

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

***MEDIDAS DAS SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTONÊUTRONS
DO ^9Be , ^{13}C e ^{17}O COM RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA
DE NÊUTRONS TÉRMICOS***

RENATO SEMMLER

Tese apresentada como parte dos requisitos
para obtenção do grau de Doutor em Ciências
na Área de Tecnologia Nuclear - Aplicações.

Orientador:

Dr. Artur Wilson Carbonari

São Paulo

-2006-

Aos meus pais

Maria e Peter

AGRADECIMENTOS

Ao **Dr. Artur Wilson Carbonari** pela orientação paciente e necessária deste trabalho, pela confiança e pela amizade.

Ao **Dr. Odair Lelis Gonzalez**, do Instituto de Estudos Avançados (IEAv), pela sua ajuda na execução dos experimentos, pelas proveitosas discussões da metodologia de análise dos dados deste trabalho e pela minha formação acadêmica.

Ao **M.C. Cláudio Antonio Federico**, do Instituto de Estudos Avançados do CTA, pela ajuda na execução dos experimentos.

Ao **M.C. Cláudio Domienikan** e ao **Fábio de Toledo**, pelo constante auxílio técnico na eletrônica manutenção dos equipamentos.

Aos amigos **Eduardo, Guilherme, e Mário** pelo incentivo e amizade.

À **M.C. Marília M. G. Catharino**, pela paciência, carinho e apoio.

À **Comissão Nacional de Energia Nuclear** e ao **Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares** pela possibilidade de realização deste trabalho.

Comissão Examinadora

Dr. Artur Wilson Carbonari (Orientador)

Dr. João Arruda de Toledo-Neto

Dr. Odair Lelis Gonçalves

Dra. Cibele Bugno Zamboni

Dr. Eduardo Landulfo

***MEDIDAS DAS SECÇÕES DE CHOQUE DE FOTONÊUTRONS
DO ^9Be , ^{13}C e ^{17}O COM RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA
DE NÊUTRONS TÉRMICOS***

RENATO SEMMLER

RESUMO

Medidas das secções de choque de fotonêutrons do ^9Be , ^{13}C e ^{17}O foram obtidas no intervalo de energia entre 1,6 e 10,8 MeV, utilizando radiação gama de alta resolução em energia (3 a 21 eV) produzida na captura de nêutrons térmicos por 21 materiais alvo, quando posicionados no interior de um canal tangencial, junto ao núcleo do reator de pesquisa IEA-R1 (5 MW) do IPEN/CNEN-SP. As amostras foram irradiadas no interior de um sistema detector de nêutrons “Long Counter”, de geometria 4π , a 520,5 cm de distância do alvo de captura. O fluxo de raios gama foi determinado por meio da análise do espectro gama obtido fazendo uso de um detector de estado sólido do tipo Ge(Li) (EG&G ORTEC, 25 cm³, 5%), previamente calibrado com raios gama de captura produzidos por uma amostra padrão de nitrogênio (Melamina). A secção de choque de fotonêutron foi medida para o espectro de raios gama de captura de cada alvo (secção de choque composta). Uma metodologia de inversão de matrizes para a resolução de problemas inverso discretos foi utilizada para a deconvolução do conjunto de valores experimentais da secção de choque composta, com a finalidade de obter a secção de choque em valores específicos de energia de excitação (energia das linhas gama principais dos alvos de captura). As secções de choque obtidas, nas energias das linhas gama principais de todos os alvos, foram comparadas com as medidas realizadas por outros autores utilizando diferentes fontes de radiação gama. Uma boa concordância foi observada entre os resultados experimentais deste trabalho com as relatados na literatura.

***PHOTONEUTRON CROSS SECTIONS MEASUREMENTS
IN ^9Be , ^{13}C e ^{17}O WITH THERMAL NEUTRON CAPTURE
GAMMA-RAYS***

RENATO SEMMLER

ABSTRACT

Photoneutron cross sections measurements of ^9Be , ^{13}C e ^{17}O have been obtained in the energy interval between 1,6 and 10,8 MeV, using neutron capture gamma-rays with high resolution in energy (3 a 21 eV), produced by 21 target materials, placed inside a tangential beam port, near the core of the IPEN/CNEN-SP IEA-R1 (5 MW) research reactor. The samples have been irradiated inside a 4π geometry neutron detector system “Long Counter”, 520,5 cm away from the capture target. The capture gamma-ray flux was determined by means of the analysis of the gamma spectrum obtained by using a Ge(Li) solid-state detector (EG&G ORTEC, 25 cm³, 5%), previously calibrated with capture gamma-rays from a standard target of Nitrogen (Melamine). The neutron photoproduction cross section has been measured for each target capture gamma-ray spectrum (compound cross section). A inversion matrix methodology to solve inversion problems for unfolding the set of experimental compound cross sections, was used in order to obtain the cross sections at specific excitation energy values (principal gamma line energies of the capture targets). The cross sections obtained at the energy values of the principal gamma lines were compared with experimental data reported by other authors, with have employed different gamma-ray sources. A good agreement was observed among the experimental data in this work with reported in the literature.

Sumário

	Página
1. Introdução	11
2. Fotoexcitação Nuclear	15
2.1 Secção de Choque de Fotoprodução de Nêutrons	20
3. Reações ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$ e ${}^{17}\text{O}(\gamma, n){}^{16}\text{O}$	23
3.1 Reação ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$	23
3.2 Reações ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$ e ${}^{17}\text{O}(\gamma, n){}^{16}\text{O}$	26
4. Secção de Choque Composta	37
4.1 Secção de Choque Composta Experimental	37
4.2 Deconvolução de Medidas de Secções de Choque Fotonucleares	40
5. Procedimento Experimental	44
5.1. Descrição do Arranjo Experimental	44
5.2. Determinação da Eficiência do “Long Counter”.....	50
5.3. Calibração do detetor Ge(Li) usado como monitor de fluxo gama.....	53
5.4. Contagem dos Nêutrons Fotoproduzidos	57
6. Resultados e Discussão	60
7. Conclusão	81
Referências Bibliograficas	83

LISTA DE TABELAS

Tabela	Página
1 Medidas da secção de choque de fotonêutrons no ^{13}C e ^{17}O	27
2 Principais transições na fotoexcitação do ^{13}C	29
3 Alvos geradores de raios gama de captura.....	45
4 Parâmetros usados na calibração do monitor de fluxo.	56
5 Coeficientes do ajuste polinomial do fator de calibração do monitor de fluxo (detector Ge(Li)) para os picos de absorção total de energia	57
6 Contagens líquidas de nêutrons obtidas pelo “Long Counter” normalizadas pelas contagens do SPND para o ^9Be	60
7 Contagens líquidas de nêutrons obtidas pelo “Long Counter” normalizadas pelas contagens do SPND para o ^{13}C e ^{17}O	61
8 Fluências de raios gama de captura de nêutrons térmicos recebidas pela amostra de ^9Be na energia da linha principal, normalizadas pelas contagens do SPND.....	63
9 Fluências de raios gama de captura de nêutrons térmicos recebidas pelas amostras de ^{13}C e ^{17}O na energia da linha principal, normalizadas pelas contagens do SPND	63
10 Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ^9Be	65
11 Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ^{13}C	66
12 Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ^{17}O	67
13 Composição dos erros parciais considerados no cálculo da secção de choque composta	68
14 Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^9Be nas energias das linhas principais dos alvos, calculada pelo programa SIGMALP4	69
15 Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{13}C nas energias das linhas principais dos alvos, calculada pelo programa SIGMALP4	70
16 Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{17}O nas energias das linhas principais dos alvos, calculada pelo programa SIGMALP4	71

LISTA DE FIGURAS

Figura	Página
1 Curva típica de fotoexcitação nuclear.....	18
2 Níveis de energia do ${}^9\text{Be}$	25
2a Níveis de energia do ${}^{13}\text{C}$	30
2b Níveis de energia do ${}^{17}\text{O}$	31
3 Secção de choque de fotonêutrons do ${}^{13}\text{C}$	32
4 Secção de choque de fotonêutrons do ${}^{17}\text{O}$	33
5 Energia média dos fotonêutrons na reação ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$	34
6 Fotonêutrons na região 6 – 11 MeV	34
7 Secção de choque para a reação ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$	35
8 Secção de choque para a reação ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$	35
9 Secção de choque para a reação ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$	36
10 Energia média dos fotonêutrons do ${}^{17}\text{O}$	36
11 Arranjo Experimental	44
12 Esquema da eletrônica de contagem do “Long Counter”	47
13 Distribuição radial dos Detectores de nêutrons do “Long Counter”	47
14 Espectro de amplitude de pulsos dos detectores do anel 1 do “Long Counter”	48
15 Determinação da posição de máxima eficiência do “Long Counter”	48
16 Espectro de gamas de captura do alvo de chumbo.	49
17 Medida da eficiência do “Long Counter”	52
18 Fator de Calibração do monitor de fluxo (Ge(Li)) para os picos de absorção total de energia	56
19 Secção de choque de fotonêutrons para o ${}^9\text{Be}$	72
20 Secção de choque de fotonêutrons para o ${}^9\text{Be}$ no intervalo de energia entre 1,6 e 3 MeV	73

21	Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^9Be nas energias das linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do programa SIGMAL LP4	74
22	Secção de choque de fotonêutrons para o ^{13}C	75
23	Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{13}C nas energias das linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do programa SIGMAL LP4	76
24	Secção de choque de fotonêutrons para o ^{17}O	77
25	Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{17}O nas energias das linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do programa SIGMAL LP4	78

1. Introdução

As reações fotonucleares tem sido extensivamente estudadas por muitas décadas, cobrindo praticamente toda a tabela periódica, principalmente com o uso de aceleradores de elétrons, por meio de radiação de espectro contínuo de freamento de elétrons (“bremsstrahlung”)⁽¹⁾, espalhamento inelástico de elétrons (fótons virtuais)⁽²⁾, fótons monocromáticos de aniquilação de pósitrons em vôo⁽³⁾ e fótons marcados (monocromador de “bremsstrahlung”)⁽⁴⁾. Fótons produzidos em algumas reações nucleares com feixes de prótons acelerados, conhecidos como fótons de ressonância (p,γ), tal como, $^{15}\text{F}(p,\alpha\gamma)$ com $E_\gamma \approx 7,12$ MeV, com razoável resolução em energia (de uma dezena a algumas centenas de keV), também tem sido utilizados⁽⁵⁾.

O estudo de reações fotonucleares induzidas por fótons reais em energias próximas ao limiar, devido à absorção do fóton pelo núcleo ter um caráter predominantemente de dipolo elétrico (E1), apresenta a vantagem da alta seletividade de momento angular do canal de entrada, resultando num número restrito de estados do núcleo alvo. Alguns núcleos leves, em especial aqueles que apresentam um nucleon fora de um caroço fechado, apresentam baixos limiares de reação com fótons, como, por exemplo: ^9Be (1,67 MeV), ^{13}C (4,95 MeV) e ^{17}O (4,14 MeV). A reações nucleares em energias de excitação baixas (do limiar até 10 MeV), neste caso, são interessantes para o estudo dos estados excitados do núcleo alvo, uma vez que o decaimento se dá principalmente para o estado fundamental do núcleo residual.

A praticidade de experimentos de fotoreações com fótons reais em baixa energia (5-8 MeV) é limitada principalmente pelo baixo valor da secção de choque e pela dificuldade de se obter fontes intensas de fótons monocromáticos. A viabilidade do uso de reatores nucleares como uma fonte alternativa de radiação gama intensa e discreta foi apontada por Jarczyk em 1961⁽⁶⁾. Posteriormente esta técnica foi implantada em diversos laboratórios onde um reator de pesquisa era disponível^(7,8). Neste caso, a radiação gama é produzida pela captura de nêutrons térmicos em diversos materiais alvo convenientemente escolhidos para esta finalidade. Apresenta por um lado a vantagem de alta resolução em energia (unidades a poucas dezenas de eV) e razoável intensidade (na prática de 10^2 a 10^5 fótons/cm².s), mas, por outro lado, possui a desvantagem de não se poder variar continuamente a energia dos raios

gama e de muitos elementos usados como alvo apresentarem mais de uma linha gama com razoável intensidade. Estas desvantagens podem, entretanto, serem contornadas pela escolha de materiais alvo convenientes para a geração dos raios gama de captura e pelo tratamento adequado dos dados experimentais, no sentido de se descontar a interferência das linhas secundárias.

Estudos de reações fotonucleares foram realizados até 1993 em arranjos experimentais instalados junto ao reator do IPEN⁽⁹⁻¹³⁾, utilizando um número limitado (máximo 12) de linhas gama de captura. Conseqüentemente o número obtido de dados experimentais tem sido pequeno, dificultando assim a extração de informações mais detalhadas que aquelas já disponíveis com fontes de pior resolução.

Com o objetivo de aprimorar e complementar os estudos no campo das reações fotonucleares em baixas energias com raios gamas de captura de neutrons térmicos, foi instalado no canal tangencial BH-4-12 do reator de pesquisa tipo piscina IEA-R1 (2 MW) do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, em São Paulo, um aparato experimental para a produção e utilização desse tipo de radiação gama (fótons reais), empregando 30 alvos de captura, o que permite a obtenção de dados experimentais em até 30 valores discretos de energia, até 5,5 e 11 MeV⁽¹⁴⁾. Uma metodologia de inversão de matrizes para a resolução de problemas inversos discretos para a deconvolução dos dados experimentais pelo método dos mínimos quadrados foi aprimorada pela introdução da matriz de covariância⁽¹⁵⁾ e aplicada com sucesso em recentes experimentos realizados no canal tangencial do reator IEA-R1^(16,17), resultando em dados experimentais submetidos a um tratamento estatístico rigoroso e completo.

Em se tratando de núcleos pesados, a fotoreação se dá principalmente pelo mecanismo de núcleo composto, podendo o processo ser dividido em duas etapas: a fotoabsorção e o decaimento do núcleo composto pela fissão ou emissão de nêutrons após o compartilhamento da energia do fóton absorvido por todos os nucleons. Entretanto existe o problema do fóton de alta resolução utilizado atingir um nível específico do núcleo alvo, resultando numa absorção ressonante e conseqüentemente um alto valor da secção de choque para a fotoreação, valor este não associado ao mecanismo de reação em estudo. Por outro

lado, conforme sugerido por Gonzalez⁽¹⁸⁾, o problema da absorção ressonante estreita não ocorreria para núcleos leves onde a fotoreação se dá por processos diretos, cujas larguras de ressonância são esperadas na ordem de unidades de MeV.

De acordo com o exposto, o objetivo deste trabalho consiste na medida das secções de choque para a reação (γ, n) nos isótopos ^9Be , ^{13}C e ^{17}O , com fótons monocromáticos de captura de nêutrons térmicos, na faixa de energia que vai desde o limiar de reação até 10,8 MeV, com a finalidade de se verificar a viabilidade do método para fotoreações com núcleos leves.

Um razoável detalhamento da dependência das secções de choque com a energia pode ser obtido desde que sejam medidas em até 30 pontos distintos de energia, com resolução na ordem de unidades de eV, sem interferências de eventuais ressonâncias no canal de entrada, as quais não revelam nenhum aspecto de interesse para o mecanismo de reação em estudo.

Com isso, neste trabalho, foram obtidos valores de secções de choque inéditos ou pouco explorados, próximos ao limiar de fotonêutrons do ^{13}C e ^{17}O , bem como medidas que complementam os dados de secção de choque para o ^9Be , desde o limiar até 10,8 MeV. Tais medidas são de interesse à tecnologia nuclear por duas razões:

- a) Estes isótopos são estáveis e de ocorrência natural e, portanto, estão presentes em quantidades significativas em reatores nucleares (^9Be : 100%, ^{13}C : 1,11% e ^{17}O : 0,038%)^[19].
- b) A faixa de energia abrangida neste trabalho é aquela correspondente aos raios gama de captura de nêutrons térmicos produzidos em materiais estruturais de reatores, bem como, aos raios gama emitidos na fissão de núcleos pesados e materiais de encapsulamento do combustível nuclear, portanto, normalmente presente em reatores.

Os resultados desta investigação estão apresentados nos capítulos que se seguem. Nos capítulos 2, 3 e 4 são apresentados fundamentos teóricos sobre a fotoexcitação nuclear e secção de choque de fotoprodução de nêutrons. No capítulo 5 é apresentado o arranjo

experimental utilizado neste trabalho assim como todo o procedimento experimental. O capítulo 6 aborda os resultados obtidos. Finalmente no capítulo 7 são apresentadas as conclusões.

2. Fotoexcitação Nuclear

O uso de pontas de prova eletromagnéticas, como fótons reais, é muito eficiente para o estudo da estrutura nuclear, tanto do estado fundamental quanto dos estados excitados dos núcleos, sob o ponto de vista que, uma das teorias mais bem conhecidas no estudo das reações nucleares é aquela que descreve a interação de um fóton com o núcleo ⁽²⁰⁾.

Há três motivos para isso:

- a) a interação entre o fóton e a carga nuclear é eletromagnética, que é fraca em relação à interação entre hádrons e, portanto, não perturba apreciavelmente a estrutura do núcleo alvo;
- b) a interação eletromagnética é bem conhecida, ao contrário da interação entre partículas, onde deve-se, para tratar exatamente a reação, admitir-se um potencial nucleon-nucleon e resolver-se um problema de muitos corpos;
- c) a absorção do fóton ocorre predominantemente no modo de dipolo elétrico (E1), com transferência de uma unidade de momento angular e excitação de poucos estados no núcleo alvo.

Estas características favoráveis tornam o uso de fótons muito eficaz no estudo da estrutura nuclear.

A interação do fóton com o núcleo pode ser tratada como uma perturbação de primeira ordem, de maneira que a hamiltoniana do sistema composto resulta

$$H = H_0 + V \quad [01]$$

onde H_0 é a hamiltoniana do núcleo e $V \ll H_0$ é a perturbação dada por

$$V = -\frac{1}{c} \int \hat{J}(\vec{r}) \cdot \hat{A}(\vec{r}) d\vec{r} \quad [02]$$

onde $\hat{J}(\vec{r})$ é o operador densidade de corrente nuclear e $\hat{A}(\vec{r})$ é o operador potencial vetor eletromagnético do fóton.

A secção de choque para a fotoabsorção nuclear é dada pela razão entre a probabilidade de transição por unidade de tempo (taxa de transição) T e o fluxo de fótons incidente Φ_0 , resultando

$$\sigma_{\gamma,abs} = \frac{T}{\Phi_0} = \frac{8\pi E_\gamma T}{c\epsilon^2} \quad [03]$$

onde ϵ é a amplitude do campo elétrico e E_γ a energia do fóton incidente. Por sua vez, a taxa de transição T é calculada através da teoria de perturbação dependente do tempo:

$$T = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f|V|i\rangle|^2 \rho_f \quad [04]$$

onde

$|i\rangle = |\alpha; \vec{k}\mu\rangle$, α representa o estado inicial do núcleo, \vec{k} o vetor de onda do fóton incidente e μ a polarização do fóton incidente;

$|f\rangle = |\beta\rangle$ representa o estado final do núcleo com energia E_β ;

ρ_f é a densidade de estados finais acessíveis ao núcleo de energia E_β .

Sendo a interação eletromagnética conhecida, para calcular o elemento de matriz da equação [04] é necessário apenas conhecer a expressão adequada para as autofunções dos estados final e inicial do núcleo. Portanto, a observação da fotoexcitação nuclear nos permite uma investigação dos estados fundamental e excitados do núcleo alvo.

As evidências experimentais acumuladas para a fotoabsorção nuclear mostram que fótons interagem com núcleos atômicos de acordo com um comportamento característico geral, o qual pode ser descrito aproximadamente da seguinte maneira:

a) para fótons com energia até 9 MeV, a excitação atinge apenas níveis nucleares discretos,

sendo descrita pela estrutura de camadas do núcleo;

b) para fótons com energia entre 10 MeV e 50 MeV, ocorre excitação coletiva dos nucleons que aparece como uma faixa de absorção larga, a secção de choque de fotoabsorção nuclear atinge o seu valor mais elevado e o núcleo decai através da emissão de uma ou mais de suas partículas constituintes (fenômeno conhecido como ressonância gigante);

c) para fótons com energia acima de 140 MeV, predominam a produção de píons e efeitos decorrentes da estrutura interna de nucleons.

A região abrangida pelo experimento proposto é aquela descrita no item a).

Uma curva típica da secção de choque de fotoabsorção nuclear numa ampla faixa de energia do fóton é mostrada na figura 1. Nesta figura distinguem-se cinco regiões.

A primeira região, para energias abaixo do limiar de emissão de partículas, corresponde a excitações de estados ligados do núcleo. A secção de choque é caracterizada por uma componente “lisa”, correspondente ao espalhamento Thomson e picos de ressonância, correspondente à absorção ressonante do fóton a qual excita o núcleo alvo. O decaimento do estado excitado do núcleo alvo se dá unicamente pela emissão de gamas.

Na segunda região, acima do limiar de emissão de partículas, se observa a fotoexcitação de estados individuais não ligados, caracterizados por excitações de partícula única. Nestas duas regiões são dominantes os efeitos de camadas e o mecanismo de emissão de partículas é direto ou semi direto.

A seguir, na terceira região, observa-se uma ressonância pronunciada, denominada ressonância gigante de dipolo elétrico (RGD), caracterizada por excitações coletivas. A RGD, bem como as ressonâncias gigantes, de uma maneira geral, é razoavelmente explicada em termos de modelos nucleares coletivos, onde os nucleons movem-se dentro do volume nuclear com alto grau de coerência. Microscopicamente^(21, 22), as ressonâncias gigantes são descritas como excitações coletivas de estados de partícula-buraco. Para núcleos leves, em experimentos de boa resolução, pode-se observar estruturas na RGD, correspondentes aos diferentes estados de excitação (configurações partícula-buraco).

Em núcleos leves, envolvendo poucos nêutrons fora de camadas fechadas, como o ^9Be , ^{13}C e ^{17}O , observa-se em energias abaixo da RGD, uma segunda ressonância, ou ressonância anã (“pygmy”), a qual, por sua vez, contém algumas estruturas sugestivas de transições de partícula única⁽²³⁾.

Para energias acima de 30 MeV aproximadamente, na figura 1, temos a região “quase-deuteron”, onde o fóton com comprimento de onda $\lambda \sim 2\text{fm}$ interage com o par próton-nêutron no interior do núcleo, sendo importantes os efeitos de correlação de curto alcance entre nucleons.

Na quinta região indicada na figura 1, o fóton, com energia acima de 140 MeV, começa a excitar graus de liberdade internos do nucleon, podendo ocorrer a emissão de partículas, como o pión (limiar $\sim 140\text{ MeV}$). É a região das ressonâncias nucleônicas.

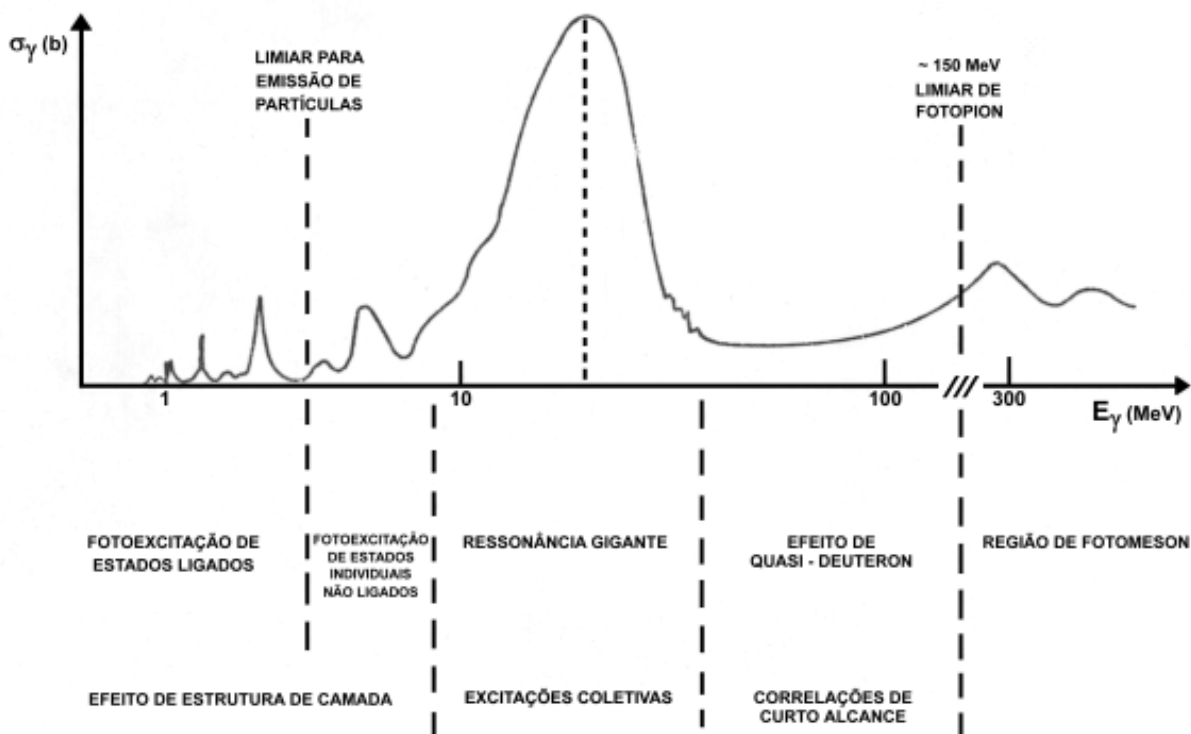


Figura 1 - Curva Típica de Fotoexcitação Nuclear

A descrição do núcleo e o seu comportamento quando ele recebe algum tipo de perturbação (forte ou fraca) podem ser divididos em duas partes distintas: as teorias de reações e os modelos de estrutura nuclear. Na primeira parte descrevem-se os diferentes aspectos das reações nucleares que podem ser evidenciados de acordo com o tipo de experiência e condições experimentais. Cada um destes aspectos pode ser interpretado e estudado por meio de determinados conceitos e modelos, tais como, modelo óptico, reações diretas, núcleo composto, estados intermediários, pré-equilíbrio, etc. Por outro lado, a fim de se explicar os resultados experimentais, tais como, secções de choque, distribuições angulares, larguras de estados, etc, o cálculo de reações deve ser feito admitindo-se um determinado modelo para a estrutura do núcleo.

O tratamento geral do espalhamento, ou reações nucleares, envolve, em geral, um problema de muitos corpos, o que torna necessária a introdução de simplificações e modelos, que são empregados de acordo com a interação nucleon-núcleo evidenciada pelas condições experimentais.

Um dos modelos mais bem sucedidos na descrição do espalhamento é o modelo óptico, cujo potencial que descreve a interação nucleon-núcleo é constituído de um conjunto de parâmetros fenomenológicos, ou seja, ajustados de modo a descrever adequadamente os dados experimentais, dentro de uma determinada faixa de energia e de massa nuclear⁽²⁴⁾.

Uma característica interessante quanto ao tratamento das reações nucleares é que o tempo de interação evidencia dois aspectos distintos do problema. A partícula incidente pode interagir fortemente com o núcleo alvo (ou, em outras palavras, interage com o núcleo como um todo ou por meio de sucessivas interações de curto alcance), o que implica em se formar um sistema composto com o tempo de vida longo. Experimentalmente, estes estados de núcleo composto são revelados pelo aparecimento de larguras de ressonâncias constantes estreitas (da ordem de eV) na função de excitação. Um exemplo disso é a alta resolução em energia dos fótons de captura de nêutrons térmicos, como os que são utilizados neste trabalho. Por outro lado, a partícula incidente pode interagir com um único nucleon (ou excitar modos rotacionais ou vibracionais da superfície nuclear) – o comportamento da secção de choque em função da energia, neste caso, é “liso”.

Dessas considerações já se pode notar a importância fundamental da resolução em energia com que se realiza uma experiência. Por exemplo, uma experiência com boa resolução (na ordem de eV) permite observar as ressonâncias compostas, enquanto que em experimentos com resolução de MeV se possibilitam observar as ressonâncias largas associadas aos processos diretos.

Outro aspecto das reações nucleares que se evidencia quando se usa uma resolução intermediária (melhor que keV) é que, em algumas situações particulares, surgem nas secções de choque ressonâncias com larguras na ordem de keV, que são consequência da formação de estados simples do sistema partícula-alvo. Estes estados intermediários, também chamados de “doorway”, possuem tempo de vida curto devido a sua estrutura simples. Conseqüentemente, as larguras de ressonância correspondente são significativamente maiores (da ordem de keV), que no caso das ressonâncias compostas.

2.1. Secção de Choque de Fotoprodução de Nêutrons

Núcleos atômicos podem ser desintegrados pelo bombardeamento com raios gama. Este processo é chamado de fotodesintegração. O núcleo absorve um fóton e emite um nêutron, prótons, partículas alfa, dêuterons, ou mesmo se fissiona. Porém, isto só ocorre para raios gama de energia acima da energia de ligação de um nucleon, que é chamada energia limiar da reação.

Um grande número de reações nucleares, como a fotodesintegração, pode ser explicado fazendo uso do modelo do núcleo composto⁽²⁵⁾, proposto por Bohr em 1936. Segundo este modelo, uma reação nuclear ocorre em duas etapas distintas: a formação de um núcleo composto com um tempo de existência bem definido e, a seguir, a desintegração do núcleo composto nos produtos da reação. Os modos de desintegração do núcleo composto são determinados apenas pela energia disponível, momento angular e paridade, e independem do seu modo de formação. Dessa forma, uma reação nuclear do tipo $A(x,y)B$, onde A representa o núcleo alvo, bombardeado pela partícula x, produzindo um núcleo B e a partícula y, é descrita pela secção de choque:

$$\sigma(x, y) = \sigma_{\lambda a}(x) P_{\lambda}(y) \quad [05]$$

onde $\sigma_{\lambda a}(x)$ é a secção de choque para a formação do núcleo composto no estado $\lambda(E, J_c^{\pi})$, definido pela energia de excitação E e spin e paridade J_c^{π} , e $P_{\lambda}(y)$ é a probabilidade do núcleo composto decair pela emissão da partícula y. Desde que o decaimento pelo canal de emissão da partícula y pode ocorrer, deixando o núcleo residual num estado μ :

$$P_{\lambda}(y) = \sum_{\mu} P_{\lambda\mu}(y) \quad [06]$$

onde $P_{\lambda\mu}(y)$ é a probabilidade do núcleo composto, no estado $\lambda(E, J_c^{\pi})$, decair pelo canal específico $\mu(E, J_c^{\pi})$ com a emissão partícula y. Os modos (ou canais) de decaimento são determinados pela disponibilidade de energia e pelas regras de seleção de spin e paridade.

Levando em conta o princípio da incerteza de Heisenberg, define-se a largura total de nível do núcleo composto Γ_{λ} no estado λ em função da vida média τ_{λ} do núcleo neste estado por:

$$\Gamma_{\lambda} = \frac{\hbar}{\tau_{\lambda}} \quad [07]$$

Pelo fato do núcleo composto poder decair por vários canais (modos de decaimento), a largura de nível deste núcleo pode ser expressa como a soma das larguras parciais associadas a cada modo de decaimento:

$$\Gamma_{\lambda} = \sum_{\mu, y} \Gamma_{\lambda\mu, y} \quad [08]$$

e as larguras parciais podem ser, da mesma forma que a largura de nível do núcleo composto,

relacionada com a vida média, $\tau_{\lambda\mu,y}$, para aquele canal em particular:

$$\Gamma_{\lambda\mu,y} = \frac{\hbar}{\tau_{\lambda\mu,y}} \quad [09]$$

A probabilidade de decaimento do núcleo composto no estado λ pelo canal μ , com a emissão da partícula y , pode ser relacionada com as larguras de nível da seguinte forma:

$$P_{\lambda\mu}(y) = \frac{\Gamma_{\lambda\mu,y}}{\Gamma_{\lambda}} \quad [10]$$

conduzindo a uma forma mais geral para a secção de choque:

$$\sigma(x,y) = \sigma_{\lambda a}(x) \frac{\sum \Gamma_{\lambda\mu,y}}{\Gamma_{\lambda}} = \sigma_{\lambda a}(x) \frac{\Gamma_{\lambda,y}}{\Gamma_{\lambda}} \quad [11]$$

3. Reações ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$, ${}^{13}\text{C}(\gamma, n){}^{12}\text{C}$ e ${}^{17}\text{O}(\gamma, n){}^{16}\text{O}$.

3.1. Reação ${}^9\text{Be}(\gamma, n){}^8\text{Be}$

A interação de raios gama com o núcleo ${}^9\text{Be}$ foi investigada em detalhes através do uso de diferentes fontes emissoras de fótons. A secção de choque para a reação ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ foi medida na região próxima ao limiar para diversas energias de raios gama emitidos por fontes radioativas⁽²⁶⁻³⁰⁾. Um experimento⁽³¹⁾ utilizando raios gama de captura em conjunto com fótons emitidos por uma fonte também foi realizado com este fim.

O maior número de informações experimentais sobre as secções de choque de fotonêutrons para o ${}^9\text{Be}$ foi coletado utilizando fótons de Bremsstrahlung produzidos em aceleradores de elétrons⁽³²⁻⁴¹⁾. Medidas das secções de choque das reações ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ e ${}^9\text{Be}(\gamma, 2n)$ acima de 16 MeV foram efetuadas também com fótons quase monoenergéticos, obtidos através da aniquilação de pósitrons em vôo⁽⁴²⁾. A comparação entre os resultados destas medidas mostra que em geral a reprodutibilidade dos dados experimentais é insuficiente⁽⁴¹⁾.

Devido ao pequeno número de níveis de energia do ${}^9\text{Be}$ na região de energia de excitação até 15 MeV, é possível distinguir estados individuais e estudar transições para diferentes níveis do núcleo final⁽⁴⁰⁾. Há recentemente um interesse crescente no estudo do mecanismo de decaimento de alguns estados de isótopos do Be. Estes decaimentos são um exemplo típico de uma classe especial de decaimentos de muitos corpos^(41,43), no qual se inclui o estado 5/2 do ${}^9\text{Be}$ com energia de 2,43 MeV. Para determinar a contribuição de diferentes mecanismos de decaimento dos estados de baixa energia do ${}^9\text{Be}$, é necessário estudar a dependência da secção de choque da reação (γ, n) em relação à energia do raio gama incidente em intervalos da ordem de 0,1 MeV.

O núcleo ${}^9\text{Be}$ apresenta a configuração de um nêutron desemparelhado ligado a um caroço fechado. Este caroço é constituído pelo núcleo residual ${}^8\text{Be}$, instável e que se

decompõe em duas partículas alfa com uma meia vida $T_{1/2} = 6,7 \cdot 10^{-17} s$, bastante longa se comparada ao tempo requerido para emitir um nêutron do ${}^9\text{Be}$.

Nestas circunstâncias, a fotodesintegração do ${}^9\text{Be}$ em baixas energias pode ser descrita de acordo com cálculos do modelo nuclear de camadas⁽⁴⁴⁾, assumindo que o nêutron desemparelhado se encontra submetido a um potencial de poço quadrado para o estado fundamental p e pode ser excitado por transições de dipolo elétrico para estados s ou d . As transições $p \rightarrow d$ são mais intensas em energias maiores. Quando a energia do fóton ultrapassa 10 MeV, a fotoabsorção pelos oito nucleons do caroço adquire maior importância e se inicia a região da ressonância gigante.

Os níveis de energia do ${}^9\text{Be}$ são mostrados⁽⁴⁵⁾ na figura 2. Uma vez que a diferença de energia entre os estados situados abaixo de 5 MeV é suficientemente grande, torna-se possível representar a secção de choque experimental ${}^9\text{Be}(\gamma, n)$ nesta faixa de energia como a soma das secções de choque correspondentes à ressonância de cada estado excitado:

$$\sigma_{\gamma,n}(E_\gamma) = \sum_{i=1}^k \pi \lambda^2 \frac{2I_i + 1}{2(2J + 1)} \cdot \frac{\Gamma_\gamma^i \Gamma_n^i}{(E_i - E_\gamma)^2 + \frac{\Gamma_i^2}{4}} \quad [12]$$

onde I_i e J são respectivamente os momentos angulares totais dos estados excitados e do estado fundamental; Γ_γ^i , Γ_n^i e Γ_i são respectivamente as larguras radioativa, neutrônica e total do i -ésimo estado excitado e E_i é a energia deste estado excitado.

As larguras totais Γ_i observadas⁽⁴¹⁾ no ${}^9\text{Be}$ são da ordem de keV, havendo grande possibilidade dos estados correspondentes a estas ressonâncias isoladas serem excitados com algumas das diversas energias de raios gama, cada uma com resolução da ordem de eV, utilizadas no experimento proposto.

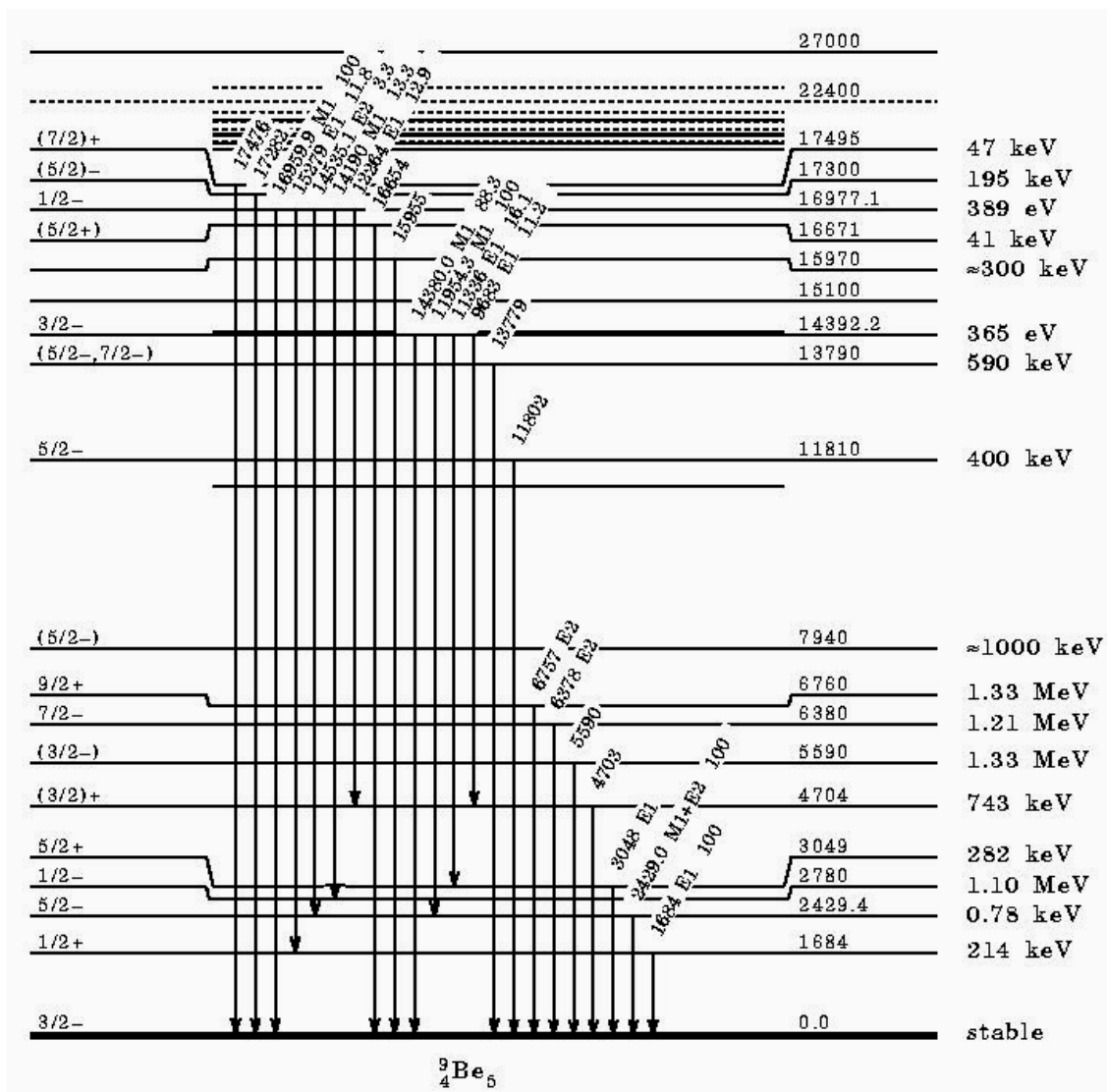


Figura 2 – Níveis de energia⁽¹⁹⁾ do ${}^9\text{Be}$

3.2. Reações $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ e $^{17}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{O}$

Uma vantagem do uso de fótons reais para excitar um núcleo é que a absorção se dá preferencialmente no modo de dipolo elétrico (E1), com transferência de uma unidade de momento angular. Em consequência, poucos estados do núcleo alvo são excitados.

No caso do ^{13}C , poucos níveis são excitados e o decaimento para energia de excitação entre o limiar (4,95 MeV) e 10,8 MeV se dá preferencialmente pela emissão de um nêutron, deixando o núcleo residual de ^{12}C no estado fundamental. Para o ^{17}O , uma quantidade maior de estados excitados pode ser atingida e, acima de 7,17 MeV, pode haver o decaimento por emissão de partículas α . O limiar para emissão de nêutrons no ^{17}O é de 4,14 MeV e, na faixa de energia utilizada no presente trabalho o decaimento se dá para o estado fundamental do ^{16}O .

Um panorama das principais medidas das secções de choque de fotonêutrons dos isótopos em questão encontradas na literatura é apresentado na tabela 1.

Uma característica comum a estes núcleos é que ambos apresentam um “nêutron de valência”, ligado a um caroço fechado. Estes núcleos apresentam uma estrutura interessante na secção de choque em aproximadamente 12 MeV, que é a ressonância “*pygmy*”, característica de modos de excitação de partícula única (figuras 3 e 4). É sobre esta região que tem se concentrado maior atenção, tanto no ponto de vista experimental quanto na formulação de modelos teóricos para explicar os dados experimentais.

No caso do ^{17}O , pela tabela 1, observa-se a existência de apenas uma medida da secção de choque de fotonêutrons⁽⁴⁶⁾ na região de 4 – 9 MeV. Para o ^{13}C há três medidas^(7, 23, 47), sendo apenas uma delas⁽⁷⁾ com fótons monocromáticos de captura, a qual cobre, em especial, o intervalo de 6,5 a 9,0 MeV, onde evidencia-se o pico em 7,55 MeV.

Considerando que em ambos os nuclídeos os processos são diretos e semi-diretos, espera-se larguras de ressonâncias relativamente grandes (~keV), com grande probabilidade de serem excitadas com algumas das 30 linhas gama principais, ou algumas das linhas secundárias, apesar de que a resolução para cada linha do espectro de gamas de captura é da

ordem de eV.

Para a reação $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ na faixa de energia de excitação utilizada neste trabalho, o ^{13}C decai por emissão de nêutrons principalmente para o estado fundamental do ^{12}C , o que pode ser observado pela medida da energia do nêutron emitido. Esta medida foi efetuada por Jury⁽²³⁾, e obtida pela razão entre as respostas dos anéis interno e externo do seu sistema medidor baseado em um conjunto de tubos de BF_3 em meio termalizador (figura 5). A secção de choque medida por este autor⁽²³⁾ apresenta estruturas na faixa de 6 a 11 MeV correspondentes a estados excitados do ^{13}C (figura 6).

Tabela 1 – Medidas da secção de choque de fotonêutrons no ^{13}C e ^{17}O

Reação	Fonte	Faixa de energia (MeV)
$^{17}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{O}^{(*)}$	Bremsstrahlung ⁽⁴⁸⁾	16,5 – 28,0
$^{17}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{O}$	Bremsstrahlung ⁽⁴⁹⁾	10,0 – 24,0
$^{17}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{O}$	Aniquilação de Pósitrons ⁽⁵⁰⁾	8,5 – 39,7
$^{17}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{O}^{(**)}$	-	4,0 – 9,0 ⁽⁴⁰⁾
$^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$	Aniquilação de Pósitrons ⁽²³⁾	4,95 – 40,0
$^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$	Bremsstrahlung ⁽⁴⁷⁾	4,8 – 25
$^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}^{(***)}$	Captura de Nêutrons ⁽⁷⁾	limiar – 10,8

(*) Inclui a reação (γ, p)

(**) Somente acessível a curva de secção de choque

(***) Medidos também o ^{181}Ta , ^7Li , ^6Li e ^{10}B . Utilizou 12 alvos de captura de nêutrons, considerando 24 linhas gama. Para o ^{13}C mediu em 9 energias, das quais 7 estão entre 6,5 e 9,0 MeV, delineando claramente um pico correspondente à excitação do estado de 7,55 MeV $\left[\frac{5}{2}^- \right]$ do ^{13}C .

Desde que o modo de decaimento do ^{13}C é simples, a descrição detalhada da secção de choque nesta faixa de energia (4,9 – 10,8 MeV) nos permite obter informações sobre o estado fundamental e primeiros estados excitados do ^{13}C . Por exemplo, JURY⁽²³⁾ procura ajustar aos seus dados experimentais, o cálculo da secção de choque usando excitações de

partícula única a partir do estado fundamental do ^{13}C , constituído de 73% de $p\frac{1}{2}$ e 26% de $p^{-2}\frac{3}{2} - p^3\frac{1}{2}$. Modelos teóricos^(51, 52) não conseguem ajustar-se adequadamente aos dados experimentais, conforme ilustrado nas figuras 7 e 8. Ambos os modelos baseiam-se no modelo de camadas e excitações partícula-buraco.

O modelo aplicado por KISSENER⁽⁵¹⁾ considera estados ligados do modelo de camadas e aplica o tratamento da matriz R, usando para interação nêutron-carço (^{12}C) um potencial fenomenológico, com parâmetros obtidos no ajuste dos níveis de energia de núcleos com $A=13$ e 14 . Por outro lado, AURDAL^(52, 53) considera que estados de partícula única do nêutron de valência são acoplados vetorialmente ao estado fundamental ($0+$) e primeiro estado excitado ($2+$) de um “carço” de ^{12}C . As funções de onda, tanto do estado final quanto do inicial, na parte radial são do tipo Woods-Saxon e o carço é descrito em termos de “clusters” de partículas alfa. O acordo para a região de baixa energia é razoável conforme ilustra a figura 8. Na tabela 2 são dadas as principais transições e na figura 9 são mostradas as ressonâncias correspondentes. Este autor⁽⁵²⁾, em seu artigo, sugere que podem haver níveis abaixo de 9 MeV no ^{13}C , que possam ser excitados por outros modos ($E2$ e $M1$), para explicar a diferença em magnitude entre os cálculos e os resultados experimentais.

Para o ^{17}O a situação é similar, além da não disponibilidade de dados para energia de excitação abaixo de $8,5\text{ MeV}$, medidas de raios gama de desexcitação após a fotodesintegração do ^{17}O , por bremsstrahlung de $16,5$ a 28 MeV ⁽⁴⁸⁾, mostraram que tanto a reação $^{17}\text{O}(\gamma, p)^{16}\text{N}$, como a $^{17}\text{O}(\gamma, n)^{16}\text{O}$, trata-se de um processo de excitação de partícula única. A emissão de prótons para estados ligados do ^{16}N se dá em 90% dos casos para o estado fundamental (2^-) e para o nível (3^-) em $0,298\text{ MeV}$. Para a emissão de nêutrons, os resultados experimentais mostram que esta ocorre predominantemente para o estado fundamental do ^{16}O (0^+) e, no máximo, 4% da RGD vai para o estado (3^-) em $6,13\text{ MeV}$. Outros estados ligados não foram observados. Por outro lado, no experimento de JURY⁽⁴⁹⁾, em que são medidas as secções de choque do ^{17}O para o estado fundamental do ^{16}O , com bremsstrahlung de 10 a 24 MeV , por meio das distribuições angulares, verificou-se que a ressonância “pygmy” decai principalmente para o estado fundamental ou, em certas regiões, para um dos quatro estados excitados do ^{16}O entre 4 e 7 MeV , mas acima de uma energia de excitação de 17 MeV , todos os decaimentos por nêutrons se processam para estados excitados

do ^{16}O , deixando pouco da RGD para o estado fundamental. Estas conclusões são reforçadas pela medida da energia média dos fotonêutrons, conforme mostrado na figura 10.

Para a região de energia de excitação entre o limiar e 10,19 MeV, pela inexistência de estados excitados no núcleo residual de ^{16}O disponíveis para o decaimento por nêutrons, este se dá para o estado fundamental. Assim, novas medidas poderão fornecer informações quanto aos estados excitados do ^{17}O . JURY⁽⁴⁹⁾ enfatiza que a natureza de partícula única, para os estados excitados próximos ao fundamental, está bem estabelecida. O estado fundamental do ^{17}O com $J^\pi = 5/2^+$ (um nêutron em $d_{5/2}$ acoplado a um caroço de camada fechada), por meio de uma excitação E1, somente resultará em níveis com $J^\pi = 3/2^-$, $5/2^-$ e $7/2^-$, os quais podem ser descritos em termos de excitações de uma partícula ou duas partículas em um buraco, onde, neste segundo caso, um nêutron do “caroço” é promovido para uma camada externa.

Tabela 2 – Principais transições na fotoexcitação do ^{13}C ⁽⁵²⁾

Nº.	Energia (MeV)	Nível (J^π)	Modo	Transição
1	6,86	$5/2^+$	E1	$(l = 1, L = 0, J^\pi = 1/2^-) \rightarrow (l = 2, L = 0, J^\pi = 5/2^+)$
2	7,68	$3/2^+$	E1	$(l = 1, L = 0, J^\pi = 1/2^-) \rightarrow (l = 2, L = 0, J^\pi = 3/2^+)$
3	8,33	$3/2^+$	E1	$(l = 1, L = 0, J^\pi = 1/2^-) \rightarrow (l = 2, L = 0, J^\pi = 3/2^+)$
4	11,02	$1/2^+$	E1	$(l = 1, L = 2, J^\pi = 1/2^-) \rightarrow (l = 2, L = 2, J^\pi = 1/2^+)$
5	13,4	$3/2^+$	E1	$(l = 1, L = 2, J^\pi = 1/2^-) \rightarrow (l = 2, L = 2, J^\pi = 3/2^+)$
6	13,4	$5/2^+$	E1	$(l = 1, L = 2, J^\pi = 1/2^-) \rightarrow (l = 2, L = 0, J^\pi = 5/2^+)$

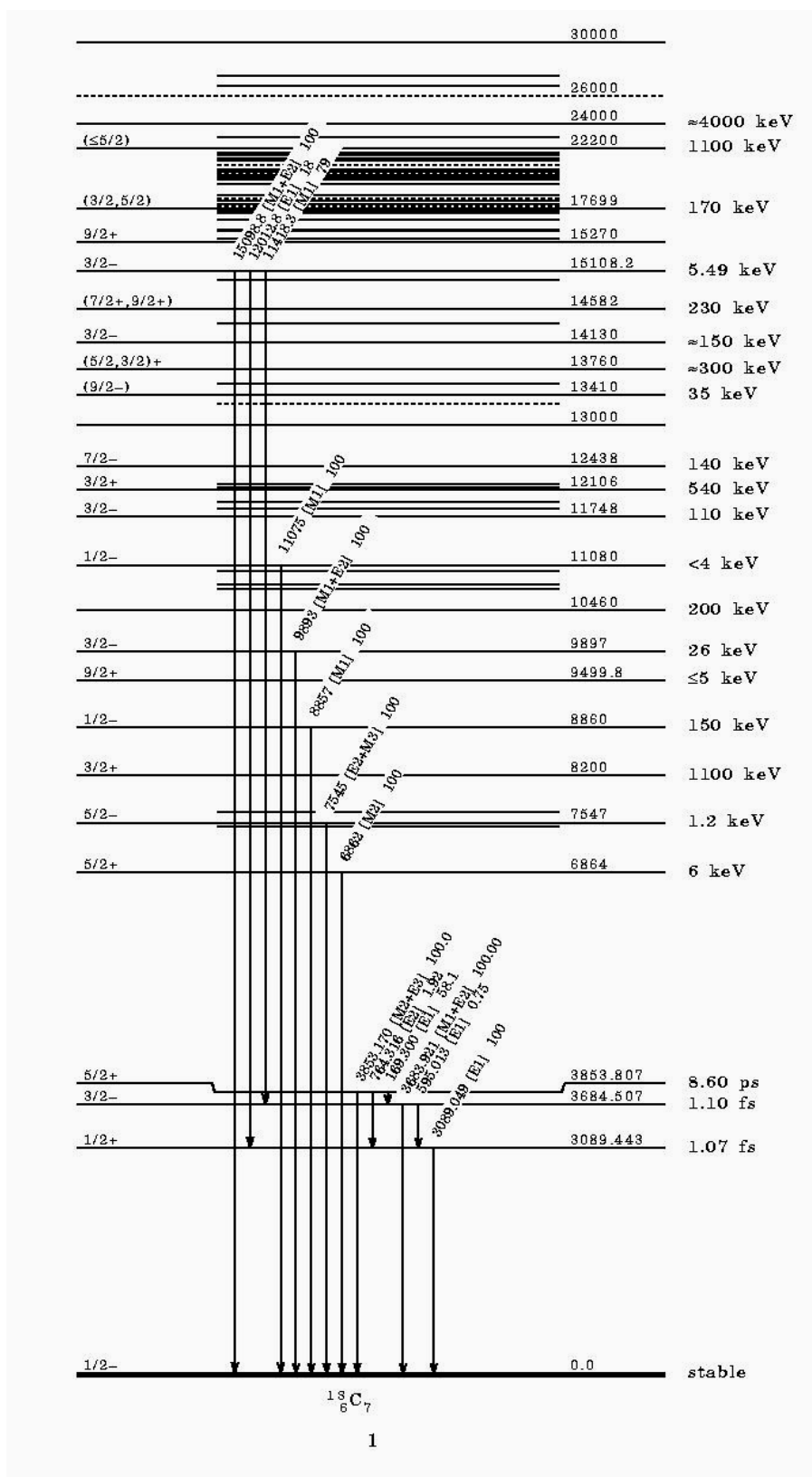


Figura 2a – Níveis de energia⁽¹⁹⁾ do ^{13}C

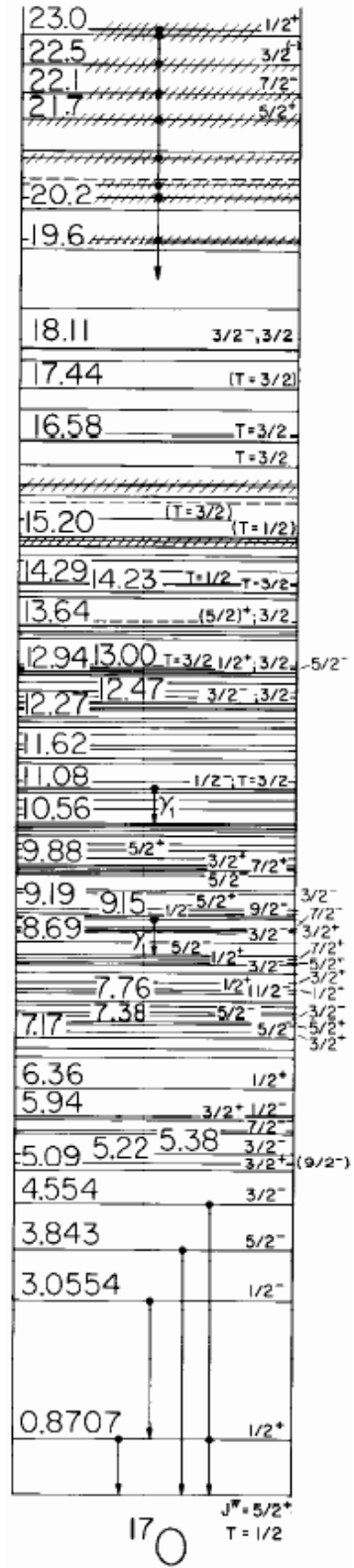


Figura 2b – Níveis de energia⁽¹⁹⁾ do ^{17}O

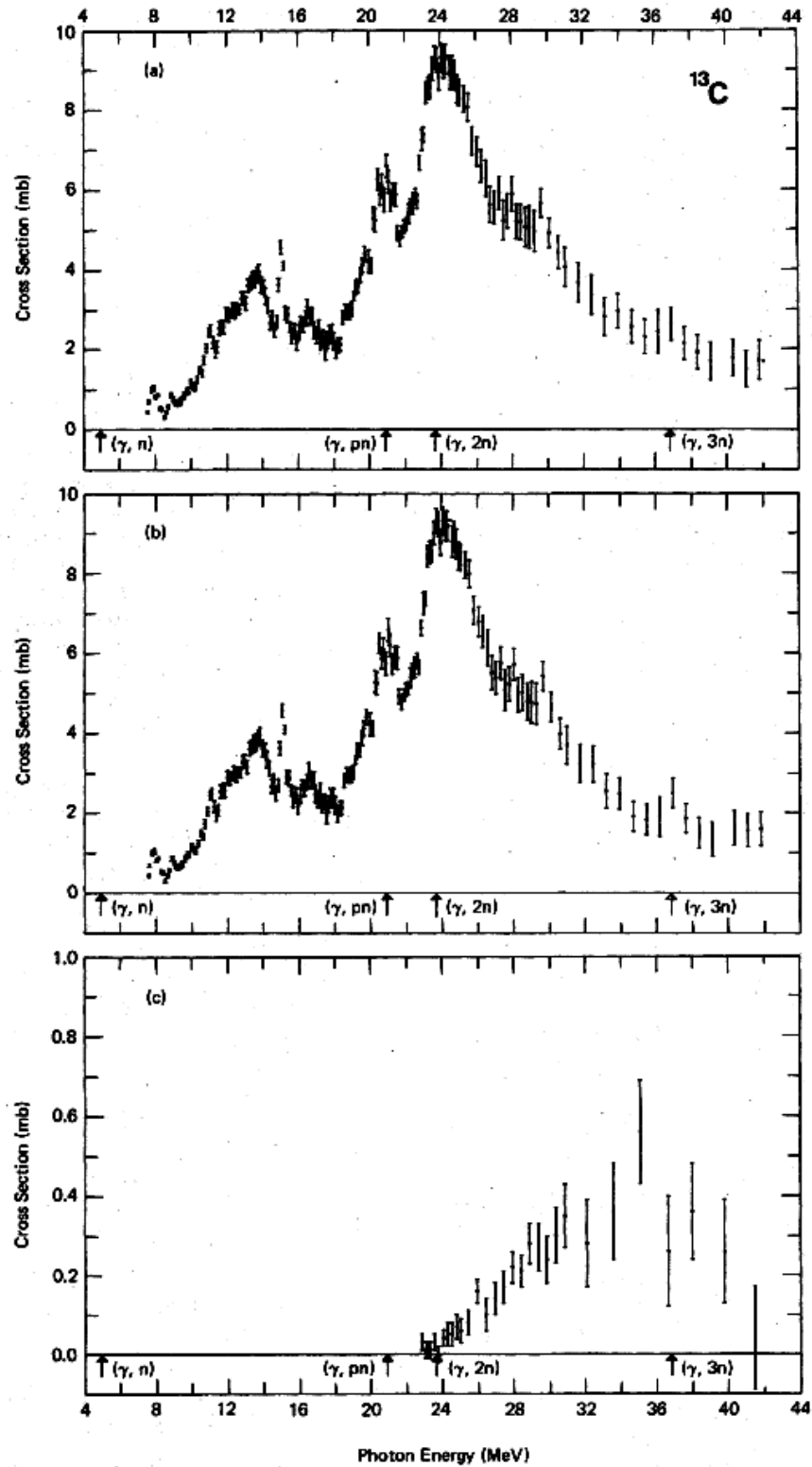


Figura 3 – Secção de choque de fotonêutrons do $^{13}\text{C}^{(23)}$:

(a) secção de choque total de fotonêutrons $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, \alpha n) + (\gamma, 2n)]$

(b) secção de choque de fotonêutrons $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, \alpha n)]$

(c) secção de choque de fotonêutrons $\sigma(\gamma, 2n)$

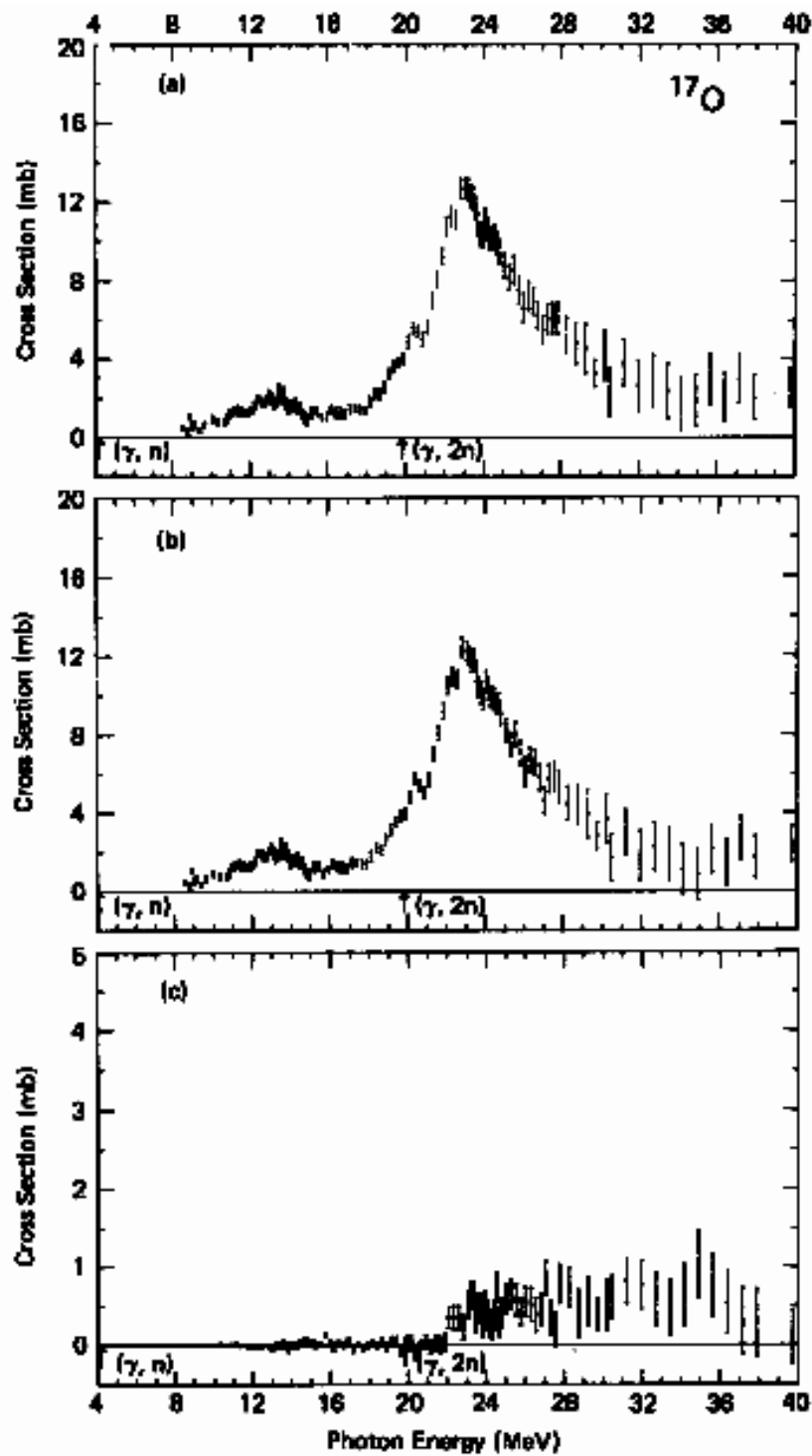


Figura 4 – Secção de choque de fotonêutrons do $^{17}\text{O}^{(50)}$

(a) secção de choque total de fotonêutrons $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, \alpha) + (\gamma, 2n)]$

(b) secção de choque de fotonêutrons $\sigma[(\gamma, n) + (\gamma, pn) + (\gamma, \alpha)]$

(c) secção de choque de fotonêutrons $\sigma(\gamma, 2n)$

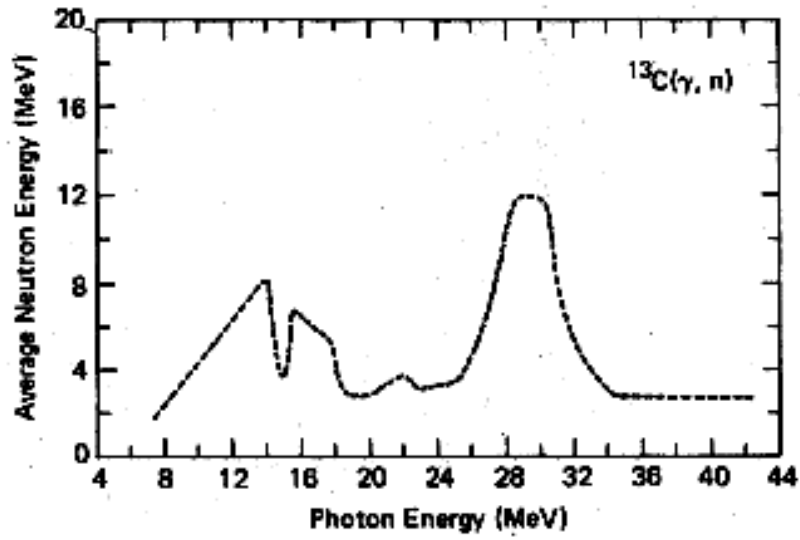


Figura 5 – Energia média dos fotonêutrons na reação $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}^{(23)}$

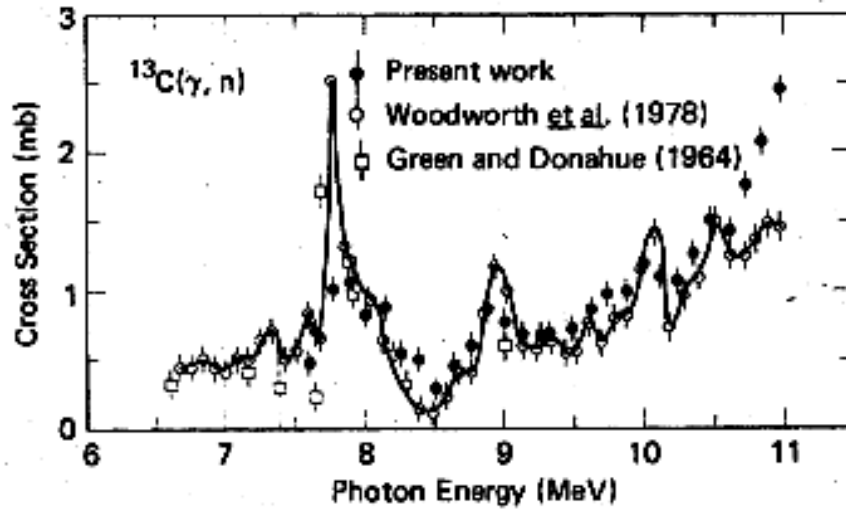


Figura 6 – Fotonêutrons na região 6 – 11 MeV⁽²³⁾

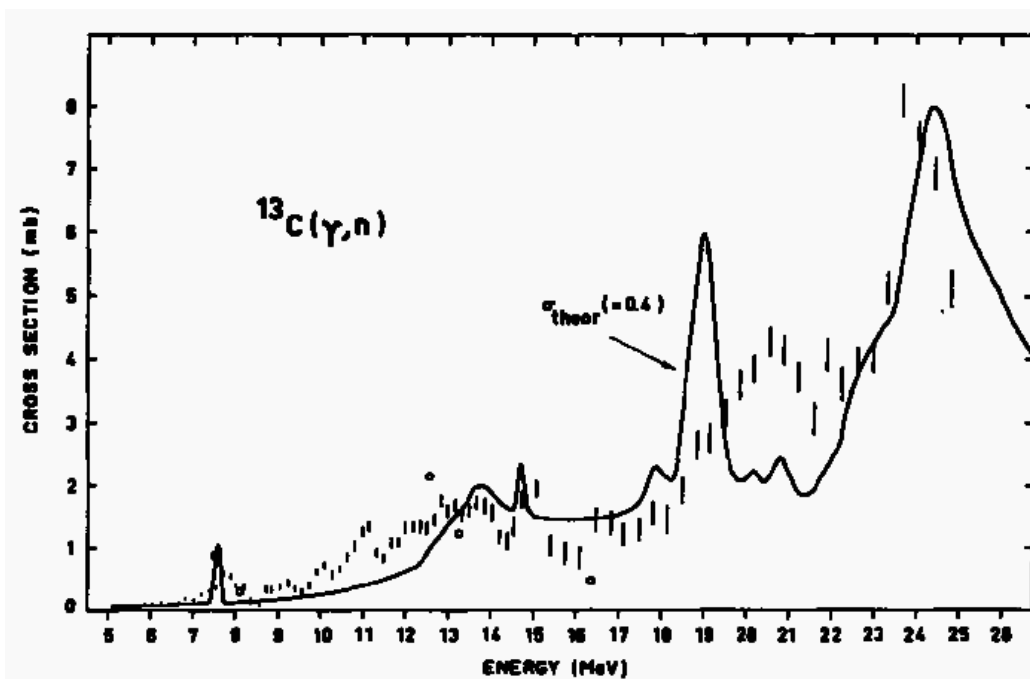


Figura 7 – Secção de choque para a reação $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$. Os pontos experimentais são de KOCH⁽⁴⁶⁾ e a linha sólida é o cálculo teórico de KISSENER⁽⁵⁰⁾.

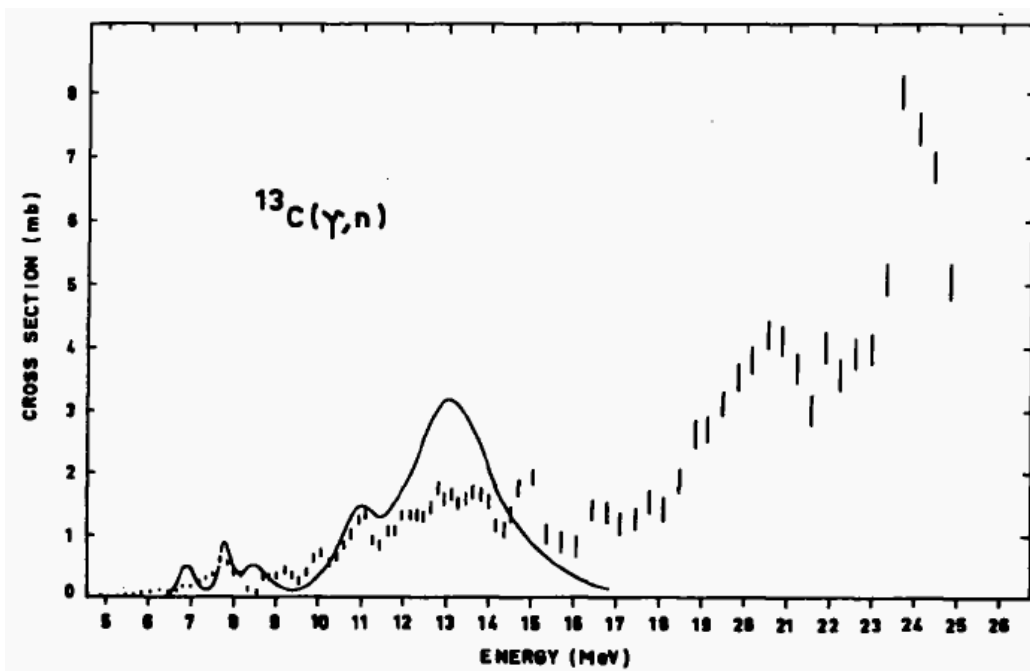


Figura 8 - Secção de choque para a reação $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$. Os pontos experimentais são de KOCH⁽⁴⁶⁾ e a linha sólida é o cálculo teórico de AURDAL⁽⁵²⁾.

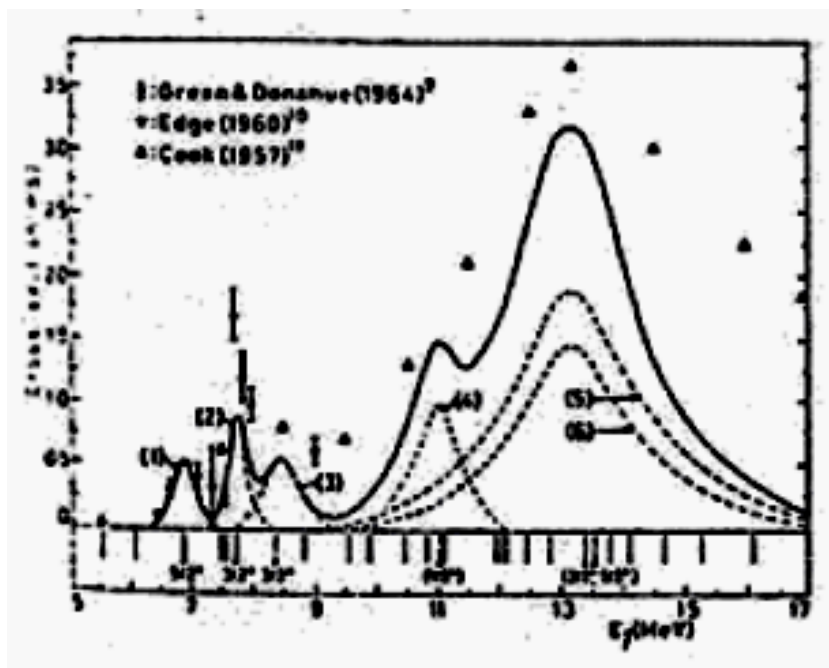


Figura 9 - Secção de choque para a reação $^{13}\text{C}(\gamma, n)^{12}\text{C}$ calculada por AURDAL⁽⁵²⁾. Os números indicados na figura correspondem às transições relacionadas na tabela 2.

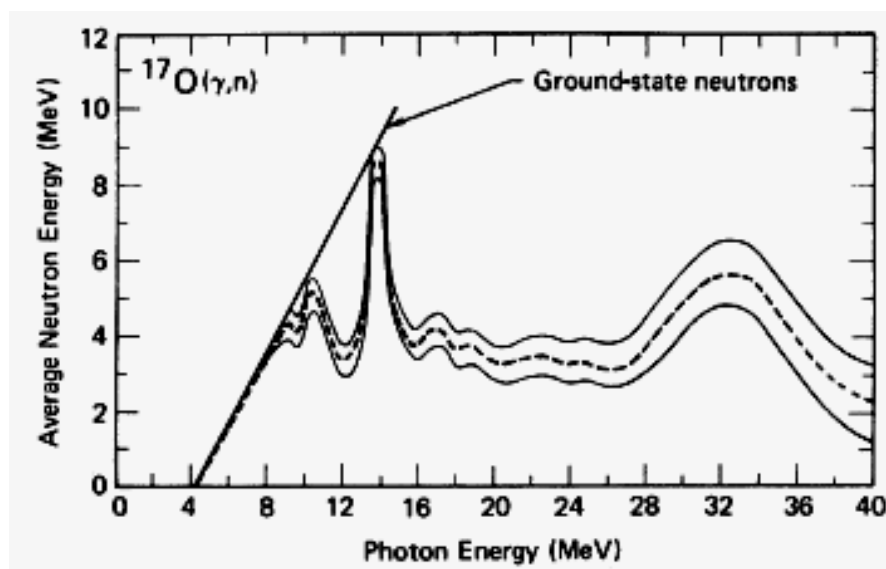


Figura 10 – Energia média dos fotonêutrons do ^{17}O ⁽⁴⁹⁾.

4. Secção de Choque Composta

4.1. Secção de Choque Composta Experimental

Medidas experimentais de secções de choque de reações fotonucleares com radiação gama de captura de nêutrons térmicos, em geral, não fornecem diretamente a secção de choque num particular valor de energia pelo fato de que, estas radiações gama não se constituem numa fonte exatamente monoenergética. Os alvos utilizados para a geração do feixe de fótons são selecionados de modo a se aproximarem o tanto quanto possível de uma fonte monoenergética, o que corresponde a apresentar uma linha mais intensa, denominada linha principal, e o menor número possível de linhas menos intensas, denominadas linhas secundárias, com energias acima do limiar da reação fotonuclear em estudo. Além disso, como a secção de choque das reações fotonucleares têm um comportamento exponencialmente crescente de excitação, é conveniente que a linha principal seja, o tanto quanto possível, a linha de maior energia de cada alvo selecionado.

Pode-se definir uma secção de choque composta experimental S_i , para a reação fotonuclear produzida na amostra em estudo pelo espectro de gamas de captura do alvo i , como sendo a secção de choque na energia da linha principal acrescida da contribuição das secções de choque nas energias correspondentes às linhas secundárias. Esta contribuição é proporcional à intensidade relativa destas linhas secundárias, conforme descrito a seguir⁽¹⁸⁾.

A taxa de contagem registrada pelo detector dos produtos da reação fotonuclear em estudo, para uma amostra imersa num fluxo homogêneo de fótons de captura, é dada por:

$$R_i = N\varepsilon \sum_{j=1}^{n_i} \phi(E_{ij})\sigma(E_{ij}) \quad [13]$$

onde N é o número de núcleos de interesse na amostra, ε é a eficiência do detector dos produtos da reação fotonuclear, $\phi(E_{ij})$ é o fluxo de gamas de captura de energia E_{ij} , $\sigma(E_{ij})$ é a secção de choque de reação e n_i é o número de linhas gama no espectro do alvo i .

Colocando em evidência o fluxo na energia da linha gama principal do alvo i , indicado pelo índice $j=P$, tem-se:

$$R_i = N\varepsilon\phi(E_{iP}) \sum_{j=1}^{n_i} I(E_{ij})\sigma(E_{ij}) \quad [14]$$

onde: $I(E_{ij})$ é a intensidade das demais linhas gama em relação à intensidade da linha gama principal, que é determinada pela razão entre os fluxos da linha gama com energia E_{ij} e da linha gama principal de energia E_{iP} :

$$I(E_{ij}) = \frac{\phi(E_{ij})}{\phi(E_{iP})} \quad [15]$$

O fluxo de raios gama de captura para um determinado alvo i , em cada linha de energia E_{ij} proveniente do canal tangencial do reator, após a passagem pelos colimadores e filtros é dado por:

$$\phi(E_{ij}) = \frac{Qi(E_{ij})}{4\pi d^2} F_{ALV}(E_{ij})B_{FIL}(E_{ij})F_{AMO}(E_{ij}) \quad [16]$$

onde Q é a taxa de reação de captura de nêutrons térmicos no alvo, $i(E_{ij})$ é a intensidade da linha gama gerada na desexcitação do núcleo composto formado pela captura de nêutrons térmicos no alvo (expresso em número de gamas por 100 nêutrons capturados), $F_{ALV}(E_{ij})$ e $F_{AMO}(E_{ij})$ são os fatores de auto blindagem do alvo e da amostra, respectivamente, $B_{FIL}(E_{ij})$ é a atenuação do feixe devida aos filtros utilizados e d é a distância da face interna do colimador de chumbo do canal ao local de irradiação da amostra. Estes fatores, que atenuam o feixe são dados por:

$$F_{ALV}(E_{ij}) = \frac{1 - \exp[-\mu_{ALV}(E_{ij})x_{ALV}]}{\mu_{ALV}(E_{ij})x_{ALV}} \quad [17]$$

$$F_{AMO}(E_{ij}) = \frac{1 - \exp[-\mu_{AMO}(E_{ij})x_{AMO}]}{\mu_{AMO}(E_{ij})x_{AMO}} \quad [18]$$

$$B_{FIL}(E_{ij}) = \sum_K \exp[-\mu_K(E_{ij})x_K] \quad [19]$$

onde $\mu_x(E_{ij})$ são os coeficientes de atenuação de massa para fótons de energia E_{ij} dos materiais que compõem o alvo, a amostra e cada filtro K no canal, e x_x as respectivas espessuras.

Assim, as intensidades relativas $I(E_{ij})$ são dadas por:

$$I(E_{ij}) = \frac{i(E_{ij})B_{FIL}(E_{ij})F_{ALV}(E_{ij})F_{AMO}(E_{ij})}{i(E_{iP})B_{FIL}(E_{iP})F_{ALV}(E_{iP})F_{AMO}(E_{iP})} \quad [20]$$

onde o índice $j=P$ indica tratar-se da linha principal. Observa-se por esta expressão que as intensidades relativas das linhas no espectro de gamas de captura na posição da amostra, dependem do tipo de filtros e atenuadores usados, além do “branching ratio” da cascata de desexcitação dos núcleos excitados, formados na captura de nêutrons térmicos pelos núcleos do alvo i , expresso pelo valor de $i(E_{ij})$.

Assim, define-se a secção de choque composta S_i para o espectro de gamas de captura do alvo i , em termos de grandezas medidas experimentalmente, como:

$$S_i = \sum_{j=1}^{n_i} I(E_{ij})\sigma(E_{ij}) = \frac{R_i}{N\varepsilon\phi(E_{iP})} \quad [21]$$

Observa-se que a secção de choque composta é uma quantidade que depende diretamente dos resultados experimentais obtidos, conforme indicado pelo último membro da equação [21].

A secção de choque composta, assim definida, permite o cálculo da taxa da reação fotonuclear de interesse induzida na amostra, pelos raios gama de captura de nêutrons térmicos de um determinado alvo, a partir da medida ou cálculo do fluxo dos raios gama da linha principal.

Observa-se também que a secção de choque composta é uma combinação linear de n_i valores da secção de choque nas energias de todas as linhas do espectro gama do alvo, sendo que, pela escolha apropriada da linha gama principal, tem-se: $I(E_{ij=p})=1$ e as demais intensidades relativas: $I(E_{ij \neq p}) < 1$. Nestas condições, a principal componente da secção de choque composta é a secção de choque na energia da linha principal. No caso de alvos com um número grande de linhas secundárias intensas (relativamente à linha principal) ou linhas secundárias com energia maior que a linha principal, a contribuição destas linhas na composição do valor da secção de choque composta será mais significativa. Assim, fazendo uma escolha apropriada do alvo e da sua linha gama principal, esta contribuição pode ser tratada, em primeira aproximação, como uma correção, quando se deseja obter a secção de choque na energia da linha principal a partir do valor experimental da secção de choque composta.

4.2. Deconvolução de Medidas de Secções de Choque Fotonucleares

A seguir é apresentado um procedimento^(15, 18) de deconvolução que permite, a partir de N valores experimentais de seção de choque composta, obter N valores da seção de choque diferencial, em energias correspondentes aos valores das energias das linhas principais dos N alvos utilizados. O procedimento baseia-se na formulação matricial do método dos mínimos quadrados, utilizando-se a metodologia da matriz de covariância⁽⁵⁴⁾, o que possibilita a avaliação precisa dos erros envolvidos e as respectivas correlações existentes.

Quando são utilizados N alvos de captura, são obtidos N valores experimentais da secção de choque composta, envolvendo, entretanto, de acordo com a equação [21], $M=N \times n$ valores da secção de choque nas energias das linhas dos espectros gama de todos os alvos de captura. O problema consiste portanto na resolução de um sistema de N equações a M incógnitas, onde $M > N$.

Supondo que não existam estruturas muito estreitas na secção de choque em energia, os valores da seção de choque nas energias das linhas secundárias dos espectros de captura podem ser obtidas por uma interpolação linear entre os valores vizinhos da seção de

choque nas energias das linhas principais de dois dos alvos utilizados no experimento. Dessa forma, a equação [21] pode ser reduzido para um sistema de N equações a N incógnitas, conforme descrito a seguir:

A seção de choque interpolada é dada por:

$$\sigma(E_{ij}) = \sigma(E_k^P) + \frac{\sigma(E_{k+1}^P) - \sigma(E_k^P)}{E_{k+1}^P - E_k^P} (E_{ij} - E_k^P) \quad [22]$$

$$\sigma(E_{ij}) = \sigma(E_k^P) \frac{E_{k+1}^P - E_{ij}}{E_{k+1}^P - E_k^P} + \sigma(E_{k+1}^P) \frac{E_{ij} - E_k^P}{E_{k+1}^P - E_k^P} \quad [23]$$

A taxa de reação correspondente à linha secundária de energia E_{ij} é proporcional ao produto da intensidade relativa dessa linha $I(E_{ij})$ com a correspondente seção de choque $\sigma(E_{ij})$:

$$I(E_{ij})\sigma(E_{ij}) = I(E_{ij}) \frac{E_{k+1}^P - E_{ij}}{E_{k+1}^P - E_k^P} \sigma(E_k^P) + I(E_{ij}) \frac{E_{ij} - E_k^P}{E_{k+1}^P - E_k^P} \sigma(E_{k+1}^P) \quad [24]$$

$$I(E_{ij})\sigma(E_{ij}) = I_{ik} \sigma(E_k^P) + I_{i,k+1} \sigma(E_{k+1}^P) = I_{ik} \sigma_k + I_{i,k+1} \sigma_{k+1} \quad [25]$$

Dessa interpolação observa-se que a taxa de reação correspondente a cada linha secundária pode ser substituída, no sistema de equações [21], pela soma do produto de duas intensidades equivalentes, I_{ik} e $I_{i,k+1}$, pelas correspondentes secções de choque nas energias das linhas principais vizinhas: $\sigma_k = \sigma(E_k^P)$ e $\sigma_{k+1} = \sigma(E_{k+1}^P)$, preservando-se, portanto, a informação física relevante, que é a taxa de reação. Quando existir mais de uma linha secundária entre duas linhas principais, as intensidades relativas dessas linhas devem, antes, ser somadas, ou seja:

$$I_{ik} = \sum_{l=1}^{m_{ij}} I_{ik}^l \Rightarrow \sum_{l=1}^{m_{ij}} I_{ik}^l \sigma_k = I_{ik} \sigma_k \quad [26]$$

$$I_{i,k+1} = \sum_{l=1}^{m_{ij}} I_{i,k+1}^l \Rightarrow \sum_{l=1}^{m_{ij}} I_{i,k+1}^l \sigma_{k+1} = I_{i,k+1} \sigma_{k+1}$$

onde m_{ij} é a quantidade de linhas secundárias do espectro do alvo i situadas entre as linhas principais de energia entre E_k e E_{k+1} .

Dessa forma o sistema de equações [21] pode ser escrito da seguinte forma:

$$S_i = \sum_{k=1}^N I_{ik} \sigma_k \quad [27]$$

reduzindo-se a um sistema de N equações a N incógnitas. Na forma matricial:

$$S = M \cdot \sigma \quad [28]$$

onde a matriz M é a matriz de dimensão $N \times N$ que contém as intensidades das linhas dos N espectros de captura somadas dentro dos intervalos entre duas linhas principais vizinhas e extrapoladas para as energias das N linhas principais dos alvos de captura.

Este sistema pode ser resolvido por inversão de matrizes, apresentando uma única solução. O método dos mínimos quadrados aplicado neste caso, com o número de graus de liberdade igual a zero, resulta em solução idêntica àquela obtida por inversão de matrizes, porém, tem a vantagem de permitir o tratamento estatístico completo dos resultados experimentais, incluindo-se os erros envolvidos e as correlações existentes.

Sendo V a matriz de covariância das seções de choque compostas experimentais, a solução pelo método dos mínimos quadrados é dada por⁽¹⁸⁾:

$$\sigma = PM^t V^{-1} S \quad [29]$$

onde

$$P = (M^t V^{-1} M)^{-1} \quad [30]$$

é a matriz de covariância das seções de choque deconvoluídas. Esta matriz é simétrica, com os elementos da diagonal principal iguais aos quadrados dos erros das seções de choque deconvoluídas. Os demais elementos da matriz $p_{ij}=p_{ji}$ são as covariâncias entre os erros das seções de choque σ_i e σ_j calculadas nas energias das linhas principais do alvos i e j . A matriz de correlação para os resultados da deconvolução é dada por:

$$C_{ij} = \frac{P_{ij}}{\sqrt{P_{ii}P_{jj}}} \quad [31]$$

5. Procedimento Experimental

5.1. Descrição do Arranjo Experimental

O arranjo experimental para utilização do feixe colimado de fótons de captura de nêutrons térmicos, instalado junto ao canal tangencial BH-12 do reator IEA-R1, onde foi realizada a parte experimental do presente trabalho, é mostrado esquematicamente na figura 11.

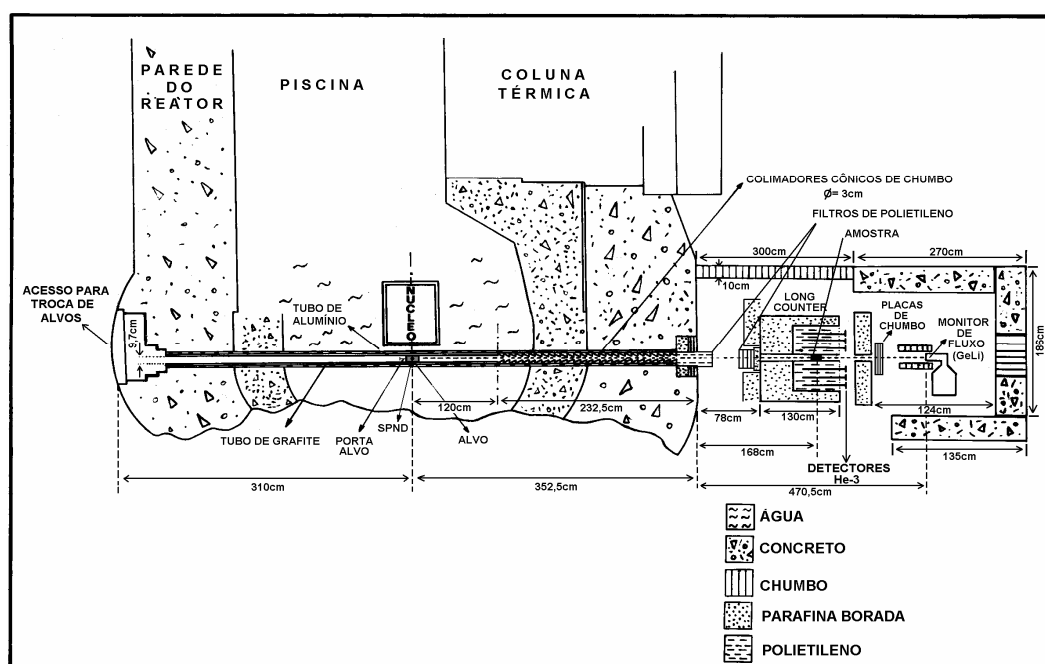


Figura 11 - Arranjo experimental

Os alvos de captura (Tabela 3) são posicionados junto ao núcleo do reator por uma das extremidades do canal tangencial. Os raios gama de captura de nêutrons térmicos produzidos pelo alvo são direcionados para o local de irradiação das amostras por meio de um conjunto de colimadores cônicos de chumbo, com 2 m de comprimento e diâmetro interno de 3 cm, existente no interior do canal tangencial no lado oposto à extremidade de introdução dos alvos. A geometria cônica dos colimadores, com a abertura menor (3 cm) voltada para o local de irradiação, tem por finalidade minimizar o espalhamento Compton em pequenos

ângulos. Detalhes do sistema de colimação e de troca de alvos podem ser encontrados na referência 14.

Tabela 3 - Alvos geradores de raios gama de captura

Alvo de captura	Composição química do alvo	Massa do alvo (g)	Espessura ¹ do alvo (g/cm ²) ¹	Linha principal			Linhas Secundárias ²
				Energia (keV)	Resolução (eV)	Intens. (%)	
Hf	HfO ₂	1400	7,72	5723,50	3,20	2,18	83
In	In (metal)	1580	8,71	5891,90	4,10	0,60	111
Hg	HgO	1700	9,37	5966,20	3,14	13,86	69
Y	Y ₂ O ₃	1500	8,27	6080,49	4,81	77,49	52
Er	Er ₂ O ₃	1200	6,61	6228,23	3,59	0,89	116
Na	Na ₂ CO ₃	1120	6,17	6395,40	9,95	22,18	51
Ca	Ca(OH) ₂	1500	8,27	6419,90	7,57	38,89	99
Nd	Nd ₂ CO ₃	1780	9,81	6501,70	4,04	8,15	94
V	V ₂ O ₅	1440	7,94	6517,26	6,81	17,07	96
Gd	Gd ₂ O ₃	520	2,87	6748,70	4,02	2,25	63
Ti	Ti (metal)	2280	12,57	6760,13	7,29	37,41	126
Yb	Yb ₂ O ₃	1410	7,77	6779,80	3,85	0,43	213
Be	BeO	1500	8,27	6809,41	16,92	63,75	6
As	AsO ₃	1920	10,58	7019,45	6,05	2,47	194
Sm	Sm ₂ O ₃	610	3,36	7214,20	4,39	0,91	23
Mn	Mn (metal)	3000	16,53	7243,79	7,29	12,13	279
Pb	Pb (metal)	5000	27,55	7367,70	3,82	94,06	1
Cl	MgCl ₂	1170	6,45	7413,80	9,29	10,20	407
Se	SeO ₂	1320	7,27	7418,47	6,23	1,82	127
Fe	Fe (metal)	2330	12,84	7631,13	7,62	28,51	168
Al	Al (metal)	2260	12,45	7723,85	11,09	27,43	159
K	K ₂ CO ₃	1260	6,94	7770,22	9,27	6,70	198
S	S ₂	1500	8,27	7800,00	10,28	3,91	16
Zn	Zn (metal)	3560	19,62	7863,30	7,26	10,58	78
Cu	Cu (metal)	3060	16,86	7914,50	7,41	30,82	109
Cd	Cd (metal)	620	3,42	8484,80	5,97	0,47	157
Ni	Ni (metal)	3620	19,95	8998,80	8,76	36,97	106
Cr	Cr (metal)	2670	14,71	9720,30	10,06	10,94	57
N	C ₃ N ₃ (NH ₂) ₃	1500	8,27	10829,18	21,59	13,65	34

¹ Os alvos são de geometria cilíndrica com diâmetro de 7,6 cm. Os valores indicados na tabela referem-se à altura, expressa em g/cm² e correspondem à espessura máxima que os raios gama de captura de nêutrons térmicos emitidos na direção do colimador do canal devem atravessar.

² Quantidade de linhas secundárias com energia maior que 1,6 MeV.

As amostras de ⁹Be (óxido de Berílio) e ¹³C (grafite) foram encapsuladas em invólucros cilíndricos de alumínio de 27,5 mm de diâmetro e 50,0 mm de altura. A amostra de ⁹Be (m = 28,20g) foi confeccionada na forma de pastilhas. Para a amostra de ¹³C (m = 8,16g), todo o volume do invólucro foi preenchido na forma de pó. A amostra de ¹⁷O (m = 3,53g) foi selada num invólucro de vidro e depois colocada dentro do invólucro de alumínio. Durante as

irradiações as amostras foram posicionadas à distância de 520,5 cm do centro do alvo de captura e no interior de um sistema detector de nêutrons de geometria 4π .

O sistema detector de nêutrons é similar àquele proposto por Caldwell⁽⁵⁵⁾. Consiste de um conjunto de 48 detectores proporcionais de He-3 (Harshaw type HE3-8-24S), tendo 60 cm de comprimento por 2,54 cm de diâmetro e pressões internas de 3, 4 e 6 atmosferas (figuras 12 a 14). Os detectores são alojados em um bloco cúbico de polietileno (figura 13) de 60 cm de aresta contendo 60 perfurações distribuídas na forma de 4 anéis concêntricos com raios de 6,4 cm (anel 1), 10,8 cm (anel 2), 14,6 cm (anel 3) e 17,8 cm (anel 4). No anel 1 são alojados 12 detectores de 6 atm; nos anéis 2 e 3, 12 detectores de 4 atm e, no anel 4, 12 detectores de 3 atm.. Este conjunto é blindado para nêutrons de fundo utilizando-se parafina borada (~90 cm na direção da parede do reator e ~45 cm nas demais direções) e por um revestimento por folhas de cádmio. Este sistema possui uma eficiência de detecção praticamente constante para uma larga faixa de energia (até ≈ 3 MeV) e, por isso, foi denominado pelos pesquisadores que o propuseram de :”Long Counter”.

Pelo centro do “Long Counter” passa um tubo de cobre de 2 mm de espessura de parede, 7,6 cm de diâmetro interno e 130 cm de comprimento, o qual permite a passagem do feixe e o posicionamento da amostra em estudo. A amostra é posicionada a 40 cm da extremidade posterior desse tubo, que corresponde à posição de máxima eficiência de contagem de nêutrons do “Long Counter”. Esta posição foi determinada experimentalmente com uma fonte de fissão espontânea de ^{252}Cf , conforme mostrado na figura 15.

Os detectores de cada anel, ligados em paralelo entre si, estão acoplados à eletrônica convencional de tratamento de sinal, padrão NIM, a saber: fonte de alta tensão, pré-amplificador, amplificador, analisador monocanal e contador de pulsos, constituindo, portanto, 4 sistemas de contagem independentes. O esquema da eletrônica de contagem de nêutrons é apresentado na figura 12 e o espectro de amplitude de pulso obtido em um dos anéis (anel 1) é mostrado na figura 14 para ilustração. Os pulsos lógicos, após a discriminação, são contados num contador de pulsos.

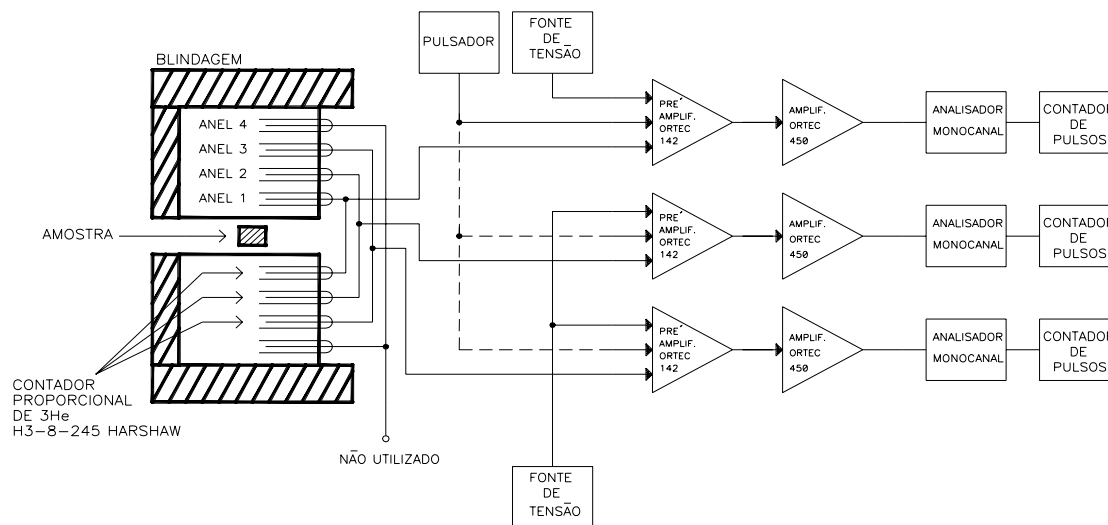


Figura 12 - Esquema da eletrônica de contagem do “Long Counter”

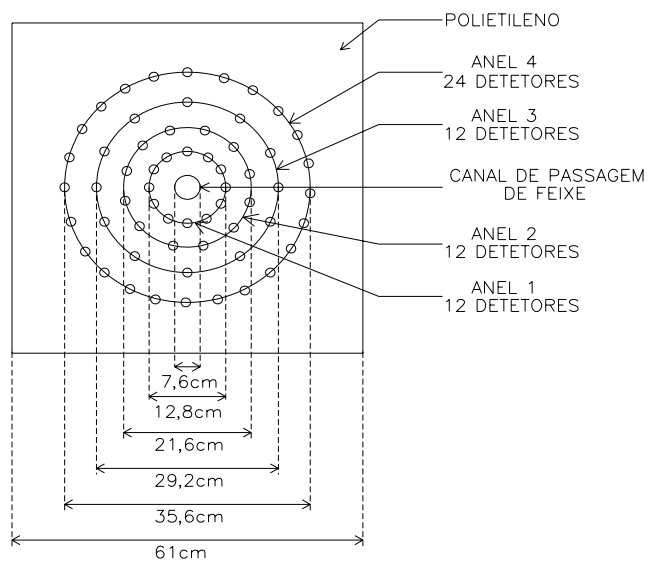


Figura 13 - Distribuição radial dos Detectores de nêutrons do “Long Counter”

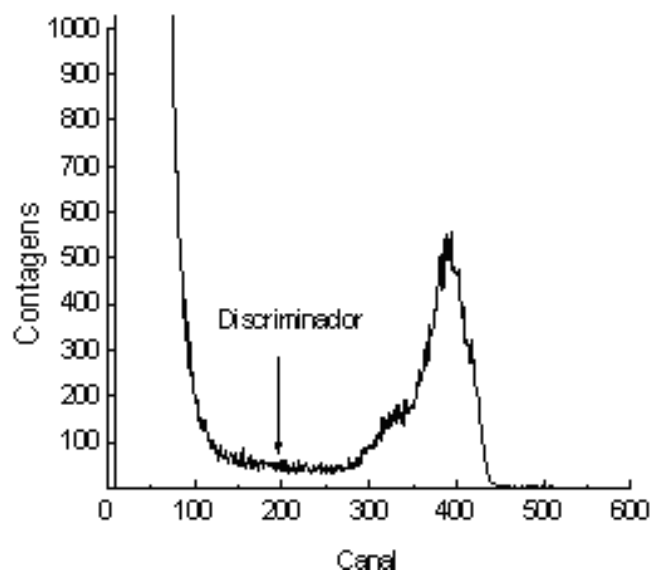


Figura 14 - Espectro de amplitude de pulsos dos detectores do anel 1 do "Long Counter"

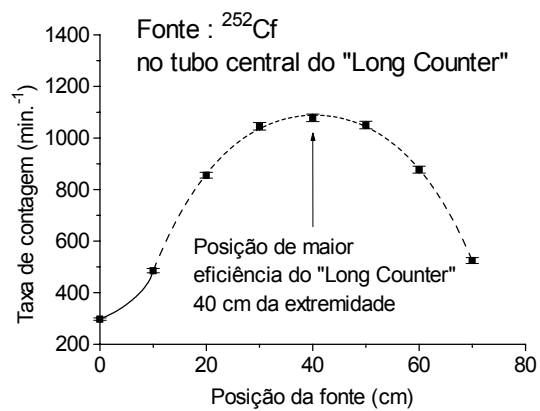


Figura 15 - Determinação da posição de máxima eficiência do "Long Counter"

Na saída do canal tangencial e na entrada no “Long Counter” são colocados materiais hidrogenados para remover os nêutrons provenientes do núcleo do reator e espalhados pelo alvo, que contaminam o feixe de raios gama. Os filtros de nêutrons utilizados foram: um tarugo de polietileno de 29,8 cm de comprimento na extremidade do canal e placas de polietileno formando 28,4 cm de espessura total juntamente com uma caixa de parafina borada de 8,4 cm de espessura na entrada do “Long Counter”.

O fluxo de raios gama de captura foi medido por meio de um detector coaxial de Germânio-Lítio (Ge(Li), EG&G Ortec, 25 cm³, 5%) posicionado na trajetória do feixe e a 823 cm de distância do centro do alvo de captura. A intensidade do fluxo gama incidente no detector é atenuada por placas de chumbo (1 a 10 cm de acordo com o alvo de captura) para evitar a sua saturação. Os espectros são armazenados em um analisador multicanal (Nucleus) utilizando 4096 canais. Para correção das perdas por tempo morto e por empilhamento de pulsos é utilizado um pulsador de frequência conhecida, cujo sinal de saída é introduzido no pré-amplificador de detector Ge(Li) e tratado junto com os pulsos de detecção dos raios gama no arranjo eletrônico associada ao detector. Na figura 16 é mostrado, a título de exemplo, o espectro de gamas de captura do alvo de chumbo, onde pode ser visto o fótico (AT), os picos de primeiro (PE) e segundo (SE) escape, além de picos do alumínio da estrutura do canal e no nitrogênio do ar.

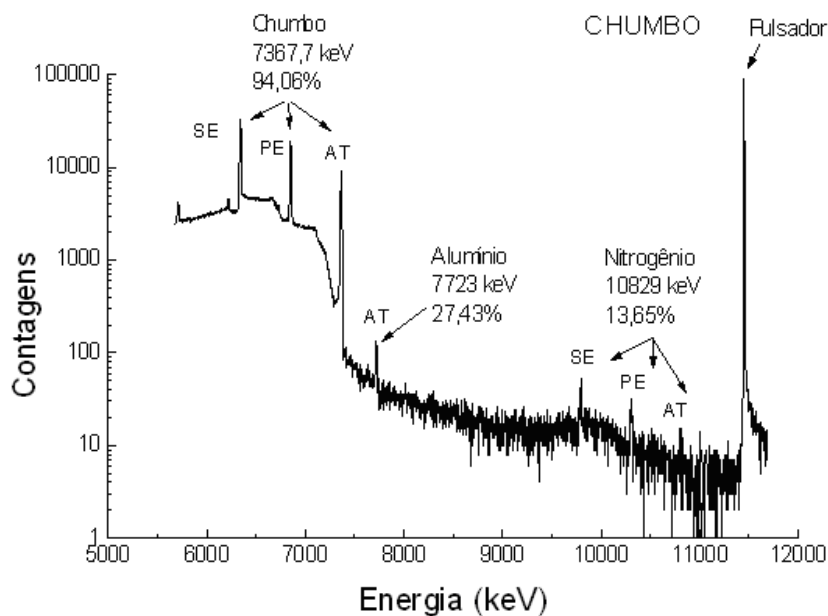


Figura 16 - Espectro de gamas de captura do alvo de chumbo
AT: pico de absorção total, PE: primeiro escape, SE: segundo escape

Pelo fato das amostras serem relativamente espessas (5,0 cm) não é possível medir simultaneamente os nêutrons fotoproduzidos e a intensidade do fluxo de raios gama. As variações de potência do reator implicam na variação do fluxo de nêutrons térmicos no alvo e, conseqüentemente, do fluxo de raios gama de captura. A potência local é monitorada por meio de um detector de nêutrons térmicos do tipo “Self Powered Neutron Detector” (SPND), instalado externamente ao canal tangencial, sobre a posição do alvo de captura. Cumpre-se salientar que este monitor é de extrema importância para este tipo de experimento, visto que todas as medidas são normalizadas por suas contagens. Não se faz necessária uma calibração absoluta desse monitor, porém a sua reprodutibilidade e linearidade são fundamentais na determinação do valor absoluto da secção de choque. A excelente linearidade na resposta do SPND foi comprovada, para uma ampla variação de potência do reator (1 a 5 MW) por ocasião de uma operação especial do reator, onde a potência foi elevada à 5 MW⁽⁵⁶⁾.

5.2. Determinação da Eficiência do “Long Counter”

A detecção de um nêutron nos contadores proporcionais de ^3He do “Long Counter” se dá pela formação de um pulso resultante da ionização do gás contido no detector pelos produtos da reação: $^3\text{He} + n \rightarrow ^3\text{H} + p + Q$, ($Q=764$ keV), onde n e p significam um nêutron e um próton, respectivamente. Como a secção de choque dessa reação tem um comportamento proporcional a $1/v$, onde v é a velocidade do nêutron, a maior eficiência de detecção do nêutron é na região térmica ($\sigma_0 \cong 5400$ b), de modo que os nêutrons antes de serem detectados precisam ser termalizados no polietileno. Desse modo a amplitude de pulso proveniente da detecção de um nêutron não tem qualquer correlação com a energia com que o nêutron é emitido pela fonte.

Na figura 14 é mostrado um espectro típico de amplitude de pulso obtido com os 12 detectores do anel 1 do “Long Counter”, para nêutrons fotoproduzidos por gamas de captura do alvo de ferro. Distinguem-se três regiões no espectro: um pico largo e ligeiramente assimétrico, correspondente aos pulsos de maior amplitude provenientes da ionização do gás pelos produtos da reação; um vale aproximadamente plano, produzido pelas reações junto às paredes do detector, onde há a transferência parcial da energia cinética dos produtos de reação ao gás e, nos primeiros canais, uma quantidade grande de pulsos de pequena

amplitude, cuja contagem por canal cai exponencialmente com a amplitude. Essa região corresponde ao ruído eletrônico e ao empilhamento de pulsos provenientes da ionização do gás por radiação gama, cujo fluxo é intenso neste local.

A reprodutibilidade da eficiência de detecção de nêutrons é fortemente dependente do ajuste da discriminação de pulsos pela eletrônica do sistema. Para evitar ao máximo a contagem de pulsos devidos a gamas, o corte é feito na região do espectro correspondente ao efeito de parede, onde ainda há pulsos devidos à detecção de nêutrons. A fim de garantir a reprodutibilidade em todas as medidas, adotou-se o seguinte critério no ajuste da discriminação: o analisador monocanal, cuja função é selecionar os pulsos que serão contados pelos contadores de pulso, foi operado no modo integral, com o discriminador inferior ajustado na metade da amplitude do pulso correspondente ao centróide do pico do espectro de amplitude de pulso observado no analisador multicanal. O ajuste de discriminação de pulsos foi efetuado (e rotineiramente verificado) com o auxílio de um pulsador, conforme ilustrado na figura 14.

Em todas as irradiações a eficiência do “Long Counter” foi verificada com uma fonte calibrada de fissão espontânea de ^{252}Cf . As medidas foram efetuadas com o reator em operação na potência usual (2MW) e se mostraram coerentes com medidas realizadas nos períodos de parada do reator, garantindo que o ruído eletrônico e o empilhamento de pulsos devidos a gamas foram convenientemente discriminados.

A calibração da fonte de fissão foi realizada no Laboratório de Medidas Nucleares e Dosimetria do Instituto de Estudos Avançados do CTA, em São José dos Campos (SP), por meio da espectroscopia dos fragmentos de fissão com um detector do tipo barreira de superfície em câmara de alto vácuo⁽¹⁸⁾.

Para uma fonte de nêutrons de emissão isotrópica, localizada no interior do “Long Counter”, a eficiência é definida pela razão:

$$\varepsilon = \frac{R}{q} \quad [32]$$

onde q é a taxa de emissão de nêutrons da fonte e R é a taxa de contagem obtida com a fonte na posição de irradiação das amostras, subtraindo-se a taxa de contagem de fundo. Para o ^{252}Cf , a taxa de emissão de nêutrons, decorrido um certo tempo t após a calibração da fonte, é dada por:

$$q = \nu A \exp\left(-\ln 2 \frac{t}{T_{1/2}}\right) \quad [33]$$

onde : A é a atividade ($A=477,92 \pm 1,8\%$); i é a fração de decaimento por fissão espontânea ($i = 3,092\%$); ν é o número médio de nêutrons emitidos por fissão ($\nu = 3,7676$) e $T_{1/2}$ é a meia vida do ^{252}Cf ($T_{1/2} = 2,645$ anos)⁽⁵⁷⁾.

Os resultados das medidas da eficiência do “Long Counter” durante o período em que este trabalho foi realizado são mostrados na figura 17. Pode-se observar que a resposta do sistema detector de nêutrons permaneceu praticamente estável durante todo o período de realização do experimento. O aumento no valor da eficiência com o tempo pode ser devido a mudança na discriminação do sistema eletrônico. A eficiência média do sistema foi de $0,4497 \pm 0,0036$ contagens por nêutrons.

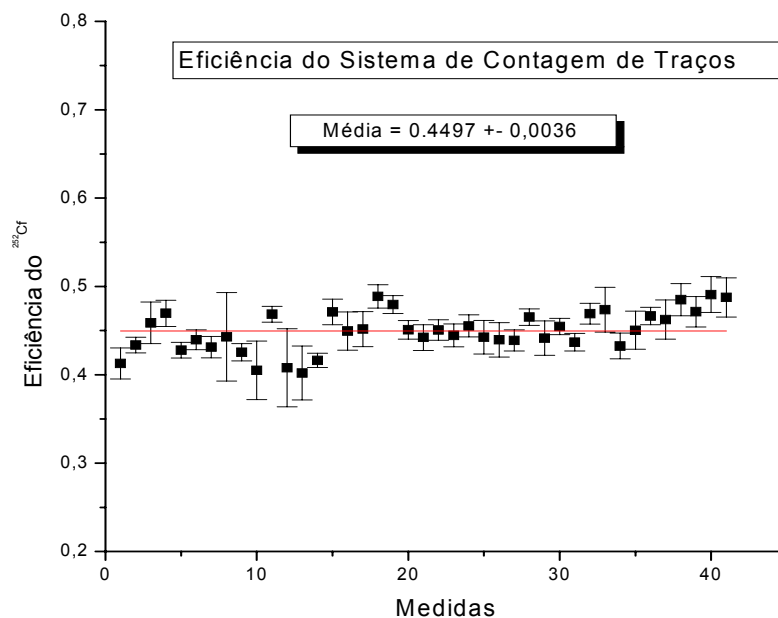


Figura 17 - Medida da eficiência do “Long Counter”

5.3. Calibração do detector Ge(Li) usado como monitor de fluxo gama

O fator de calibração do detector coaxial do tipo Ge(Li) como uma função da energia foi obtido submetendo-se todo o volume do detector a um fluxo gama homogêneo e de intensidade conhecida. O fator de calibração $f(E_\gamma)$ para cada pico com centróide na energia E_γ observado no espectro é dado pela razão entre a taxa de contagem sob o pico e a intensidade de fluxo gama, $\phi(E_\gamma)$:

$$f(E_\gamma) = \frac{A_{cor}}{\phi(E_\gamma)t_R} \quad [34]$$

onde A_{cor} é a área do pico corrigida para as perdas de tempo morto e empilhamento e t_R é o tempo real de medida do espectro.

Para a calibração, um fluxo padrão de radiação gama foi produzido irradiando-se um alvo de nitrogênio (melamina: $C_3N_6H_6$) de massa conhecida no canal tangencial e medindo-se o fluxo de nêutrons térmicos incidente neste alvo, por meio da técnica de ativação em fios de cobalto. Conhecendo-se com razoável precisão a secção de choque de captura de nêutrons térmicos no material constituinte do alvo, a taxa de reação de captura pode ser calculada, permitindo assim a determinação da taxa de produção de raios gama. Desde que a emissão de raios gama de captura é isotrópica, desprezando-se as dimensões do alvo (fonte puntiforme) na posição de irradiação dos alvos de captura, o fluxo gama na posição do detector é dado por:

$$\phi(E_\gamma) = \frac{Qi(E_\gamma)}{4\pi l^2} F_{ALV}(E_\gamma) B_{FIL}(E_\gamma) F_P \quad [35]$$

onde Q é a taxa de reação de captura de nêutrons térmicos no nitrogênio presente no alvo; $i(E_\gamma)$ é a intensidade da linha de energia E_γ ; $F_{ALV}(E_\gamma)$ é o fator de auto blindagem do alvo; $B_{FIL}(E_\gamma)$ é o fator de atenuação dos filtros e atenuadores colocados no canal; l é a distância do detector ao alvo de melamina e F_P é o fator de correção de variação de potência do reator no

instante da tomada do espectro, relativo à potência média ao longo do período de irradiação do alvo e dos fios de cobalto.

A taxa de reação de captura de nêutrons térmicos pelo nitrogênio do alvo é dada por:

$$Q = \frac{mN_A}{M} \sigma_{cap} \Phi_{th} \quad [36]$$

onde m é a massa de nitrogênio presente no alvo de melamina; N_A é o número de Avogadro; M é o valor da massa atômica do nitrogênio; σ_{cap} é a secção de choque de captura de nêutrons térmicos e Φ_{th} é o fluxo médio de nêutrons térmicos incidente no alvo.

O fator de auto blindagem do alvo é dado por⁽⁵⁸⁾ :

$$F_{ALV}(E_\gamma) = \frac{1 - \exp[-\mu(E_\gamma)L]}{\mu(E_\gamma)L} \quad [37]$$

onde $\mu(E_\gamma)$ é o coeficiente de atenuação de massa da melamina e L é a espessura do alvo em unidades de g/cm^2 .

O fator de atenuação do fluxo devido aos filtros é dado por:

$$B_{FIL} = \exp\left[-\sum_i \mu_i(E_\gamma)x_i\right] \quad [38]$$

onde $\mu_i(E_\gamma)$ é o coeficiente de atenuação de massa e x_i é a espessura em g/cm^2 de cada filtro, respectivamente.

O fator de correção de potência do reator é dado por:

$$F_P = \frac{SPND_R/t_R}{SPND_{tot}/t_{tot}} \quad [39]$$

onde $SPND_R$ é a contagem registrada pelo SPND durante o tempo de tomada de cada espectro t_R e $SPND_{tot}$ é a contagem registrada pelo SPND durante todo o tempo t_{tot} de irradiação do alvo padrão de melamina.

As áreas dos picos no espectro gama são corrigidas para as perdas por tempo morto e empilhamento com o auxílio de um pulsador. Os pulsos gerados pelo pulsador são introduzidos no pré-amplificador do detector Ge(Li) e são analisados juntamente com os pulsos produzidos pelos raios gama de captura do nitrogênio. A área corrigida $A_{cor}(E_\gamma)$ do pico é dada por:

$$A_{cor}(E_\gamma) = A(E_\gamma) \frac{A_{pulsador}}{ft_R} \quad [40]$$

onde $A(E_\gamma)$ é a área líquida do pico no espectro gama; $A_{pulsador}$ é a área líquida do pico correspondente ao pulsador e f ($f = 60 \text{ s}^{-1}$) é a frequência do pulsador.

Os parâmetros usados nos cálculos da calibração do detector de Ge(Li) são apresentados na tabela 4. A secção de choque de captura de nêutrons térmicos foi extraída da biblioteca de dados nucleares avaliados JENDL⁽⁵⁹⁾ e foi corrigida para a temperatura de 30 °C. O fluxo de nêutrons térmicos foi medido por meio da técnica de ativação de fios de cobalto pelo Laboratório de Metrologia de Nêutrons do IPEN, com correção de auto blindagem⁽⁶⁰⁾. Os coeficientes de atenuação de massa para os raios gama foram calculados a partir de uma interpolação do tipo log-log aos valores tabelados por Storm e Israel⁽⁶¹⁾. Para as intensidades dos raios gama de captura do nitrogênio foram usados os valores experimentais de Kennett e col.⁽⁶²⁾, recomendados como padrão de calibração pela IAEA⁽⁶³⁾.

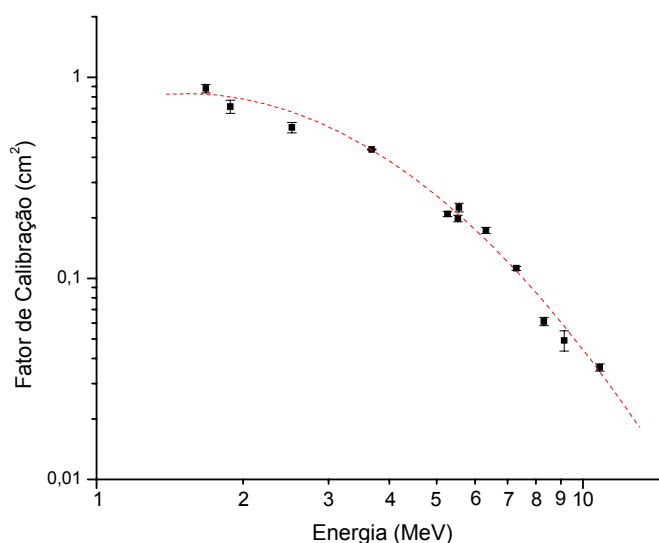
Os espectros gama obtidos foram analisados por meio do programa REGULUS⁽⁶⁴⁾, sendo ajustadas as áreas dos picos de absorção total de energia. Para esta calibração, foram analisados 6 espectros. O fator de calibração em cada energia E_γ utilizado nos ajustes das curvas de calibração foi obtido pela média ponderada pelo inverso do quadrado do desvio do valor obtido para cada um dos espectros. O erro do fator de calibração é o desvio padrão da média.

Tabela 4 - Parâmetros usados na calibração do monitor de fluxo.

Massa do alvo de melamina	$51,33 \pm 0,02$ g
Fração em peso do nitrogênio	0,666326
Massa de nitrogênio no alvo	$34,2025 \pm 0,0133$ g
Peso atômico do nitrogênio	14,0067 g
Secção de choque de captura de nêutrons térmicos	$0,0659 \pm 0,0001$ b
Fluxo de nêutrons térmicos no alvo	$(7,24 \pm 0,32) \times 10^{11}$ cm ⁻² s ⁻¹
Taxa de reação de captura	$(7,0123 \pm 0,3130) \times 10^{10}$ s ⁻¹
Espessura do alvo (direção axial)	$10,153 \pm 0,004$ g cm ⁻²
Espessura da parede de grafite (porta alvos)	$1,352 \pm 0,041$ g cm ⁻²
Espessura dos filtros de polietileno	$49,99 \pm 0,28$ g cm ⁻²
Espessura do filtro de parafina	$7,48 \pm 0,25$ g cm ⁻²
Espessura do atenuador de chumbo	$56,48 \pm 0,38$ g cm ⁻²
Distância detector-centro do alvo	$818,8 \pm 1,0$ cm
Tempo total de irradiação do alvo de melamina	43320 s
Contagem total do SPND	148288 contagens

A curva de calibração para o pico de absorção total é apresentada nas figuras 18. Aos valores experimentais obtidos para os fatores de calibração foi feito um ajuste polinomial do tipo⁽⁵⁸⁾:

$$\ln[f(E_\gamma)] = \sum_{i=1}^3 A_i (\ln E_\gamma)^{i-1} \quad [41]$$

**Figura 18 - Fator de Calibração do monitor de fluxo (Ge(Li))**

Os resultados dos ajustes , incluindo a matriz de covariância, estão listados na tabela 5.

Tabela 5 - Coeficientes do ajuste polinomial do fator de calibração do monitor de fluxo (detector Ge(Li)) para os picos de absorção total de energia

Coeficiente	Valor ajustado e erro total	Matriz de Covariância			
		A_{ij}	A_i	A_2	A_3
A_1	$-0,3379 \pm 0,0863$	A_i	$7,4645 \times 10^{-3}$		
A_2	$0,6612 \pm 0,1227$	A_2	$-9,9723 \times 10^{-3}$	$1,5047 \times 10^{-2}$	
A_3	$-0,8126 \pm 0,0416$	A_3	$3,0900 \times 10^{-3}$	$-5,0011 \times 10^{-3}$	$1,7316 \times 10^{-3}$

5.4. Contagem dos Nêutrons Fotoproduzidos

O procedimento experimental consistiu na irradiação das amostras de ^9Be , ^{13}C e ^{17}O com raios gama prontos gerados na captura de nêutrons térmicos por um determinado alvo posicionado no canal tangencial BH-12, próximo ao núcleo do reator. As amostras foram colocadas no interior do sistema detector de nêutrons (“Long Counter”), onde os nêutrons emitidos pelas reações fotonucleares nas amostras eram contados. Uma massa equivalente de alumina num encapsulamento de alumínio igual ao das amostras foi separadamente irradiada, servindo como “branco”, para desconto da contribuição nas contagens devidas a nêutrons existentes no feixe gama, que são espalhados elasticamente em igual situação pelas amostras e do fundo (nêutrons gerados nos experimentos vizinhos existentes na sala de medidas). Em cada ciclo de operação contínua do reator foi utilizado um único alvo de captura. As amostras e o “branco” foram irradiados separadamente por diversas vezes, com tempos de medida de 10 a 60 minutos (dependendo da taxa de contagem). A contagem do monitor de fluxo de nêutrons térmicos (SPND), colocado sobre o canal tangencial e junto ao alvo, foi simultaneamente registrada.

Desde que as amostras são espessas, não é viável medir o fluxo gama simultaneamente à medida de fotoprodução de nêutrons. Assim, em intervalos regulares foram feitas medidas do espectro gama com o detector semicondutor Ge(Li), sem as amostras na posição de irradiação, armazenado-se os espectros gama em um analisador multicanal em 4096 canais. O fluxo de nêutrons térmicos no alvo é simultaneamente monitorado pelo detector SPND. Em média foram adquiridos de 3 a 5 espectros para cada alvo. Da mesma forma como empregado nas contagens dos nêutrons fotoproduzidos nas amostras, as contagens nos picos do espectro correspondente aos raios gama de captura do alvo também devem ser normalizadas pelas contagens do monitor de fluxo de nêutrons (SPND). Esse procedimento corrige as eventuais variações de potência do reator entre os períodos de tempo das medidas de fotoprodução de nêutrons e do fluxo de raios gama, pois, conforme mencionado, não foram feitas simultaneamente.

As contagens de fotoprodução de nêutrons realizadas com o “Long Counter”, quando normalizadas pelas contagens do SPND não devem depender do valor da potência do reator no local de irradiação dos alvos, salvo em condições consideradas anormais de funcionamento deste monitor de fluxo de nêutrons térmicos ou de acentuadas distorções espaciais do fluxo térmico. A taxa de contagem do SPND é proporcional ao fluxo de nêutrons térmicos junto ao alvo e, conseqüentemente, à potência do reator neste local. Assim, a verificação do comportamento constante das contagens de fotoprodução de nêutrons normalizadas pelo SPND, independentemente da taxa de contagem do SPND, que varia ao longo da operação do reator em até 40%, é uma maneira prática de avaliar o bom funcionamento do todo o arranjo experimental.

Durante as primeiras horas de operação do reator há variações acentuadas da forma do fluxo na região onde estão situados o alvo de captura e o monitor de fluxo de nêutrons térmicos (SPND), devido a movimentação das barras de controle e de segurança. Verificou-se durante o transcurso do presente trabalho que a condição adequada para a realização das medidas experimentais era atingida após decorridas 24 horas de operação contínua do reator.

Além das medidas de nêutrons realizadas com o branco, para desconto nas contagens registradas pelo “Long Counter” da contribuição de nêutrons espalhadas pela amostra e do fundo da área experimental do reator, outro tipo de fundo deve ser considerado no sentido de se obter a contagem de nêutrons produzidos unicamente pelos raios gama do

alvo de captura. Tratam-se dos nêutrons fotoproduzidos nas amostras pela radiação gama proveniente do canal (materiais estruturais, ar, etc.), do porta alvos e dos invólucros dos alvos, que acompanha o feixe de radiação de captura dos alvos nas irradiações das amostras. No espectro de raios gama de captura do chumbo, mostrado na figura 16, podem ser observados picos do alumínio e do nitrogênio provenientes de captura de nêutrons térmicos nestes materiais.

As tabelas 6, 7 e 8, na próxima seção, mostram as contagens de nêutrons obtidas pelo “Long Counter” normalizadas pelas contagens do SPND para cada uma das amostras levando-se em consideração a contribuição da radiação gama de fundo.

6. Resultados e Discussão

No presente trabalho, foram feitas várias medidas, tanto da taxa de reação nas amostras como da contribuição do fundo de nêutrons no “Long Counter” para cada alvo de captura durante um ciclo de operação contínua do reator e os valores utilizados para obter a secção de choque composta correspondem à média destas medidas. Foram realizadas contagens de nêutrons em operações contínuas do reator para as amostras de ^9Be , ^{13}C e ^{17}O . As contagens médias de nêutrons, normalizadas pelas contagens do SPND, são apresentadas nas tabelas 6 e 7. As contagens referentes aos nêutrons fotoproduzidos pelos raios gama de captura dos alvos, foram obtidas descontando-se os nêutrons (presentes no feixe de raios gama de captura) espalhados pelas amostras e os nêutrons fotoproduzidos pelos raios gama de fundo, de acordo com o procedimento descrito na seção 5.4 e detalhado por Gonzalez⁽¹⁸⁾.

**Tabela 6 - Contagens líquidas de nêutrons obtidas pelo Long Counter”
normalizadas pelas contagens do SPND para o ^9Be**

Alvo de captura	Fotoproduzidos por gamas do alvo
Hf	6,3012 ± 0,0799
In	1,4864 ± 0,0236
Cd	2,8193 ± 0,0195
Si	5,8060 ± 0,0592
C	0,0878 ± 0,0057
Yb	2,1309 ± 0,0147
S	2,7200 ± 0,0212
K	3,3400 ± 0,0100
Y	1,2468 ± 0,0011
V	10,4347 ± 0,1252
Se	7,7717 ± 0,0482
Ti	21,6499 ± 0,1649
Sm	0,2967 ± 0,0050
Mn	10,6970 ± 0,0496
Pb	0,3398 ± 0,0042
Al	2,1817 ± 0,0195
Zn	3,7465 ± 0,0121
Cu	7,8066 ± 0,0590
Ni	14,6057 ± 0,0999
Cr	66,0458 ± 0,5782
N	0,6699 ± 0,0540

Tabela 7 - Contagens líquidas de nêutrons obtidas pelo “Long Counter” normalizadas pelas contagens do SPND para o ^{13}C e ^{17}O

Alvo de captura	Fotoproduzidos por gamas do alvo	
	^{13}C	^{17}O
Yb	0,0468 ± 0,0035	0,1423 ± 0,0077
S	0,0534 ± 0,0054	0,1255 ± 0,0132
K	0,1679 ± 0,0046	0,1965 ± 0,0046
Hf	0,0361 ± 0,0027	0,0525 ± 0,0047
In	0,0045 ± 0,0006	0,0253 ± 0,0044
Y	0,1454 ± 0,0179	0,1393 ± 0,0023
Si	0,0741 ± 0,0070	0,1994 ± 0,0040
V	0,9673 ± 0,0120	1,2146 ± 0,0262
Se	0,6150 ± 0,0074	0,5903 ± 0,0052
Ti	1,3481 ± 0,0361	1,7475 ± 0,0237
Sm	0,0210 ± 0,0024	0,0236 ± 0,0033
Mn	0,8591 ± 0,0735	0,8716 ± 0,0084
Pb	0,0430 ± 0,0050	0,0292 ± 0,0042
Fe	1,4522 ± 0,0062	0,4340 ± 0,0351
Al	0,4678 ± 0,0165	0,1462 ± 0,0037
Zn	0,3612 ± 0,0049	0,2803 ± 0,0041
Cu	1,4880 ± 0,0779	0,7259 ± 0,0028
Cd	0,0987 ± 0,0055	0,1152 ± 0,0098
Ni	1,9564 ± 0,0141	1,7519 ± 0,0197
Cr	2,3536 ± 0,0178	1,7505 ± 0,0132
N	0,0895 ± 0,0056	0,0697 ± 0,0057

A medida do fluxo de raios gama provenientes do canal tangencial foi realizada por meio de um detector semicondutor Ge(Li), fixado numa posição diferente daquela onde são irradiadas as amostras. Além disso, para evitar a saturação desse detector, o feixe de raios gama foi atenuado por placas de chumbo, posicionadas na frente do detector e após as amostras. Assim, o fluxo de raios gama incidente na amostra, $\phi^A(E_i)$, relaciona-se com o fluxo medido pelo detector $\phi^{Ge(Li)}(E_i)$ pela seguinte expressão:

$$\phi^A(E_i) = \phi^{Ge(Li)}(E_i) \left(\frac{d_{Ge(Li)}}{d_{LC}} \right)^2 \exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}] F_{AMO}(E_i) \quad [42]$$

onde o primeiro fator de correção representa a variação da intensidade do fluxo de raios gama na direção axial do feixe para as duas posições de interesse (posição do detector Ge(Li) e da amostra); o segundo fator, a correção da atenuação do fluxo pelas placas de chumbo e, o terceiro fator, a correção da auto absorção na amostra. Na equação [32], $d_{Ge(Li)}$ e d_{LC} representam a distância do detector Ge(Li) e da amostra (posicionada no interior do “Long Counter”) à face interna do colimador do canal, respectivamente; $\mu_{Pb}(E_i)$ e x_{Pb} , o coeficiente de atenuação de massa do chumbo na energia E_i da linha principal do alvo i e a espessura de chumbo utilizada na atenuação do feixe, respectivamente.

O fluxo de raios gama na posição do detector Ge(Li), $\phi^{Ge(Li)}(E_i)$ é obtido a partir da análise do espectro do alvo i , fazendo uso da equação [24]. Assim, a fluência de raios gama incidente na amostra, na energia da linha principal, normalizada pelas contagens do SPND, $\psi(E_i)$, é obtida fazendo-se uso da equação [32]:

$$\psi(E_i) = \frac{A_{Cor}^{pico}(E_i)/C_{SPND(\gamma)}}{f^{pico}(E_i)} \left(\frac{d_{Ge(Li)}}{d_{LC}} \right)^2 \exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}] F_{AMO}(E_i) \quad [43]$$

onde $f^{pico}(E_i)$ é o fator de calibração do detector Ge(Li); $A_{cor}^{pico}(E_i)$ é a área do pico corrigida para as perdas devidas ao tempo morto e empilhamento. O valor de $\psi(E_i)$ obtido para cada espectro medido é a média dos valores calculados para os picos, ponderada pelo inverso do quadrado dos erros estatísticos relativos a cada pico.

Para cada alvo de captura, utilizado num determinado ciclo de operação contínua do reator, foram medidos de três a cinco espectros de radiação gama de captura. Os valores de $\psi(E_i)$ usados no cálculo da secção de choque composta para os espectros de raios gama de captura de todos os alvos são dados nas tabelas 8 e 9 e correspondem à média (ponderada pelo inverso do quadrado do desvio) dos valores obtidos nas medidas de cada espectro. Os erros indicados na tabela são de natureza estatística e referem-se à propagação dos erros individuais correspondentes ao cálculo das áreas dos picos no espectro de raios gama, área do pico do pulsador e contagem do SPND.

Tabela 8 - Fluências de raios gama de captura de nêutrons térmicos recebidas pela amostra de ^9Be na energia da linha principal, normalizadas pelas contagens do SPND

Alvo de captura	Linha principal (keV)	^9Be (γ/cm^2)
Hf	1795,40	289,42 \pm 2,27
In	2112,10	1138,31 \pm 15,15
Cd	2455,80	301,97 \pm 8,95
Si	4934,39	4244,05 \pm 17,43
C	4945,33	301,31 \pm 5,05
Yb	5266,70	1426,02 \pm 56,38
S	5420,50	3920,30 \pm 64,17
K	5695,96	781,83 \pm 29,32
Y	6080,49	4807,64 \pm 77,06
V	6517,26	4931,39 \pm 119,76
Se	6601,00	2522,23 \pm 34,01
Ti	6760,13	17649,52 \pm 272,16
Sm	7214,20	178,35 \pm 4,25
Mn	7243,79	3847,39 \pm 58,54
Pb	7367,70	630,78 \pm 2,24
Al	7723,85	2967,09 \pm 27,11
Zn	7863,30	2163,90 \pm 386,99
Cu	7914,50	6859,19 \pm 47,19
Ni	8998,80	12126,94 \pm 59,39
Cr	9720,30	4232,70 \pm 102,75
N	10829,18	252,04 \pm 6,44

Tabela 9 - Fluências de raios gama de captura de nêutrons térmicos recebidas pelas amostras de ^{13}C e ^{17}O na energia da linha principal, normalizadas pelas contagens do SPND

Alvo de captura	Linha principal (keV)	^{13}C	^{17}O
		(γ/cm^2)	(γ/cm^2)
Yb	5266,70	1497,87 \pm 59,23	1514,29 \pm 59,88
S	5420,50	4150,50 \pm 67,94	4210,73 \pm 68,92
K	5695,96	819,74 \pm 30,75	828,36 \pm 31,07
Hf	5723,50	568,36 \pm 17,19	574,33 \pm 17,37
In	5891,90	166,42 \pm 1,74	168,51 \pm 1,77
Y	6080,49	5033,20 \pm 80,67	5084,69 \pm 81,50
Si	6380,70	1075,57 \pm 15,62	1086,27 \pm 15,78
V	6517,26	5153,30 \pm 124,65	5202,62 \pm 125,84
Se	6601,00	2636,41 \pm 35,55	2662,18 \pm 35,89
Ti	6760,13	18439,98 \pm 284,35	18618,12 \pm 287,09
Sm	7214,20	186,10 \pm 4,43	187,84 \pm 4,48
Mn	7243,79	4016,49 \pm 61,11	4054,46 \pm 61,68
Pb	7367,70	657,96 \pm 2,34	664,04 \pm 2,36
Fe	7631,13	5107,50 \pm 3,45	5183,59 \pm 3,48
Al	7723,85	3092,23 \pm 28,25	3120,14 \pm 28,51
Zn	7863,30	2254,43 \pm 40,32	2274,60 \pm 4,06
Cu	7914,50	7145,32 \pm 49,16	7209,03 \pm 49,59
Cd	8484,80	139,00 \pm 5,06	140,39 \pm 5,12
Ni	8998,80	12607,24 \pm 61,74	12713,64 \pm 62,26
Cr	9720,30	4395,25 \pm 106,69	4431,16 \pm 107,57
N	10829,18	261,36 \pm 6,67	263,41 \pm 7,94

O valor do fluxo de raios gama, $\phi(E_i)$, expresso em γ/cm^2s , pode ser obtido multiplicando-se os valores de $\psi(E_i)$ pela taxa de contagem do SPND. A taxa de contagem média do SPND para o reator operando à potência de 2 MW é de 2,5 contagens por segundo.

A secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons experimental, S_i , para o espectro de raios gama de captura de nêutrons térmicos de um determinado alvo i , é dada por:

$$S_i = \frac{R_i}{N\varepsilon\phi(E_i)} \quad [44]$$

onde R_i é a taxa de contagem registrada pelo detector de nêutrons (“Long Counter”), N é o número de núcleos presentes na amostra, ε é a eficiência do “Long Counter” e $\phi(E_i)$ é o fluxo de raios gama incidente na amostra no instante da medida dos nêutrons fotoproduzidos.

No presente trabalho a medida do fluxo de raios gama e da fotoprodução de nêutrons não são feitas simultaneamente. Assim, o valor do fluxo de raios gama no instante da contagem de nêutrons fotoproduzidos nas amostras é obtido a partir do valor do fluxo medido em um outro instante, $\phi^A(E_i)$, corrigido pelo fator de variação de potência do reator, F_P . A monitoração de variação de potência do reator é feita por um detector de nêutrons térmicos do tipo SPND, situado próximo ao alvo de captura, para o qual as contagens, C_{SPND} , obtidas em um integrador de corrente, são registradas durante o tempo de realização de cada medida. Dessa forma:

$$\phi(E_i) = \phi^A(E_i)F_P \quad [45]$$

com

$$F_P = \frac{C_{SPND(N)}/t_N}{C_{SPND(\gamma)}/t_\gamma} \quad [46]$$

onde $C_{SPND(N)}$ é a contagem do monitor de fluxo de nêutrons térmicos no alvo, durante o tempo t_N de contagem de nêutrons fotoproduzidos na amostra e $C_{SPND(\gamma)}$ é a contagem do SPND durante o tempo de medida t_γ do fluxo de raios gama.

Substituindo-se as equações [45] e [46] em [44], tem-se:

$$S_i = \frac{\frac{R_i t_N}{C_{SPND(N)}}}{N\varepsilon \frac{\phi^A(E_i)t_\gamma}{C_{SPND(\gamma)}}} = \frac{\frac{C_{LC}^i}{C_{SPND(N)}}}{N\varepsilon \frac{\phi^A(E_i)t_\gamma}{C_{SPND(\gamma)}}} = \frac{C_i}{N\varepsilon\psi(E_i)} \quad [47]$$

onde C_i é a contagem obtida pelo detector “Long Counter” e $\psi(E_i)$ é a fluência de raios gama na energia da linha principal E_i do alvo i recebida pela amostra, respectivamente, normalizadas pelas contagens do SPND.

Os valores experimentais da secção de choque composta do ${}^9\text{Be}$ obtidos pela equação [47] para os alvos de captura utilizados no presente trabalho são apresentados nas tabela 10. Nesta tabela, são também listadas as secções de choque compostas calculadas a partir da equação [27] (considerando as intensidades agrupadas), fazendo uso de uma secção de choque de referência, construída a partir dos dados divulgados por Goryachev⁽⁴¹⁾.

Tabela 10 – Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ${}^9\text{Be}$

Alvo de Captura	Linha principal (keV)	Secção de choque composta experimental (mb)	Secção de choque composta calculada (mb) Eq [27]
Hf	1795,40	82,23 ± 4,88	67,58
In	2112,12	5,02 ± 0,37	3,90
Cd	2455,80	40,49 ± 2,83	23,52
Si	4934,39	2,93 ± 0,07	2,79
C	4945,33	1,20 ± 0,32	1,18
Yb	5266,70	5,62 ± 0,57	6,57
S	5420,50	3,01 ± 0,57	2,47
K	5695,96	17,42 ± 0,59	19,32
Y	6080,49	0,95 ± 0,06	1,44
V	6517,26	6,49 ± 0,59	7,12
Se	6601,00	12,03 ± 1,06	10,77
Ti	6760,13	3,25 ± 0,56	2,78
Sm	7214,20	6,46 ± 0,40	5,47
Mn	7243,79	10,41 ± 0,65	8,83
Pb	7367,70	2,09 ± 0,26	1,42
Al	7723,85	2,64 ± 0,16	3,67
Zn	7863,30	6,54 ± 0,68	4,77
Cu	7914,50	4,27 ± 0,33	3,93
Ni	8998,80	4,01 ± 0,30	3,31
Cr	9720,30	13,52 ± 1,21	11,00
N	10829,18	8,71 ± 0,57	8,42

Para o ^{13}C , as secções de choque de referência foram construídas a partir dos dados de Koch⁽⁴⁷⁾, e para o ^{17}O a partir dos dados de Ishkhanov⁽⁶⁵⁾. Os valores experimentais das secções de choque composta para estes dois núcleos estão nas tabelas 11 e 12.

Tabela 11 – Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ^{13}C

Alvo de Captura	Linha principal (keV)	Secção de choque composta experimental (mb)	Secção de choque composta calculada (mb) Eq.[27]
Yb	5266,70	0,20 ± 0,02	0,14
S	5420,50	0,09 ± 0,01	0,11
K	5695,96	1,40 ± 0,12	1,23
Hf	5723,50	0,40 ± 0,04	0,35
In	5891,90	0,17 ± 0,08	0,27
Y	6080,49	0,18 ± 0,02	0,12
Si	6380,70	0,44 ± 0,06	0,50
V	6517,26	0,96 ± 0,08	0,83
Se	6601,00	1,52 ± 0,13	1,42
Ti	6760,13	0,32 ± 0,03	0,29
Sm	7214,20	0,73 ± 0,09	0,54
Mn	7243,79	1,33 ± 0,15	0,93
Pb	7367,70	0,43 ± 0,05	0,35
Fe	7631,13	1,90 ± 0,13	1,19
Al	7723,85	0,91 ± 0,06	0,70
Zn	7863,30	1,01 ± 0,07	0,89
Cu	7914,50	1,31 ± 0,12	1,01
Cd	8484,80	5,15 ± 0,39	3,69
Ni	8998,80	0,86 ± 0,06	0,69
Cr	9720,30	3,16 ± 0,28	2,10
N	10829,18	1,88 ± 0,12	1,58

Para a amostra de ^9Be , apenas as medidas com os alvos de Cd, K, Y, Pb e Al apresentam diferenças superiores a esta faixa ($3\sigma_{\text{exp}}$), relativamente à secção de choque composta calculada. Com exceção do alvo de chumbo, os quatro alvos acima tem uma contribuição significativa de linhas secundárias, o que pode indicar uma ou mais estruturas na secção de choque em energias de algumas linhas do espectro de raios gama de captura, uma eventual ressonância no canal de entrada (fotoabsorção) ou, ainda, erros nas intensidades tabeladas dos raios gama de captura. Para o alvo de chumbo, que apresenta praticamente uma única linha no espectro de raios gama de captura, o resultado obtido é uma indicação direta de

um valor relativamente alto para a secção de choque de fotoprodução de nêutrons no ^9Be na energia da linha principal deste alvo (7367,70 keV).

Tabela 12 – Secção de choque composta de fotoprodução de nêutrons no ^{17}O

Alvo de Captura	Linha principal (keV)	Secção de choque composta experimental (mb)	Secção de choque composta calculada (mb) Eq.[27]
Yb	5266,70	2,04 ± 0,19	1,31
S	5420,50	0,74 ± 0,05	0,81
K	5695,96	5,57 ± 0,48	4,68
Hf	5723,50	1,99 ± 0,22	2,44
In	5891,90	3,32 ± 0,34	3,66
Y	6080,49	0,57 ± 0,04	0,46
Si	6380,70	4,98 ± 0,41	3,38
V	6517,26	4,13 ± 0,34	3,49
Se	6601,00	4,98 ± 0,41	4,50
Ti	6760,13	1,43 ± 0,13	1,38
Sm	7214,20	2,81 ± 0,42	2,52
Mn	7243,79	4,63 ± 0,36	3,79
Pb	7367,70	0,98 ± 0,15	0,74
Fe	7631,13	1,93 ± 0,21	1,87
Al	7723,85	0,97 ± 0,07	1,17
Zn	7863,30	2,68 ± 0,20	2,32
Cu	7914,50	2,17 ± 0,17	1,96
Cd	8484,80	20,48 ± 1,62	17,45
Ni	8998,80	2,64 ± 0,20	2,11
Cr	9720,30	8,02 ± 0,75	6,85
N	10829,18	4,98 ± 0,52	4,63

Para o ^{13}C , os valores experimentais da secção de choque composta que apresentam discrepâncias maiores que 3σ em relação à secção de choque composta calculada são para os alvos de V, Sm, Al, Cd e Cr cujos valores experimentais são maiores que os valores calculados. Com exceção do Sm, todos estes alvos apresentam grande contribuição de linhas secundárias, o que indica a possibilidade de existência de flutuações ou estruturas na secção de choque de fotoprodução de nêutrons nas energias das linhas principais destes alvos. Apenas os alvos de Yb e Si apresentaram valores maiores que 3σ nos valores experimentais da secção de choque composta para o ^{17}O . Com exceção do S, Hf, In e Al, todos os outros alvos apresentaram valores experimentais maiores que os valores calculados.

O erro total no valor da secção de choque composta calculada fazendo-se uso das equações [43] e [47] foi obtido pela propagação dos erros individuais (soma quadrática dos

valores percentuais). Estes erros são de natureza estatística e sistemática e, portanto, resultaram em correlações específicas entre os erros finais das secções de choque compostas⁽⁵⁴⁾. Na tabela 13 são apresentadas as componentes parciais dos erros envolvidos e o nível de correlação considerado entre as mesmas.

Tabela 13 - Composição dos erros parciais considerados no cálculo da secção de choque composta

Componente n ^o	Descrição da grandeza	Símbolo	Valor (%)	Natureza	Correlação ¹ (%)
1	Contagem normalizada de nêutrons fotoproduzidos	C_i	0,3 a 17	Estatística	0
2	Eficiência do "Long Counter"	ε	0,8	Sistemática	100
3	Número de núcleos nas amostras	N	0,07 (⁹ Be) 0,24 (¹³ C) 0,52(¹⁷ O)	Sistemática	100
4	Fluência de raios gama na amostra	$\psi(E_i)$	0,46 a 9,68 (ver tabela 5.2)	Estatística	0
5	Variação da intensidade do fluxo	$\left(\frac{d_{Ge(Li)}}{d_{LC}}\right)^2$	0,29	Sistemática	100
6	Atenuação do fluxo de raios gama incidente no Ge(Li)	$exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}]$	1,19 a 7,80	Sistemática para μ_{Pb} e estatística para x_{Pb}	90 ²
7	Fator de calibração do Ge(Li)	$f^{pico}(E_i)$ ³	0,84 a 3,51	Sistemática	100

¹ 0% (não correlacionados); 100% (completamente correlacionados)

² O erro parcial devido a μ_{Pb} representa, em média, 90% do erro total em $exp[\mu_{Pb}(E_i)x_{Pb}]$

³ Utilizado no cálculo o erro de calibração para o pico de absorção total (AT)

As secções de choque de fotoprodução de nêutrons para os núcleos em questão nas energias das linhas principais dos alvos de captura foram obtidas através do programa SIGMALP4⁽¹⁸⁾ e estão listadas nas tabelas 14, 15 e 16. O programa SIGMALP4 resolve a equação matricial [28] por meio do método dos mínimos quadrados, onde as secções de choque nas energias das linhas principais são calculadas pela equação [29], com a respectiva matriz de covariância calculada pela equação [30]. Como se trata de um conjunto de N equações a N incógnitas, tem-se, para o método dos mínimos quadrados, um ajuste com um número nulo de graus de liberdade, de modo o SIGMALP4 resulta na solução exata do problema. Os cálculos de erros em SIGMALP4, são efetuados por meio de um tratamento

estatístico mais rigoroso dos dados, exigindo que os valores experimentais das secções de choque compostas sejam fornecidos com a respectiva matriz de covariância.

Tabela 14 – Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^9Be nas energias das linhas principais dos alvos calculada pelo programa SIGMALP4 juntamente com os valores de Goryachev⁽⁴¹⁾

Alvo de captura	Energia (keV)	Goryachev (mb)	Sec.choque calculada por SIGMALP4 (mb)
Hf	1795,40	1,35	1,07 ± 0,52
In	2112,12	0,20	0,43 ± 0,08
Cd	2455,80	1,42	1,01 ± 0,34
Si	4934,39	0,81	1,03 ± 0,08
C	4945,33	0,82	0,93 ± 0,10
Yb	5266,70	0,94	0,79 ± 0,13
S	5420,50	0,99	1,31 ± 0,14
K	5695,96	1,01	1,54 ± 0,30
Y	6080,49	1,17	0,94 ± 0,08
V	6517,26	1,28	1,11 ± 0,17
Se	6601,00	1,30	1,84 ± 0,40
Ti	6760,13	1,27	1,45 ± 0,16
Sm	7214,20	1,38	1,64 ± 0,17
Mn	7243,79	1,40	1,83 ± 0,29
Pb	7367,70	1,36	1,99 ± 0,15
Al	7723,85	1,39	1,23 ± 0,05
Zn	7863,30	1,40	1,32 ± 0,21
Cu	7914,50	1,40	1,62 ± 0,20
Ni	8998,80	1,36	1,56 ± 0,18
Cr	9720,30	1,22	1,25 ± 0,34
N	10829,18	0,98	0,84 ± 0,16

Tabela 15 – Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{13}C nas energias das linhas principais dos alvos calculada pelo programa SIGMALP4 juntamente com os valores de Koch⁽⁴⁷⁾

Alvo de captura	Energia (keV)	Koch (mb)	Sec.choque calculada por SIGMALP4 (mb)
Yb	5266,70	0,02	0,04 ± 0,01
S	5420,50	0,04	0,01 ± 0,00
K	5695,96	0,08	0,11 ± 0,04
Hf	5723,50	0,08	0,10 ± 0,02
In	5891,90	0,10	0,21 ± 0,03
Y	6080,49	0,12	0,18 ± 0,02
Si	6380,70	0,11	0,03 ± 0,01
V	6517,26	0,12	0,12 ± 0,03
Se	6601,00	0,13	0,05 ± 0,02
Ti	6760,13	0,18	0,25 ± 0,03
Sm	7214,20	0,29	0,30 ± 0,05
Mn	7243,79	0,30	0,54 ± 0,08
Pb	7367,70	0,34	0,40 ± 0,04
Fe	7631,13	0,53	0,84 ± 0,09
Al	7723,85	0,57	0,73 ± 0,06
Zn	7863,30	0,53	0,57 ± 0,06
Cu	7914,50	0,48	0,54 ± 0,07
Cd	8484,80	0,10	0,08 ± 0,06
Ni	8998,80	0,36	0,46 ± 0,05
Cr	9720,30	0,39	1,13 ± 0,16
N	10829,18	1,08	1,27 ± 0,11

Tabela 16 – Secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{17}O nas energias das linhas principais dos alvos calculada pelo programa SIGMALP4 juntamente com os valores de Ishkhanov⁽⁶⁵⁾

Alvo de captura	Energia (keV)	Ishkhanov (mb)	Sec.choque calculada por SIGMALP4 (mb)
Yb	5266,70	0,50	0,73 ± 0,11
S	5420,50	0,56	0,41 ± 0,04
K	5695,96	0,51	0,54 ± 0,16
Hf	5723,50	0,50	0,37 ± 0,08
In	5891,90	0,44	0,30 ± 0,09
Y	6080,49	0,43	0,53 ± 0,04
Si	6380,70	0,54	0,40 ± 0,13
V	6517,26	0,61	0,59 ± 0,14
Se	6601,00	0,68	0,67 ± 0,15
Ti	6760,13	0,82	0,93 ± 0,10
Sm	7214,20	0,85	1,38 ± 0,17
Mn	7243,79	0,82	0,85 ± 0,16
Pb	7367,70	0,70	0,91 ± 0,11
Fe	7631,13	0,65	0,69 ± 0,11
Al	7723,85	0,68	0,45 ± 0,05
Zn	7863,30	0,74	0,89 ± 0,12
Cu	7914,50	0,76	0,82 ± 0,11
Cd	8484,80	1,24	2,10 ± 0,53
Ni	8998,80	0,90	1,00 ± 0,13
Cr	9720,30	1,13	0,74 ± 0,23
N	10829,18	1,47	1,37 ± 0,27

Secção de Choque de Fotonêutrons para o ${}^9\text{Be}$

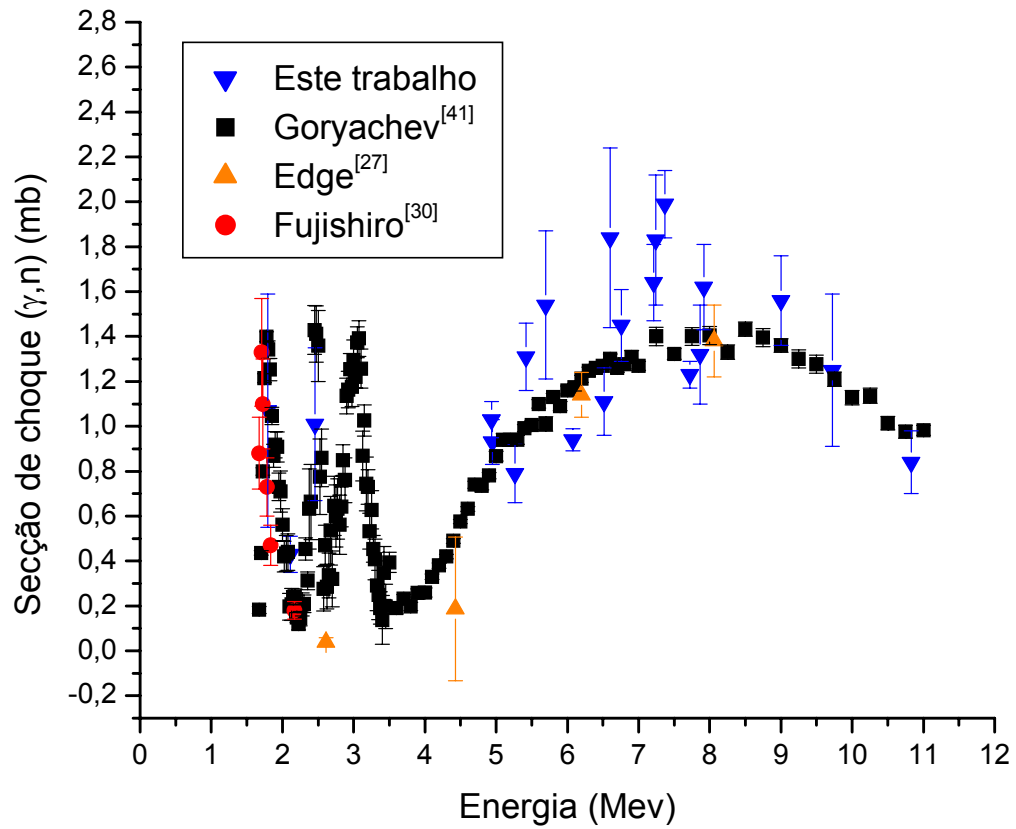


Figura 19 – Secção de choque de fotonêutrons para o ${}^9\text{Be}$

■ Goryachev⁽⁴¹⁾ – evaluation; ▲ Edge⁽²⁷⁾ – reação (p, γ); ● Fujishiro⁽³⁰⁾ – fonte radioativa
▼ presente trabalho – captura de nêutrons

Secção de Choque de Fotonêutrons para o ^9Be

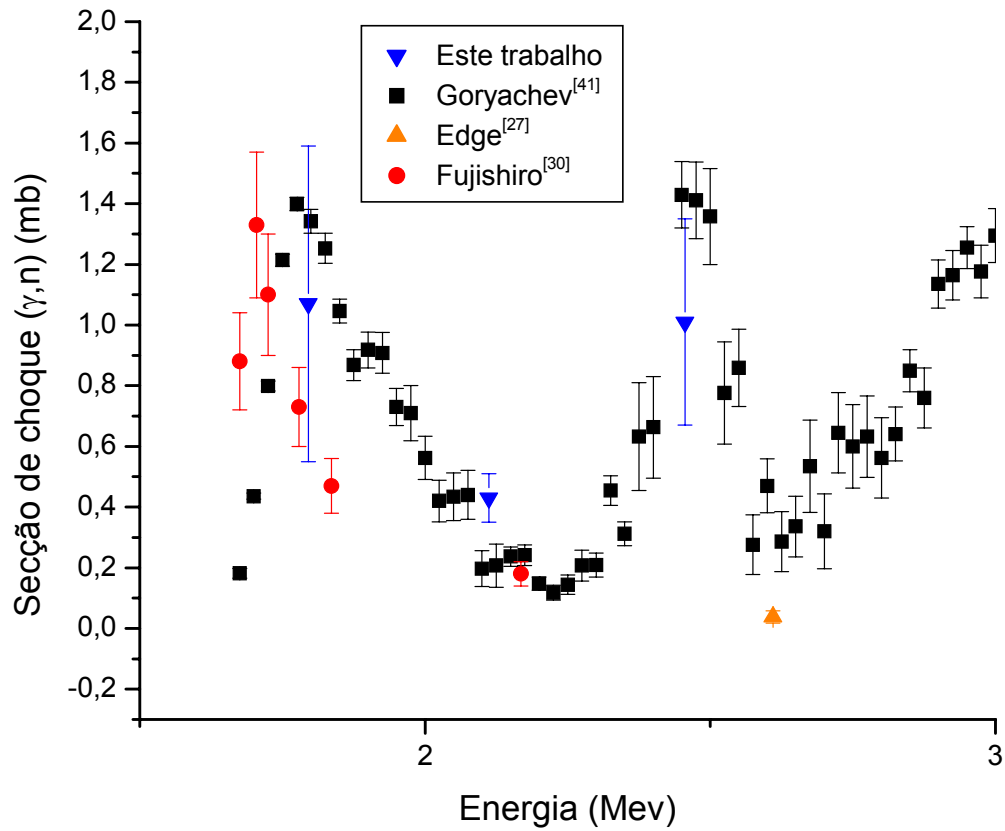


Figura 20 – Secção de choque de fotonêutrons para o ^9Be
no intervalo de energia entre 1,6 e 3 MeV

■ Goryachev⁽⁴¹⁾ – evaluation; ▲ Edge⁽²⁷⁾ – reação (p, γ); ● Fujishiro⁽³⁰⁾ – fonte radioativa
▼ presente trabalho – captura de nêutrons

Figura 21 - Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^9Be nas energias das linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do programa SIGMAL LP4

Alvo	Erro(%)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	
Hf	48,60	1	1000																				
In	18,60	2	-274	1000																			
Cd	33,66	3	-154	278	1000																		
Si	7,77	4	97	217	367	1000																	
C	10,75	5	165	225	426	678	1000																
Yb	16,46	6	21	-427	-356	22	-42	1000															
S	11,45	7	43	175	396	-237	678	-21	1000														
K	21,43	8	320	455	156	609	798	67	465	1000													
Y	5,32	9	69	443	487	687	-112	-356	467	454	1000												
V	13,51	10	162	200	170	508	587	125	548	687	478	1000											
Se	21,74	11	43	189	-35	473	500	-90	376	256	387	434	1000										
Ti	11,03	12	167	243	443	702	790	-44	774	431	567	543	444	1000									
Sm	10,37	13	-226	114	-45	32	43	23	70	36	76	67	189	34	1000								
Mn	15,85	14	90	12	32	176	165	67	146	153	165	23	65	23	-24	1000							
Pb	7,54	15	65	312	245	422	456	-345	288	274	378	322	376	443	23	243	1000						
Al	4,88	16	-34	115	346	16	145	204	193	214	131	87	256	168	56	88	123	1000					
Zn	16,67	17	209	67	-45	674	537	163	390	389	298	-323	378	437	-34	546	-276	293	1000				
Cu	11,73	18	200	198	395	432	709	34	546	576	549	433	435	544	57	200	345	203	534	1000			
Ni	12,82	19	-65	184	241	-43	145	-244	145	77	365	57	19	322	89	-45	283	32	65	99	1000		
Cr	27,20	20	210	101	53	360	-34	53	378	523	324	198	349	54	3	90	327	265	342	405	-45	1000	
N	16,67	21	88	123	298	207	154	32	69	321	211	265	321	-23	-61	4	32	142	12	32	-21	453	1000

Secção de Choque de Fotonêutrons para o ^{13}C

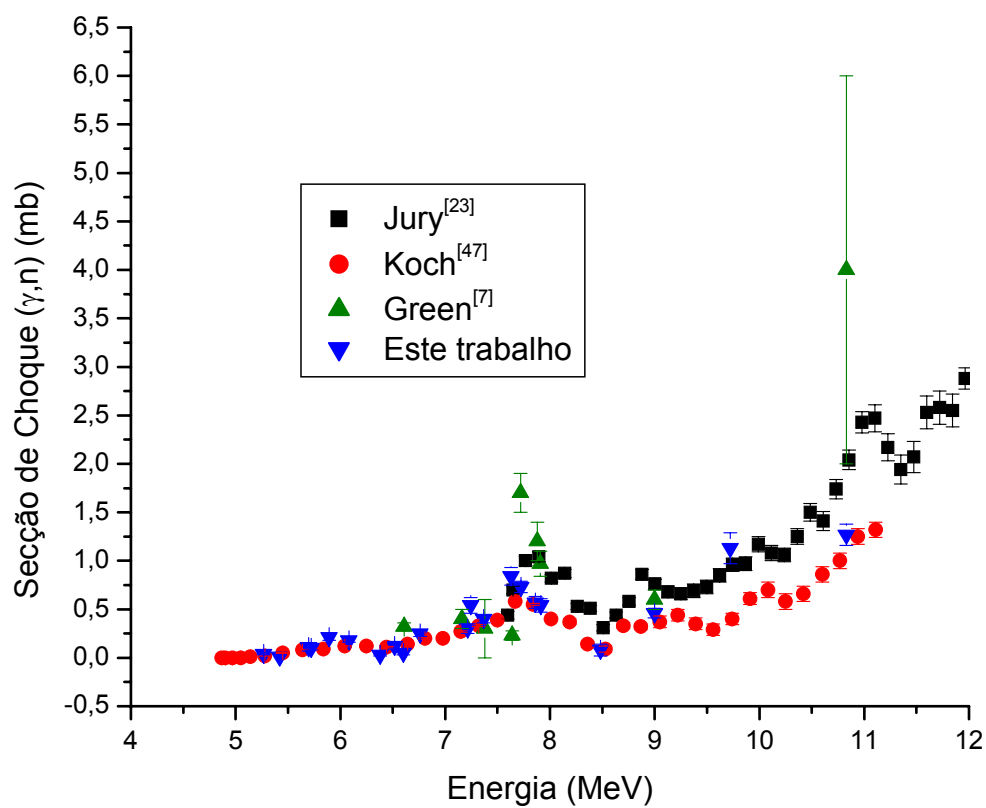


Figura 22 - Secção de choque de fotonêutrons para o ^{13}C

■ Jury⁽²³⁾ – aniquilação de pósitrons; ● Koch⁽⁴⁷⁾ – bremsstrahlung; ▲ Green⁽⁷⁾ – captura de nêutrons;
▼ presente trabalho – captura de nêutrons

Figura 23 - Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{13}C nas energias das linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do programa SIGMAL LP4

Alvo	Erro(%)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	
Yb	25,00	1	1000																				
S	40,00	2	-354	1000																			
K	36,36	3	123	532	1000																		
Hf	20,00	4	145	312	232	1000																	
In	14,29	5	-56	-245	345	367	1000																
Y	11,11	6	54	-342	-234	21	-35	1000															
Si	33,33	7	78	132	-211	-221	356	481	1000														
V	25,00	8	279	233	145	245	657	-68	236	1000													
Se	40,00	9	60	421	321	541	-233	-345	465	324	1000												
Ti	12,00	10	214	80	89	478	432	205	356	543	453	1000											
Sm	16,67	11	43	-173	26	485	490	27	365	226	354	402	1000										
Mn	14,81	12	209	211	-12	646	631	-19	700	324	548	23	354	1000									
Pb	10,00	13	335	130	-67	45	32	42	67	87	34	67	252	54	1000								
Fe	10,71	14	-71	67	46	-156	154	58	143	243	109	23	76	45	-29	1000							
Al	8,22	15	65	-21	254	466	376	-135	291	233	-32	322	246	324	32	342	1000						
Zn	10,53	16	-19	32	267	33	143	254	164	278	246	56	233	165	41	53	213	1000					
Cu	12,96	17	220	87	-45	623	576	278	256	354	287	-34	376	356	52	678	-234	299	1000				
Cd	75,00	18	145	156	-88	234	600	21	-257	545	467	54	436	422	-34	208	452	213	432	1000			
Ni	10,87	19	45	172	278	-34	132	-390	145	97	23	67	57	345	52	23	276	43	65	88	1000		
Cr	14,16	20	-89	54	32	453	-43	112	356	548	254	345	24	53	4	-98	243	254	433	504	-34	1000	
N	8,66	21	58	165	342	287	250	43	144	318	267	753	370	33	-31	12	45	133	44	23	-23	457	1000

Secção de Choque de Fotonêutrons para o ^{17}O

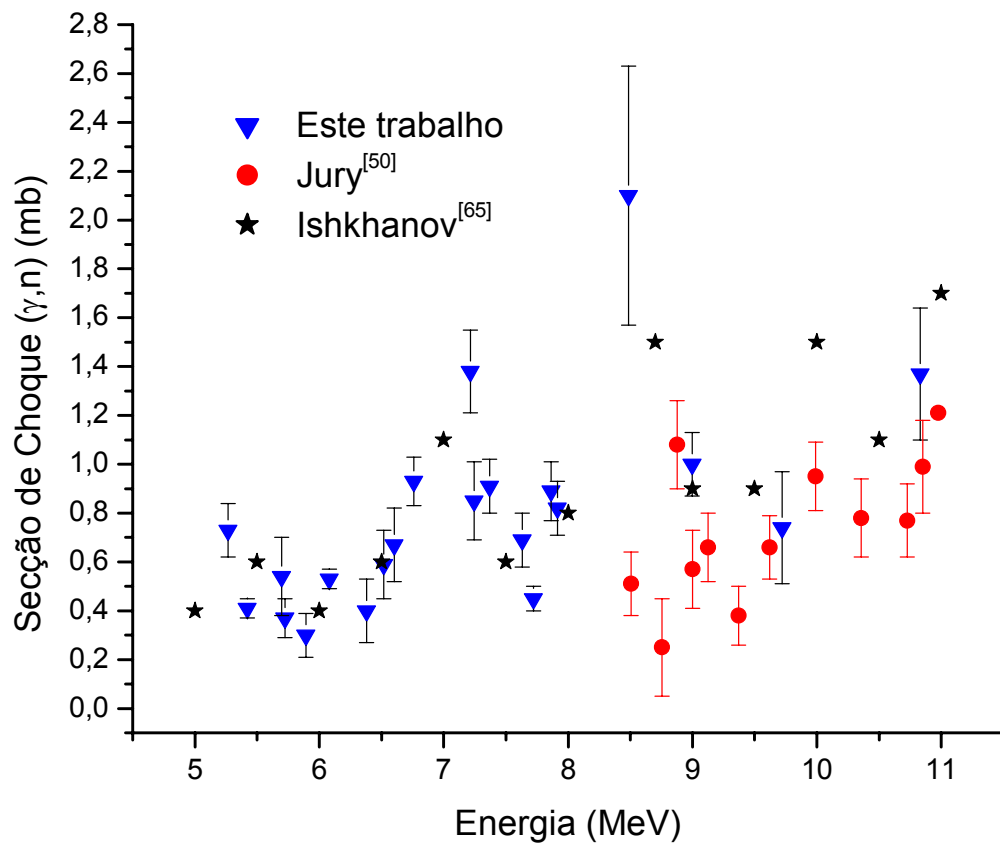


Figura 24 - Secção de choque de fotonêutrons para o ^{17}O

- Jury⁽⁵⁰⁾ – aniquilação de pósitrons; ★Ishkhanov⁽⁶⁵⁾ – evaluation;
- ▼ presente trabalho – captura de nêutrons

Figura 25 - Erros percentuais na secção de choque de fotoprodução de nêutrons do ^{17}O nas energias das linhas principais e respectiva matriz de correlação calculada por meio do programa SIGMAL LP4

Alvo	Erro(%)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	
Yb	15,07	1	1000																				
S	9,76	2	-269	1000																			
K	29,63	3	-183	443	1000																		
Hf	21,62	4	113	214	254	1000																	
In	30,00	5	-43	-244	322	242	1000																
Y	7,55	6	31	231	-222	58	-73	1000															
Si	32,50	7	45	143	-143	-214	298	443	1000														
V	23,73	8	209	-341	143	-235	489	87	355	1000													
Se	22,39	9	111	244	321	532	-323	-354	256	333	1000												
Ti	10,75	10	-23	56	43	312	311	243	325	641	245	1000											
Sm	12,32	11	44	-132	29	254	-354	4	420	123	423	289	1000										
Mn	18,82	12	256	203	-34	532	554	14	621	322	432	44	331	1000									
Pb	12,09	13	300	132	89	-23	-45	32	43	65	23	142	200	86	1000								
Fe	15,94	14	-62	73	-32	131	176	-247	110	211	115	12	54	32	-12	1000							
Al	11,11	15	32	-44	243	433	432	-43	90	163	-66	226	336	431	34	335	1000						
Zn	13,48	16	-12	54	245	87	122	132	154	264	277	43	287	165	54	32	211	1000					
Cu	13,41	17	45	112	-49	466	532	433	254	542	274	-46	423	334	72	543	-343	234	1000				
Cd	25,24	18	173	42	-71	343	723	21	165	221	421	65	546	512	-45	205	203	147	353	1000			
Ni	13,00	19	23	138	267	-58	154	-233	-123	68	8	34	33	423	42	25	311	23	34	64	1000		
Cr	31,08	20	-43	23	39	354	-45	4	334	321	241	337	89	67	72	-47	230	321	265	502	-23	1000	
N	19,71	21	-76	145	212	290	243	126	154	193	289	422	225	69	-56	34	54	133	35	44	-32	448	1000

De acordo com os gráficos das figuras 19 e 20, em torno de 1,79 MeV, para o ^9Be observa-se um pico definido pela linha principal do alvo de Háfnio (1,79 MeV) que indica uma provável estrutura associada a uma transição⁽¹⁹⁾ do tipo E1 ($1,68 \text{ MeV} - \frac{1}{2}^+$)^(28, 41).

Em torno de 2,46 MeV, ainda para o ^9Be , há também a indicação de um pico definido pela linha principal do alvo de Cádmio (2,46 MeV) e em concordância com o dado experimental de Goryachev⁽⁴¹⁾. Este pico pode indicar uma possível estrutura associada a uma transição M1 + E2 ($2,43 \text{ MeV} - \frac{5}{2}^-$), sugerido por Bochkarev⁽⁴³⁾.

A partir de 5 MeV (figura 19), os dados oscilam em torno dos valores experimentais indicando que o método de análise utilizado ainda impõe oscilações⁽¹⁸⁾.

Para o núcleo de ^{13}C , em torno de 5,9 MeV verificou-se uma pequena oscilação (figura 22) relativa aos dados de Koch⁽⁴⁷⁾. Não há níveis no ^{13}C para explicar o pico observado que pode estar associado a pequenas oscilações espúrias. Em torno de 7,2 MeV temos a mesma situação, como pode ser visto na figura 22.

Um pico em torno de 7,63 MeV é bastante evidente e coincide com o nível 7,67 MeV, $\frac{3}{2}^+$, do ^{13}C . Esta estrutura foi também foi verificada por Koch⁽⁴⁷⁾, Kissener e Aurdal.

Em 9,7 MeV observou-se um dado acima da curva de Koch⁽⁴⁷⁾. Não existem níveis no ^{13}C que poderiam ser atingidos pela absorção dipolar do fóton.

Para o núcleo ^{17}O , os valores das secções de choque de fotoprodução de nêutrons (figura 24) são comparadas com os resultados de Ishkhanov⁽⁶⁵⁾ e Jury⁽⁵⁰⁾. Na região acima de 8,5 MeV são observadas oscilações do presente trabalho, relativamente aos dados de Jury. Em torno de 5,27 MeV, para o ^{17}O observa-se um pico definido pela linha principal do alvo de Ytérbio (5,27 MeV) que indica uma provável estrutura associada ao nível 5,38 MeV, $\frac{3}{2}^-$ do ^{17}O . O pico observado em torno de 5,69 MeV, definido pela linha principal do alvo de

Potássio, coincide com o nível 5,70 MeV, $7/2^-$ do ^{17}O . Em torno de 6,08 MeV observa-se um pico definido pela linha principal do alvo de Ytrio, mas não há níveis no ^{17}O que poderiam ser atingidos pela absorção dipolar do fóton com essa energia. Os picos observado em torno de 7,3 MeV e 7,6 MeV, coincidem, respectivamente, com os níveis 7,38 MeV, $5/2^-$, e 7,69 MeV, $7/2^-$ do ^{17}O .

7. Conclusão

As secções de choque de fotoprodução de nêutrons do ^9Be , ^{13}C e ^{17}O foram medidas utilizando os espectros de raios gama de captura de nêutrons térmicos, produzidos por 21 materiais alvos, no arranjo experimental montado junto ao canal tangencial do reator de pesquisa IEA-R1 do IPEN.

Os resultados obtidos para as secções de choque em função da energia de excitação, mostraram-se coerentes e em razoável acordo com as medidas relatadas na literatura, realizadas com fontes de radiação gama com diferentes resoluções em energia.

A metodologia utilizada no presente trabalho baseada na formulação matricial, tornou o processamento numérico bastante simplificado e produz resultados com rigoroso tratamento estatístico de erros e correlação.

Com relação as estruturas observadas no presente trabalho, verificou-se que, onde existe a estrutura, o método utilizado a exhibe (não perde), mas pode indicar oscilações onde as estruturas realmente não existem. O motivo são as incertezas experimentais grandes. A necessidade de melhorias no arranjo experimental torna-se evidente, principalmente na medida do fluxo gama incidente na amostra.

Experimentos com fótons de captura de nêutrons térmicos mostraram ser viáveis para se obter a secção de choque na energia das linhas principais com uma boa precisão. Para tal, é preciso dispor de um conjunto completo e bem caracterizado de linhas espectrais de fótons de captura; deve-se medir as secções de choque compostas com a melhor precisão possível; deve-se selecionar materiais alvos com um número baixo de linhas secundárias e, deve-se ainda, utilizar o maior número possível de alvos com energias no intervalo de interesse.

No presente trabalho, a principal fonte de incerteza nos resultados experimentais das secções de choque compostas foi o erro na medida do fluxo de raios gama de captura, devido ao erro no conhecimento do valor do coeficiente de atenuação de massa do chumbo. Neste experimento, para atenuação do feixe gama, foram utilizadas placas de chumbo com

espessuras atingindo até 10 cm. Este coeficiente aparece multiplicado pela espessura em uma função exponencial no cálculo da atenuação, de forma que o erro propagado chegou, em alguns casos, a 8%. No cálculo da secção de choque nas energias das linhas principais, a mais importante fonte de erro esteve no conhecimento das intensidades das linhas dos espectros gama de captura de neutrons térmicos nos alvos.

Como uma proposta futura, sugere-se aumentar o número de linhas principais disponíveis, em particular entre 6 e 7 MeV. Recomenda-se ainda, para a aplicação adequada da radiação gama de captura em experimentos de física fotonuclear, um estudo detalhado dos espectros de raios gama de captura, a fim de caracterizar o conjunto completo de linhas gama produzidas pelos elementos utilizados como alvos neste arranjo experimental, visando melhorar a medida do fluxo gama incidente na amostra

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] NATHANS, R.; HALPERN, J.. Excitation Function for the Photodisintegration of Beryllium. *Phys. Rev.*, v. 92, p. 940-941, 1953.
- [2] GARGARO, W.W.; ONLEY, D.S.. Real and Virtual Radiation in Electron-Nucleus Scattering. *Phys.Rev.*, v. C4, p. 1032-1043, 1971.
- [3] BOWMAN, C.D.; AUCHAMPAUGH, G.F.; FULTZ, S.C.. Photodisintegration of ^{235}U . *Phys. Rev.*, v. B133, p. 676-683, 1964.
- [4] O'CONNEL, J.S.; TIPPLER, P.; AXEL, P.. Elastic Scattering of 11,5-17,7 MeV Photons by Au measured by a Bremsstrahlung Monochromator. *Phys. Rev.*, v. 126, p. 228-239, 1962, apud DICKEY, P.A.: Near Threshold photofission and photoneutron emission in ^{238}U and ^{232}Th , Thesis, University of Illinois, 1975.
- [5] HUIZENGA, J.R.; CLARKE, K.M.; GINDLER, J.E.; VANDENBOSCH, R.. Photofission cross sections of several nuclei with mono-energetic gamma rays. *Nucl. Phys.*, v. 34, p. 439-456, 1962.
- [6] JARCZYK, L.; KNOEPFEL, H.; LANG, J.; MÜLLER, R.; WÖFLI, W.. The nuclear reactor as a high intensity source for discrete gamma-rays up to 11 MeV. *Nucl. Instr. and Meth.*, v. 13, p.287-296, 1961.
- [7] GREEN, L.; DONAHUE, D.J.. Photoneutron Cross Sections With Monoenergetic Neutron-Capture Gamma Rays. *Phys. Rev.*, v. B135, p. 701-705, 1964.
- [8] HURST, R.R.; DONAHUE, D.J.. Photonuclear Cross Sections With Monoenergetic Neutron-Capture Gamma Rays. *Nucl. Phys.*, v. A91, p. 365-368, 1967.
- [9] GERALDO, L.P.; CESAR, M.T.F.; MORAES, M.A.P.V.. Study of Actinide Photonuclear Reactions Induced by Gamma Radiation from Neutron Capture. *Nucl. Sci. Eng.*, v. 110, p. 128-133, 1992.
- [10] GERALDO, L.P.. Angular Distribution of Photofission Fragments of ^{237}Np at Threshold Energy. *J. Nucl. Phys. G.: Nucl. Phys.*, v. 12, p. 1423-1431, 1986.
- [11] GERALDO, L.P.; VINHAS, L.A.; CESAR, M.T.F.. Study of ^{237}Np Photonuclear Reactions Near Threshold Induced by Gamma Rays from Thermal Neutron Capture. *Nucl. Sci. Eng.*, v. 89, p. 150-158, 1985.

- [12] MORAES, M.A.P.V.; CESAR. M.F.. Photonuclear Cross Sections of ^{239}Pu Using Neutron Capture Gamma Rays Near Threshold. *Phys. Scripta*, v.47, p. 519-523, 1993.
- [13] MORAES, M.A.P.V.; CESAR. M.F.. Photofission Cross Sections of ^{233}U and ^{239}Pu Near Threshold Induced by Gamma Rays from Thermal Neutron Capture. *Nucl. Instr. and Meth.*, v. A277, p. 467, 1989.
- [14] SEMMLER, R.; GERALDO, L.P.. A New Experimental Apparatus for Production and Utilization of Capture Gamma Rays. *Nucl. Instr. and Meth.*, v. A336, p. 171-175, 1993.
- [15] GONÇALEZ, O.L.; SEMMLER, R.; GERALDO, L.P.. *Deconvolution of Photonuclear Cross Sections Obtained With Capture Gamma Ray Spectra. XXIII Reunião de Trabalho Sobre Física Nuclear no Brasil*, 23 a 27 de setembro de 2000, Campinas, SP.
- [16] GONÇALEZ, O. L.; GERALDO, L. P.; SEMMLER, R.. Measurements of Neutron Photoproduction Cross Sections for ^{232}Th and ^{238}U Using Capture Gamma Rays. *Nuclear Science and Engineering*, v.132, p.135-147, 1999.
- [17] GERALDO, L. P.; SEMMLER, R.; GONÇALEZ, O. L.. Photofission Cross Sections for ^{237}Np in the Energy Interval from 5,27 to 10,83 MeV. *Nuclear Science and Engineering*, v.136, p.357-362, 2000.
- [18] GONÇALEZ, O.L. *Fotoprodução de Neutrons no ^{232}Th e ^{238}U com Radiação Gama de Captura de Nêutrons Térmicos no Intervalo de Energia entre 5,61 e 10.83MeV*. 1998. Tese (Doutorado), Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, São Paulo.
- [19] LEDERER, C.M.; SHIRLEY, V.S.; BROWNE, E.; DAIKIRI, J.M.; DOEBLER, R.E.; SHIHAB-ELDIN, A.A.; JARDINE, L.J.; TULI, J.K.; BUYRN, A.B.. Table of Isotopes, Seventh Edition, John Wiley and Sons, New York, 1978.
- [20] EISEMBERG, J.M. ; GREINER, W., *Excitation mechanisms of the nucleus*. Amsterdam, N. Holland Publ. Co, 2nd Ed., 1976.
- [21] HAYWARD, E. *Nuclear Structure and Electromagnetic Interaction*. New York, Plenum Press, 1965.
- [22] DANOS, M. et all; *Ann. Rev. Nucl. Sci.*; v.15, p.29-65, 1965.

- [23] JURY, J. W.; BERMAN, B. L.; FAUL, D. D.; MEYER, P.; McNEILL, K. G.; WOODWORTH, J.G.. Photoneutron Cross Sections for ^{13}C . *Phys. Rev.*, v.C19, p.1684-1692, 1979.
- [24] SATCHLER, G. R. *Introduction to Nuclear Reactions*, London, The MacMillan Press Ltd, 1980.
- [25] BLATT, J.M.; WEISSKOPF, V.F.. *Theoretical Nuclear Physics*, New York, John Wiley & Sons, 1963.
- [26] HAMERMESH, B.; KIMBALL, C.. The Photodisintegration Cross Section of Beryllium at 2,185 MeV. *Phys. Rev.*, v. 90, p.1063-1065, 1953.
- [27] EDGE, R.D..The (γ,n) Reaction in ^9Be At Intermediate Energies. *Nucl. Phys.*, v.2, p. 485-495, 1956.
- [28] GIBBONS, J.H.; MACKLIN, R.L.; MARION, J.B.; SCHMITT, H.W.. Precision Measurement of the $^9\text{Be}(\gamma,n)$ Cross Section. *Phys. Rev.*, v. 114, p. 1319-1323, 1959.
- [29] WALTER, J.; PROSSER, J.M.. Photodisintegration Cross Section of Beryllium near Threshold. *Phys. Rev.*, v.127, p.231-235, 1962.
- [30] FUJISHIRO, M.; TABATA, T.; OKAMOTO, K.; TSUJIMOTO, T.. Cross Section of the reaction $^9\text{Be}(\gamma,n)$ near Threshold. *Can. J. Phys.*, v.60, p.1672, 1982.
- [31] BOSCH, R.; LANG, J.; MULLER, R.; WOLFLI, W.. Untersuchung des Kernphotoeffekts an Be und ^2H mit diskreten Gammaenergien Zwischen 2,75 und 9,0 MeV. *Helva. Phys. Acta* , v.36, p.657, 1963.
- [32] MOBLEY, R.C.; LAUBENSTEIN, R.A.. Photoneutrons Thresholds of Beryllium and Deuterium. *Phys. Rev.*, v.80, p.309, 1950.
- [33] THIES, H.H.; SPICER, B.M.; BAGLIN, J.E.E.. The Photoneutron Cross Section of ^9Be in the Intermediate Energy Range. *Australian J. Phys.*, v.12, p.21, 1959.
- [34] JAKOBSON, M.J.. Photodisintegration of ^9Be from Threshold to 5 MeV. *Phys. Rev.*, v.123, p.229, 1961.
- [35] CUJEC, B.. Photonuclear Effect With ^9Be . *Nucl. Phys.*, v.37, p.396, 1962.
- [36] BERMAN, B.L.; VAN HEMERT, R.L.; BOWMAN, C.D.. Threshold Photoneutron Cross Section for ^9Be . *Phys. Rev.* v.163, p.958-963, 1967.

- [37] KAUSHAL, N.N.; WINHOLD, E.J.; YERGIN, P.F.; MEDICUS, H.A.; AUGUSTSON, R.H.. Fast Photoneutron Spectra due to 55-85 MeV Photons. *Phys. Rev.* v.175, p.1330, 1968.
- [38] ANTROPOV, G.P.; VAKHLAMOV, V.A.; MITROFANOV, I.E.; RUSSKIKH, V.S., *Bull. Acad. Sci. USSR Phys. Ser.*, v.37, p.172, 1974.
- [39] HUGHES, R. J.; SAMBELL, R. H.; MUIRHEAD, E. G.; SPICER, B. M.. The Photoneutron Cross Section of ^9Be . *Nucl. Phys.*, v.A238, p.189, 1975.
- [40] BUCHNEA, A.; JOHNSON, R.G.; McNEILL, K.G.. Angular Distributions and Cross Sections of the Photoneutron reaction in ^9Be in the Photon Energy Region 18-26 MeV. *Can. J. Phys.*, v.55, p.364, 1977.
- [41] GORYACHEV, A.M.; ZALESNY, G.N.; POZDNEV, I.V.. Cross Section of (γ, n) Reaction on ^9Be in the Energy Range from Threshold to 20 MeV. *Bull. Rus. Acad. Sci.*, v.56, p.762, 1992.
- [42] KNEISSL, U.; KUHL, G.; LEISTER, K.H.; WELLER, A.. Photoneutron Cross Sections For ^9Be Obtained With Quasi-Monoenergetic Photons. *Nucl. Phys.*, v.A247, p.91, 1975.
- [43] BOCHKAREV, O. V.; KORSHENNINKOV, A. A.; KUZMIN, E.A.; MUKHA, I.G.; CHULKOV, L.V.; YANKOV, G.B., *Sov. J. Nucl. Phys.*, v.49, p.941, 1989.
- [44] MULLIN, C.J.; GUTH, E.. Theory of the Angular Distribution of Photoneutrons from ^9Be . *Phys. Rev.*, v.76, p.682, 1949.
- [45] AJZENBERG-SELOVE, F.. Energy Levels of Light Nuclei A= 5-10. *Nucl. Phys.*, v. A413, p.1, 1984.
- [46] BERZEN, A. K., et al, *Yad. Geofis.. Geokim*, v.9, P.113, 1971.
- [47] KOCH, R.; THIES, H.H.. The Photoneutron Cross Section in ^{13}C . *Nucl. Phys.*, v.A272, p.296-302, 1976.
- [48] O'RIELLY, G.V.; ZUBANOV, D.; THOMPSON, M.N.. Deexcitation γ rays following the photodisintegration of ^{17}O . *Phys. Rev.*, v.C40, p.59-65, 1989.
- [49] JURY, J.W.; WATSON, J.D.; ROWLEY, D.; PHILLIPS, T.W.; WOODWORTH, J.G.. Ground State Photoneutron Reactions in ^{17}O . *Phys. Rev.*, v.C32, p.1817-1824, 1985.

- [50] JURY, J. W.; BERMAN, B. L.; FAUL, D. D.; MEYER, P.; WOODWORTH, J. G.. Photoneutron Cross Sections for ^{17}O . *Phys. Rev.*, v.C21, p.503-511, 1980.
- [51] KISSENER, H.R.; ASWAD, A.; ERAMZHIAM, R.A.; JÄGER, H.U.. Photodisintegration of ^{13}C . *Nucl. Phys.*, v.A219, p.601-611, 1974.
- [52] AURDAL, T., *Z. Naturforsch*, v.24a, p.1361-1364, 1969.
- [53] AURDAL, T., *Z. Naturforsch*, v.24a, p.1188-1195, 1969.
- [54] GERALDO, L.P., SMITH, D.L., *Covariance Analysis and Fitting of Germanium Gamma Ray Detector Efficiency Calibration Data*. *Nucl. Instr. Meth.*, v.A290, p. 499, 1990.
- [55] CALDWELL, J. T.; DOWDY, E. J.. Experimental Determination of Photofission Neutron Multiplicities for Eight Isotopes in the Mass Range $232 \leq A \leq 239$. *Nucl. Sc. Eng.*, v.56, p.179, 1975.
- [56] GERALDO, L.P.; CARBONARI, A.W.; PARENTE, C.B.R.; MESTNIK FILHO, J.; MORALLES, M.; GONÇALEZ, O.L.; SEMMLER, R.; MAZZOCHI, V.L.. *Algumas Medidas Experimentais Realizadas pela Supervisão de Física Nuclear, Durante a Operação Especial do Reator IEA-R1 à 5MW*. São Paulo, arquivo pessoal, 1997.
- [57] LAMMER, M.; SCHWERER, O. Handbook of Nuclear Data for Safeguards. *INDC(NDS)-248*, INDC, International Atomic Energy Agency, Vienna, 1991.
- [58] DEBERTIN, K.; HELMER, R.G.. *Gamma And X-Ray Spectrometry With Semiconductor Detector*, Amsterdam, North-Holland, 1988.
- [59] NAKAGAWA, T.; ASAMI, T.; YOSHIDA, T.. Curves And Tables Of Neutron Cross Sections – Japanese Evaluated Nuclear Data Library, Version 3. *NEANDC(J)-153/U – INDC(JPN)-140/L*, JAERI-M, p.90, 1990.
- [60] FLEMING, R.F.. Neutron Self-Shielding Factors For Simple Geometries. *Int. J. Appl. Radiat. Isot.*, v.33, p.1263, 1982.
- [61] STORM, E.; ISRAEL, H.I. Photon Cross Sections From 1 keV to 100 MeV For Elements $Z=1$ to $Z=100$. *Nuclear Data Tables*, v.A7, n.6, p.565, 1970.
- [62] KENNETT, T.J.; PRESTWICH, W.V.; TSAI, J.S.. The $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ Reaction As Both An Intensity And Energy Standard. *Nucl. Instr. Meth. In Phys. Research*, v. A249, p. 366, 1986.

- [63] INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. *X-Ray and Gamma-Ray Standards for Detector Calibration*. IAEA-TECDOC-619, Vienna, 1991.
- [64] MALAFRONTI, A.A.; PASSARO, A.; RADOVICH, M.A.; BONINI, A.L. Low Cost Gamma-Ray Acquisition/Analysis System. *Revista de Física Aplicada e Instrumentação*. v.11, n.2, p. 71-76, 1996.
- [65] ISHKHANOV, B.S.; KAPITONOV, I.M.; LILEEVA, E.I., SHIROKOV, E.V., *Cross sections of photon absorption by nuclei with nucleon numbers 12 – 65*. Moscow State University, MSU-INP-2002-27/711, 2002 , Moscow.