' \epsilon p)^2} \frac{\sigma_p^2}{p^2}$$

$$\phi = \frac{A_B - A_C}{N\sigma}$$

$$\sigma_{\phi}^2 = \frac{\sigma_{A_B}^2}{(N\sigma)^2} + \frac{\sigma_{A_C}^2}{(N\sigma)^2}$$

$$\sigma_{A_C}^2 = \frac{\sigma_{A_B}^2}{f^2} + A_B^2 \frac{\sigma_f^2}{f^4} \quad \text{sendo } f = \frac{C_B}{C_C}$$

$C_B$  = contagem sem cádmio

$C_C$  = contagem com cádmio

$$\sigma_f^2 = \frac{C_B}{C_C^2} + \frac{C_B^2}{C_C^3}$$

\*FANDK0807

C MEDIDA DE ATIVIDADE ABSOLUTA ATRAVES DA RADIAÇÃO GAMA

C T=TEMPO DE CONTAGEM

C P=FOTOFRAÇÃO

C E=EFICIÊNCIA 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)=CANAIS

C YE(I)=CONTAGENS

```

          DIMENSION X(40),Y(40),DE(15),XE(40),YE(40),ENP(15)
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(1H ,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(14,16))
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=EXPF(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-I.))
         SIGMAB=SLOG*SQRTF(Z5/DD)
         SBPEQ=SIGMAB/(B*B)
         SIGMAA=SLOG*SQRTF(Z1/DD)
120 FORMAT(1H ,///7H A=,E14.8,11H SIGMAA=,E14.8/6H
           B=,E14.8,
           $11H SIGMAB=,E14.8/7H BPEQ=,E14.8,11H SBPEQ=,E
           14.8/)
         SENEP=SQRTF(EXPF(2.*A)*3.1416*(BPEQ*SIGMAA**2+(SBPEQ*
           *2/(4.*BPEQ))
           $))
```

```

PRINT120,A,SIGMAA,B,SIGMAB,BPEQ,SBPEQ
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
PRINT130,DELTA
130 FORMAT(1H ,7HDELTA= ,E14.8)
PRINT140,XO
140 FORMAT(1H ,/7H XO= ,F6.1/)
ENP(KK)=ENEP
PRINT150,ENEP,SENEP
150 FORMAT(1H ,7H NP= ,E14.8,11H SENEP= ,E14.8/)
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 NI=N-1
DO15 I=1,NI
X(I)=X(I+1)
15 Y(I)=Y(I+1)
X(I)=XE(J)
Y(I)=YE(J)
J=J+1
XO=XO-I.
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)
PAUSE
GOTO987
END

```

#### 14. REFERÊNCIAS

- 1) Chadwick, J. and Goldhaber, M. - A Nuclear Photo-Effect: Disintegration of the Deuteron by gamma Rays - Nature 1934, 134 : 237 -238.
- 2) Szilard, L. and Chalmers, F.A. - Detection of Neutrons Liberated from Beryllium by gamma Rays: A New Technique for Inducing Radioactivity - Nature 1934 , 134 : 494 - 495.
- 3) Bothe, W. and Gentner, W.
  - Künstliche Radioaktivität Durch gamma-Strahlen : 90
  - Herstellung Neuer Isotope Durch Kernphoto-Effekt : 126
  - Weitere Atomumwandlungen Durch gamma-Strahlen : 191
  - Kernisomerie Beim Brom : 284
  - und H. Waier - Leibnitz, Zusammenhänge Zwischen den Massen der Leichten Atome : 25Die Naturwissenschaften - 1937
- 4) Kerst, D.W. - Induction Electron Accelerator - Phys. Rev. 1941, 59; 110-111
- 5) Kerst, D.W. - The Acceleration of Electrons by Magnetic Induction. - Phys. Rev. 1941, 60 ; 47-53
- 6) Montalbetti, R. Katz and Goldemberg, J. - Canadian Journal of Physics, 1953 31 : 723
- 7) Kerst D.S. and Price G.A., - Yields of Photo-Neutrons with Calorimetrically Measured 320 - Nev "bremsstrahlung" - Physical Review 1950, 79 : 725 - 726
- 8) Santos, M.D.S., Goldemberg, J., Pieroni, R.R., Silva, E., Borello , O.A. , Villaça, S.S. - Studies on the Nuclear Photoeffect. - Anais da Academia Brasileira de Ciências, 1955, 27 : 437 - 470.
- 9) Frish, O.R. - Progress in Nuclear Physics - Vol
- 10) Endt and Smith - Nuclear Reactions - Vol. II
- 11) Mac Donald, N. - Nuclear Structure and Eletromagnetic Interactions
- 12) Annual Review of Nuclear Science - 1959 , 9
- 13) Hulthen, L., Nagel, B.C.H., - The Photodisintegration of the Deuteron - Physical Review - 1953, 90 : 62- 69
- 14) Reibel, K. and Mann, A.K., - Energy Level Parameters from Nuclear Resonance

- Fluorescence at 7 MeV - Physical Review - 1960 , 118 : 701 - 713
- 15) Mainsbridge, B. - The Angular Distributions of the gamma Radiation from the  $Li^7(p,\gamma)Be^8$  Reaction from  $E_p = 200$  KeV to 100 KeV - Nuclear Physics 1960, 21 : 1
  - 16) Wolff, M.H. and Stephens, W.E., - Gamma Ray Absorption in Carbon-Physical Review - 1958 - 112 (I) : 890 - 892
  - 17) Schiff, L.I. - Energy Angle Distribution of Thin Target "bremsstrahlung" - Physical Review - 1951 , 83 : 252 - 253
  - 18) Lawson, J.D. - The Angular Distribution of Synchrotron Target Radiations: A Preliminary Experimental Study - Proceedings of the Physical Society 1950, 63 (A-II) : 653 - 660
  - 19) Goldemberg, J. - Uma Investigaçãõ sôbre a Largura da Ressonância das Reações Fotonucleares - Tese - S.Paulo - 1957
  - 20) O'Connell, J.S., Fipler, P.A. and Axel, P. - Elastic Scattering of 11.5 - 17.7 Mev Photons by An Measured with a "bremsstrahlung" Monochromator Physical Review - 1962, 126 (I) : 228 - 239
  - 21) Jarczyk, L., Knoepfel, H., Camg, J., Müller, R. and WBlfli, W. - The Nuclear Reactor as a High Intensity Source for Diskete gamma Rays up to 11 MeV - Nuclear Instruments & Methods - 1961 - 13 : 287 - 296.
  - 22) Segrè, E. - Experimental Nuclear Physics - vol. III
  - 23) IEA-114 - Reis, D.C.C. and Moura, L.P. - Absolute Measurements of the Activity of Radionuclides.
  - 24) Price, W.J. - Nuclear Radiation Detection
  - 25) Evans, R.D., - The Atomic Nucleous
  - 26) Kaplan, I. - Nuclear Physics
  - 27) Hofsladber, R. and Mc Intgre , J.A. - Measurement of gamma-Ray Energies with two Crystals in Coincidence - Physical Review - 1950, 78 : 619 - 620.
  - 28) Van Sciver, W., and Hofstadter, R. - Gamma and Alpha Produced Scintillations in Cesium Fluorire - Physical Review - 1952 , 87 : 522
  - 29) Van Saver, W. and Bogart, L. - IRE Trans. Nuclear Sci. NS 5 - 90 - 1958
  - 30) Murray, R.B. - Nuclear Instruments and Their Uses.
  - 31) Kockum, J. and Starfelt, N. - The Response to High Energy Gamma-Rays of a NaI(Tl) Scintillation Spectrometer - Nuclear Instruments and Methods -1959 4 : 171
  - 32) Snyder, B.J. - Comparison of Calculated and Experimental Scintillation Crystal Photofractions - Nuclear Instruments & Methods - 1957, 46 (I) : 173-176
  - 33) Jarczyk, L., Knoepfel, H., Lang , J., Muller, R. and WBlfli, W. - Photopeak Efficiency and Functions of Various NaI(Tl) and CsI(Tl) Crystals in the Energy Range up to 11 MeV - Nuclear Instruments & Methods - 1962, 17 : 310-320

- 34) IEA-171 - Franzen, H.R., Mafra, O.Y., Bianchini, F.G. - Monte Carlo Calculation of Monochromatic Gamma-Rays Energy Loss - Application for NaI(Tl) Crystals
- 35) NAS-NS 3105 - O'Kalley, G.D. - Detection and Measurement of Nuclear Radiation
- 36) Heath, R.L. - Scintillation Spectrometry Gamma-Ray Spectrum Catalogue IDO 16880 - Vol I and II
- 37) Farrat, Lyman, G. - Probability and Experimental Errors in Science -1961
- 38) Hughes, D.J. - Pile Neutron Research
- 39) Troubetzkoy, E., - Goldstein, H. - A Compilation of Information on Gamma Ray Spectra Resulting from Thermal Neutron Capture - ORNL 2904
- 40) Nuclear Data Tables - Section A - volume 5 - numeros 1-2 (1968) 3-4 (1969)
- 41) Uberall, H. - The Role of Giant Resonances in Weak and Electromagnetic Nuclear Excitations - Nuovo Cimento - Supplemento - 1966, 4 - 781
- 42) Welsh, R.E. and Donahue, D.J. - Photonuclear Studies with Monoenergetic Gamma Rays from Thermal Neutron Capture - Physical Review - 1961, 121 : 880 - 885
- 43) Ben David, G. and Hebschmann, B. - The Nuclear Resonant Scattering of Neutron Capture Gamma Rays - Physics Letters 1962, 3 : 87