Universidade de São Paulo
Instituto de Física

SBI-IFUSP
305M81T2097

Estudo dos Mecanismos de Fotoabsorção do ^{238}U na região das ressonâncias Nucleônicas

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2097
e.2
INSTITUTO DE FÍSICA

Airton Deppman

Orientador: **João D.T. Arruda-Neto**

Tese de Doutoramento apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

São Paulo
1993

539.762
D423e
D
e.2

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Deppman, Airton
Estudo dos mecanismos de fotoabsorção do ^{238}U na região das ressonâncias nucleônicas. São Paulo, 1993.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Experimental.
Área de Concentração: Física Nuclear
Orientador: Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto

Unitermos: 1. Fotoabsorção; 2. Ressonâncias Nucleônicas; 3. Fissão; 4. Sombreamento; 5. Propagação.

USP/IF/SBI - 83/93

À memoria de meus avós;

À minha noiva, Sandra.

AGRADECIMENTOS

O trabalho desenvolvido nesta tese teve a colaboração direta ou indireta de várias pessoas. Gostaria, portanto, de agradecer o auxílio inextimável de todos aqueles que, de alguma forma, participaram no desenvolvimento desta tese. Em particular, agradeço a hospitalidade e colaboração do Grupo Jet Target, de Frascati; ao professor L.Kondratyuk, pela colaboração no desenvolvimento do modelo aqui apresentado; ao professor J.D.T.Arruda Neto, pela orientação neste trabalho; à Juliane M.Corrêa, que nos ajudou a datilografar esta tese; a João A.Cantero, que fez alguns dos desenhos aqui apresentados; e especialmente a Maurício V.Tavares, que me acompanhou nas intermináveis noites de trabalho durante a elaboração desta tese.

Abstract

We have measured the ^{238}U photofission cross section between 200 and 1200 MeV using a Bremsstrahlung monochromatic photon beam in the Adone facilities, at Frascati (Italy).

For this nucleus, we have verified that, at the energy range considered here, the photofission and photoabsorption cross sections can be considered as being identical.

From the comparison of the uranium photoabsorption cross section with that one for other nuclei, also measured in Frascati, we verified that there is no evidence of the shadowing effect up to 1200 MeV.

On the other hand, by comparing our results with the proton photoabsorption cross section in the same energy range, we concluded that there is an strong damping of the nucleonic resonances in the D_{13} and F_{15} region.

We introduced a fenomenologic model to describe our experimental data, obtaining very satisfatory results.

Resumo

Medimos a seção de choque de fotofissão do ^{238}U entre 200 e 1200 MeV, utilizando um feixe de fótons monocromáticos formados a partir da radiação de Bremsstrahlung dos elétrons armazenados no síncrotron Adone, em Frascati (Itália).

Verificamos que para este núcleo, nesta faixa de energias, as seções de choque de fotofissão e de fotoabsorção podem ser consideradas iguais, dentro dos erros experimentais.

Comparando a seção de choque de fotoabsorção do urânio com a de outros núcleos, medidas também por nós em Frascati, verificamos que não há indícios do efeito de sombreamento até 1200 MeV.

Por outro lado, comparando os nossos resultados com a seção de choque de fotoabsorção do próton na mesma faixa de energia, concluímos que as ressonâncias nucleônicas a energias superiores à da delta, notadamente as ressonâncias D_{13} e F_{15}, são fortemente amortecidas nos núcleos complexos.

Introduzimos um modelo fenomenológico a fim de descrever os nossos dados experimentais, obtendo resultados muito satisfatórios.

Índice

1 INTRODUÇÃO 5

2 OBJETIVOS 11

3 FUNDAMENTOS TEÓRICOS 13

3.1 RESSONÂNCIAS NUCLEÔNICAS 13

3.2 PROPAGAÇÃO DA RESSONÂNCIA DELTA DENTRO DO NÚCLEO 15

3.3 EFEITO DE SOMBREAMENTO 19

4 MÉTODO EXPERIMENTAL 25

4.1 APARATO EXPERIMENTAL 26

4.1.1 ADONE 26

4.1.2 JET-TARGET 27

4.1.3 SISTEMA DE MARCAÇÃO DE FÓTONS . . 28

4.1.4 LINHA DE FÓTONS 29

4.1.5 DETECTOR DE FRAGMENTOS DE FISSÃO 33
4.2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL 37
4.3 MEDIDAS DE CALIBRAÇÃO 41
4.3.1 CÁLCULOS DE Ω_k 44
4.4 REDUÇÃO DE DADOS 49

5 APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS 51
5.1 CONSISTÊNCIA E REPRODUTIBILIDADE DOS RESULTADOS 52
5.2 CONFIABILIDADE DOS RESULTADOS 53
5.3 NOVAS INFORMAÇÕES 55

6 INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS 59
6.1 UM MODELO SIMPLES DA PROPAGAÇÃO DAS RESSONÂNCIAS 60

7 CONCLUSÃO E COMENTÁRIOS 69

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

Reações fotonucleares têm sido largamente utilizadas na investigação da estrutura nuclear devido, principalmente, ao fraco acoplamento fóton-núcleo, o que permite obter informações sobre o núcleo sem provocar alterações muito profundas em sua estrutura interna. Além disso, as interações eletromagnéticas são completamente conhecidas, facilitando muito a análise dos dados. Do ponto de vista experimental, o aparecimento de aceleradores de elevado "duty cycle" permitiu o desenvolvimento de várias técnicas de obtenção de fótons monocromáticos e, consequentemente, o estudo de reações exclusivas.

Nos últimos anos verificou-se um interesse muito grande pelas reações fotonucleares em energias intermediárias e altas. Isto se deve, principalmente, à descoberta de efeitos de sombreamento na

interação fóton-núcleo para energias superiores a 2 GeV, e à possibilidade de observar-se a formação e propagação de ressonâncias nucleônicas no interior do núcleo.

De fato, um dos aspectos da física nuclear atual que tem despertado um grande interesse é a questão da estrutura nucleônica em meio à matéria nuclear. Como é bem conhecido, a estrutura interna dos nucleons tem sido descrita com grande sucesso através da cromodinâmica quântica; entretanto, essa investigação limita-se, até hoje, ao estudo de partículas livres.

Alguns trabalhos sugerem que as propriedades nucleônicas não são as mesmas em um nucleon livre e em um nucleon imerso em matéria nuclear, levando à hipótese de que a interação entre quarks confinados em diferentes nucleons poderia levar à formação de sistemas tão exóticos como, por exemplo, os di-bárions (sistemas de seis quarks). Fenômenos como este, entretanto, ainda não foram observados experimentalmente, e esta questão das propriedades nucleônicas em meios nucleares permanece aberta.

Mas, se quisermos estudar as características dos nucleons é natural que se procure investigar a região energética onde ocorrem as ressonâncias; afinal, é nesta região que a estrutura nucleônica exibe-se de maneira mais evidente.

Na figura 1.1 vemos um gráfico com a seção de choque de fotoab-

sorção normalizada pelo número de massa A para diferentes núcleos. A figura cobre uma larga faixa de energias que vai de aproximadamente 10 MeV até 0,2 TeV, apresentando os principais mecanismos de fotoabsorção nucleares conhecidos: ressonância gigante, região de quasi-dêuteron, ressonância delta e, acima de 2 GeV, a região do efeito de sombreamento.

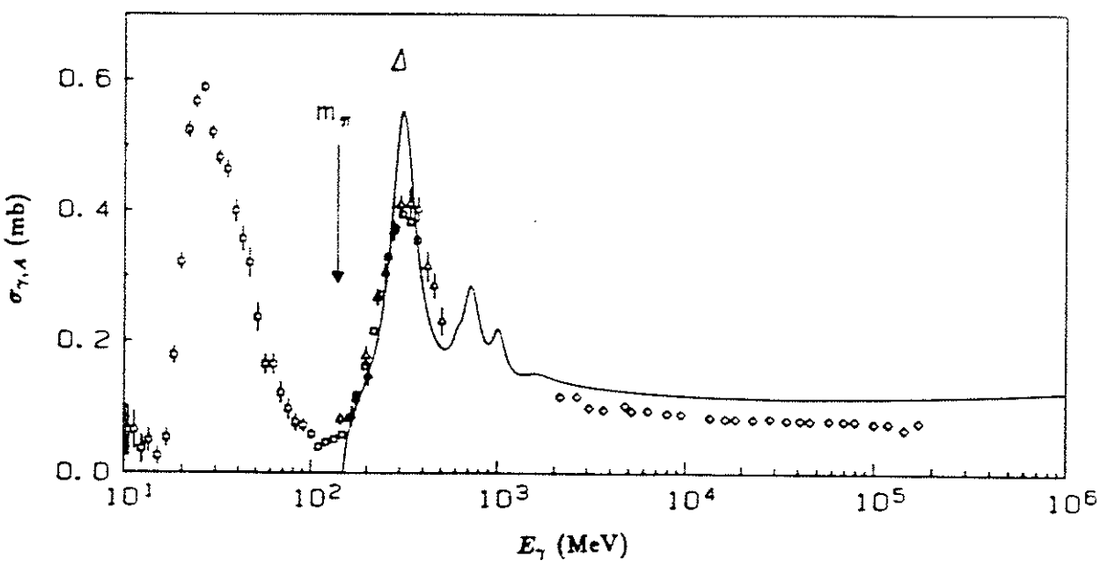

Figura 1.1: Seção de choque de fotoabsorção total normalizada pelo número de massa A; (—)próton, (□) Be, (△) Pb, (◇) Cu; referência [1] e referências internas.

A região das ressonâncias gigantes e de quasi-dêuteron foi detalhadamente estudada nas últimas décadas, principalmente utilizando-se feixes de fótons de Bremsstrahlung ou de elétrons em reações inclusivas [2].

A região da ressonância delta tem sido largamente estudada para diferentes núcleos. Na figura 1.2 podemos ver a seção de choque

de fotoabsorção, normalizada pelo número de massa, do próton, Be, C, Pb e U. Esta figura revela, como veremos com maiores detalhes mais adiante, dois importantes aspectos: a seção de choque normalizada a A é, dentro dos atuais erros experimentais, igual para todos os núcleos complexos, formando a chamada curva universal [1]; por outro lado, esta curva universal mostra uma ressonância com largura maior em núcleos complexos que no próton. Este último fenômeno tem sido associado ao movimento de Fermi dos nucleons e à propagação da ressonância no interior do núcleo.

O fato de haver uma curva universal da seção de choque normalizada a A mostra que a absorção do fóton é volumétrica. No entanto, medidas acima de 2 GeV revelaram que a absorção do fóton pelo núcleo não é mais volumétrica nesta região, fenômeno que ficou conhecido como efeito de sombreamento na seção de choque de fotoabsorção, e vem sendo explicado através do "vector dominance model" (VDM) [3, 4, 5, 6].

Portanto, entre a ressonância delta e a energia de 2 GeV dá-se uma transição entre absorção volumétrica e não volumétrica do fóton pelo núcleo.

Porém, observando novamente a figura 1.1, notamos que não existem dados experimentais para núcleos complexos nessa região, com exceção das medidas de Yerevan [7, 8] que, entretanto, apresentam

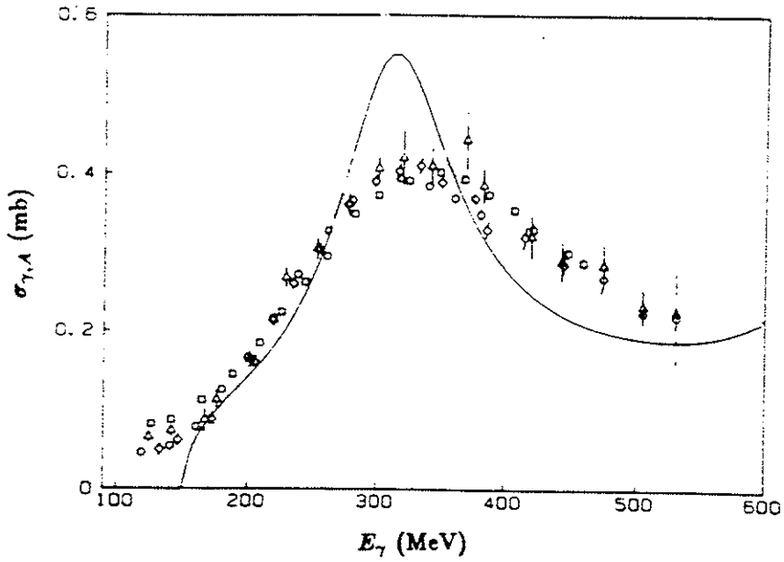

Figura 1.2: Seção de choque de fotoabsorção total normalizada pelo número de massa A na região da ressonância delta para diferentes núcleos. (—)próton, (o) Be, (◇) C, (△) Pb, (□) U. Referência [1] e referências internas.

baixa resolução de energia e erros experimentais grandes demais para permitir qualquer conclusão sobre os mecanismos de fotoabsorção nuclear.

Como dar-se-ia, então, a transição entre uma seção de choque que é proporcional ao número de massa, como ocorre na região da ressonância delta, e a seção de choque que mostra claramente o efeito de sombreamento ? Onde seria o limiar deste efeito ? Quais os efeitos da matéria nuclear sobre as ressonâncias nucleônicas a energias superiores à ressonância delta ?

Perguntas como estas estão relacionadas a questões de natureza extremamente fundamentais, tais como a estrutura e as propriedades

do nucleon, e abrangem fenômenos tão diversos como a propagação das ressonâncias nucleônicas em matéria nuclear e o efeito de sombreamento.

De tudo o que foi exposto acima, somos levados à conclusão de que medidas precisas da seção de choque de fotoabsorção na região das ressonâncias nucleônicas são extremamente necessárias no contexto atual da física de energias intermediárias e altas.

Capítulo 2

OBJETIVOS

Tendo em vista o que foi exposto na introdução, verificamos que seria interessante medir a seção de choque de fotoabsorção total na região energética que compreende todas as principais ressonâncias nucleônicas.

O objetivo desta tese é, portanto, obter experimentalmente a seção de choque de fotoabsorção do ^{238}U. O método experimental escolhido foi o de fotofissão, isto é, mediremos a seção de choque de fotofissão, e com ela calcularemos a de fotoabsorção.

Com estes dados, tentaremos descrever como ocorrem as ressonâncias nucleônicas no interior do núcleo atômico, e também verificar se existe o efeito de sombreamento nesta faixa de energia e, em caso afirmativo, determinar em que energia ele passa a ocorrer.

Este trabalho faz parte de um projeto que pretende medir a

seção de choque de fotoabsorção para diferentes núcleos numa larga faixa de números de massa. Três diferentes métodos experimentais foram utilizados: método de transmissão, para núcleos leves; método hadrônico, para núcleos de massa intermediária; e o método de fotofissão (este trabalho), para núcleos pesados.

De todos os métodos utilizados, o de fotofissão é o mais direto, e o único capaz de medir, no caso do ^{238}U, a seção de choque de fotoabsorção em valor absoluto.

Capítulo 3

FUNDAMENTOS TEÓRICOS

3.1 RESSONÂNCIAS NUCLEÔNICAS

Fótons com energia da ordem de algumas centenas de MeV têm comprimento de onda da ordem das dimensões do nucleon; assim, podemos esperar o aparecimento de efeitos relacionados à estrutura interna do nucleon. Entre estes efeitos destacam-se as chamadas ressonâncias nucleônicas.

O estudo destas ressonâncias é realizado principalmente através de espalhamento píon-nucleon [9]; na figura 3.1 vemos um espectro desse espalhamento onde se observam os vários picos ressonantes.

Estas ressonâncias são em geral descritas através de curvas do tipo Breit-Wigner, e apresentam spin, i-spin e paridades bem definidas. Na tabela 3.1 mostramos quais são as ressonâncias mais impor-

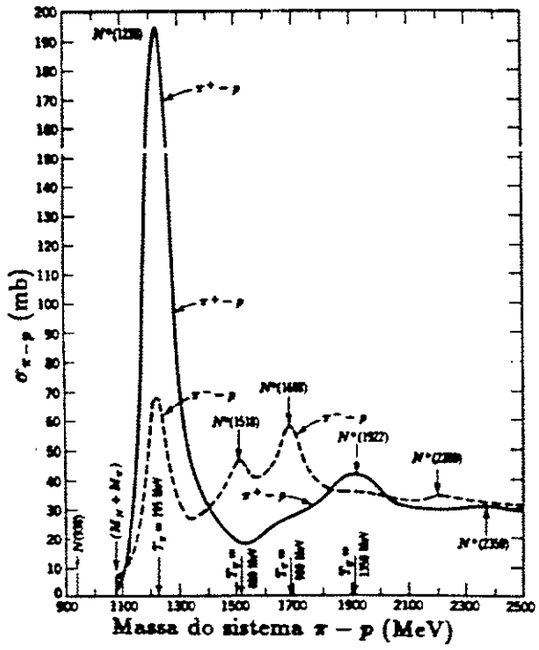

Figura 3.1: Seção de choque total para espalhamentos π^+p e π^-p.

tantes na faixa de energia de interesse desta tese, e também as suas características principais. Todos os dados foram extraídos da referência [9].

Tabela 3.1: Tabela das Ressonâncias Nucleônicas

Ressonância	i-spin	spin	paridade	E(MeV)	2Γ(MeV)
$\Delta(1232)[P_{33}]$	3/2	3/2	+	1232 ± 2	120 ± 5
$N(1440)[P_{11}]$	1/2	1/2	+	1440 ± 20	350 ± 100
$N(1520)[D_{13}]$	1/2	3/2	−	1520 ± 7	120 ± 12
$\Delta(1620)[S_{31}]$	3/2	1/2	−	1620 ± 30	150 ± 30
$N(1680)[F_{15}]$	1/2	5/2	+	1680 ± 7	130 ± 10
$\Delta(1950)[F_{37}]$	3/2	7/2	+	1950 ± 10	300 ± 30

Uma importante questão a ser colocada é se esses nucleons, que apresentam tais estados ressonantes quando isolados, apresentarão

os mesmos estados quando imersos em matéria nuclear.

Por isso, devemos estudar, antes de mais nada, quais efeitos nucleares poderiam alterar a observação dessas ressonâncias.

3.2 PROPAGAÇÃO DA RESSONÂNCIA DELTA DENTRO DO NÚCLEO

Um dos principais problemas na interação fóton-núcleo na região das ressonâncias nucleônicas é saber como essas ressonâncias se propagam através do núcleo. Este problema tem sido largamente estudado nos últimos anos, do ponto de vista téorico, para a ressonância delta [10, 11, 12]. Para as demais ressonâncias não existe, até hoje, nenhum cálculo deste tipo.

A questão da propagação da ressonância delta no interior do núcleo surgiu quando se verificou, através de espalhamentos de elétrons, fótons e píons, que esta também aparece, e na mesma região energética, nos núcleos complexos, mas com uma largura maior do que no próton.

As principais causas para esse alargamento da delta são o movimento de Fermi dos nucleons no interior do núcleo e a propagação da delta em meio nuclear.

O movimento de Fermi é introduzido como uma correção onde se leva em conta a distribuição de momentos que os nucleons apresentam dentro do núcleo.

A propagação da ressonância delta é estudada através do formalismo partícula-buraco. Dentro desse formalismo, a maior modificação no propagador advém do espalhamento múltiplo de píons(ver figura 3.2).

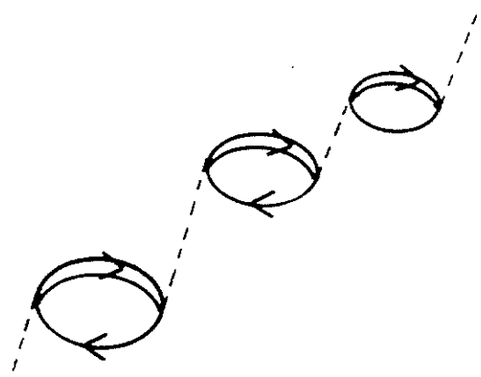

Figura 3.2: Diagrama que representa o espalhamento múltiplo de píons.

O operador de transmissão é calculado através da equação de Lippman-Schwinger:

$$T = V + V\langle 0|\frac{1}{e}|0\rangle T \tag{3.1}$$

onde V é o potencial óptico do espalhamento $\pi - n$ até primeira ordem:

$$V(\vec{k}', \vec{k}) = \langle \vec{k}'|\sum_i t_i|\vec{k}\rangle \tag{3.2}$$

com t_i sendo o operador de transmissão para o espalhamento $\pi - n_i$, onde n_i é o i-ésimo nucleon dentro do núcleo, e ϵ^{-1} é o propagador da ressonância.

Então, desta equação, segue que:

$$T(\vec{k}',\vec{k},E) = \sum_{N\Delta;N'\Delta'} F^{\dagger}_{\Delta' N'}(\vec{k}')\langle\Delta',N'^{-1}|G(E)|\Delta,N^{-1}\rangle F_{\Delta N}(\vec{k}') \tag{3.3a}$$

onde

$$G(E) = [D(E - H_\Delta) - W + \delta W]^{-1} \tag{3.3b}$$

é o propagador da ressonância dentro do núcleo, e

$$\langle\Delta',N'^{-1}|W|\Delta,N^{-1}\rangle = \int \frac{d\vec{k}}{2\pi^3}\frac{\tilde{F}_{\Delta' N'}(\vec{k})\tilde{F}^{\dagger}_{\Delta N}(\vec{k})}{(E-(\frac{k^2}{2Am}))^2 - k^2 - \mu^2} \tag{3.3c}$$

é o elemento de matriz devido às interações mostradas na figura 3.2; com

$$F_{\Delta N}(\vec{k}) = \sum_{\Delta N}|\Delta N\rangle\langle\Delta N|F_{\gamma\Delta N}(\vec{k}) \tag{3.4a}$$

e

$$\tilde{F}_{\Delta N}(\vec{k}) = \sum_{\Delta N}|\Delta N\rangle\langle\Delta N|F_{\pi\Delta N}(\vec{k}) \tag{3.4b}$$

sendo m e μ, respectivamente, as massas do nucleon e do píon.

O termo δW é devido aos efeitos do bloqueio de Pauli aos estados finais do decaimento $\Delta \to \pi n$, e é dado por:

$$\langle N'^{-1}\Delta'|\delta W|N^{-1}\Delta\rangle = -\delta_{N,N'}\sum_M \int \frac{d\vec{k}}{(2\pi)^3}\frac{F^{\dagger}_{\Delta' M'}(\vec{k})F_{\Delta M}(\vec{k})}{(E - E_{NM} - (\frac{k^2}{2Am}))^2 - k^2 - \mu^2} \quad (3.5)$$

que é o termo de Fock para OPEP (ver figura 3.3).

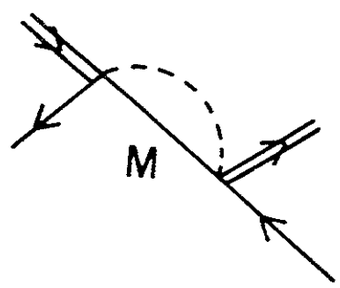

Figura 3.3: Diagrama referente à correção devido ao bloqueio de Pauli.

A Hamiltoniana H_Δ inclui efeitos do movimento de Fermi e de estados partícula-buraco mais complicados:

$$H_\Delta = T_\Delta + H_{A-1} + V_\Delta + V_{sp} \quad (3.6)$$

onde T_Δ é o operador de energia cinética da Δ;

V_Δ é o potencial central ao qual a Δ está sujeita;

H_{A-1} é a Hamiltoniana do núcleo restante após a formação da Δ;

V_{sp} é o potencial de alargamento, que é ajustado aos dados experimentais.

O termo $D(E - H_\Delta)$ é linearizado em H_Δ:

$$D(E - H_\Delta) = E - E_r + i\frac{\Gamma}{2} - \gamma(E)H_\Delta \tag{3.7}$$

e

$$\gamma(E) = 1 - \frac{\partial E_r}{\partial E} + \frac{i}{2}\frac{\partial \Gamma}{\partial E} \tag{3.8}$$

Alguns modelos mais sofisticados incluem correções de vértice devido ao meio nuclear.

Este formalismo, no entanto, dificilmente pode ser aplicado para núcleos mais complexos, como é o caso do ^{238}U, pois o espaço partícula-buraco seria muito grande, dificultando muito os cálculos. Mais adiante tentaremos contornar este problema (ver Cap. 6).

3.3 EFEITO DE SOMBREAMENTO

No final da década de 70 surgiram medidas da seção de choque de fotoabsorção do próton e de núcleos complexos a partir de 2 GeV até 200 GeV [13, 14, 15], que revelaram uma característica muito interessante da interação fóton-núcleo: as curvas de seção de choque

das interações $\gamma - p$, $\pi - p$ e $p - p$ apresentam comportamentos muito semelhantes entre si.

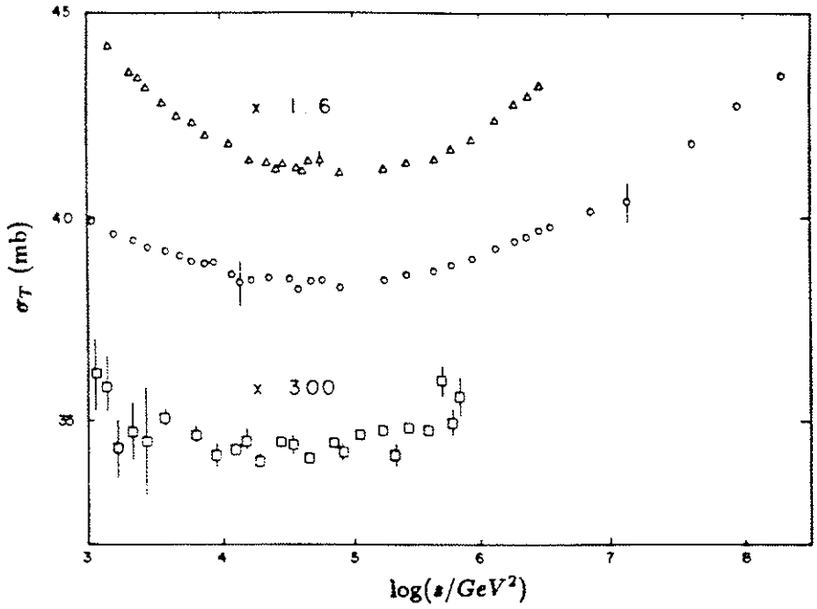

Figura 3.4: Seção de choque de absorção do próton. Para facilitar a comparação, as seções de choque γ, p e π, p foram multiplicadas por 300 e 1,6 respectivamente. Referência [1] e referências internas.

Na figura 3.4 vemos as três curvas de seção de choque a que nos referimos acima. Realmente, apesar de apresentarem valores absolutos muito diferentes, a forma geral das curvas é muito semelhante. Isto é usualmente atribuído ao comportamento hadrônico do fóton, descrito pelo modelo VDM (vector dominance model). A seguir discutiremos, de forma bastante simples, as implicações mais relevantes deste modelo à seção de choque de fotoabsorção. Uma descrição mais completa e detalhada deste modelo pode ser encontrada

nas referências [3, 4, 5, 6].

Basicamente, este modelo afirma que um fóton que se propaga no espaço ocupa parcialmente os estados de fóton puro (bare photon), estados eletromagnéticos e estados hadrônicos. Assim, sendo E_γ a energia do fóton, este pode ocupar um estado de massa m e energia E_h dada por:

$$E_h = [p^2c^2 + m^2c^4]^{\frac{1}{2}} \tag{3.9}$$

Por conservação de momentos, o estado hadrônico terá um momento $\vec{p}$ igual ao do fóton:

$$p = \frac{E_\gamma}{c}, \tag{3.10}$$

então:

$$E_h = E_\gamma[1 + (\frac{\mu}{E_\gamma})^2]^{\frac{1}{2}}, \tag{3.11}$$

onde $\mu = mc^2$.

Assim, temos uma variação de energia dada por:

$$\Delta E = E_h - E_\gamma = E_\gamma\{[1 + (\frac{\mu}{E_\gamma})^2]^{\frac{1}{2}} - 1\} \tag{3.12}$$

ou

$$\Delta E \cong \frac{1}{2}\frac{\mu^2}{E_\gamma} \tag{3.13}$$

O intervalo de tempo em que o fóton pode ocupar este estado hadrônico é dado pelo princípio de incerteza:

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{2\hbar E_\gamma}{\mu^2}, \tag{3.14}$$

e a distância percorrida por esse estado é:

$$\Delta l = c\Delta t = \frac{2\hbar c E_\gamma}{\mu^2} \tag{3.15}$$

Quando a energia do fóton E_γ é suficientemente alta, tal que a distância Δl é da ordem da dimensão do núcleo, o fóton pode interagir através de seu estado hadrônico.

Sendo, para energias muito elevadas ($E \geq 2$ GeV), a seção de choque de interação do fóton puro muito menor do que a interação hádron-núcleo [16], a contribuição dominante na interação fóton-núcleo dá-se através de seu estado hadrônico. Isto explica porque a forma das curvas de seção de choque mostradas na figura 3.4 são tão semelhantes. Além disso, como o fóton ocupa apenas parcialmente o estado hadrônico, é evidente que a sua seção de choque deve ser mais baixa.

Existe, porém, uma outra notável conseqüência deste modelo. Como sabemos, a interação fóton-núcleo (fóton puro) é volumétrica, isto é, proporcional ao número de massa A do núcleo, enquanto que a interação hádron-próton é superficial, ou seja, proporcional a $A^{\frac{2}{3}}$. Portanto, quando um fóton passa a interagir com o núcleo, predominantemente através de seu estado hadrônico, podemos esperar algum desvio no comportamento da seção de choque, que deixaria de ser proporcional a A para tornar-se proporcional a A^{ρ}, com $\frac{2}{3} \leq \rho \leq 1$. De fato, isto foi observado em medidas da seção de choque de fotoabsorção em diferentes núcleos, obtendo-se $\rho = 0.8$ [17].

Este efeito foi observado em reações fóton-núcleo para energias $E_{\gamma} > 2$ GeV. Na região da ressonância delta, por outro lado, verifica-se é que a seção de choque é proporcional ao número de massa, indicando que não existe efeito de sombreamento nesta faixa de energias.

Como ainda não existem dados experimentais na região entre a ressonância delta e 2 GeV, não podemos afirmar a partir de que energia tem início o efeito de sombreamento.

A partir de uma análise da regra da soma GGT, e introduzindo este efeito de sombreamento, W.Weise [6, 18] mostrou ser possível conectar os dados na região da Δ com aqueles em energias superiores a 2 GeV fazendo algumas hipóteses sobre o comportamento da seção de choque de fotoabsorção para energias tendendo a infinito

e supondo que a existência de algum efeito de sombreamento já na região das ressonâncias nucleônicas. Esta regra da soma não foi ainda verificada experimentalmente.

Capítulo 4

MÉTODO EXPERIMENTAL

Sendo um importante canal de decaimento para núcleos pesados, e de fácil detecção, a fissão vem se revelando um eficiente método para o estudo de mecanismos de fotoabsorção. Para núcleos pesados ($A > 232$), em energias superiores a $E \approx 100$ MeV, a fissilidade já é muito próxima de 100% [19, 20], o que implica uma seção de choque de fotofissão muita próxima, em valores absolutos, à seção de choque de fotoabsorção.

De fato, na figura 4.1 podemos ver medidas da seção de choque de fissão do ^{238}U normalizadas a A. Note-se que esses resultados estão em perfeito acordo, dentro dos erros experimentais, com os resultados da seção de choque de fotoabsorção total de outros núcleos, indicando que a fissilidade é muito próxima a 1 (> 0.95).

Com isso, medindo-se a seção de choque de fotofissão e fazendo-se

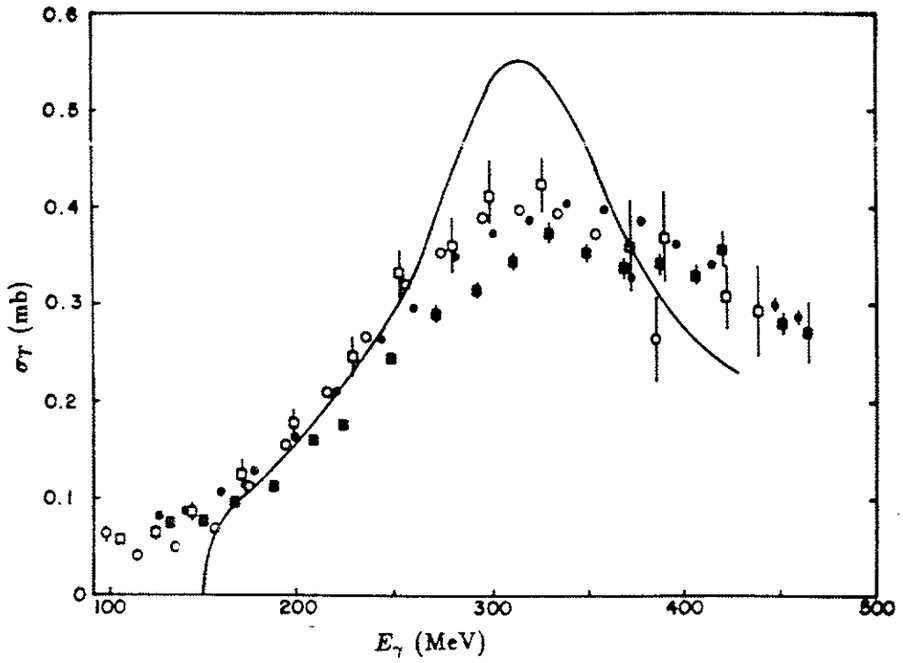

Figura 4.1: Seção de choque de fotofissão por nucleon do ^{235}U (■) e ^{238}U (•) [20], comparadas com as seções de choque de fotoabsorção total por nucleon do Be(o) e Pb(□) [21].

uma eventual pequena correção, poderemos obter facilmente a seção de choque de fotoabsorção.

4.1 APARATO EXPERIMENTAL

4.1.1 ADONE

As medidas foram feitas utilizando-se o Síncrotron Adone, instalado em Frascati (Itália), e que apresenta as seguintes características principais [22]:

- energia máxima 1500 MeV;

- corrente máxima $\approx 100mA$;
- rádio freqüência $51,4MHz$;
- período de revolução $350ns$;
- "duty cycle" $\approx 5x10^{-2}$;
- número de bunches 1 a 18;

4.1.2 JET-TARGET

O feixe de fótons é formado através de radiação de Bremsstrahlung resultante da interação dos elétrons em circulação no anel do Adone com um alvo gasoso que atravessa o feixe de elétrons a uma velocidade supersônica (sistema jet-target) [23].

Na figura 4.2 vemos um esquema do sistema jet-target, constituído basicamente de 3 partes:

- sistema injetor (cone superior), onde é formado o jato molecular;
- câmara de interação, onde o jato intercepta o feixe de elétrons;
- sistema de recuperação do jato, que assegura o bombeamento do gás para fora do anel do Adone.

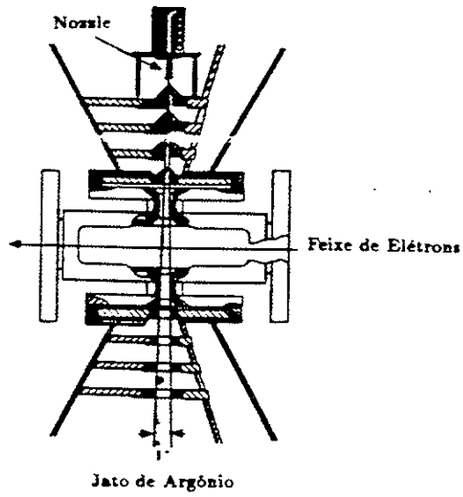

Figura 4.2: Esquema do Jet Target instalado no anel do Adone.

Devido a um sofisticado sistema de bombeamento a 4 estágios, o sistema trabalha com vácuo melhor do que $5x10^{-7}$bar. O número máximo de fótons gerados com esse sistema é de 10^8 s^{-1}.

4.1.3 SISTEMA DE MARCAÇÃO DE FÓTONS

A energia dos fótons gerados como descrito acima é determinada através de um sistema de marcação de fótons.

Esta técnica consiste, basicamente, em medir a energia dos elétrons espalhados no jet-target. Sendo E_0 a energia dos elétrons no anel do Adone, e E_r a energia do elétron espalhado, a energia do fóton produzido é $k = E_0 - E_r$.

O sistema de marcação instalado no laboratório Jet-Target [22] apresenta uma resolução em energia de $\approx 1\%$, e marca fótons com

energias entre 40 e 80% de E_0.

Com isso, temos um feixe de fótons monocromáticos (dentro de 1%) entre as energias $160MeV$ (para $E_0 = 400MeV$) e $1200MeV$ ($E_0 = 1500MeV$).

4.1.4 LINHA DE FÓTONS

Os fótons gerados no jet-target(JT) têm a sua energia determinada no sistema de marcação de fótons(T), e passam então por uma linha de vácuo que contém os seguintes elementos (figura 4.3):

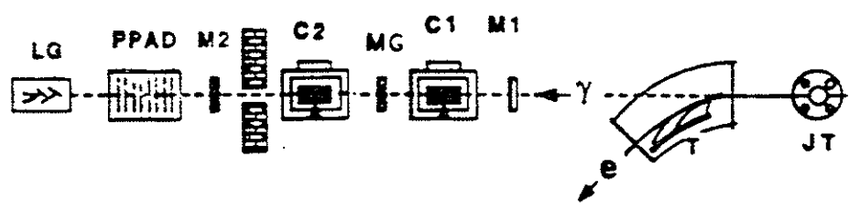

Figura 4.3: Esquema geral da linha de fótons utilizada.

- **Primeira câmara a fio bidimensional** ($M1$), é uma câmara que contém uma mistura gasosa que se ioniza quando atravessada por um elétron ou pósitron formado numa placa de chumbo colocada justaposta à câmara na direção do feixe. Os íons formados são recolhidos nos fios, submetidos a uma tensão de aproximadamente $3,5kV$, fornecendo-nos a posição e a distribuição do feixe de fótons.

- **Primeiro colimador** ($C1$), com dimensões de 2, 6 ou 12 mm, que é estabelecida através de um comando a distância. Este colimador está imerso em um campo magnético de 10kGauss, de modo a eliminar do feixe de fótons eventuais partículas secundárias.

- **Monitor** γ **(MG)**, formado de 2 cintiladores idênticos do tipo $NE102A$, espessura 3 mm e superfície $25 \times 25cm^2$, justapostos e colocados perpendicularmente à direção do feixe. Cada cintilador é ligado através de guias de luz a 2 fototubos. Antes do primeiro colimador, e justaposto a este, são colocadas 3 lâminas de tungstênio, com espessura total de $0,138mm$, e 3 de ouro, com espessura total de $0,132mm$, para conversão dos fótons em pares e^+, e^-. A probabilidade de conversão é de $\approx 5\%$, portanto a maior parte do feixe é transmitida.

- **Segundo colimador** ($C2$), de $20mm$, todas as demais características são idênticas às do primeiro colimador.

- **Segunda câmara a fio** ($M2$), idêntica a $M1$.

- **Detector de fragmentos de fissão (PPAD)**, de urânio e de tório, nesta ordem, que serão descritos mais detalhadamente adiante.

- **Detector Cerenkov (LG)**, com eficiência 100%, posicionado dentro ou fora do feixe através de um comando a distância. Usado para calibrar o *MG*.

- **Eletrônica**;um esquema da eletrônica que utilizamos é mostrado na figura 4.4.

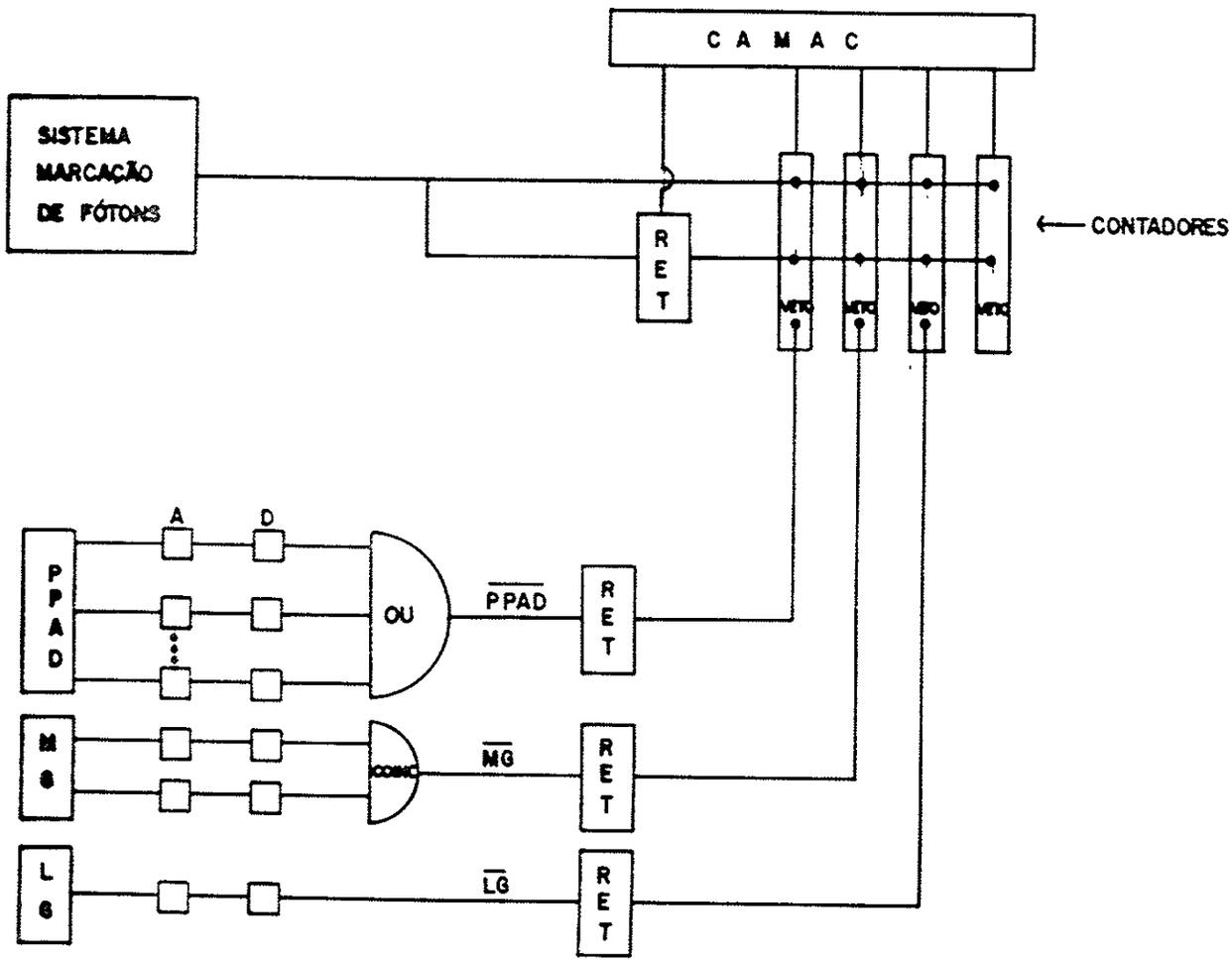

Figura 4.4: Esquema da eletrônica utilizada. A e D representam os amplificadores e discriminadores; RET representa os retardos dos sinais e COINC representa o módulo de coincidência.

Os sinais do sistema de marcação de fótons são enviados a contadores; sinais negados que saem dos detectores PPAD, MG e LG são enviados como veto a estes contadores, formando, deste modo, a coincidência entre esses detectores e o sistema de marcação de fótons, isto é, os sinais deste último serão contados somente quando houver no veto do contador, simultaneamente, um sinal negado do respectivo detector.

Portanto, no contador em que há a coincidência com o PPAD, a contagem resultante nos dá o número de eventos de fissão detectados (mais as coincidências casuais). No contador onde há a coincidência com o MG, por outro lado, resulta o número de fótons marcados que deixaram sinal neste detector; e naquele em coincidência com o LG, estará registrado o número de fótons marcados (com energia correspondente ao canal do sistema de marcação com o qual houve a coincidência) durante a medida.

Na figura 4.4 observa-se ainda que os sinais do sistema de marcação são duplicados e depois retardados. O atraso estabelecido a estes sinais é de $120ns$, que é igual ao intervalo de tempo entre dois pulsos no anel do Adone. Assim, a coincidência aqui verificada se dá entre eventos do sistema de

marcação ocorridos $120ns$ antes de haver o sinal no detector correspondente. Com isso, estamos contando o número de coincidências casuais às quais o nosso sistema de aquisição de dados está sujeito (ver parágrafo 4.2).

O módulo de retardo e os contadores são controlados via CAMAC. Um programa de aquisição foi desenvolvido por nós para efetuar todas as operações CAMAC necessárias para a aquisição: inicialização de crates, leitura dos contadores, determinação de retardos, etc.

- **Sistema de vácuo**, descrito na figura 4.5, para controlar a pressão e o fluxo de isobutano no interior das câmaras dos PPAD. Um controlador de pressão mantém um fluxo de gás da ordem de $2g/dia$ e a pressão de 7,6 mbar com precisão da ordem de $5x10^{-3}$ mbar através de uma servo-válvula que controla a entrada de isobutano nas câmaras PPAD. O fluxo de gás flui através de uma micro-válvula permanentemente aberta.

4.1.5 DETECTOR DE FRAGMENTOS DE FISSÃO

Estando o detector de fragmentos de fissão em coincidência com o sistema de marcação de fótons (ver eletrônica), que por sua vez possui uma alta taxa de contagem, é importante que este detector tenha

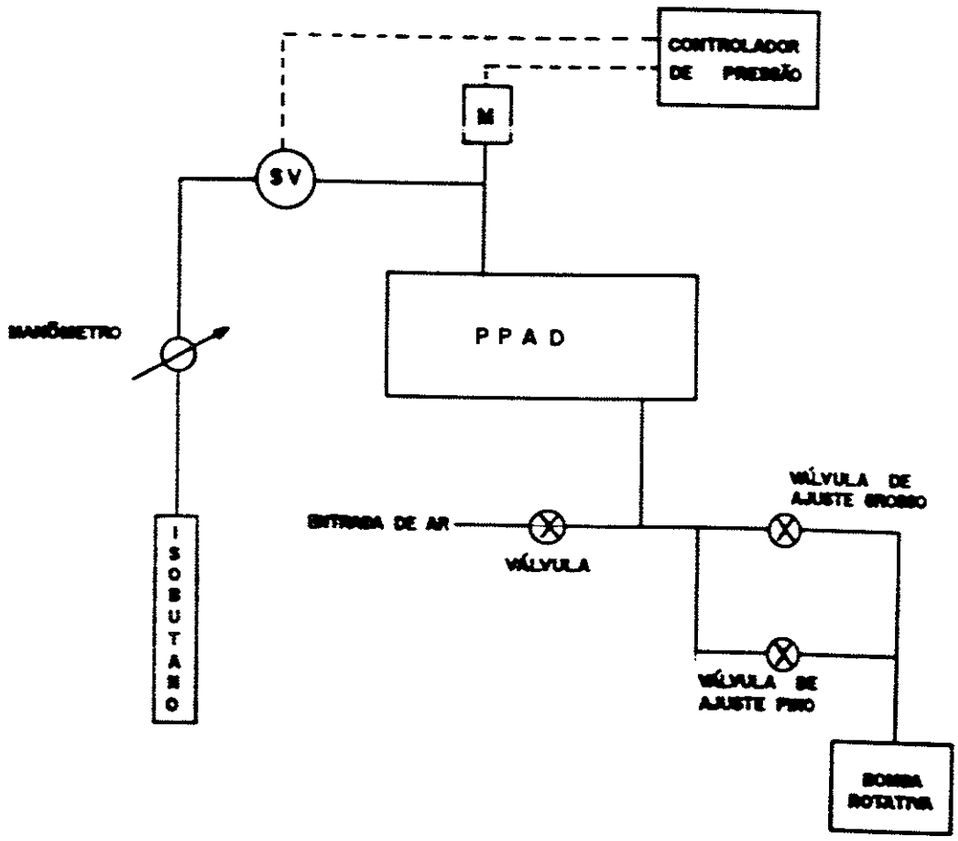

Figura 4.5: Esquema do sistema de vácuo. SV e M representam a servo-válvula e o medidor de pressão, respectivamente.

um sinal muito veloz (da ordem de ns); por outro lado, a baixa taxa de fissão exige um detector com grande ângulo sólido e alta eficiência.

Os detectores PPAD oferecem tais características [24]. Com eficiência ≈ 1, ângulo sólido $\approx 4\pi$ e sinal de $\approx 3ns$, esses detectores são perfeitamente compatíveis com as características do sistema de marcação de fótons utilizado.

Na figura 4.6 vemos um desenho esquemático de um PPAD.

Essencialmente, este detector consiste de uma câmara de ionização com placas paralelas, que trabalha em regime proporcional.

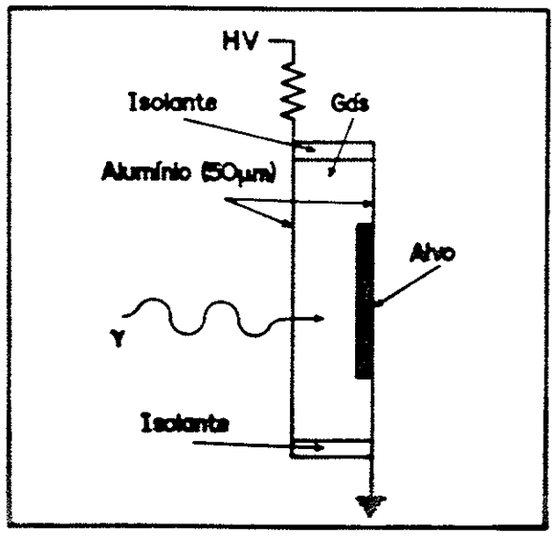

Figura 4.6: Esquema geral de um PPAD.

O aparato utilizado está esquematizado na figura 4.7. Podemos dividí-lo em 2 partes:

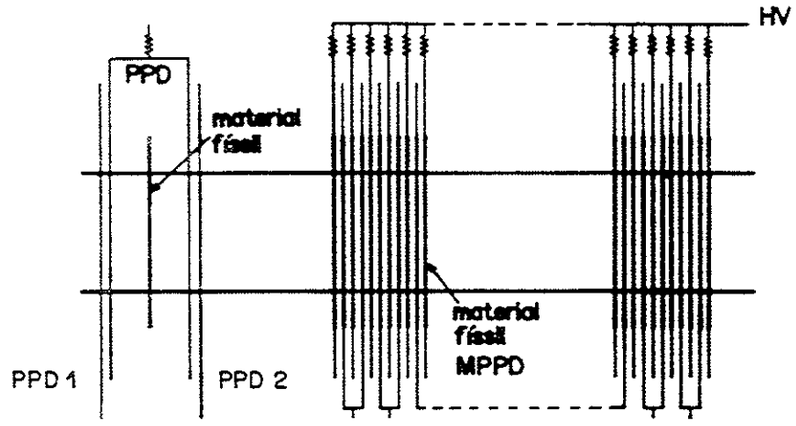

Figura 4.7: Esquema da câmara PPAD, utilizada neste experimento.

- detector principal (MPPD);
- detector de calibração (PPD).

O MPPD é formado de 60 placas paralelas de alumínio de $\approx 50\mu m$ de espessura, com material físsil depositado em uma de suas faces ($\approx 2ng/cm^2$, $\approx 10cm$ de diâmetro). As placas são alternadamente conectadas a um potencial negativo ($430V$), ou conectadas 2 a 2 a um canal de saída, formando um total de 15 canais.

Os sinais de saída desses canais são ampliados (≈ 150 vezes), discriminados e enviados a uma unidade lógica (OR), como mostra a figura 4.8. Posteriormente, estes sinais são tratados como apresentado na figura 4.4.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
2097
e.2
INSTITUTO DE FÍSICA

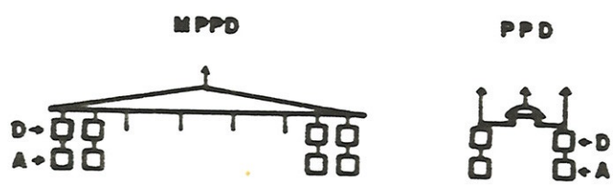

Figura 4.8: Esquema da eletrônica associada ao detector principal MPPD e ao detector de calibração PPD. A e D representam os amplificadores e os discriminadores. As unidades lógicas que seguem são: porta OR no caso do MPPD, e porta AND no caso do PPD.

O PPD é formado de 4 placas paralelas de alumínio com uma janela de mylar aluminizado de diâmetro $65mm$, todas sem material físsil, agrupadas em dois pares separados de $26mm$. As duas placas

de cada par são mantidas a uma diferença de potencial de $430V$ e separadas de $3mm$. Entre os dois pares, e exatamente ao centro, é colocada uma folha de mylar com um depósito de material físsil $(244\mu g/cm^2)$.

Os sinais de cada par de placas são amplificados e discriminados. Uma das saídas de cada discriminador é enviada a um contador, a outra a uma unidade lógica (AND), onde é formada a coincidência dos 2 sinais (ver figura 4.8). Dessa forma, sabemos que os sinais de coincidência são relativos aos sinais de fissão, já que as partículas alfa, emitidas pelo urânio, deixam sinais apenas em 1 dos pares de placas.

Algumas características da resposta do detector PPAD serão mostradas na próxima sessão.

4.2 PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Para melhorar a precisão das nossas medidas e garantir a consistência e reprodutibilidade dos nossos resultados, devemos determinar o melhor valor de vários parâmetros do nosso aparato experimental e garantir a sua estabilidade durante a aquisição de dados.

A seguir, mostramos quais são os parâmetros que mais afetam os nossos resultados e como foram controlados:

- **tensão aplicada às placas do PPAD:** a amplitude dos sinais formados no PPAD depende fortemente da tensão aplicada no detector, e a eficiência deste, por sua vez, está relacionada à amplitude dos sinais formados no seu interior.

Na figura 4.9 temos um gráfico da variação da taxa de contagem de partículas alfa em função da tensão aplicada. As partículas alfa são emitidas naturalmente pelo urânio, e a taxa de contagem está relacionada diretamente à eficiência do detector.

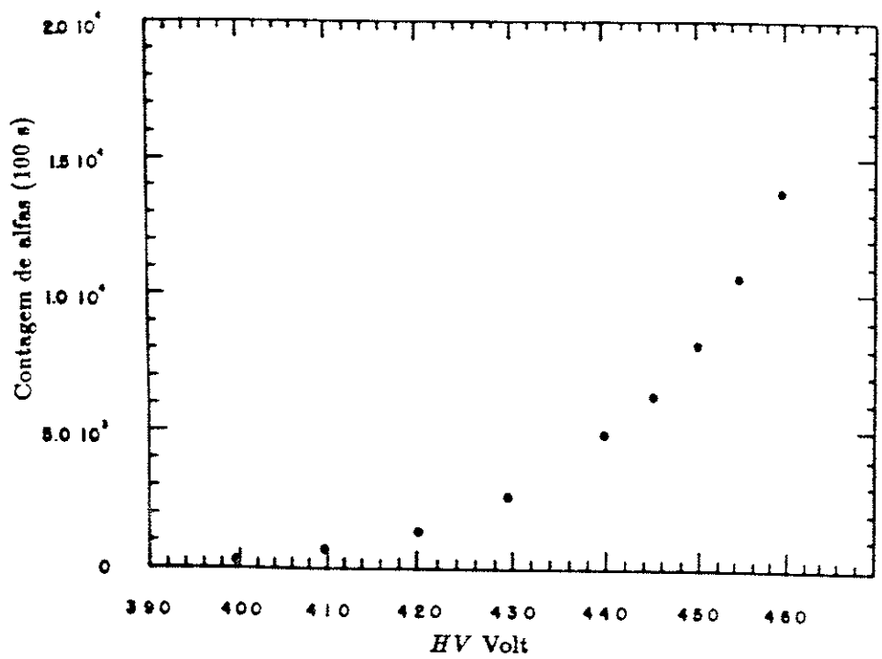

Figura 4.9: Variação da contagem de alfas em função da tensão aplicada no MPPD.

Trabalhamos com uma tensão de 430 Volt; para não haver variações da taxa de contagem de alfas superior a 1%, devemos

controlar a tensão com precisão de 0,15 Volt.

- **pressão do gás interno às câmaras PPAD:** a pressão do gás isobutano da câmara PPAD foi controlada através do sistema descrito no parágrafo anterior, que mantinha a pressão estável dentro de 0,01 mbar.

  Na figura 4.10 vemos um gráfico da variação da taxa de contagem de partículas alfa em função da pressão. Como podemos observar, a melhor região para a medida é em torno de 4,6 mbar, onde a taxa de contagem (e portanto a eficiência) é mais estável em relação a variações de pressão. No entanto, a pressões muito baixas existe o risco de ocorrerem faíscas elétricas dentro do detector [24]; portanto, decidimos trabalhar com pressão de 7,6 mbar.

  Para pressões maiores, a amplitude do sinal seria muito baixa, e a separação dos sinais de fragmentos de fissão daqueles devido a partículas alfa ou a ruído de fundo seria mais difícil.

- **coincidências casuais:** uma limitação importante no fluxo de fótons com o qual podemos trabalhar vem do número de coincidências casuais entre sinais do sistema de marcação e do detector de fragmentos(PPAD), devido a sinais espúrios em qualquer um desses dois detectores.

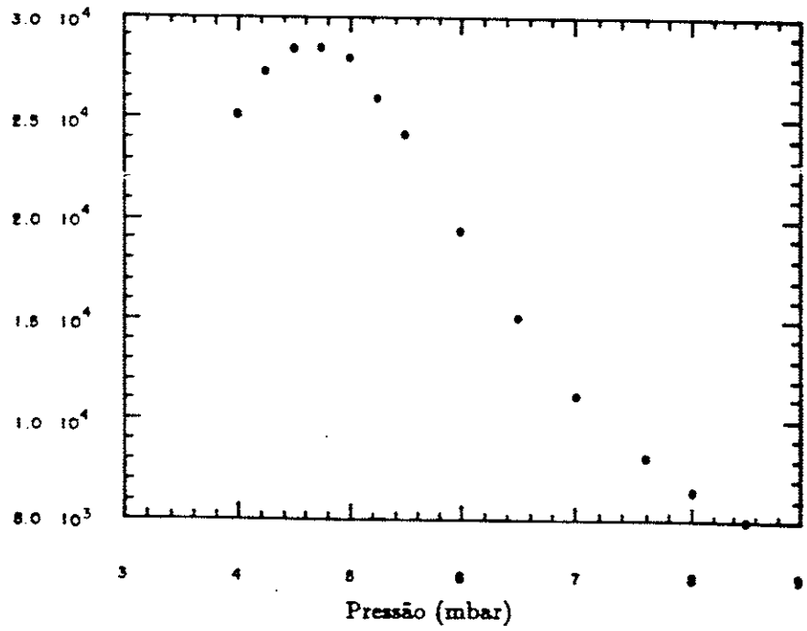

Figura 4.10: Variação da contagem de alfas em função da pressão interna às câmaras PPAD.

A razão entre coincidências verdadeiras e coincidências casuais é dada por [23]:

$$R = \frac{\nu \varepsilon_\tau}{(1+F)\langle N_\gamma \rangle (k_2 - k_1)} \tag{4.1}$$

onde

ν é a frequência dos pulsos de elétrons no anel;

ε_τ é a eficiência de marcação de fótons;

$k_1 = 0,4E_o$ e $k_2 = 0,8E_o$, sendo E_o a energia dos elétrons;

$\langle N\gamma \rangle$ é o fluxo médio de fótons no intervalo $k_1 - k_2$;

F é a razão entre as contribuições de sinais casuais e ver-

dadeiros no detector de fragmentos.

Esta limitação pode ser parcialmente contornada se levarmos em conta que o nosso sistema é capaz de medir as coincidências casuais, como foi exposto no parágrafo anterior. Com isso, pudemos trabalhar com um feixe de fótons de intensidade média em torno de $10^5 s^{-1}$.

A intensidade do feixe de fótons era mantida a partir do controle da densidade(0,5 a 1,0ng) do jato molecular (jet target) e da corrente(10 a 30mA) de elétrons circulantes no anel.

- Calibração do MG com o LG: como o MG tem uma eficiência de detecção muito baixa, utilizávamos o calorímetro (LG) colocado ao final da linha de fótons para calibração. Esta calibração era repetida algumas vezes para cada energia de elétrons no anel de armazenamento do Adone. Na figura 4.11 vemos um exemplo de calibração MG-LG.

4.3 MEDIDAS DE CALIBRAÇÃO

Devido à complexa geometria do detector de fragmentos de fissão, é muito difícil determinar o seu ângulo sólido efetivo. Por isso, fizemos medidas com o objetivo de calibrar o nosso detector.

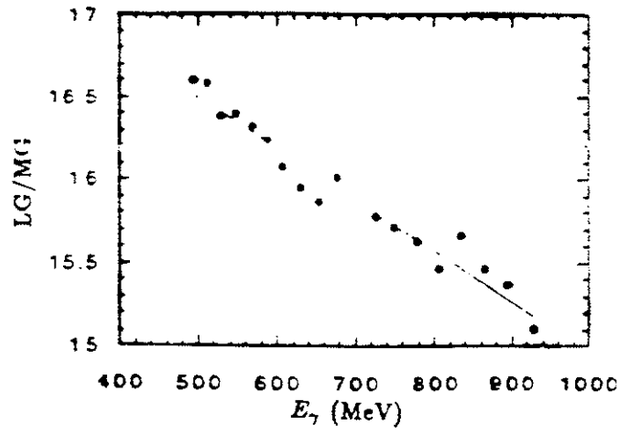

Figura 4.11: Exemplo típico de calibração MG LG. Neste caso, a energia do Adone era de 1200MeV.

Para fazermos esta calibração, utilizamos o detector de calibração (PPD). Como descrevemos no parágrafo 4.1, os sinais de coincidência que saem deste detector são devidos à fissão, e com isso podemos calibrar o detector principal (MPPD). A seguir descreveremos como isso pode ser feito.

Sendo Z, Z_1, Z_2 e Z_k, e Ω, Ω_1, Ω_2 e Ω_k respectivamente a taxa de contagem e o ângulo sólido do MPPD e dos detectores PPD1 e PPD2 e da sua coincidência e sendo ε ,ε_1 e ε_2 a eficiência do MPPD,PPD1 e PPD2 , respectivamente, segue que [24]:

$$Z = \frac{N_\gamma \sigma N_o}{A} T \varepsilon \Omega, \tag{4.2a}$$

ou, definindo $K = \frac{N_\gamma \sigma N_o}{A}$,

$$Z = KT\varepsilon\Omega \tag{4.2b}$$

e

$$Z_k = Kt\varepsilon_1\varepsilon_2\Omega_k, \tag{4.3}$$

onde:

- N_γ é a taxa de fótons que passa pela câmara PPAD;
- σ é a seção de choques de fotofissão;
- N_o é o número de Avogadro;
- A é o número de massa do alvo;
- T é a espessura de material físsil (tório ou urânio) no MPPD;
- t é a espessura de material físsil no PPD.

Supondo que $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = 1$, segue que:

$$Z_k = Kt\Omega_k \tag{4.4}$$

e portanto:

$$T\varepsilon\Omega = \frac{Z}{Z_k}t\Omega_k \tag{4.5}$$

Os valores de Ω_1, Ω_2 e Ω_k são calculados através de um cálculo de Monte Carlo, como veremos a seguir.

4.3.1 CÁLCULOS DE Ω_k

Os ângulos sólido dos detectores PPD1 e PPD2 e da sua coincidência são calculados através do Monte Carlo por nós desenvolvido.

Os dados de entrada desse Monte Carlo são: a geometria do detector de calibração (PPD), a espessura do material físsil nesse detector e a distribuição e posição do feixe de fótons.

A geometria foi descrita acima; a espessura do depósito de material físsil é conhecida $t = 244\mu g/cm^2$.

A posicão do feixe será medida através da câmara a fio ($M2$) colocada após $C2$ e imediatamente antes das câmaras PPAD (ver figura 4.3).

Na verdade, o que é medido na câmara a fio é a distribuição de elétrons e pósitrons formados em uma placa de chumbo justaposta à câmara.

Para obter-se a distribuição de fótons, fazemos uma desconvolução da distribuição medida, usando no integrando a distribuição obtida quando se substitui a placa de chumbo por um "fio" do mesmo material e com a mesma espessura da placa e com uma largura de 1 mm.

Isto é, sendo $D^f(x_o, y_o)$a distribuição de fótons que queremos obter, $D(x, y)$ a distribuição medida com a placa de chumbo e $R(x, y; x_o, y_o)$ aquela medida com o "fio" de chumbo na posição x_o, y_o substituindo a placa, temos:

$$D(x, y) = \int D^f(x_o, y_o) R(x, y; x_o, y_o) dx_o dy_o \tag{4.6}$$

Na figura 4.12 vemos um exemplo típico de distribuições medida, do fio, e de fótons obtidas com o método descrito acima.

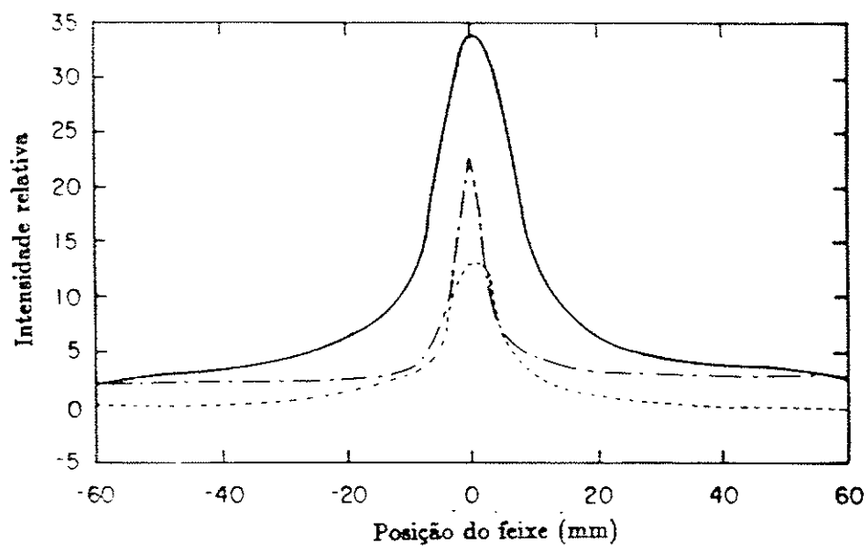

Figura 4.12: Exemplo das distribuições medida(——),do "fio" (— · — · —·) e de fótons(· · ·) com que trabalhamos.

Para fazermos uma avaliação do erro cometido na determinação de Ω_k, estudamos como este varia em função do raio do feixe. Utilizamos um feixe gaussiano centrado na posição $x = 0, y = 0$ e fizemos

repetidamente o cálculo de Monte-Carlo para diferentes valores do raio. O resultado encontra-se na figura 4.13, onde podemos observar que para haver um erro da ordem de 1% em Ω_k deve haver uma variação de cerca de 2 mm no raio do feixe. A variação do raio do feixe de fótons em nosso sistema ficava em torno de 1 ou 2 milímetros e, portanto, o erro devido a variações do raio é da ordem de 1%.

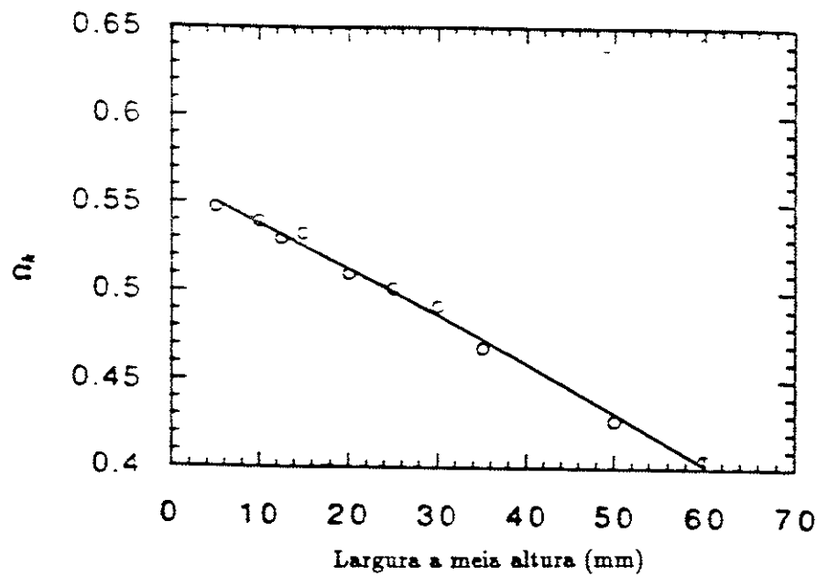

Figura 4.13: Variação de Ω_k em função da largura a meia altura do feixe simulado de fótons. Calculado através do método de Monte-Carlo com um feixe gaussiano no centro do PPD.

Estudamos também o comportamento de Ω_k em função da posição do feixe em relação ao centro do detector PPD. Utilizamos neste caso um feixe gaussiano de raio $r = 2cm$, que é aproximadamente o raio de nosso feixe de fótons. O resultado encontra-se na figura 4.14, onde observamos que para termos uma variação de 1% em Ω_k deve haver

uma variação na posição do feixe da ordem de $4mm$. Como a posição do feixe de fótons era mantida dentro de 2 milímetro, o erro devido a variaçoes da posição do feixe é menor que 1%.

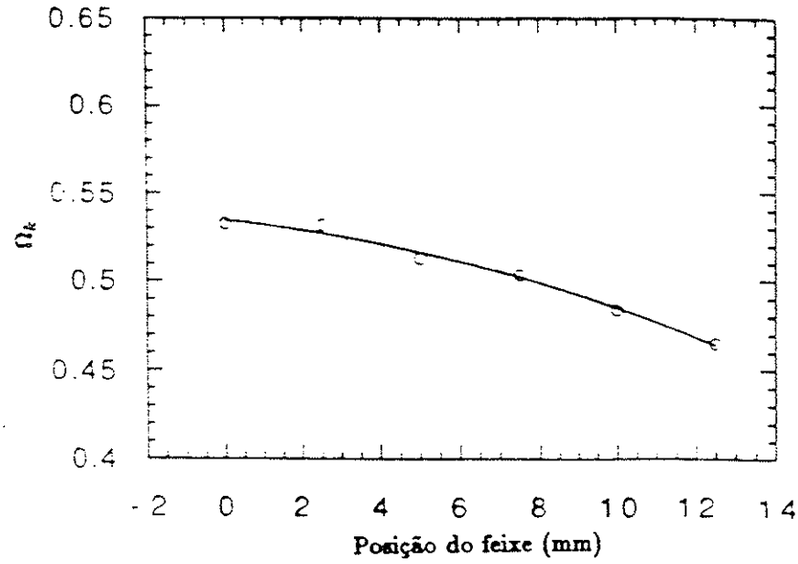

Figura 4.14: Variação de Ω_k em função da posição do feixe simulado de fótons. Calculado com um feixe gaussiano de raio r=2cm.

A determinação da espessura efetiva é, como vimos, independente da energia do fóton incidente. Assim, as medidas de calibração foram feitas utilizando-se todo o espectro de Bremsstrahlung dos fótons formados no jato molecular, isto é, sem nenhuma coincidência com o sistema de marcação. Isto permite utilizar um feixe mais intenso de fótons, já que não existe o problema de coincidências casuais, tornando a medida de calibração muito rápida.

A tensão aplicada às placas do PPD e a pressão do gás são os mesmos do MPPD. Um cuidado especial deve ser tomado com a de-

terminação do limiar de discriminação dos sinais que saem do PPD.

Na figura 4.15 vemos um gráfico com o número de coincidências entre os 2 sinais do PPD em função do limiar de discriminação. Observa-se claramente um platô que se extende até aproximadamente $140mVolt$. Depois disso, aumentando-se ligeiramente o limiar, há uma significativa diminuição da contagem, mostrando que alguns sinais formado pelos fragmentos de fissão estão sendo ignorados.

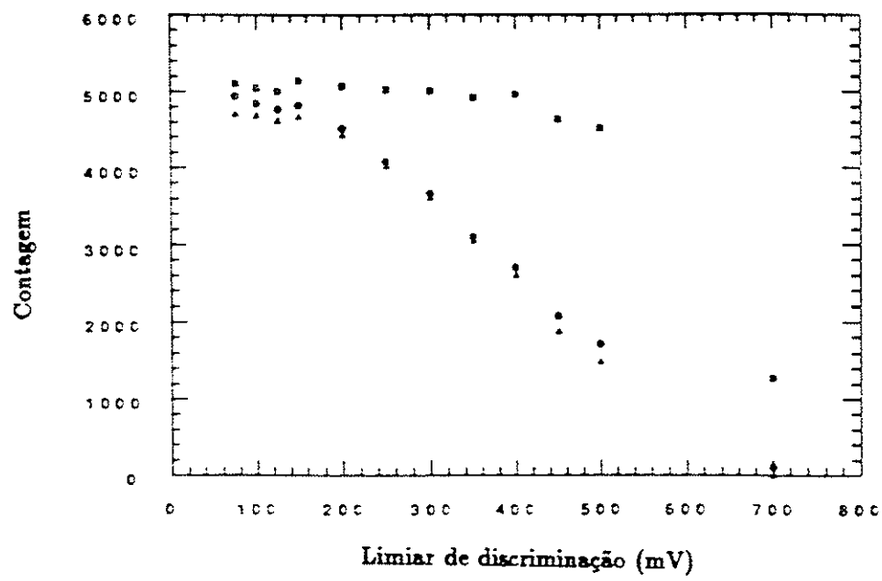

Figura 4.15: Variação da contagem nos dois pares de placas do PPD (quadrado e círculo) e de sua coincidência(triângulo), em função do limiar de discriminação.

Devemos, portanto, trabalhar com o limiar do PPD dentro do platô. O valor utilizado foi $100mVolt$, que permite eliminar os sinais de ruído eletrônico e grande parte dos sinais formados no detector de calibração devido às partículas alfa.

Com esses parâmetros descritos acima devidamente controlados,

fizemos as medidas de calibração, obtendo como resultado final uma espessura efetiva de material físsil no detector principal, $T\varepsilon\Omega = (57 \pm 2)mg/cm^2$.

4.4 REDUÇÃO DE DADOS

Com o método experimental descrito acima, o que realmente medimos foi o número de fótons que incidiram sobre o alvo durante a medida. A partir destes números podemos calcular a seção de choque de fotofissão através da expressão:

$$\sigma = \frac{A}{N_o T\varepsilon\Omega}\frac{Z}{N} \tag{4.7}$$

onde

- A é o número de massa do núcleo alvo;
- N_o é o número de Avogadro;
- $T\varepsilon\Omega$ é a espessura efetiva do alvo;
- Z é o número de fragmentos de fissão detectados;
- N é o número de fótons incidentes.

Notemos aqui que Z e N são calculados subtraíndo-se da contagem total dos respectivos contadores o número de coincidências

casuais correspondente.

A espessura efetiva do alvo $T\varepsilon\Omega$ é obtida no processo de calibração, como descrito no parágrafo 4.3.

Os resultados obtidos através da expressão (4.7) representam a seção de choque de fotofissão obtida experimentalmente. No próximo capítulo apresentaremos e discutiremos estes resultados.

Capítulo 5

APRESENTAÇÃO E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

O objetivo principal deste trabalho é obter experimentalmente a seção de choque de fotofissão do ^{238}U. No capítulo anterior descrevemos o método utilizado para obter esses dados; doravante passaremos a apresentar e discutir criticamente os resultados.

5.1 CONSISTÊNCIA E REPRODUTIBILIDADE DOS RESULTADOS

A seção de choque de fotofissão foi calculada a partir da expressão 4.7, e é mostrada na figura 5.1. Podemos distinguir as medidas feitas com diferentes energias dos elétrons circulantes no anel do Adone (vide parágrafo 4.2). Como existem regiões de superposição de energias de fótons para diferentes energias do Adone, é interessante comparar estes resultados.

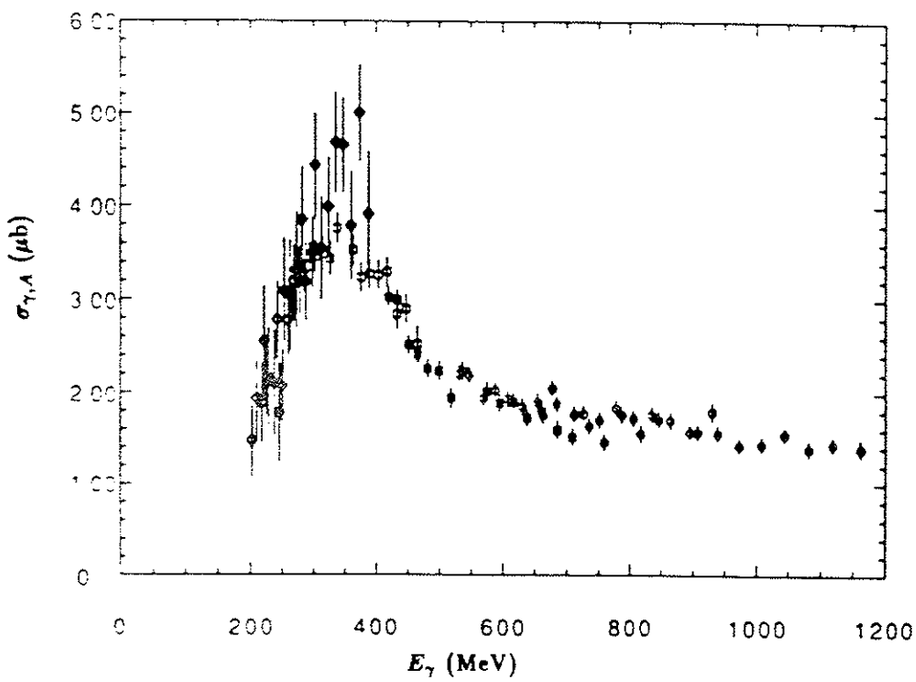

Figura 5.1: Seção de choque do ^{238}U por nucleon obtida com diferentes energias do Adone: 400MeV(◇); 500MeV(◈); 600MeV(□); 950MeV(□); 1200MeV(o); 1500MeV(•).

Como podemos observar nessa figura, nas regiões de superposição

os dados apresentam um bom acordo, considerando-se as incertezas experimentais. Isto demonstra a consistência e reprodutibilidade do método experimental.

5.2 CONFIABILIDADE DOS RESULTADOS

Na figura 5.2 apresentamos os nossos resultados depois de convenientemente somadas as medidas feitas com diferentes energias do Adone.

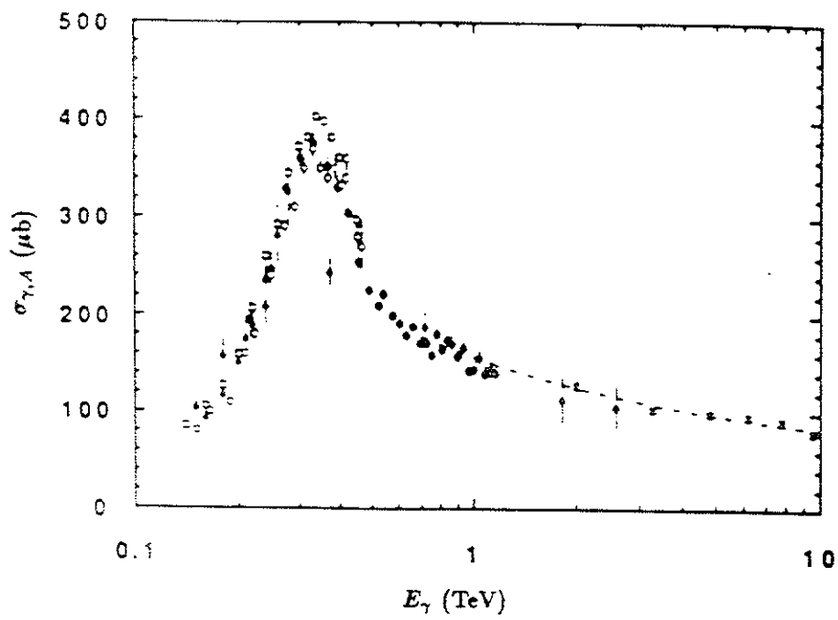

Figura 5.2: Seção de choque do ^{238}U normalizada a A obtida neste trabalho(•), comparada com as seções de choque do ^{238}U obtida nas referências: (△) [25], (▲) [26], (×) [27], (◆) [8], (□) [20], e do ^{235}U (○) [20]; (— — —) extrapolação dos dados da referência [27]

Apenas os erros estatísticos são mostrados na figura; os erros sistemáticos são devidos ao monitoramento de fótons ($\approx 6,5\%$ na região

da ressonância delta, e $\approx 2\%$ nas demais energias); à eficiência do detector ($\approx 4,5\%$) e à calibração ($\approx 3,5\%$). Assim o erro experimental estimado é de aproximadamente 9% na região da delta e de aproximadamente 6% na região das ressonâncias D_{13} e F_{15}.

Na mesma figura comparamos os nossos resultados com os mais recentes dados experimentais obtidos com fótons monocromáticos na região da delta existentes na literatura.

Notamos que existe um excelente acordo entre medidas anteriores feitas em Frascati [26], com aniquilação de pósitrons em vôo. Também apresentam boa conformidade com dados de Bonn [20] e Novosibirsk [25].

Para energias mais altas, com excessão dos dados de Yerevan [7, 8], que apresentam grandes barras de erro, não existem outros dados experimentais até 2 GeV. Assim, nós comparamos nossos resultados com uma extrapolação, para energias mais baixas, de um ajuste de uma parametrização de Regge [27] do tipo $a + bE^{-1/2}$ aos dados experimentais obtidos para o urânio em energias $E > 2$ GeV.

A boa concordância entre os nossos pontos e a curva extrapolada até energias em torno de 1 GeV confirmam a suposição de que a probabilidade de fissão do ^{238}U é de aproximadamente 100% na região de energias intermediárias.

Demonstrada a confiabilidade dos nossos dados, e a plausibilidade da hipótese de que a seção de choque de fotofissão do ^{238}U pode ser considerada igual à seção de choque de fotoabsorção, passaremos agora a discutir as novas informações que podemos extrair desses dados.

5.3 NOVAS INFORMAÇÕES

- EFEITO SOMBREAMENTO

  Os nossos dados experimentais são os únicos dados disponíveis de seção de choque de fotoabsorção que cobrem completamente a região das ressonâncias nucleônicas.

  Lembremos também que estas medidas fazem parte de um projeto, cujo objetivo é medir a seção de choque de fotoabsorção para vários núcleos e através de diferentes métodos experimentais (ver capítulo 2). Seria interessante comparar estes resultados encontrados numa região energética totalmente inexplorada.

  Na figura 5.3 vemos os nossos dados comparados com resultados obtidos por nosso grupo em medidas no C e Be na mesma faixa de energia. Devido à importância dos resultados que

serão aqui apresentados, algumas conclusões foram preliminarmente apresentadas na referência [28].

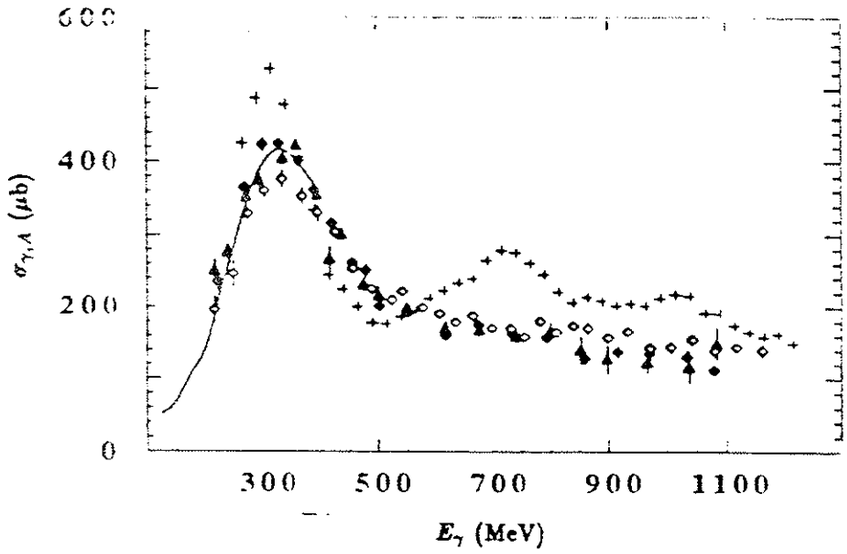

Figura 5.3: Seção de choque de fotoabsorção por nucleon do ^{238}U (◇), do Be(◆) e do C(▲),medidas em Frascati, e do próton(+) [13]. A linha cheia refere-se à curva universal.

Vemos novamente um excelente acordo entre os dados em toda a faixa de energia medida. A equivalência entre os valores de $\sigma_{\gamma,a}/A$ entre núcleos de número de massa tão diferentes como U(A=238), Be(A=7) e C(A=12), medidos com métodos experimentais diferentes, mostra que a seção de choque de fotoabsorção é proporcional ao número de massa A e, portanto, não existe o efeito de sombreamento nesta região.

A primeira informação inédita a ser extraida dos nossos resultados é, portanto, que até a energia de 1200 MeV não foi observado o efeito de sombreamento, que existe para energias

superiores a 2 GeV.

- SUPRESSÃO DE RESSONÂNCIAS NUCLEÔNICAS

A seguir compararemos os nossos dados com a seção de choque de fotoabsorção do próton na mesma faixa de energia.

Na figura 5.4 temos um gráfico com a seção de choque de fotoabsorção do ^{238}U dividida pelo número de massa e a seção de choque de fotoabsorção do próton existente na literatura [13].

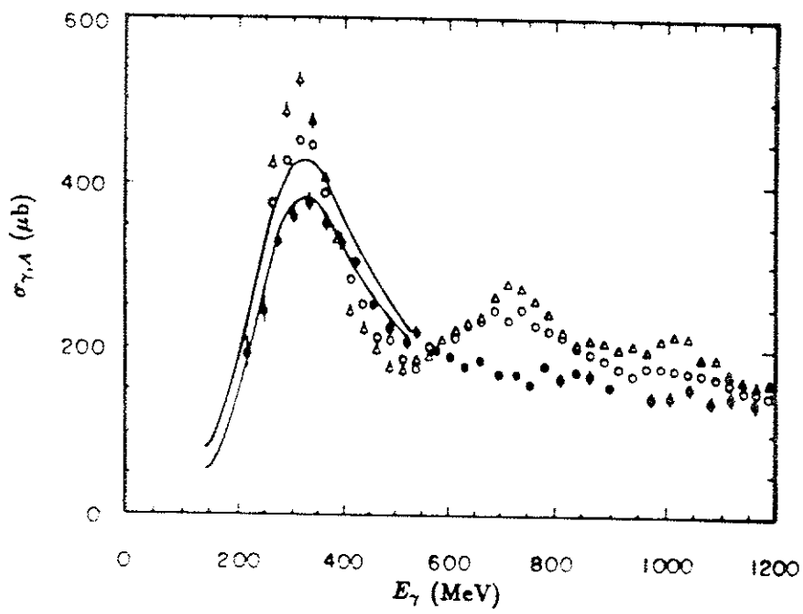

Figura 5.4: Seção de choque de fotoabsorção total por nucleon do ^{238}U(•) obtida neste trabalho, do próton(△) [13] e do dêuteron(o) [15].

Notamos que tanto os dados do urânio como os do próton apresentam claramente a ressonância delta, para $E \approx 1250$ MeV($k \approx$ 300 MeV). No entanto, não existem evidências das demais res-

sonâncias nucleônicas no urânio, ao passo que estas são claramente observadas no próton.

A razão entre as integrais das seções de choque por nucleon do urânio e do próton no intervalo de energia entre 300 e 600 MeV é 1.0±0.1, enquanto que no intervalo entre 600 e 1200 MeV é 0.72±0.07.

Este resultado mostra-se ainda mais supreendente tendo em vista as conclusões acima obtidas, a partir de nossos dados, de que não pode haver efeito de sombreamento até 1200 MeV. Este efeito, portanto, não pode ser utilizado para explicar esta supressão das ressonâncias nuclêonicas acima da delta. Posteriormente, este resultados foram confirmados por medidas realizadas em Mainz [29]

O que poderia explicar este fenômeno? Seriam diferentes as propriedades dos nucleons quando imersos em matéria nuclear? Por que este efeitos não são tão pronunciados na região da ressonância delta, uma vez que a mesma aparece claramente mesmo em núcleos complexos?

Tentaremos no próximo capítulo, responder a estas perguntas e aprofundar os nossos conhecimentos sobre os mecanismos de fotoabsorção nuclear.

Capítulo 6

INTERPRETAÇÃO DOS RESULTADOS

Os nossos resultados experimentais conduziram-nos a duas importantes conclusões: não existe um significativo efeito de sombreamento na seção de choque de fotoabsorção até 1200 MeV; e não existem evidências das ressonâncias nucleônicas acima da Δ, tal como estas aparecem no caso do próton livre.

Vimos que a ausência do efeito de sombreamento torna mais difícil uma explicação do amortecimento das ressonâncias. Isto poderia induzir-nos à conclusão de que as propriedades dos nucleons são diferentes quando estes estão no núcleo.

No entanto, como foi mostrado no capítulo 3, a presença da matéria nuclear produz modificações nos parâmetros da ressonância

que não estão necessariamente relacionadas a alterações das propriedades nucleônicas. Portanto, devemos prioritariamente verificar se os nossos resultados podem ser entendidos com base nesses efeitos.

Introduziremos então um modelo que, apesar de ser muito simplificado e fortemente fenomenológico, poderá indicar-nos se as novas informações obtidas sobre a seção de choque de fotoabsorção estão relacionadas a modificações das características dos nucleons no interior do núcleo ou são devidas somente a efeitos do meio nuclear na propagação das ressonâncias.

6.1 UM MODELO SIMPLES DA PROPAGAÇÃO DAS RESSONÂNCIAS

As alterações que ocorridas na seção de choque de fotoabsorção nuclear na região da ressonância delta podem ser explicadas através do formalismo Δ-buraco, como mostramos no capítulo 3.

Este formalismo é facilmente aplicado para núcleos com camadas fechadas, mas torna os cálculos muito complexos quando aplicado a outros casos. Por essa razão, tentaremos fazer algumas simplificações e aproximações.

Partindo-se do elemento de matriz do operador de transmissão

para a interação γ-núcleo:

$$T(\vec{k}',\vec{k}) = \langle \vec{k}'|F^{\dagger}_{\Delta N}[D(E)]^{-1}F_{\Delta N}(\vec{k})|\vec{k}\rangle \tag{6.1a}$$

onde

$$D(E) = E - E_R + i\frac{\Gamma}{2} \tag{6.1b}$$

é o propagador da ressonância no vácuo.

Como os nucleons apresentam uma distribuição de momentos $\eta(\vec{p})$ dentro do núcleo, devemos integrar este elemento de matriz em todos os momentos:

$$T(\vec{k}',\vec{k}) = \int d\vec{p}\langle \vec{k}'|F^{\dagger}_{\Delta N}(\vec{k}')[D(E)]^{-1}\eta(\vec{p})F_{\Delta N}|\vec{k}\rangle \tag{6.2}$$

sendo $\vec{p}$ o momento do nucleon com o qual o fóton interage.

Introduzimos então as alterações no propagador devidas à presença dos demais nucleons da seguinte forma:

$$T(\vec{k}',\vec{k}) = \int d\vec{p}\langle \vec{k}'|F^{\dagger}_{\Delta N}(\vec{k}')[G(E)]^{-1}F_{\Delta N}(\vec{k})|\vec{k}\rangle \tag{6.3}$$

com:

$$G(E) = E - E_R + i\frac{\Gamma}{2} + \Delta E + i\frac{\Delta\Gamma}{2} \tag{6.4}$$

sendo os termos ΔE e $\Delta\Gamma$ relacionados à interação entre a ressonância e os demais nucleons que formam o núcleo.

Observemos, porem, na figura 6.1 (idêntica à figura 5.3), que a ressonância Δ apresenta, nos núcleos, uma largura maior do que no caso do próton livre, mas tem o pico aproximadamente na mesma energia em que ocorre para este último.

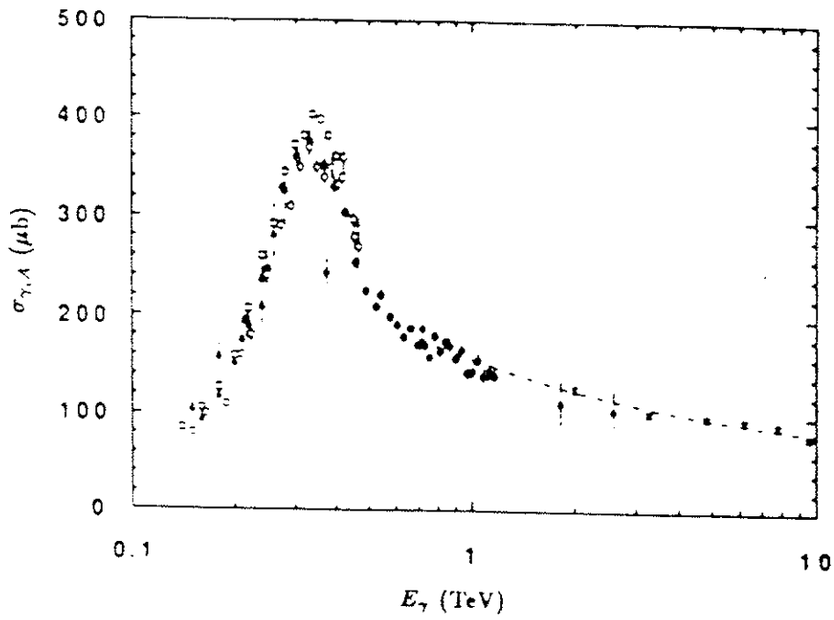

Figura 6.1: Seção de choque do ^{238}U normalizada a A obtida neste trabalho(•), comparada com as seções de choque do ^{238}U obtida nas referências: (△) [25], (▲) [26], (×) [27], (◇) [8], (□) [20], e do ^{235}U (○) [20]; (— — —) extrapolação dos dados da referência [27]

Com isso, podemos supor que $\Delta E \approx 0$, então:

$$T(\vec{k}',\vec{k}) = \int d\vec{p}\langle\vec{k}'|\frac{F^{\dagger}_{\gamma\Delta}(\vec{k}')\eta(\vec{p})F_{\gamma\Delta}(\vec{k})}{E - E_R + i\frac{\Gamma'}{2}}|\vec{k}\rangle \tag{6.5}$$

onde

$$\Gamma' = \Gamma + \Delta\Gamma. \tag{6.6}$$

Por outro lado, notemos que a função de onda da ressonância livre deve ser do tipo:

$$\varphi(\vec{q}, t) = \phi(\vec{q}) e^{iE_R t} e^{-\frac{\Gamma}{2}t}, \tag{6.7}$$

onde $\vec{q}$ é o momento da ressonância.

Se a ressonância se propaga em meio nuclear, podemos supor que a função de onda sofrerá um amortecimento exponencial:

$$\varphi(\vec{q}, t) = \phi(\vec{q}) e^{iE_R t} e^{-\frac{\Gamma}{2}t} e^{-\frac{\gamma l}{2}}, \tag{6.8}$$

onde γ é o inverso do livre caminho médio da ressonância e l é a distância percorrida dentro do núcleo.

O inverso do livre caminho médio é dado por:

$$\gamma = \rho\sigma, \tag{6.9}$$

onde ρ é a densidade nuclear e σ é a seção de choque de interação Δ-nucleon, e a distância percorrida pela ressonância é

$$l = vt, \tag{6.10}$$

sendo v a sua velocidade.

Então, a função de onda fica

$$\varphi(\vec{q},t) = \phi(\vec{q})e^{iE_R t}e^{\frac{\Gamma'}{2}t}, \tag{6.11}$$

onde

$$\Gamma' = \Gamma + \rho\sigma v. \tag{6.12}$$

Comparando as expressões 6.12 e 6.6, concluímos que

$$\Delta\Gamma = \rho\sigma v \tag{6.13}$$

Embora tenhamos considerado até o momento somente o caso da ressonância Δ, admitimos, a partir de agora, que as demais ressonâncias possam receber o mesmo tratamento. Então, substituindo 6.13 e 6.6 em 6.5, somando para todas as ressonâncias e aplicando o teorema óptico [30], podemos calcular a seção de choque de fotoabsorção total:

$$\sigma_{\gamma A}(k) = \frac{-4\pi}{k} Im\{\sum_i T_i(\vec{k},\vec{k})\} \tag{6.14}$$

onde

$$T_i(\vec{k}',\vec{k}) = \int d\vec{p}\langle\vec{k}'|\frac{F^{\dagger}_{\Delta N}(\vec{k}')\eta(\vec{p})F_{\Delta N}(\vec{k})}{E - E_R + i\frac{\Gamma'_i}{2}}|\vec{k}\rangle \tag{6.15}$$

sendo

$$\Gamma'_i = \Gamma + \rho\sigma_i v \tag{6.16}$$

Assim, usando a distribuição de Fermi dos momentos dos nucleons, fizemos um ajuste da expressão 6.14 aos nossos resultados experimentais, sendo as seções de choque σ_i de cada ressonância consideradas como parâmetros do ajuste.

A fim de eliminarmos alguns desses parâmetros, consideramos que as ressonâncias nucleônicas podem ser divididas em dois grupos: esféricas e não esféricas, e supomos que as ressonâncias pertencentes a cada um desses grupos têm seções de choque idênticas. Portanto, teremos dois parâmetros livres: a seção de choque das ressonâncias esféricas e das ressonâncias não esféricas.

Os valores das intensidades de cada ressonância são obitidos a partir de um ajuste aos resultados experimentais existentes na literatura para o próton [13]. No entanto, nos casos em que a constante de acoplamento $\gamma - p$ e $\gamma - n$ são diferentes [9], fazemos uma média ponderada dessas intensidades.

Utilizamos o pacote de rotinas MINUIT, desenvolvido no CERN,

o qual faz o ajuste da curva aos pontos experimentais através do método dos mínimos quadrados. O resultado deste ajuste está na figura 6.2, e os valores das seções de choque de interação de cada ressonância com o nucleon (σ_i), encontram-se na tabela 6.1.

Podemos ver na figura 6.2 a obtenção de um ajuste muito bom aos pontos experimentais ($\chi^2 = 0.84, \nu = 19$). Infelizmente, não existem dados experimentais para a seção de choque de interação σ_i para compararmos com os nossos resultados. Entretanto, notemos que estes resultados são da mesma ordem de grandeza da seção de choque para a interação $p-p$, que é de aproximadamente $40mb$ em uma larga faixa de energias [31].

As ressonâncias $\Delta(1232)$ e $N(1440)$ apresentam uma seção de choque menor do que as demais. Isto poderia ser entendido se considerarmos que estas são ressonâncias esféricas, enquanto que as outras ressonâncias são deformadas, resultando em uma maior seção de choque de interação.

Tabela 6.1: Parâmetros de saída do ajuste.

Ressonância	Intensidade($mbar$)	$\Gamma(MeV)$	$\sigma(mbar)$
$\Delta(1232)$	494	115 ± 1	62 ± 6
$N(1520)$	108 ± 11	350 ± 4	82 ± 28
$N(1680)$	35 ± 5	122 ± 15	82 ± 28
$N(1440)$	31 ± 27	146 ± 1	62 ± 6
$\Delta(1950)$	23	131 ± 7	82 ± 28
$\Delta(1620)$	5 ± 6	300 ± 14	82 ± 28

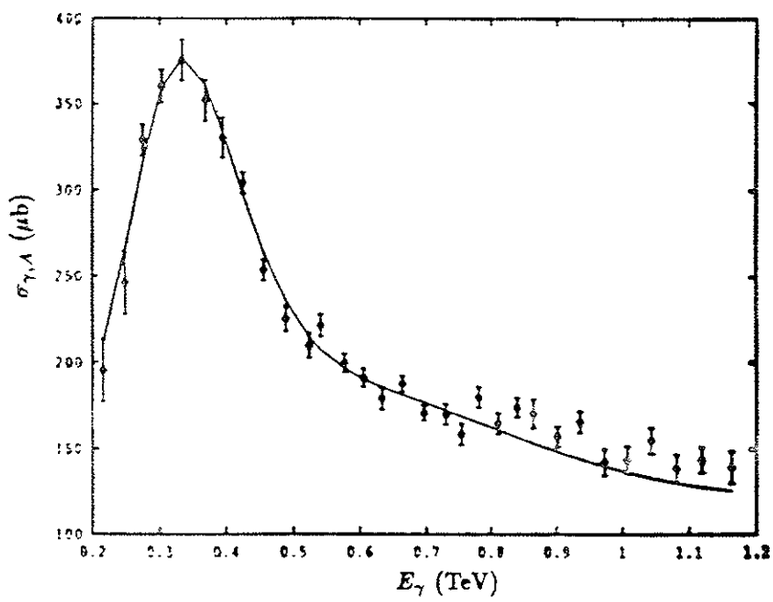

Figura 6.2: Curva ajustada aos pontos experimentais da seção de choque de fotoabsorção por nucleon, obtidos neste trabalho.

Capítulo 7

CONCLUSÃO E COMENTÁRIOS

Conforme nossa proposta inicial, medimos a seção de choque de fotofissão total do ^{238}U numa faixa de energia que cobre completamente a região das ressonâncias nucleônicas mais intensas, dados estes até então inexistentes na literatura.

Da comparação dos nossos pontos experimentais da seção de choque de fotofissão normalizada pelo número de massa com dados da seção de choque de fotoabsorção por nucleon existente na literatura para diferentes núcleos, chegamos à conclusão de que, dentro das nossas incertezas experimentais, a fissilidade do ^{238}U é igual a 100% na região energética de interesse nesta tese.

Assim, podemos considerar a seção de choque de fotofissão do

^{238}U como sendo igual à seção de choque de fotoabsorção total, nesta faixa de energia.

Por outro lado, comparando a seção de choque de fotoabsorção por nucleon do urânio com aquela do próton, chegamos a dois resultados inéditos e surpreendentes:

- ausência de sombreamento até 1200 MeV;
- amortecimento das ressonâncias nucleônicas acima da delta.

Um modelo fenomenológico foi criado a fim de avaliar se o amortecimento observado nas ressonâncias poderia ser explicado através de efeitos da matéria nuclear sobre a propagação das ressonâncias.

Com este modelo, conseguimos um excelente ajuste aos nossos pontos experimentais, obtendo valores para as seções de choque de interação entre as ressonâncias e os demais nucleons no interior do núcleo comparáveis à seção de choque de interação próton-próton.

Dessa forma, conseguimos descrever a seção de choque de fotoabsorção em energias intermediárias sem a necessidade de recorrer a modificações nas propriedades nucleônicas.

Quanto à questão da determinação do limiar do efeito de sombreamento, este trabalho restringiu a região energética possível ao intervalo entre 1,2 e 2 GeV.

No que se refere a esta última questão, existe já em andamento

um projeto que visa extender as medidas de seção de choque de fotoabsorção para energias até 4 à 6 GeV. Uma proposta neste sentido, da qual o autor deste trabalho é signatário, foi aprovada no Laboratório CEBAF, nos Estados Unidos.

Bibliografia

[1] J.Ahrens. *Nucl.Phys.*, A446:229c, 1985.

[2] J.Speth. Electric and magnetic giant resonances in nuclei. In *Int.Rev.Nucl.Phys.*, volume 7. World Scientific Pu., 1991.

[3] V.N.Gribov. *Sov.Phys.JETP*, 30:709, 1970.

[4] K.Gottfried e D.R.Yennie. *Phys.Rev.*, 182:1595, 1969.

[5] S.J.Brodsk e J.Pumplin. *Phys.Rev.*, 182:1794, 1969.

[6] W.Weise. *Phys.Rep.*, 13:53, 1974.

[7] E.A.Arakelian et al. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 38:589, 1983.

[8] E.A.Arakelian et al. *Sov.J.Nucl.Phys.*, 52:878, 1990.

[9] Particle Data Group. *Phys.Rev.*, D45:parte 2, 1992.

[10] N.Ohtsuka J.H.Koch, E.J.Moniz. *Ann.Phys.*, 154:99, 1984.

[11] W.Weise. *Nucl.Phys.*, A278:402, 1977.

[12] K.Yazaki M.Hirata, F.Lenz. *Ann.Phys.*, 108:108, 1977.

[13] T.A.Armstrong et al. *Phys.Rev.*, D5:1640, 1972.

[14] D.O.Caldwell et al. *Phys.Rev.*, D5:1362, 1973.

[15] T.A.Armstrong et al. *Nucl.Phys.*, B41:445, 1972.

[16] G.Grammer e J.D.Sullivan. *Electromagnetic Interaction of Hadrons.* Plenun, N.Y., 1978.

[17] B.Ziegler. *Lecture Notes in Physics*, 108:148, 1979.

[18] W.Weise. *Phys.Rev.Lett.*, 31:773, 1973.

[19] A.Lepretre et al. *Nucl.Phys.*, A472:533, 1987.

[20] J.Ahrens et al. *Phys.Lett.*, 146B:303, 1984.

[21] C.Chollet et al. *Phys.Lett.*, 127B:331, 1983.

[22] N.Bianchi et al. *Nucl.Instr.Meth.*, A311:173, 1992.

[23] M.Taiuti et al. *Nucl.Instr.Meth.*, A297:354, 1990.

[24] P.Garganne. *Saclay Internal Report*, CEA-N-2492, 1986.

[25] A.S.Iljnov et al. *Nucl.Phys.*, A539:263, 1992.

[26] V.Bellini et al. *Nuovo Cim.*, A85:75, 1985.

[27] S.Michalowisk et al. *Phys.Rev.Let.*, 39:737, 1977.

[28] M.Anghinolfi et al. *Nucl.Phys.*, 553A:631c, 1993.

[29] T.Frommhold et al. *Phys.Lett.*, 295B:28, 1992.

[30] J.J.Sakurai. *Modern Quantum Mechanics.* BenjaminCumming Publishing Company, Inc., 1985.

[31] R.A.Arndt et al. *Phys.Rev.*, C15:1002, 1977.