

*Maria Cristina da Silva Ferreira*

ESTIMATIVA DA PROBABILIDADE MÉDIA  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  DE  
NÚCLEOS COMPLEXOS NA REGIÃO DO QUASE-DÊUTERON

MESTRADO

CENTRO BRASILEIRO DE PESQUISAS FÍSICAS

Rio de Janeiro

- 1977 -

Não existe nada mais fascinante e fundamentalmente ordenado que a natureza. Esta ordem está nas informações que a mesma nos apresenta: do que, do por que e do quando. É em busca dessa ordem que o homem deparará com a extraordinária beleza do mundo que o cerca e descobre, não só do ponto de vista macroscópico como também do microscópico, um todo harmonioso, simétrico e equilibrado. A Física é para mim o elo mais íntimo que me liga à natureza e que permite de um modo gratificante desvendar, talvez, uma fração bem ínfima da poesia que a envolve.

- à minha família
- aos meus amigos
- aos meus alunos

## AGRADECIMENTOS

Atraídos pelo microcosmo, ainda um tanto desconhecido por nós, e que talvez nos traga como "feedback" imediato alguns vestígios de nossa própria existência, é que descobrimos a nossa real e vital dependência com o mundo macroscópico, isto é, o quanto é importante o ser humano, o quanto é importante a vida em grupo e o trabalho em equipe. Com isto, gostaria de poder resumir com apenas uma palavra, o meu carinho a todos aqueles que me permitiram escrever essas tantas linhas. Obrigada:

- ao Professor Jader Benuzzi Martins, pela oportunidade de oferecida e confiança em mim depositada, permitindo que eu fizesse parte de sua equipe de pesquisadores e, de modo especial, pela atenção permanente à orientação desse trabalho, transmitindo exemplos de dedicação e carinho à pesquisa que tanto me influenciaram.

- ao Professor Odilon Antonio Paula Tavares, pelo apoio dado a esse trabalho de tese nas horas mais cruciantes e pela humildade, solidariedade e carinho oferecidos a todos nós que tivemos a oportunidade de "um dia" conviver ao seu lado.

- ao Professor Hervaldo Guimarães de Carvalho, pela oportunidade que tive de adquirir alguns de seus muitos conhecimentos, através de leitura de parte de seus importantes e numerosos trabalhos publicados nessa área de pesquisa.

- ao Professor Carlos Augusto Pinto Galvão, excelente amigo, pelo incentivo especial que me foi dedicado durante o curso de pós-graduação, e pela oportunidade de ter adquirido muitos dos seus conhecimentos a mim transmitidos.

- ao Professor João de Deus Pinheiro Filho, pelo convívio em sua companhia durante as diversas fases desse trabalho, possibilitando uma troca de conhecimentos que foram de extrema importância para a realização do mesmo.

- ao Professor Sergio de Oliveira Vellozo, amigo que tanto admiro, pela extraordinária e incansável atenção dada a cada uma das etapas que compõem essa pesquisa, e pela possibilidade do uso dos computadores do Instituto Militar de Engenharia.

- aos amigos Emil de Lima Medeiros, Antonio Adel Quaresma e Elizabeth Santos de Almeida, pelo agradável e sadio ambiente de trabalho que a mim foi proporcionado, tornando mais fácil superar os momentos de expectativa e tensão advindos desta fase marcante da minha vida.

- à equipe da Divisão Computacional do CBPF, os amigos Antonio Julio Lossio Botelho, Luiz Antonio dos Reis, J. Fernando S. Silva, Luiz Carlos Corrêa Pinto, e os demais integrantes da mesma, pela eficiência e rapidez com que sempre atende - ram às necessidades dos cálculos do presente trabalho.

- ao Professor Carlos Alberto Reinert de Lima, do Instituto Militar de Engenharia, pela utilização de seus programas computacionais, que me foram de extrema utilidade.

- à pesquisadora Mioco Foshina, pelo uso de seu programa computacional do "Método de Monte Carlo".

- à Helena de Souza Ciccarino, extraordinária amiga, pelo cuidado, carinho às vezes até em demasia, com que se empenhou no trabalho de datilografia dessa tese, demonstrando vestígios de dedicação, amor e auto-realização na sua profissão.

- a Péricles Fernandes de Jesus, pela confecção dos gráficos que tanto valorizaram e abrihantaram esse trabalho.

- ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, pela oportunidade que tive de fazer o meu curso de pós-graduação, conseguindo assim aprimorar minha formação científica.

- ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico-CNPq, pelo auxílio financeiro a mim oferecido possibilitando a realização dessa pesquisa.

- Enfim, a todos aqueles que de uma maneira, direta ou indireta, contribuíram dando algo de si, para a concretização desse trabalho de tese.

## R E S U M O

Utilizando os valores das seções de choque por quantum equivalente a 300 MeV produzidas por fótons de bremsstrahlung nas máquinas aceleradoras de Frascati e Orsay, tornou-se possível determinar de modo semi-empírico as probabilidades médias das reações  $(\gamma, n)$  nos núcleos complexos  ${}_6\text{C}^{12}$ ,  ${}_9\text{F}^{19}$ ,  ${}_{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}_{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}_{92}\text{U}^{238}$ , no intervalo de energia que se estende do final da Ressonância Gigante ao limiar fotomesônico (região do Quase-Dêuteron).

As probabilidades foram também calculadas utilizando as transparências nucleares para prótons e neutrons, resultantes da fotodesintegração do Quase-Dêuteron, sendo as fórmulas de transparências determinadas a partir do Modelo Ótico.

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
Agradecimentos .....	iii
Resumo .....	vi
Sumário .....	vii
Lista de Figuras .....	ix
Lista de Tabelas .....	x
<u>CAPÍTULO I</u> : INTRODUÇÃO .....	1
HISTÓRICO .....	3
<u>CAPÍTULO II</u> : MODELOS PARA O ESTUDO DE REAÇÕES FOTONUCLEARES .....	8
2.1 - Introdução .....	8
2.2 - Região da Ressonância Gigante .....	8
2.3 - Região do Quase-Dêuteron .....	15
2.4 - Região Fotomesônica .....	20
<u>CAPÍTULO III</u> : PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS E RESULTADOS... ..	24
3.1 - Introdução .....	24
3.2 - Técnicas Experimentais e Recursos Utilizados para o Cálculo da Seção de Choque por Quantum Equivalente à Energia Máxima de 300 MeV $\sigma_Q$ (300MeV)....	26
3.3 - Intensidade do Espectro de Bremsstrahlung .....	28
3.4 - Cálculos das Seções de Choque Absolutas .....	37
3.5 - Processos Utilizados para o Cálculo .....	37

	<u>Pág.</u>
da Probabilidade Média $\bar{\Phi}(\gamma, n)$ na Região do Quase-Dêuteron .....	72
<u>CAPÍTULO IV: ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES</u> .....	94
<u>APÊNDICE A</u> : MÉTODO DE MONTE CARLO .....	99
A.1 - Descrição .....	99
A.2 - Aplicação do Método das Tentativas Estatísticas .....	103
A.3 - Análise das Colisões Secundárias - Interações .....	105
<u>APÊNDICE B</u> : TRANSPARÊNCIAS NUCLEARES .....	109
<u>BIBLIOGRAFIA</u> .....	113



## LISTA DE FIGURAS

<u>Figs.</u>	<u>pag.</u>
2.1.1 .....	9
3.2.1 .....	29
3.3.1 .....	35
3.3.2 .....	36
3.4.1 .....	40
3.4.2 e 3.4.3 .....	41
3.4.4 e 3.4.5 .....	43
3.4.6 .....	45
3.4.7 .....	46
3.4.8 .....	49
3.4.9 .....	50
3.4.10 .....	51
3.4.11 .....	52
3.4.12 .....	53
3.4.13 .....	55
3.4.14 .....	56
3.4.15 .....	63
3.4.16 .....	64
3.4.17 .....	65
3.4.18 .....	66
3.4.19 .....	67
3.4.20 .....	68
3.5.1 .....	84
3.5.2 .....	85
3.5.3 .....	86
3.5.4 .....	87
3.5.5 .....	88
3.5.6 .....	89
3.5.7 .....	90
3.5.8 .....	91
3.5.9 .....	92
3.5.10 .....	93
4.1 .....	96
4.2 .....	97

LISTA DE TABELAS

<u>Tab.</u>	<u>Pág.</u>
2.3.1 .....	20
3.4.1 .....	48
3.4.2 .....	58
3.4.3 .....	59
3.4.4 .....	60
3.4.5 .....	61
3.4.6 .....	62
3.4.7 .....	70
3.4.8 .....	71
3.5.1 .....	75
3.5.2 .....	78
3.5.3 .....	79
3.5.4 .....	80
3.5.5 .....	81
3.5.6 .....	82
3.5.7 .....	83
B.1 .....	112

## CAPÍTULO I

### INTRODUÇÃO

A fim de explicar o mecanismo das interações eletromagnéticas com os núcleos atômicos, vários modelos foram idealizados, através dos quais temos informação sobre o comportamento nuclear. Todos os fenômenos resultantes de interações eletromagnéticas com os núcleos dependem, fundamentalmente, da energia do fóton incidente. Entre esses muitos fenômenos, destacam-se as reações de fotoprodução de neutrons. Recentemente essas reações têm sido alvo de estudo de muitos pesquisadores, não só a altas energias, graças ao aperfeiçoamento dos aceleradores de partículas, como também a baixas energias pela utilização de fótons monoenergéticos.

Em energias intermediárias, isto é, ( $30 \text{ MeV} \leq k \leq 150 \text{ MeV}$ ) entretanto, pouquíssimos são os resultados experimentais, o que traz como consequência imediata uma quase total inexistência de dados na literatura no que concerne a esse tipo de interação.

A finalidade desse trabalho é, portanto, acrescentar algumas informações a respeito do mecanismo dessas reações fot nucleares dentro da referida região de energia.

O objetivo do mesmo é estimar uma probabilidade média de reações ( $\gamma, n$ ) nesse intervalo de energia que se estende do final da Ressonância Gigante ao limiar fotomesônico ( $\approx 150 \text{ MeV}$ ).

Essa probabilidade foi calculada através de dois processos distintos:

- um semi-empírico, pela utilização de medidas de seções de choque por quantum equivalente obtidas anteriormente em experiências com bremsstrahlung de 300 MeV realizadas no Eletro-Sincrotron do Laboratório Nacional de Frascati (Itália), dos quais são subtraídas as contribuições de fótons de energias mais baixas e assumida uma probabilidade de reações  $(\gamma, n)$  constante no intervalo de energia 30 - 150 MeV;
- o outro método, teórico, utiliza valores de transparências nucleares calculadas através do Modelo Ótico levando-se em consideração as seções de choque de espalhamento nucleon-nucleon.

Essa probabilidade foi avaliada para os seguintes núcleos complexos:  ${}^6\text{C}^{12}$ ,  ${}^9\text{F}^{19}$ ,  ${}^{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}^{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}^{92}\text{U}^{238}$ .

Com a finalidade de tornar mais didático esse trabalho, dividir-se-á a exposição em quatro capítulos.

No capítulo I, será apresentado um breve histórico; o capítulo II enfocará os modelos referentes às respectivas regiões: Ressonância Gigante, Quase-Dêuteron e Fotomesônica; no capítulo III trataremos dos procedimentos experimentais utilizados e os resultados obtidos para cada uma das regiões de energia mencionadas acima; o capítulo IV estará reservado para a análise dos resultados e conclusões referentes a esses dados.

Tornando mais elucidativa a exposição, foram acrescentados dois apêndices: o apêndice A para a abordagem do Método Estatístico de Monte Carlo e o apêndice B, onde será desenvolvido o Método das Transparências Nucleares.

### HISTÓRICO

A primeira reação nuclear ( ${}_2\text{He}^4 + {}_7\text{N}^{14} \rightarrow {}_8\text{O}^{17} + {}_1\text{H}^1$ ), se deu em 1919 com um trabalho de Rutherford<sup>(1)</sup>, pela observação da transmutação de um núcleo estável, possibilitando-lhe a identificação do próton.

Vinte e três anos mais tarde, Chadwick<sup>(2)</sup> descobriu o neutron, através de radiações emitidas no bombardeamento de um alvo de berílio com partículas alfa provenientes de uma fonte de polônio, o que revolucionou a Física Nuclear, dando origem ao surgimento dos primeiros aceleradores de partículas, entre os quais destacaram-se: o Multiplicador de Tensão de Cockcroft-Walton, o Gerador Eletrostático de Van de Graff e o Ciclotron de Lawrence Livingston. Mas, foi somente a partir de 1936, com o aperfeiçoamento destas máquinas aceleradoras e de suas condições de funcionamento, que se tornou possível a obtenção do bombardeamento de núcleos com partículas altamente energéticas, possibilitando o conhecimento da atual e diversificada variedade de reações nucleares, as quais nos proporcionam uma idéia básica de toda a estrutura nuclear e mecanismos de interações.

As primeiras pesquisas sobre reações fotonucleares datam de 1933, com as publicações de Maurice Goldhaber e Chadwick<sup>(3)</sup> sobre a fotodesintegração do deuteron, utilizando fótons provenientes do  ${}^{209}\text{Tl}$ . As experiências pioneiras com fótons de bremsstrahlung foram realizadas por Baldwin e Klamber<sup>(4)</sup> em 1946, com o uso de Betatron de 100 MeV do Laboratório de Pesquisa da General Electric, sendo alvo de seus estudos os seguintes núcleos complexos: urânio, chumbo, tungstênio, bismuto, samário, tório, tântalo e ouro, que levaram em 1947 esses

mesmos pesquisadores à descoberta de um grande pico de ressonância característico das reações de fotoprodução de neutrons a baixas energias, bem análogas aos encontrados em curvas de seção de choque de fotofissão de alguns elementos pesados. Em busca de uma explicação plausível para essa Ressonância Gigante é que Goldhaber e Teller<sup>(5)</sup>, formularam um modelo para explicar o fenômeno da absorção de radiações eletromagnéticas na região das baixas energias, admitindo oscilações de uma esfera de prótons em relação a uma esfera de neutrons. Esse modelo prevê ainda uma dependência das energias de ressonância em relação ao número de massa. Posteriormente, Steinwedel e Jensen<sup>(6)</sup> incorporaram a idéia de Goldhaber-Teller num modelo hidrodinâmico de dois fluidos; essa aproximação foi mais tarde englobada e estendida a núcleos deformados numa teoria completa de modelo coletivo elaborada por Danos<sup>(7)</sup>, o que nos conduziu à compreensão da dinâmica dos fenômenos relativos à região da Ressonância Gigante.

Acima da Ressonância Gigante até cerca de 450 MeV, já os fótons são absorvidos através de um mecanismo ainda pouco explorado mas de grande importância para o estudo da estrutura nuclear. Esse mecanismo é explicado por uma interação via Quase-Dêuteron, isto é, fótons nesse intervalo de energia são absorvidos pelo par neutron-próton de acordo com o modelo proposto por Levinger<sup>(8)</sup> em 1951, no qual se estabeleceu uma íntima dependência da seção de choque de absorção do fóton pelo núcleo com a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre, a qual só foi possível ser determinada através de estudo das seções de choque do fotoefeito do dêuteron, calculadas por Schiff<sup>(9)</sup>, Marshall e Guth<sup>(10)</sup>.

Em altas energias coube a Serber <sup>(11)</sup>, por volta de 1947, explicar o mecanismo dessas interações através de dois estágios distintos.

O primeiro estágio, conhecido como "Estágio de Cascata", é caracterizado pela interação do fóton com um único nucleon, interação essa localizada, provocando o desdobramento de sucessivas colisões intranucleares num intervalo de tempo da ordem de grandeza de  $10^{-23}$  s.

Após esse estágio, tem início a fase lenta, ou seja, fase da evaporação interpretada pela teoria de Weisskopf <sup>(12)</sup>. Nesse estágio algumas partículas saem do contorno geométrico do núcleo, provocando com isso um decréscimo do número de massa do elemento alvo bombardeado e, desse modo, permitindo ao núcleo dissipar parte da energia absorvida na interação fotônica.

Nos últimos dez anos, Perfilow, Lonzakin e colaboradores <sup>(13)</sup> acrescentaram que durante o 1º estágio, ou seja, "Estágio de Cascata" a radiação eletromagnética incidente em um nucleon individual, provoca a emissão também de um aglomerado de partículas denominadas "clusters". Estas têm despertado interesse atual na Física das Altas Energias, processo que constitui a "fragmentação", na qual os fragmentos produtos da interação apresentam uma energia cinética apreciável, mas não existindo ainda uma teoria satisfatória para a explicação do fenômeno.

No Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, sob a orientação do Prof. H.G. de Carvalho, as pesquisas referentes às Reações Fotonucleares a Altas Energias tiveram início no fim da década de sessenta, possibilitando a publicação de muitos trabalhos importantes numa região de energia que se estende de

300 MeV a 1000 MeV, com a participação ativa e conjunta dos pesquisadores do Instituto de Química Geral e Inorgânica da Universidade de Roma e dos cientistas do Laboratório de DESY, em Hamburgo, utilizando como máquinas aceleradoras o Eletro-Sincrotron do Laboratório Nacional de Frascati, na Itália; o Acelerador de Orsay, na França, e o Acelerador de DESY para energias acima de 1 GeV. Entre esses muitos trabalhos podemos ressaltar os seguintes: estudos referentes às reações de fotoprodução de nêutrons no  $C^{12}$ ,  $N^{14}$ ,  $O^{16}$ ,  $F^{19}$ ,  $Na^{23}$ ,  $P^{31}$ ,  $Cr^{52}$ ,  $Mn^{55}$ ,  $Co^{59}$ ,  $As^{75}$ ,  $Rh^{103}$ ,  $I^{127}$ ,  $Au^{197}$  e  $U^{238}$ , originando um trabalho sobre o estudo sistemático de reações  $(\gamma, n)$  a energias intermediárias, publicado recentemente <sup>(14)</sup>. Dando continuidade a essa série de trabalhos, realizou-se experiências com reações  $(\gamma, 2n)$  em núcleos complexos:  $Be^9$  <sup>(15)</sup>,  $Rh^{103}$  <sup>(16, 17)</sup>,  $I^{127}$  <sup>(18)</sup>,  $Au^{197}$  <sup>(19)</sup>,  $Co^{59}$  <sup>(20)</sup> e  $Bi^{209}$  <sup>(20)</sup>, estando em vias de publicação um trabalho sobre reações  $(\gamma, xn)$  onde  $(1 < x < 5)$  em núcleos complexos que se situam entre o  $Be^9$  e o  $Bi^{209}$  sendo as energias de 0.2 GeV a 1.0 GeV.

No estudo da fragmentação foram determinadas as seções de choque de dois radionuclídeos <sup>(21)</sup>  $C^{11}$  e  $Be^7$  a partir do  $Ca^{40}$ , usando bremsstrahlung na energia de 1 GeV.

É de grande valia acrescentar os trabalhos do Laboratório de Física Nuclear do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas que serviram de permanente fonte de consulta, podendo-se destacar: "Reações  $(\gamma, n)$  em Núcleos no Intervalo  $12 \leq A \leq 238$ , na Região de Energias Intermediárias (300 MeV - 1000 MeV)", tese de Doutorado do Prof. J.B. Martins; "Seções de Choque de Fotofissão do Urânio, Tório e Bismuto em Altas Energias", tese de



Mestrado do Prof. O.A.P. Tavares e "Reações  $(\gamma, 2n)$  em Núcleos Complexos a Energias Intermediárias", tese de Mestrado do Prof. J.D. Pinheiro Filho.

Estão prosseguindo no Laboratório de Física Nuclear do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, estudos sobre reações do tipo  $(\gamma, xnyp)$ , denominadas reações de "spallation" e reações que envolvem a produção de mésons, tais como  $(\gamma, \pi^+)$ ,  $(\gamma, \pi^-)$ ,  $(\gamma, n\pi^0)$ ,  $(\gamma, p\pi^-)$  etc.

## CAPÍTULO II

### MODELOS PARA O ESTUDO DE REAÇÕES FOTONUCLEARES

#### 2.1 - INTRODUÇÃO

Com o intuito de facilitar a compreensão do mecanismo das reações fotonucleares, podemos agrupar os fenômenos resultantes desse processo interativo, em três distintas regiões de energia (fig. 2.1.1), em relação à energia do fóton incidente, as quais podem ser descritas através de modelos adequados, que possibilitam a descrição ordenada e sistemática desse mecanismo de interações. Essas três regiões são as que se seguem:

#### 2.2 - REGIÃO DE RESSONÂNCIA GIGANTE

Região que se estende até cerca de aproximadamente 30 MeV, onde o comprimento de onda racionalizado do fóton incidente é da ordem de grandeza do diâmetro nuclear. Essa forte ressonância é explicada pelo momento do dipolo induzido pelo fóton no núcleo. A interação é do tipo coletiva, uma vez que o núcleo se comporta como um todo em relação à radiação eletromagnética incidente, sendo os principais aspectos característicos dessa região de energia os seguintes:

- i) - todos os núcleos apresentam um pico acentuado de fotoabsorção;

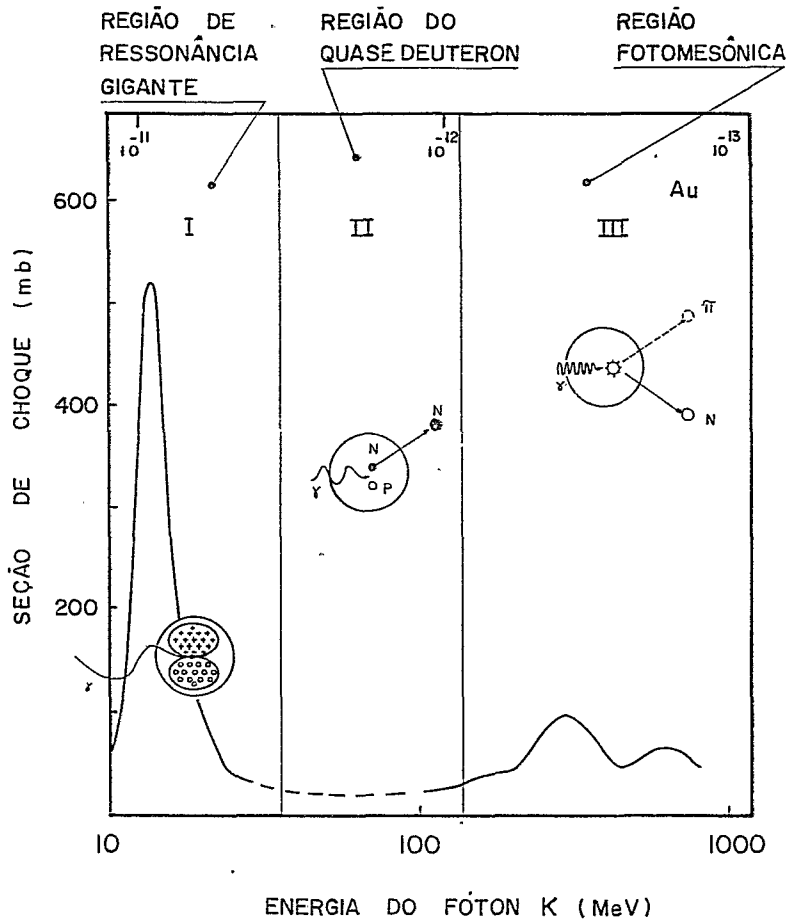


Fig. 2.1.1 - Mecanismo de Interações Fotonucleares.

- ii) - a energia referente à altura máxima desse pico varia lentamente com o número de massa do elemento alvo bombardeado;
- iii) - a largura à meia altura varia sensivelmente de núcleo para núcleo, sendo pequena para núcleos de camada fechada e maiores em núcleos com deformações acentuadas;
- iv) - a absorção é muito intensa e a seção de choque esgota a regra de soma clássica de dipolo em cerca de 10% ou 20% quando a integração é estendida a esse intervalo de energia.

Para compreendermos melhor o mecanismo básico de excitação na região de Ressonância Gigante, detalharemos a sequência de eventos que determinam essas excitações.

Inicialmente, o fóton é absorvido pelo núcleo. O campo eletromagnético do fóton provoca então um movimento de prótons e neutrons em sentidos opostos, em virtude da conservação do centro de massa, movimento conhecido por "vibração dipolar". O campo eletromagnético induzido no núcleo, praticamente apresenta-se homogêneo em toda a extensão nuclear, em virtude do comprimento de onda do fóton ser muito maior que o raio nuclear. A largura da ressonância é explicada pela transferência de energia de vibração para outros modos de movimentos nucleares. Essa energia é transferida ao núcleo e transmitida a todos os nucleons, através da fricção dos fluidos de prótons e neutrons, os quais se encontram em movimento harmônico. Como passo seguinte, ocorre a "termalização", sendo os responsáveis pela

descrição refinada desse fenômeno Danos e Greiner<sup>(22)</sup>. Posteriormente, os nucleons são evaporados do núcleo que então se desexcita, sendo atribuído a esses nucleons uma distribuição estatística de energia, levando em consideração as suas origens.

Os parâmetros utilizados no modelo de Goldhaber e Teller<sup>(5)</sup> (considerando  $Z = N = A/2$ ) são os que se seguem:

- $\mu$  - massa reduzida do núcleo
- $\epsilon$  - alcance das forças nucleares
- $\rho$  - densidade de fluido de prótons ou neutrons
- $\phi$  - energia de separação de um par neutron-próton
- $\xi$  - deslocamento relativo de um neutron e próton
- $R$  - raio nuclear
- $F_{sep}$  - força de separação de um par neutron-próton
- $V_{sep}$  - potencial de separação de um par neutron-próton
- $F_{rest}$  - força restauradora de um par neutron-próton
- $\omega$  - frequência do M.H.S.
- $E_{ress}$  - energia de ressonância de dipolo do núcleo.

No caso do deslocamento relativo de um neutron e próton ser máximo, sem que haja deformação inelástica, isto é, no limite superior do alcance das forças nucleares, a força restauradora é em valor modular idêntica à força de separação e expressa do seguinte modo:  $F_{rest} = -k\xi$ .

Dentro de uma boa aproximação, podemos considerar o potencial de separação quando  $\xi > \epsilon$  e como dado pela equação :  $V_{sep} = 2\rho\phi\pi R^2\xi$ . Sendo a  $F_{sep} = -\nabla V_{sep}$  torna-se possível escrever  $F_{sep} = -2\phi\rho\pi R^2$ .

Considerando ainda que os fluidos de prótons e neutrons apresentam um movimento harmônico, a equação responsável

por esse movimento é:

$$\frac{d^2\xi}{dt^2} + \xi\omega^2 = 0 \quad (2.2.1)$$

Multiplicando-se ambos os membros da eq. (2.2.1) por  $\mu$  temos:

$$\mu \frac{d^2\xi}{dt^2} + \mu\omega^2\xi = 0$$

porém  $\mu \frac{d^2\xi}{dt^2} = F_{rest}$ , logo,

$$\omega = \left(\frac{F_{rest}}{\mu\xi}\right)^{1/2} \quad (2.2.2)$$

sendo  $k = \omega^2\mu$ ; fazendo-se as substituições devidas ficamos com:

$$k = \left(\frac{F_{rest}}{\xi}\right)$$

No limite de deformação elástica, quando  $\xi = \epsilon$ ,  $k = \frac{2\rho\phi\pi R^2}{\epsilon}$ , logo  $F_{rest}$  pode ser expressa da seguinte maneira:

$$F_{rest} = -\left(\frac{2\rho\phi\pi R^2}{\epsilon}\right)\xi$$

e

$$E_{ress} = \hbar\omega \quad (2.2.3)$$

Substituindo a eq. (2.2.2) em (2.2.3) temos que

$$E_{ress} = \hbar \left(\frac{3\phi}{R\mu\epsilon}\right)^{1/2}$$

contudo, sabemos que  $R = r_0 A^{1/3}$  (onde  $r_0$  - parâmetro nuclear e  $A$  - número de massa do elemento alvo), de onde se conclui que :

$$E_{\text{ress}} = \left( \frac{3\phi\hbar^2}{r_0 \epsilon m} \right)^{1/2} A^{-1/6}$$

Como pudemos comprovar, o modelo de Goldhaber-Teller <sup>(5,23)</sup> apresenta uma dependência da energia de ressonância com o número de massa, sendo de aproximadamente  $A^{-1/6}$ , mas devido às próprias limitações e aproximações inerentes do modelo, este nos permite apenas estimar a ordem de grandeza da energia de ressonância, uma vez que em relação aos resultados experimentais existe uma certa discrepância no tocante a essa dependência.

Aproveitando-se então dos fundamentos básicos desse modelo e com o interesse científico de desvendar o motivo dessa discrepância, foi que Steinwedel e Jensen <sup>(6)</sup>, valendo-se de certas observações, desenvolveram o modelo hidrodinâmico. Esse modelo, considera o núcleo constituído de dois fluidos; um fluido de prótons e um fluido de neutrons, com densidades respectivamente iguais a  $\rho_p$  e  $\rho_n$ . O fóton interagindo com o núcleo, produzirá um movimento harmônico do fluido de prótons em relação ao fluido de neutrons. O atrito entre esses fluidos, provocará um aquecimento nuclear, o que acarretará a emissão de nucleons ou a própria fotofissão. O movimento harmônico de prótons e neutrons se transformará posteriormente em movimentos coletivos nucleares, conduzindo ao modelo do núcleo composto de Bohr <sup>(24)</sup>.

É importante ressaltar, que o modelo de Steinwedel e Jensen <sup>(6)</sup> é de grande valia pois estabelece uma dependência da energia de ressonância com o número de massa de aproximadamente  $A^{-1/3}$ , o que está em excelente concordância com os resultados experimentais.

Através de observações e do modelo hidrodinâmico verificamos que a seção de choque de absorção clássica nessa região de baixas energias, exibe uma estrutura de ressonância típica na qual as ressonâncias individuais têm uma forma "Lorentziana".

A expressão da "Lorentziana" usada para o ajuste das curvas de seção de choque experimentais em relação à energia do fóton é a seguinte:

$$\sigma = \frac{\sigma_{\max}}{1 + \frac{(k^2 - k_{\max}^2)^2}{\Gamma^2 k^2}}$$

onde  $\sigma_{\max}$  é a seção de choque correspondente ao pico de Ressonância Gigante;  $k$  é a energia do fóton;  $\Gamma$  é a largura da ressonância à meia altura;  $k_{\max}$  é a energia do fóton referente ao pico de ressonância.

O modelo hidrodinâmico foi laboriosamente trabalhado e estendido a núcleos deformados, por Danos e Okamoto<sup>(25)</sup>, sendo observado para esses núcleos que as curvas de seção de choque total em função da energia do fóton incidente apresentam dois picos característicos de ressonância.

A relação entre as energias desses dois picos foram pré-estabelecidas por cálculos feitos por Danos, como sendo iguais a:

$$\frac{E_b}{E_a} = 0.911 \frac{a}{b} + 0.089$$

onde  $a$  e  $b$  são, respectivamente, o semi-eixo maior e menor



do esferoide.

Desse modelo estendido foi possível tirar-se as seguintes conclusões:

- A separação das energias desses dois picos e proporcional à deformação nuclear e quando  $a > b$  (núcleo prolato), esta exibe um momento quadrupolar positivo, logo, ao pico maior corresponde a maior energia. Do mesmo modo, quando  $a < b$  (núcleo obiato), o momento quadrupolar é negativo e ao pico maior corresponde a menor energia fotônica.

### 2.3 - REGIÃO DO QUASE-DÊUTERON

Região que se estende do final da Ressonância Gigante ao limiar fotomesônico ( $\approx 150$  MeV).

Todavia, desde o final da Ressonância Gigante até cerca de 450 MeV, os fótons podem ser absorvidos, através de um mecanismo pouco explorado, denominado de efeito do Quase-Dêuteron. Nessa região de energia, o fóton "vê" o núcleo como constituído de pares de nucleons (n-p) denominados de "Quase-Dêuterons".

O fóton ao ser absorvido pelo núcleo é incapaz de transferir toda a sua energia e momentum a apenas um único nucleon. Através de um operador de transição de dipolo é explicada a emissão de neutrons e prótons em direções tais que o par de nucleons tenha um momentum total idêntico ao da radiação eletromagnética incidente.

Podemos considerar, como já foi mencionado anteriormente, o sistema de absorção constituído de um conjunto de pares prótons-neutrons muito próximos uns dos outros, mas sem es-

tarem sujeitos a qualquer tipo de perturbação causada pelos nucleons restantes.

Devido à aproximação do par "Quase-Dêuteron", a função que descreve o sistema é muito maior que a função de onda do dêuteron livre.

Nesse intervalo de energia, a maioria dos resultados observados em reações fotonucleares são explicados com base no modelo desenvolvido por Levinger <sup>(8,26)</sup> em 1951, segundo o qual, o fóton é absorvido pelo par neutron-próton e a seção de choque de fotoabsorção do fóton pelo núcleo está de uma maneira simples relacionada com a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre.

Através de Heidmann <sup>(27)</sup>, a função de onda que descreve o estado fundamental do núcleo para um próton (1) bastante próximo a um neutron (2) é dada pela seguinte exp.:

$$\psi(1,2,3,\dots,A) = e^{(i\vec{k}\cdot\vec{r}')} \psi_k(r) \phi(3,\dots,A) \quad (2.3.1)$$

onde  $e^{(i\vec{k}\cdot\vec{r}')}$  representa o movimento do centro de massa do Quase-Dêuteron. Foi feita ainda a consideração que a função de onda  $\phi$  dos (A-Z) nucleons deve ser tomada como idêntica nos estados final e inicial.

A função de onda <sup>(28)</sup> que descreve o Quase-Dêuteron,  $\psi_k(r)$  onde  $r$  é tomado como sendo o afastamento entre o próton e o neutron, é dado pela eq.

$$\psi_k(r) = (4\pi)^{1/2} \left[ \frac{\text{sen}(kr+\delta)}{\text{sen } \delta-\chi} \right] / (\alpha^2+k^2)^{1/2} v^{1/2} r \quad (2.3.2)$$

sendo:

$\chi$  - uma função que é considerável apenas dentro do alcance das forças nucleares e dependente do tipo de potencial;

$v$  - volume do núcleo;

$k$  - número de onda do movimento relativo do próton e neutron, expresso por

$$k = \frac{1}{2} |\vec{k}_1 - \vec{k}_2| \quad (2.3.3)$$

onde os parâmetros  $\vec{k}_1$  e  $\vec{k}_2$ , são os números de onda correspondentes ao próton e ao neutron quando os mesmos se encontram afastados.

Através da teoria de alcance das forças nucleares, temos que o deslocamento de fase  $\delta$  vale aproximadamente

$$\text{ctg } \delta \approx -\alpha/k$$

onde  $\alpha^{-1}$  é o comprimento do espalhamento.

Fazendo as devidas substituições, a eq. (2.3.2) representará o termo S de uma onda plana para  $r$  maior que o alcance das forças nucleares.

A função  $\psi_k$  quando  $r$  é muito pequeno, isto é  $kr \ll 1$  pode ser reescrita assim:

$$\psi_k(r) = \left(\frac{4\pi}{v}\right)^{1/2} (\alpha^2 + k^2)^{-1/2} r^{-1} \left[ -\left(\frac{\alpha}{k}\right) \text{sen} kr + \text{cos} kr - \chi \right]$$

mas

$$\frac{\text{sen}(kr + \delta)}{\text{sen}(\delta - \chi)} = \text{sen} kr \text{ ctg } \delta + \text{cos} kr - \chi \quad (2.3.4)$$

Devido a restrições feitas anteriormente, temos que  $\sin kr \approx kr$  e  $\cos kr \approx 1$ , logo a eq. (2.3.4) pode ser descrita do seguinte modo:

$$\psi_k(r) = \left(\frac{4\pi}{v}\right)^{1/2} (\alpha^2 + k^2)^{-1/2} r^{-1} (1 - \alpha r - \chi) \quad (2.3.5)$$

Uma vez bem conhecida a função do dêuteron

$$\psi_d(r) = \left[2\alpha/(1 - \alpha r_0)\right]^{1/2} r^{-1} (e^{-\alpha r} - \chi) \approx \left[2\alpha/1 - \alpha r_0\right]^{1/2} r^{-1} (1 - \alpha r - \chi) \quad (2.3.6)$$

podemos compará-la à do Quase-Dêuteron.

Antes, torna-se necessário ressaltar que  $r^{-1}(1 - \alpha r - \chi)$  da eq. (2.3.5) foi obtida através da teoria de alcance efetivo e  $r_0$ , que aparece na eq. (2.3.6), alcance efetivo, é considerado pequeno dentro do limite do alcance das forças nucleares. Feitas essas ressalvas, verificamos que as funções  $\psi_k(r)$  e  $\psi_d(r)$  são proporcionais entre si.

Para a seção de choque do fotoefeito do Quase-Dêuteron, foram usados os resultados compilados por Schiff, Marshall e Gunth (9, 10) para o dêuteron, podendo a dependência ser expressa por:

$$\sigma_{\text{QD}}/\sigma_{\text{D}} = \left(\frac{\psi_k}{\psi_d}\right)^2 = 2\pi(1 - \alpha r_0)/\alpha(\alpha^2 + k^2)v \quad (2.3.7)$$

onde  $\sigma_{\text{QD}}$  é a seção de choque de fotodesintegração do Quase-Dêuteron, e  $\sigma_{\text{D}}$  são os resultados da seção de choque do dêuteron livre.

Fazendo a média dos valores  $(\alpha^2 + k^2)^{-1}$ , sobre todos

os valores de  $k$  e admitindo as distribuições de Fermi, para o número de onda  $k_1$  do próton e  $k_2$  do neutron até o número de onda máxima  $k_m$ , temos:

$$P(k_1) dk_1 = \left(\frac{3}{k_m}\right) k_1^2 dk_1 \quad \text{para } k_1 \ll k_m$$

Considerando ainda uma distribuição isotrópica para o ângulo entre o vetor de onda do próton e o do neutron e fazendo uso da eq. (2.3.3), encontramos:

$$\left[ (\alpha^2 + k^2)^{-1} \right] \approx 4.1 k_m^{-2} \quad (2.3.8)$$

Os resultados numéricos de  $\alpha$  e  $k_m$  são bem conhecidos e o volume do núcleo é dado por

$$v = \left(\frac{4}{3}\right) \pi A (r_0)^3 \quad (2.3.9)$$

Sendo  $Z$  o número atômico e  $N$  o número de neutrons ( $N=A-Z$ ), a seção de choque nuclear é expressa por  $NZ\sigma_{QD}$ .

Substituindo as eqs. (2.3.8) e (2.3.9) na eq. (2.3.7), podemos explicitar a seção de choque de fotodesintegração do Quase-Dêuteron em função da do dêuteron livre, do seguinte modo:

$$\sigma_{QD} = \frac{(1 - \alpha r_0) \times 4.1 k_m^{-2}}{\alpha \frac{2}{3} \pi A r_0^3} \sigma_D \quad (2.3.10)$$

Multiplicando a eq. (2.3.10) por  $NZ$  temos a seção de choque de fotodesintegração nuclear expressa por:

$$\sigma = \frac{(1 - \alpha r_0) \times 4.1 k_m^{-2}}{\frac{2\pi}{3} r_0^3 \alpha} \left(\frac{NZ}{A}\right) \sigma_D \quad (2.3.11)$$

onde

$$L = \frac{(1 - \alpha r_0) \times 4\pi k_m^{-2}}{\frac{2}{3} \pi r_0^3 \alpha} \quad (2.3.12)$$

é denominado de fator de Levinger.

Finalmente, a seção de choque de fotodesintegração nuclear pode ser representada pela exp.:

$$\sigma = L \left( \frac{NZ}{A} \right) \sigma_D \quad (2.3.13)$$

A tabela 2.3.1 apresenta os valores do fator de Levinger para os núcleos por nós estudados.

Tabela 2.3.1

Núcleo	${}^6\text{C}^{12}$	${}^9\text{F}^{19}$	${}^{25}\text{Mn}^{55}$	${}^{79}\text{Au}^{197}$	${}^{92}\text{U}^{238}$
L (Fator de Levinger)	5.5	7	9	12	12

#### 2.4 - REGIÃO FOTOMESÔNICA

O modelo usado para explicar o mecanismo da interação de partículas ou fótons com o núcleo na região de energia acima de 150 MeV, foi proposto por Serber <sup>(11)</sup> e posteriormente desenvolvido por Reff <sup>(29)</sup>, divide as reações nucleares em dois estágios: o de cascata e o de evaporação.

O comprimento de onda do fóton nessa região de energia é menor ou igual em ordem de grandeza às distâncias intra

nucleônicas. O fóton ou partícula interagindo com um único nucleon provocará uma reação nuclear, a qual é constituída de dois estágios distintos:

- a) - primeiro estágio, ou estágio de Cascata (fase rápida da reação) - é caracterizado pelo fóton interagir com um único nucleon, dando origem ao desdobramento de colisões secundárias com os restantes nucleons vizinhos e assim sucessivamente, até que algumas partículas ("clusters") sejam emitidas ou absorvidas do contorno geométrico do núcleo.

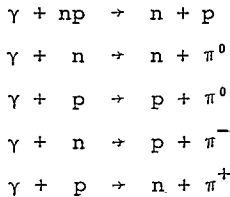
Ross e Peterson <sup>(30)</sup> em seus trabalhos mostraram a existência de "estrelas" fotoproduzidas por fótons de bremsstrahlung em núcleos complexos numa faixa de energia de 250 MeV a 1150 MeV, utilizando a técnica de emulsões nucleares. Essas "estrelas" são decorrentes de um processo de fotodesintegração nuclear, que acarreta a emissão de mais de duas partículas carregadas do núcleo.

O modelo do Quase-Dêuteron não explica satisfatoriamente esse fenômeno observado, porque foram constatadas que as ramificações dessas "estrelas" são tanto maiores quanto forem as energias do fóton incidente, fato inverso, ocorre entretanto no modelo de Levinger com a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre.

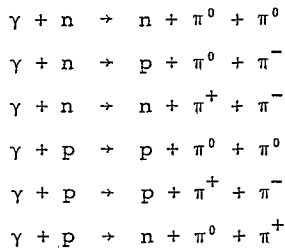
Através do "Modelo Ótico", Ross e Peterson encontraram uma explicação para o aparecimento dessas "foto-estrelas", observando que as mesmas resultam do espalhamento ou absorção de simples produção de mésons, dupla produção de mésons

ou de nucleons de recuo no interior do núcleo, oriundos da interação primária do fóton.

Acima de 150 MeV, a interação do fóton com o núcleo se dá com pares de nucleons "Quase-Dêuteron" e também com um único nucleon dando, por conseguinte, as reações primárias que se seguem:



Acima de 350 MeV tem início a dupla produção de  $\underline{m\bar{e}}$  sons e até 450 MeV a interação com os "Quase-Dêuterons" é significativa. As reações da dupla produção de pions são as representadas abaixo:



b) - segundo estágio, ou estágio da evaporação (fase lenta do processo intranuclear). No término da fase de cascata após a emissão de nucleons, mésons, etc., o núcleo deve apresentar uma energia de excitação. Se esta energia for maior ou



igual a energia de corte ocasionará uma desexcitação nuclear através do processo de evaporação tratado por Weisskoff<sup>(12)</sup>. Nesse processo torna-se possível descrever a desintegração do núcleo composto, de modo semelhante ao processo de evaporação molecular.

As estimativas das seções de choque nessa região de energia a partir de 150 MeV, foram obtidas fazendo um tratamento quantitativo ao modelo de Serber<sup>(11)</sup>, utilizando o método de cálculo das probabilidades estatísticas conhecido como "Método de Monte Carlo", que foi indispensável e muito importante no presente trabalho. Na utilização do Método de Monte Carlo o núcleo é constituído por um gás degenerado de Fermi. Os neutrons e prótons apresentam uma distribuição de momentos quase idêntica à distribuição de momentos do gás de Fermi, no seu estado de energia mais baixa, num poço de potencial quadrado. Esse método será desenvolvido em detalhes no apêndice A que acompanha esse estudo de reações fotonucleares.

## CAPÍTULO III

### PROCEDIMENTOS EXPERIMENTAIS E RESULTADOS

#### 3.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo apresentaremos os cálculos que nos permitiram a obtenção da probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  na região do "Quase-Dêuteron" para os núcleos complexos:  ${}_6\text{C}^{12}$ ,  ${}_9\text{F}^{19}$ ,  ${}_{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}_{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}_{92}\text{U}^{238}$ . O presente capítulo foi subdividido em seções, que esboçam os procedimentos utilizados e os resultados obtidos. A análise dos mesmos será interpretada no capítulo subsequente que acompanha este estudo.

Na experiência para a irradiação dos alvos foram utilizados feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron do Laboratório Nacional de Frascati (Itália) e do Acelerador de Orsay, (França).

Através dos resultados experimentais realizados em trabalhos anteriores<sup>(31)</sup>, tornou-se conhecido portanto o valor da seção de choque por quantum equivalente  $\sigma_Q(E_0)$  para os núcleos acima mencionados à energia máxima do espectro de bremsstrahlung, no caso tomada a 300 MeV. Essa grandeza, seção de choque por quantum equivalente  $\sigma_Q(E_0)$ , é definida como a razão entre o número total de eventos da reação  $(\gamma, n)$  pelo número de átomos por unidade de área, multiplicado pela dose total incidente no alvo durante a radiação e expressa do seguinte modo:

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{N_e}{N_a Q} \quad (3.1.1)$$

sendo:

$N_e$  - o número total de eventos da reação em estudo;

$N_a$  - o número de átomos por unidade de área do alvo;

$Q$  - a dose total incidente no alvo durante a irradiação, sendo essa dose expressa pela razão entre a energia total transmitida pelo feixe, sobre a energia máxima do espectro de bremsstrahlung, isto é:

$$Q = \frac{E_T}{E_0}$$

O número total de eventos da reação ( $\gamma, n$ ) é calculado por método de ativação, através de técnicas oferecidas pela espectroscopia gama.

Quanto à dose  $Q$ , é possível ser obtida por intermédio do Quantômetro de Wilson, gaiolas de Faraday ou através de monitores de polietileno.

Os resultados da seção de choque por quantum equivalente utilizados no presente trabalho foram obtidos através de técnicas experimentais realizadas anteriormente, e que se encontram no trabalho de Tese de Doutorado de J.B. Martins <sup>(31)</sup>.

Relataremos a seguir esses aspectos experimentais que possibilitaram os cálculos referentes às seções de choque

por quantum equivalente à energia de 300 MeV do espectro de bremsstrahlung.

3.2 - TÉCNICAS EXPERIMENTAIS E RECURSOS UTILIZADOS PARA O CÁLCULO DA SEÇÃO DE CHOQUE POR QUANTUM EQUIVALENTE À ENERGIA MÁXIMA DE 300 MeV  $\sigma_Q$  (300 MeV)

a) - Reação  ${}_6\text{C}^{12} (\gamma, n) {}_6\text{C}^{11}$

Alvo: folhas de polietileno, contendo  $8.4 \times 10^{21}$  átomos de carbono por centímetro quadrado, expostas à incidência normal do feixe de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron do Laboratório de Frascati.

Radiador: tântalo de 0.5 mm de espessura.

Medida da Dose Q: através do Quantômetro de Wilson.

Seção de Choque por Quantum Equivalente Obtida:

$$\sigma_Q (300 \text{ MeV}) = 4.12 \text{ mb.}$$

b) - Reação  ${}_9\text{F}^{19} (\gamma, n) {}_9\text{F}^{18}$

Alvo: folhas de teflon (76% de  $\text{F}^{19}$ ) de 2.5 mm de espessura expostas à incidência normal do feixe de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron do laboratório italiano de Frascati.

Radiador: tântalo de 0.5 mm de espessura.

Medida da Dose Q: através do Quantômetro de Wilson.

Seção de Choque por Quantum Equivalente Obtida:

$$\sigma_Q (300 \text{ MeV}) = 5.90 \text{ mb.}$$

c) - Reação  ${}_{25}\text{Mn}^{55} (\gamma, n) \text{Mn}^{54}$

Alvo: manganês em pó, colocado uniformemente em placas de lucite de 0.5 mm de espessura à incidência normal do feixe de bremsstrahlung.

Radiador: tântalo de 0.5 mm de espessura.

Seção de Choque por Quantum Equivalente Obtida:

$$\sigma_Q (300 \text{ MeV}) = 37.5 \text{ mb.}$$

d) - Reação  ${}_{79}\text{Au}^{197} (\gamma, n) \text{Au}^{196}$

Alvo: folhas de ouro de alto grau de pureza (99.99%) de 0.1 mm de espessura, à incidência normal de um feixe de bremsstrahlung no Acelerador de Orsay (França).

Radiador: cobre de 2 cm de espessura.

Seção de Choque por Quantum Equivalente Obtida:

$$\sigma_Q (300 \text{ MeV}) = 249.6 \text{ mb}$$

O valor desta seção de choque por quantum equivalente, foi obtido por extrapolação da curva apresentada no trabalho (31).

e) - Reação  ${}_{92}\text{U}^{238} (\gamma, n) \text{U}^{237}$

Alvo: folhas de urânio quimicamente puras de 5cm x 5cm e 0.1mm de espessura, expostas à incidência normal do feixe de bremsstrahlung no Eletro-Sincrotron de Frascati.

Radiador: tântalo de 0.5 mm de espessura.

Medida da Dose Q: através de monitores de polietileno.

Seção de Choque por Quantum Equivalente Obtida:

$$\sigma_Q (300 \text{ MeV}) = 145 \text{ mb.}$$

A seguir apresentamos o esquema de irradiação utilizado em Frascati (fig. 3.2.1) para, pelo menos um dos elementos aqui em estudo, que nos conduzirá a uma melhor compreensão desse mecanismo de irradiação com o uso do feixe de bremsstrahlung.

### 3.3 - INTENSIDADE DO ESPECTRO DE BREMSSTRAHLUNG

A radiação de frenamento ou bremsstrahlung, é obtida por colisões do feixe de elétrons com os radiadores como o cobre, tântalo e outros mais.

Embora apresente certas dificuldades teóricas, experimentais e ainda alguns erros inerentes ao processo, este torna-se único no estudo de reações fotonucleares acima da Ressonância Gigante, devido as dificuldades para a obtenção de fótons monoenergéticos na região das altas energias.

Para a determinação do número de fótons equivalentes do feixe de bremsstrahlung, isto é, o número de fótons que teria o feixe se todos possuíssem energia máxima  $E_0$ , é necessário explicitar certos detalhes importantes.

- i) - O número de fótons  $N(k, E_0) dk$  com energia no intervalo  $k$  e  $k + dk$ ;
- ii) - a carga elétrica determinada no quantômetro e a constante correspondente ao mesmo  $C(\text{MeV/Coulomb})$ .

PROCESSO DAS IRRADIAÇÕES NO LABORATÓRIO DE FRASCATI

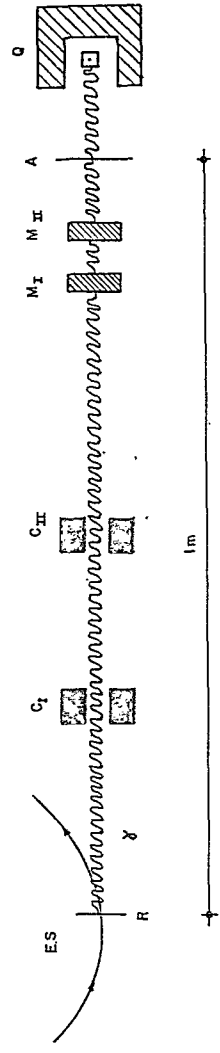
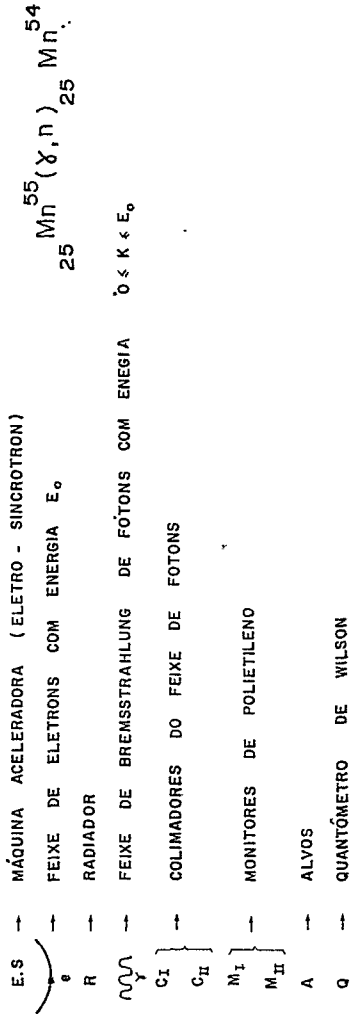


Fig. 3.2.1 - Esquema de Irradiação no Laboratório de Frascati.

Uma vez bem conhecidos os valores de  $\sigma_Q$  a 300 MeV , torna-se indispensável o conhecimento da função intensidade do espectro de bremsstrahlung, para a determinação da seção de choque absoluta da reação em estudo ( $\gamma, n$ ) a energia  $k$  do fóton de um espectro de bremsstrahlung produzido por elétrons de energia máxima  $E_0$ .

A função intensidade do espectro de bremsstrahlung  $I(k, E_0)$  é definida por:

$$I(k, E_0) = kN(k, E_0) \frac{E_0}{qC} \quad (3.3.1)$$

Através do quantômetro, temos informação sobre a energia transmitida pelo feixe e da carga  $q$ , medida no instante em que o feixe de bremsstrahlung é absorvido no seu interior.

$$q = \frac{1}{C} \int_0^{E_0} kN(k, E_0) dk \quad (3.3.2)$$

A integral que aparece na eq. (3.3.2) corresponde à energia total transmitida pelo feixe, concluindo-se que:

$$q = \frac{E_T}{C} \quad (3.3.3)$$

Utilizando as eqs. (3.3.1) e (3.3.3) temos que:

$$I(k, E_0) = kN(k, E_0) \frac{E_0}{E_T}$$

onde  $E_T/E_0$  é o número de "fótons equivalentes", ou seja, a dose  $Q$ , definida anteriormente.



Sendo,  $Q = E_T/E_0$  logo,

$$I(k, E_0) = \frac{kN(k, E_0)}{Q} \quad (3.3.4)$$

Para a determinação da relação entre  $\sigma_Q$  e  $\sigma_k$  (seção de choque absoluta), através da função intensidade do espectro de bremsstrahlung  $I(k, E_0)$ , faremos a seguinte consideração: admitiremos  $dN_e$  como sendo o número de eventos da reação em estudo produzido na amostra com  $N_a$  (átomos/cm<sup>2</sup>), por fótons com energia entre  $k$  e  $k + dk$ .

Sendo assim, torna-se possível escrever  $dN_e$  da seguinte maneira:

$$dN_e = N_a \sigma_k(k) N(k, E_0) dk \quad (3.3.4)$$

onde  $\sigma_k(k)$  é a seção de choque da reação em estudo ( $\gamma, n$ ) à energia  $k$ .

Integrando a eq. (3.3.4) para todas as energias do espectro, teremos:

$$N_e = N_a \int_0^{E_0} \sigma_k(k) N(k, E_0) dk$$

A eq. (3.1.1) que define  $\sigma_Q$ , leva-nos a estabelecer que:

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{1}{Q} \int_0^{E_0} \sigma_k(k) N(k, E_0) dk \quad (3.3.5)$$

A eq. (3.3.5) relaciona  $\sigma_k(k)$  com a seção de choque por quantum equivalente  $\sigma_Q(E_0)$ , sendo o "núcleo" dessa equação integral

a função  $N(k, E_0)/Q$  a qual representa o espectro de bremsstrahlung na energia máxima  $E_0$ . Logo,

$$I(k, E_0) = \frac{kN(k, E_0)}{Q} \quad (3.3.6)$$

podemos reescrever (3.3.5) do seguinte modo:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_k(k) \frac{I(k, E_0)}{k} dk \quad (3.3.7)$$

Para o nosso trabalho utilizamos radiadores finos como o tântalo Ta ( $Z = 74$ ) e cobre Cu ( $Z = 29$ ), onde a fórmula de Schiff (32) do espectro de bremsstrahlung pode ser utilizada.

Tomando-se um radiador de número atômico  $Z$ , de comprimento de radiação  $X_0$  ( $\text{g/cm}^2$ ) e espessura  $t_0$  (em comprimentos de radiação (\*)), temos:

$$N(k, E_0) dk = (t_0 X_0 L/A n_e) d\sigma_{\text{bremss}}(k, E_0) \quad (3.3.8)$$

na qual:

$d\sigma_{\text{bremss}}(k, E_0)$  - é a diferencial em relação à energia do fóton da seção de choque de bremsstrahlung;

$L$  - número de Loschmidt;

$A$  - número de massa.

A função  $N(k, E_0)$  pode ser reescrita assim:

---

(\*) Comprimento de radiação (RL) é a distância que um elétron percorre no interior de um radiador, necessária para dissipar em média  $1/e$  de sua energia inicial unicamente por bremsstrahlung.

$$N(k, E_0) = t_0 X_0 L / A n_e \frac{d\sigma_{\text{bremss}}(k, E_0)}{dk}$$

Segundo Schiff, a seção de choque diferencial responsável pela produção de bremsstrahlung é a seguinte:

$$\frac{d\sigma_{\text{bremss}}}{dk}(k, E_0) = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{k} g(x, E_0) \quad (3.3.9)$$

onde:

$$x = \frac{k}{E_0}$$

$r_0$  - é o raio clássico do elétron;

$g(x, E_0)$  - é a função representada por:

$$g(x, E_0) = \left[ x^2 - \frac{4x}{3} + \frac{4}{3} \right] \left[ \ln M(0) + 1 - \left( \frac{2}{b} \right) \text{arctg } b \right] + \left[ 1 - x \right] \left[ \left( \frac{2}{b} \right) \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \text{arctg } b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right] \quad (3.3.10)$$

na qual:

$$b = \frac{2E_0 Z^{1/3}}{C\mu} \left( \frac{1}{x} - 1 \right)$$

e

$$M(0) = \left[ \frac{\mu^2}{4E_0^2 \left( \frac{1}{x} - 1 \right)^2} + \left( \frac{Z^{1/3}}{C} \right)^2 \right]^{-1}$$

Tomamos nas expressões acima  $\mu$  (energia de repouso do elétron) igual a 0.511 MeV e o C (constante do quantômetro) sen

do 111.

A seção de choque diferencial foi obtida levando em consideração o efeito de blindagem dos átomos do radiador assumindo um potencial atômico da forma  $(\frac{Ze}{r})\exp^{-r/a}$  na qual  $a$  é inversamente proporcional a  $Z^{1/3}$ .

Combinando as eqs. (3.3.8) e (3.3.9) temos então que a energia transmitida pelo feixe de bremsstrahlung por fótons com energia no intervalo  $k$  e  $k + dk$  é dada por:

$$\frac{k N(k, E_0)}{E_0} dk = t_0 X_0 L/An_e \frac{2Z^2 r_0^2}{137} g(x, E_0) dx \quad (3.3.11)$$

Integrando ambos os termos da igualdade acima, temos que:

$$Q = t_0 X_0 L/An_e \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \int_0^1 g(x, E_0) dx \quad (3.3.12)$$

Comparando as eqs. (3.3.11) e (3.3.12) e levando em conta (3.3.6) obteremos que:

$$I(k, E_0) = \frac{g(x, E_0)}{\int_0^1 g(x, E_0) dx} \quad (3.3.13)$$

onde  $x = \frac{k}{E_0}$ .

Esta última expressão representa a função intensidade do espectro de bremsstrahlung.

Nas figs. 3.3.1 e 3.3.2 apresentamos a variação da intensidade do espectro de bremsstrahlung a diferentes energias do fóton incidente até 300 MeV, com a utilização dos respec

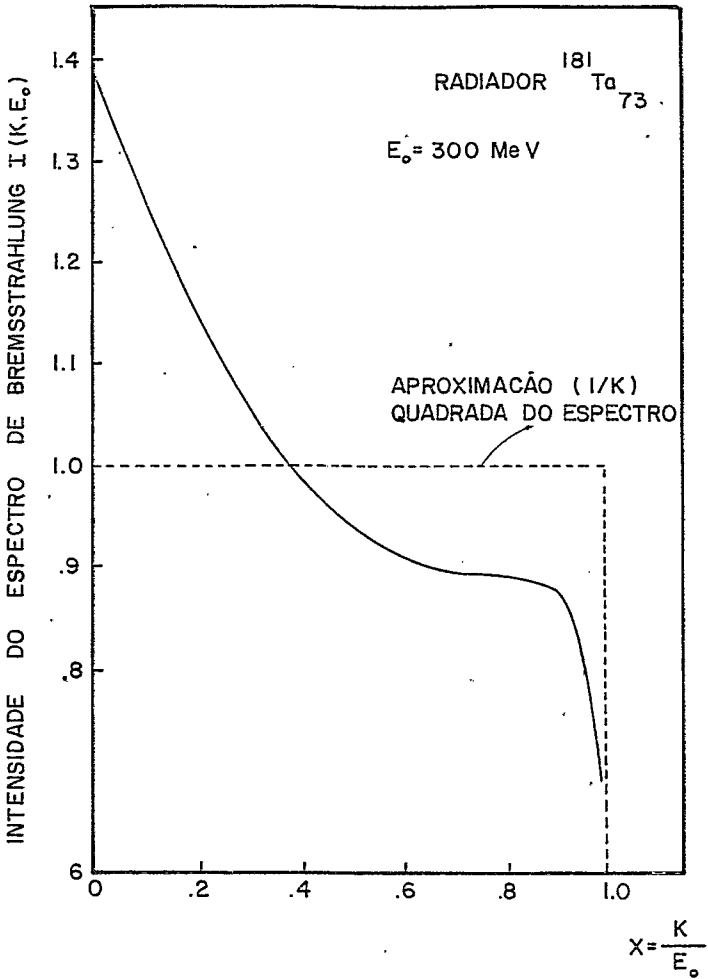


Fig. 3.3.1 - Variação do espectro de bremsstrahlung para a energia do fóton incidente, usando como radador  $^{181}\text{Ta}_{73}$ .

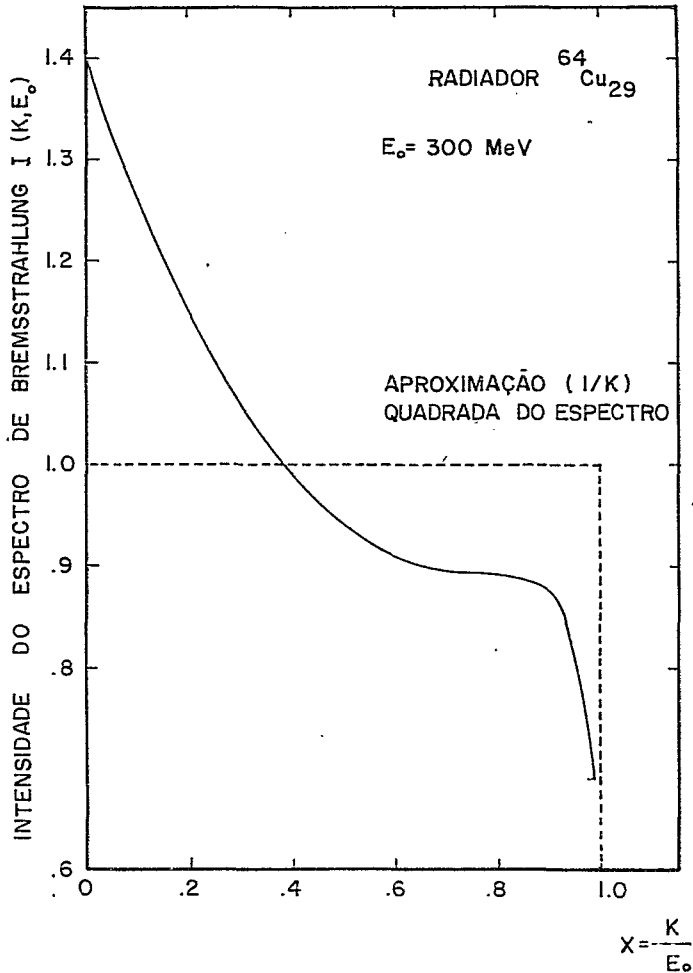


Fig. 3.3.2 - Variação do espectro de bremsstrahlung para a energia do fóton incidente, usando como radiador  $^{64}\text{Cu}_{29}$ .

tivos radiadores de tântalo e cobre. Incluímos ainda nessas figuras, a aproximação  $1/k$  muito utilizada com bremsstrahlung a altas energias.

### 3.4 - CÁLCULOS DAS SEÇÕES DE CHOQUE ABSOLUTAS

Uma das mais importantes grandezas físicas envolvidas na interação de fótons com o núcleo atômico é a seção de choque absoluta. A descrição teórica da seção de choque absoluta requer um conhecimento do mecanismo de interação de absorção da radiação eletromagnética pelo núcleo.

A comparação dos cálculos obtidos para a seção de choque absoluta através da seção de choque por quantum equivalente (medida experimental), concorda com a previsão teórica e oferece a princípio, um conjunto de idéias acerca do mecanismo de absorção de fótons pelo núcleo.

Os processos utilizados para a obtenção das seções de choque absolutas foram distintos para cada uma das regiões de energia: Ressonância Gigante; Região do Quase-Dêuteron; Região Fotomesônica, o que nos conduziu a tratar em separado cada um desses intervalos de energia acima mencionados.

#### a) Região de Ressonância Gigante

Na teoria semi-clássica de interação dos fótons com o núcleo, a curva da seção de choque de absorção tem a forma Lorentziana que caracteriza a Ressonância Gigante, causada pelo momento de dipolo induzido no núcleo pelo fóton é expressa, co-

mo já foi mencionado em capítulo anterior, pela expressão abaixo:

$$\sigma(k) = \frac{\sigma_{\max}}{1 + \left[ (k^2 - k_{\max}^2)^2 / k^2 \Gamma^2 \right]} \quad (3.4.1)$$

onde os parâmetros  $k_{\max}$ ,  $\sigma_{\max}$  e  $\Gamma$  utilizados na expressão acima, são respectivamente: a energia do pico de Ressonância Gigante, a seção de choque correspondente a esse pico e a largura a meia altura associada ao mesmo pico de Ressonância Gigante.

Fazendo uso da eq. (3.4.1), calculamos a seção de choque absoluta na reação  $(\gamma, n)$  com o passo constante de 0.1 MeV num intervalo que se estende do limiar de Ressonância Gigante ao término dessa região de energia para os núcleos:  ${}^6\text{C}^{12}$ ,  ${}^{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}^{92}\text{U}^{238}$ , de acordo com o andamento dessas curvas obtidas em trabalhos realizados com a utilização dos feixes de bremsstrahlung e mais recentemente com o uso de fótons monoenergéticos. Esses resultados se encontram no catálogo "Photonuclear Cross Sections", compilados por Bülow e Forkman<sup>(33)</sup>; no "Atlas of Photonuclear Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photon" por Berman e Fultz<sup>(34)</sup> e na coletânea "Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photon"<sup>(35)</sup>. Os resultados apresentados nas duas últimas publicações são do Laboratório de Livermore e Saclay.

- Determinação do Cálculo das Seções de Choque Absolutas dos Respetivos Elementos Abaixo:

${}^6\text{C}^{12}$  - A curva da seção de choque absoluta desse elemento foi obtida por S.C. Fultz, R.L. Bramblett, J.T. Caldwell



well e N.A. Keer<sup>(36)</sup>, e se encontra reproduzida na fig. 3.4.1.

- Características Tomadas da Curva de Ressonância Gigante do  $^{60}\text{Co}$

- $\Gamma$  - Largura de linha à meia altura = 2.9 MeV
- $k_{\text{max}}$  - energia máxima do pico = 22.8 MeV
- $\sigma_{\text{max}}$  - seção de choque referente ao pico = 7.2 mb.

Substituindo esses parâmetros na eq. (3.4.1), torna-se possível a reprodução da curva através de uma Lorentziana, o que nos permite a determinação da seção de choque absoluta para cada ponto da curva característica da Ressonância Gigante do elemento em estudo.

$^{25}\text{Mn}^{55}$  - a curva da seção de choque absoluta para manganês foi obtida por B.L. Berman e S.C. Fultz<sup>(35)</sup>, a qual se encontra representada na fig. 3.4.2.

- Características Marcantes Referentes a essa Curva de Ressonância Gigante

$$\Gamma = 4.2 \text{ MeV} ; k_{\text{max}} = 17 \text{ MeV} ; \sigma_{\text{max}} = 59 \text{ mb}$$

Fazendo uso dos resultados obtidos para cada um desses parâmetros e procedendo com as substituições devidas na eq. (3.4.1), reproduziremos a curva de seção de choque absoluta para esse elemento na região da Ressonância Gigante.

$^{92}\text{U}^{238}$  - a curva de seção de choque desse elemento foi determinada no trabalho "Photoneutron and Total Cross Sec -

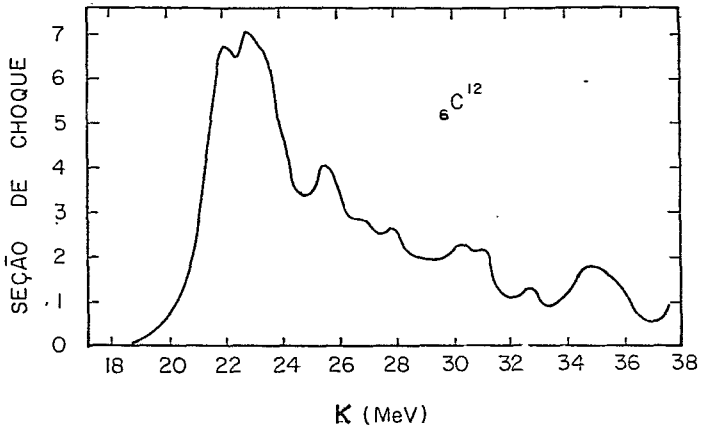
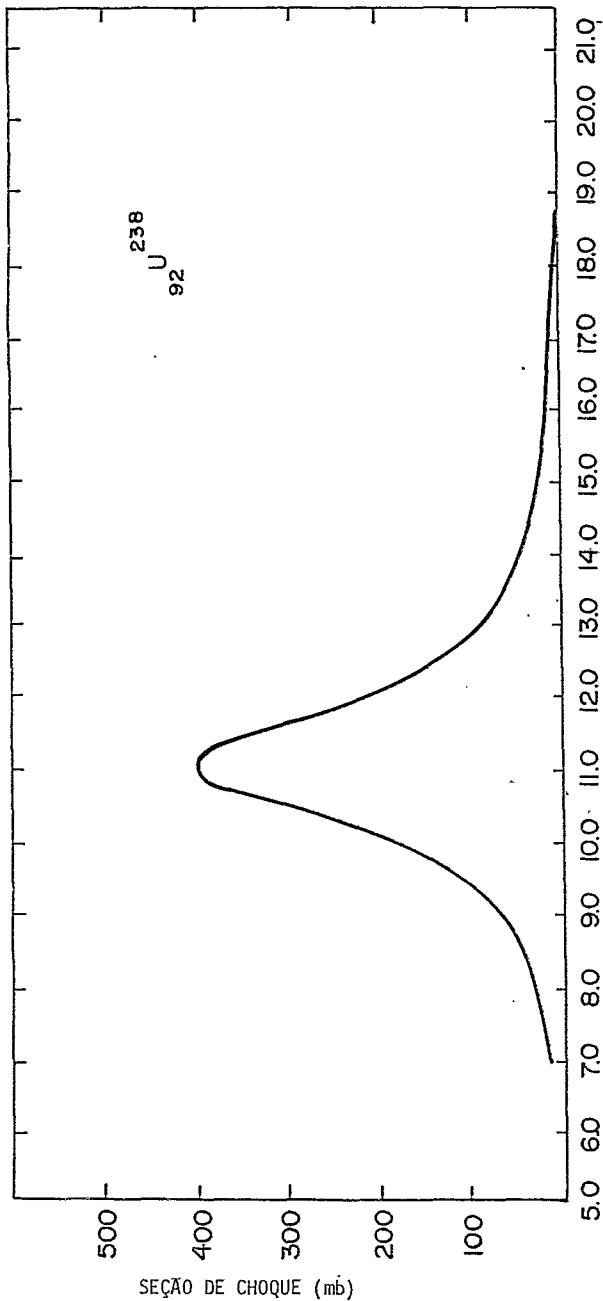


Fig. 3.4.1 - Curva representativa da seção de choque  $(\gamma, n)$  do elemento  ${}_{6}\text{C}^{12}$ .



K (MeV)

Fig. 3.4.3 - Curva representativa da seção de choque ( $\gamma, n$ ) do elemento  $^{238}_{92}\text{U}$ .

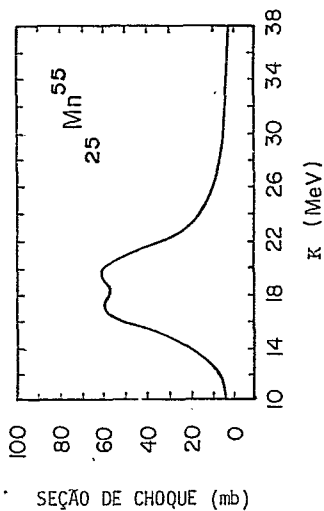


Fig. 3.4.2 - Curva representativa da seção de choque ( $\gamma, n$ ) do elemento  $^{55}_{25}\text{Mn}$ .

K (MeV)

tions of  $^{238}\text{U}$  in Giant Resonance" (37), a qual está reproduzida na fig. 3.4.3.

- Características dessa Curva de Ressonância Gigante para o Elemento em Estudo

$$\Gamma = 2 \text{ MeV} \quad ; \quad k_{\text{max}} = 11 \text{ MeV} \quad ; \quad \sigma_{\text{max}} = 400 \text{ mb.}$$

Procedendo de maneira análoga, isto é, substituindo os parâmetros acima na eq. (3.4.1), obteremos a curva Lorentziana que melhor se ajusta à curva calculada acima.

$^{19}\text{F}$  - O detalhe predominante na curva apresentada (38) na fig. 3.4.4, mostra visualmente que torna-se impossível o ajuste da mesma por uma Lorentziana. Obtivemos as seções de choque absolutas para um incremento de energia constante de 0,1 MeV, retirando os valores da figura.

$^{197}\text{Au}$  - A curva de seção de choque absoluta desse elemento, determinada por S.C. Fultz, J.T. Caldwell e N. A. Kerr (36), apresenta um limiar a 8 MeV e um término (devido às próprias limitações decorrentes dos aparelhos eletrônicos utilizados na detecção desse tipo de reação) a 18 MeV. Calculamos a mesma reproduzindo na fig. 3.4.5 considerando o incremento de energia constante e idêntico a 0.1 MeV, uma vez que a Lorentziana ajustada a essa curva acusaria um erro bastante acentuado nas suas extremidades.

b) Região do Quase-Dêuteron

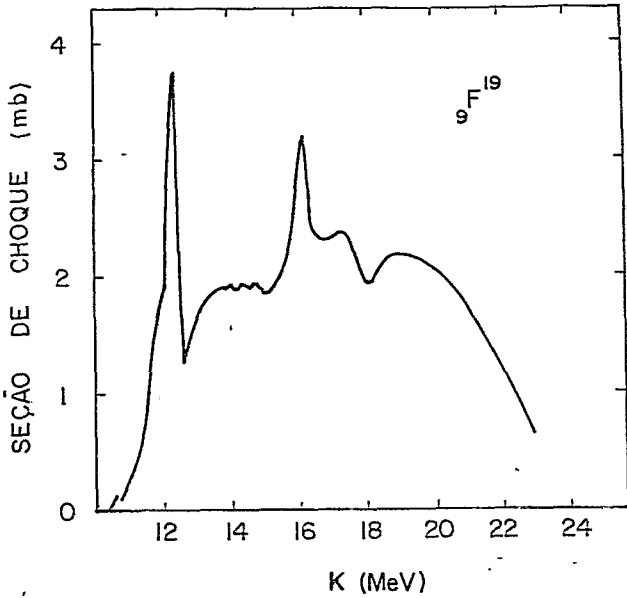


Fig. 3.4.4 - Curva representativa da seção de choque ( $\gamma, n$ ) do  ${}^9\text{F}^{19}$ .

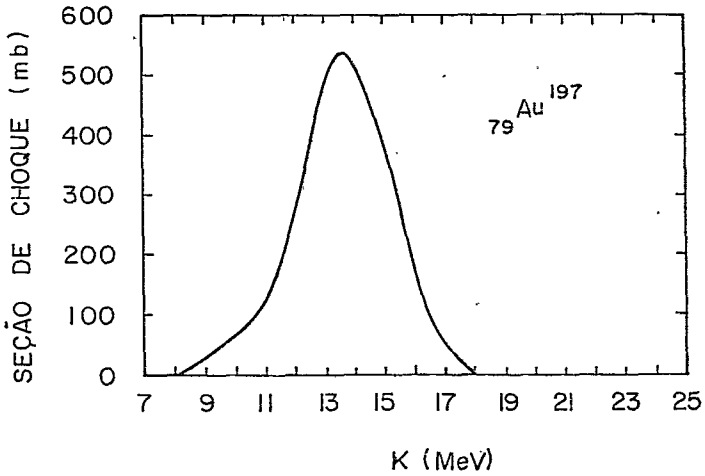


Fig. 3.4.5 - Curva representativa da seção de choque ( $\gamma, n$ ) do  ${}^{79}\text{Au}^{197}$ .

b) Região do Quase-Dêuteron

Nessa região foi possível determinarmos a seção de choque inelástica obtida pelo modelo de Levinger <sup>(8)</sup> e expressa por

$$\sigma_{inel} = LNZ/A \sigma_D \quad (3.4.2)$$

onde os parâmetros utilizados acima têm o seguinte significado para o elemento alvo:

L - Fator de Levinger;

N - Número de Neutrons;

Z - Número Atômico;

A - Número de Massa;

$\sigma_D$  - Seção de Choque de Fotodesintegração do Dêuteron Livre.

Apresentamos a seguir a fig. 3.4.6 que representa a variação do fator de Levinger (L) para o número de massa dos elementos por nós utilizados.

Na fig. 3.4.7 entretanto, é apresentado o fator LNZ/A que representa o número de "dêuterons efetivos" no núcleo (A,Z) em função do número de massa (A) dos núcleos em estudo.

Preparamos com os resultados obtidos para os pontos da curva calculada, um simples programa computacional Fortran, que nos possibilitou estabelecer pelo método de mínimos quadrados a dependência entre LNZ/A e o número de massa (A) do elemento alvo, que é expressa por:

$$\frac{LNZ}{A} = (0.82 \pm 0.10) A^{(1.24 \pm 0.03)} \quad (3.4.3)$$

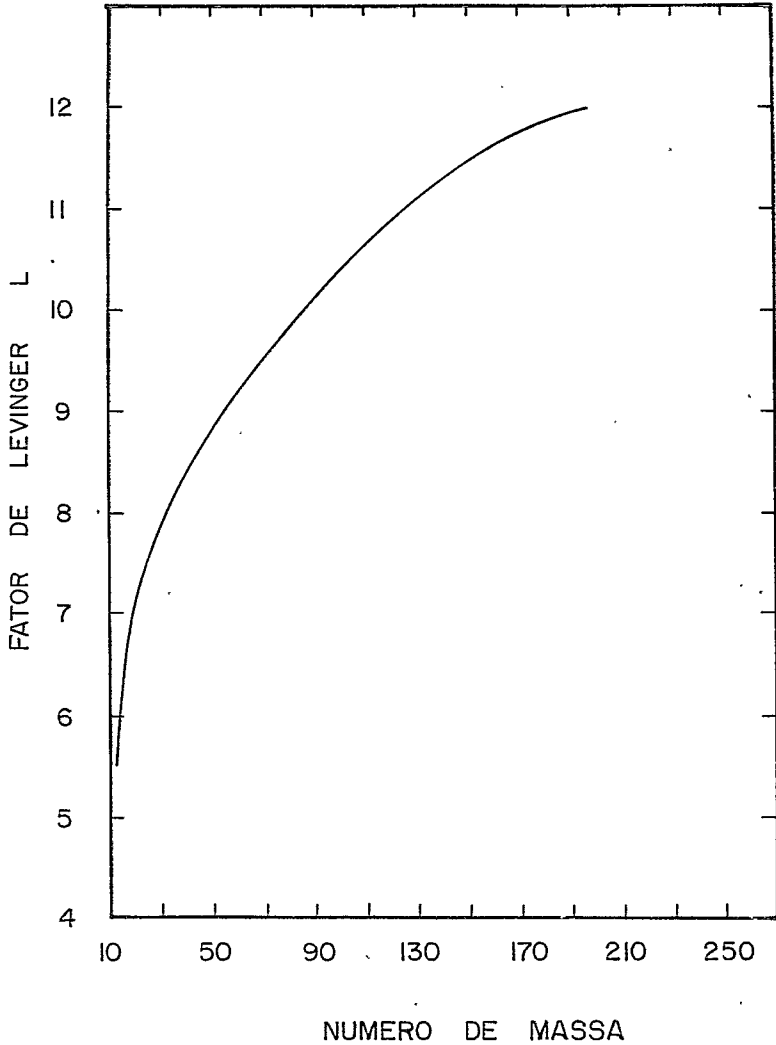


Fig. 3.4.6 - Curva representativa da variação do fator de Le - vinger para o número de massa dos diversos núcleos estudados.

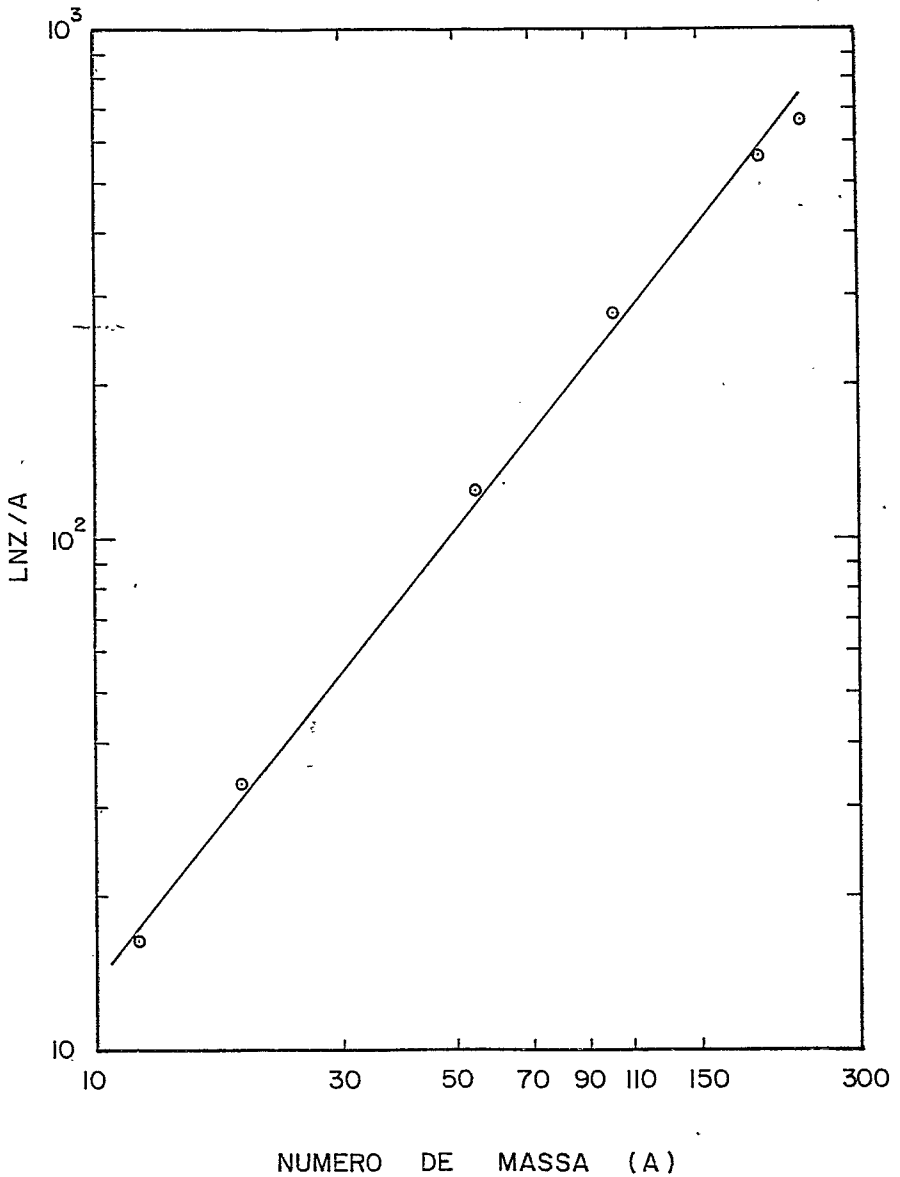


Fig. 3.4.7 - Representação da dependência funcional entre o fator  $LNz/A$  e o número de massa dos núcleos em estudo.



o que está em excelente concordância com os resultados obtidos no trabalho "Systematics of the  $(\gamma, n)$  Reactions in Complex Nuclei at Intermediate Energies" (14).

A seção de choque absoluta é determinada pelo produto da seção de choque inelástica pela probabilidade  $\phi(\gamma, n)$ , sendo esta última grandeza obtida em nosso trabalho.

### c) Região Fotomesônica

Antes de determinarmos os valores das seções de choque absolutas das reações  $(\gamma, n)$  a altas energias num intervalo entre 150 e 300 MeV para a energia do fóton incidente, tivemos que estabelecer os valores das probabilidades para a qual essa reação ocorra, fazendo uso do Método de Monte Carlo.

Essa probabilidade  $\phi(\gamma, n)$  que é função do núcleo alvo bombardeado e da energia do fóton incidente, é obtida através do quociente da razão do número de "histórias favoráveis" que ocorre numa reação  $(\gamma, n)$  pelo número total de "histórias" acompanhadas.

A seguir apresentamos a tab. 3.4.1 com os valores respectivos dessas probabilidades para os núcleos estudados:  ${}^6\text{C}^{12}$ ,  ${}^9\text{F}^{19}$ ,  ${}^{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}^{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}^{92}\text{U}^{238}$  à energia do fóton incidente entre 160 MeV e 300 MeV. Os erros anotados dos cálculos teóricos dessas probabilidades foram também estabelecidos e são de natureza estatística. O andamento de cada uma dessas curvas de  $\phi(\gamma, n)$  versus  $k$  (energia do fóton incidente), para todos os núcleos estudados no presente trabalho, é apresentada nas figs. 3.4.8, 3.4.9, 3.4.10, 3.4.11 e 3.4.12.

TABELA 3.4.1

Probabilidades  $\phi(\gamma, n)$  para os Diversos Núcleos Estudados

$160\text{MeV} < k < 300\text{MeV}$

núcleos complexos	k =160MeV	k =180MeV	k =200MeV	k =220MeV	k =240MeV	k =260MeV	k =280MeV	k =300MeV
${}^6\text{C}^{12}$	0.003±0.001	0.002±0.001	0.039±0.004	0.079±0.005	0.118±0.006	0.149±0.007	0.168±0.007	0.173±0.008
${}^9\text{F}^{19}$	0.007±0.002	0.006±0.002	0.024±0.003	0.059±0.005	0.088±0.006	0.116±0.007	0.138±0.007	0.150±0.007
${}^{25}\text{Mn}^{55}$	0.021±0.003	0.021±0.003	0.019±0.003	0.034±0.004	0.049±0.004	0.069±0.005	0.092±0.006	0.110±0.007
${}^{79}\text{Au}^{197}$	0.045±0.004	0.047±0.004	0.050±0.004	0.043±0.004	0.050±0.004	0.060±0.005	0.069±0.005	0.080±0.005
${}^{92}\text{U}^{238}$	0.045±0.004	0.049±0.004	0.052±0.005	0.048±0.004	0.050±0.005	0.060±0.005	0.071±0.005	0.079±0.006

Obs.: O número de histórias acompanhadas através do Método de Monte Carlo foi de 20000, sendo  $\phi(\gamma, n)$  definida como o quociente da razão entre o número de histórias favoráveis, pelo número de histórias acompanhadas, no caso 20000 histórias.

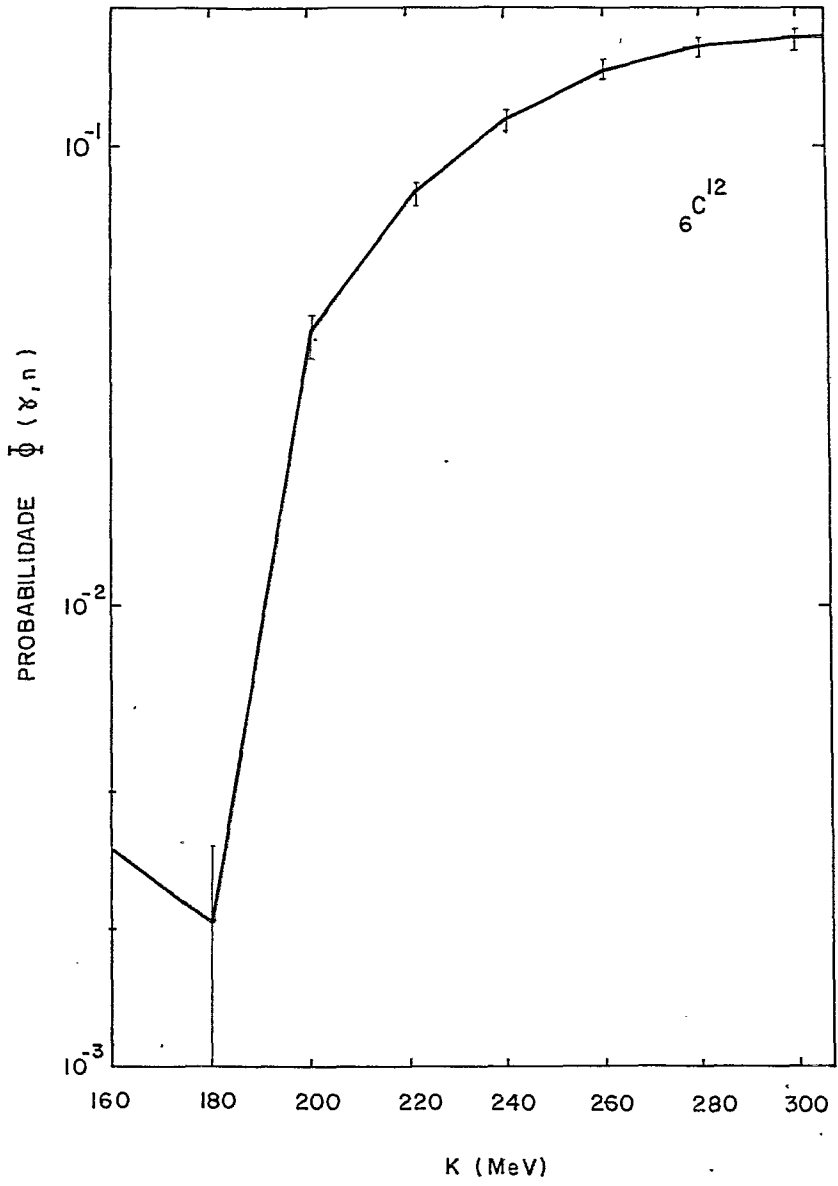


Fig. 3.4.8 - Curva representativa da probabilidade  $\Phi(\gamma, n)$  versus a energia do fôton incidente para o  ${}^6_6\text{C}^{12}$ .

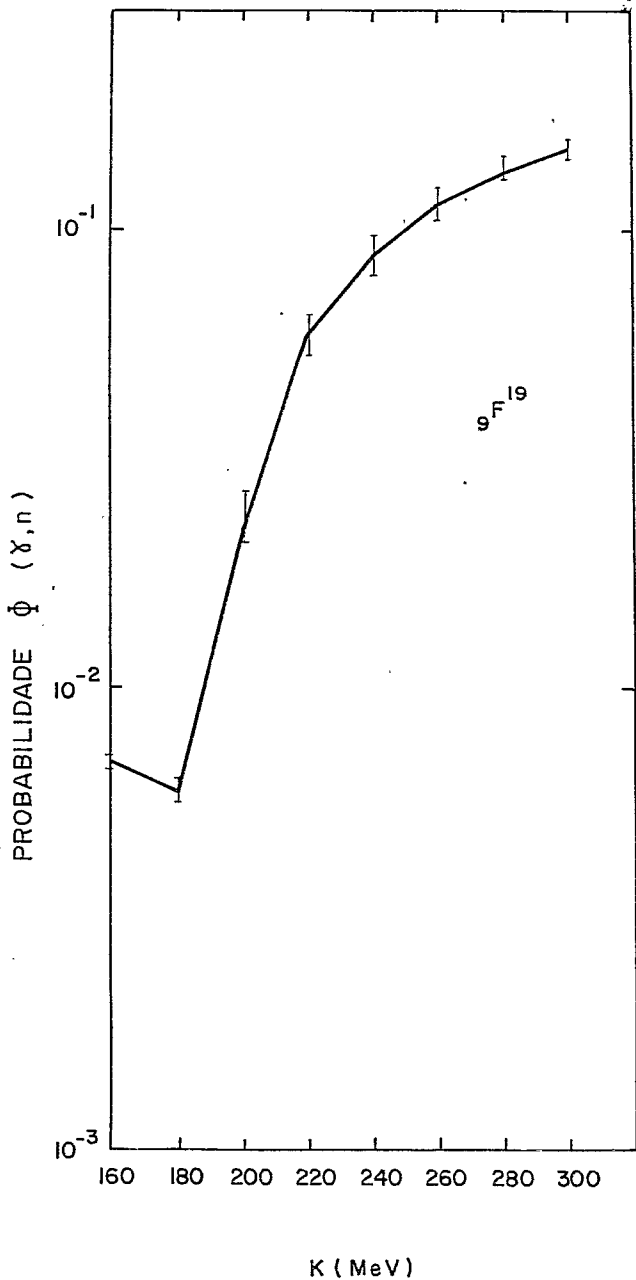


Fig. 3.4.9 - Curva representativa da probabilidade  $\phi (\gamma, n)$  versus a energia do fóton incidente para o  ${}^9\text{F}^{19}$ .

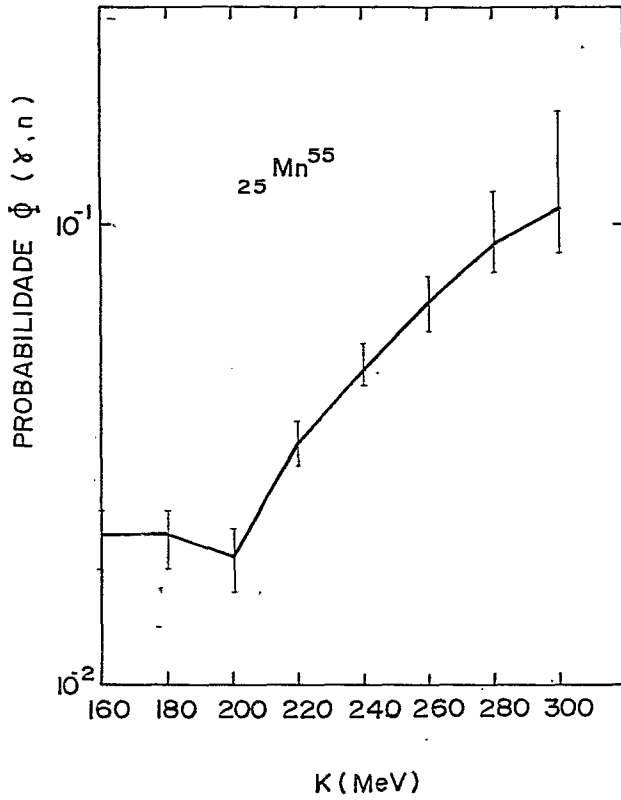


Fig. 3.4.10 - Curva representativa da probabilidade  $\phi(\gamma, n)$  versus a energia do f\u00f3ton incidente para o  $^{25}\text{Mn}^{55}$ .

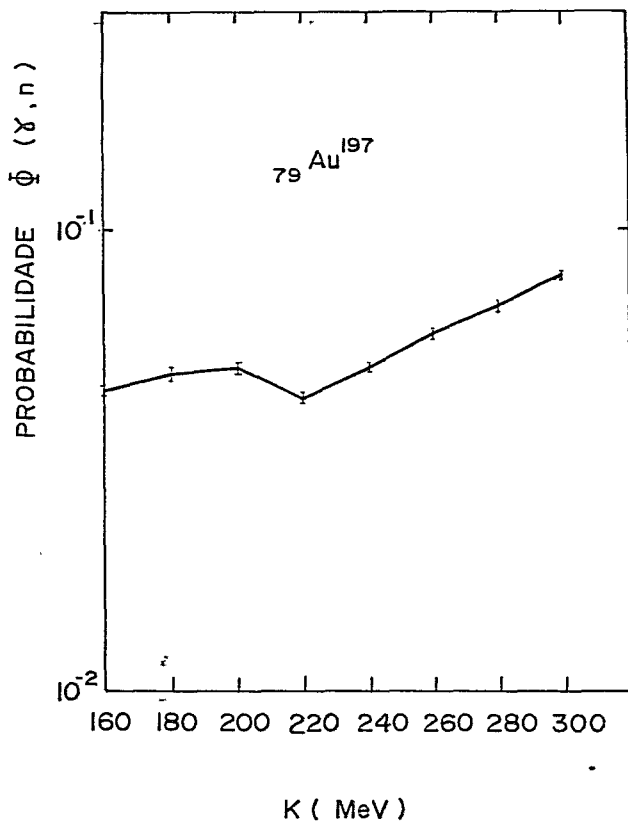


Fig. 3.4.11 - Curva representativa da probabilidade  $\Phi(\gamma, n)$  versus a energia do fôton incidente para o  $^{197}_{79}\text{Au}$ .

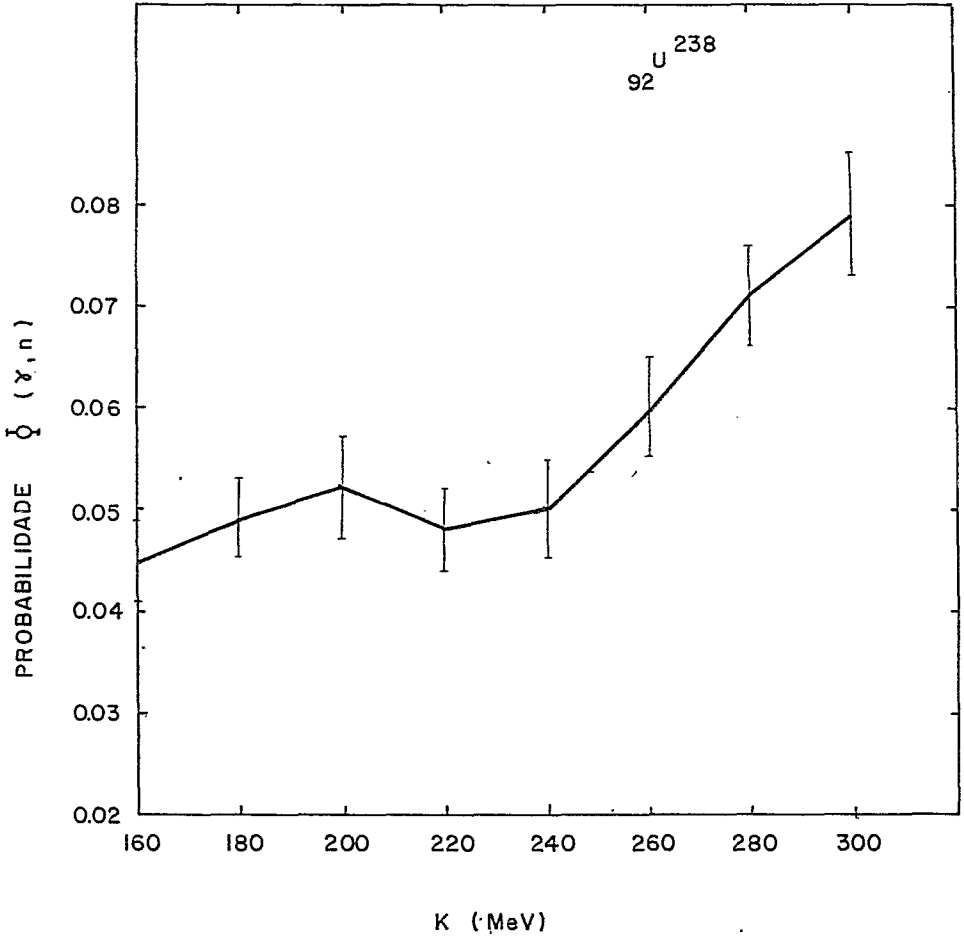


Fig. 3.4.12 - Curva representativa da probabilidade  $\phi(\gamma, n)$  versus a energia do f\u00f3ton incidente para  ${}_{92}^{238}\text{U}$ .

É importante acrescentar que devido a não existência de mais de oito pontos calculados para as curvas que mostram a variação da probabilidade  $\Phi(\gamma, n)$  em função da energia do fóton ( $160 \text{ MeV} \leq k \leq 300 \text{ MeV}$ ) e do fato de não conhecermos bem o comportamento intermediário entre cada dois desses pontos vizinhos calculados pelo Método de Monte Carlo, unimos esses pontos por segmentos de reta.

O processo de absorção da radiação eletromagnética na região fotomesônica, como já é do nosso conhecimento, pode ser realizado através de pares (p-n) denominados de "Quase-Dêuteron", ou através da incidência do fóton com apenas um único nucleon.

A seção de choque obtida pelo método das tentativas estatísticas é expressa pela seguinte equação:

$$\sigma_k(\gamma, n) = \left[ \delta A \sigma_O(k) + \delta' \frac{LNZ}{A} \sigma_D(k) \right] \Phi(\gamma, n) \quad (3.4.4)$$

onde a expressão dentro dos colchetes representa a seção de choque total inelástica sendo A, N, Z, L os parâmetros correspondentes respectivamente, ao número de massa, número de neutrons, número atômico e fator de Lvinger do núcleo alvo estudado;  $\sigma_O(k)$  é a seção de choque total inelástica da interação do fóton com um único nucleon, valores esses bastante conhecidos na literatura científica<sup>(39)</sup> e reproduzidos na fig.3.4.13;  $\sigma_D(k)$  é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron<sup>(40)</sup>, cuja curva está representada na fig. 3.4.14 e  $\delta$ ,  $\delta'$  são fatores relacionados com a excitação nuclear após a intera



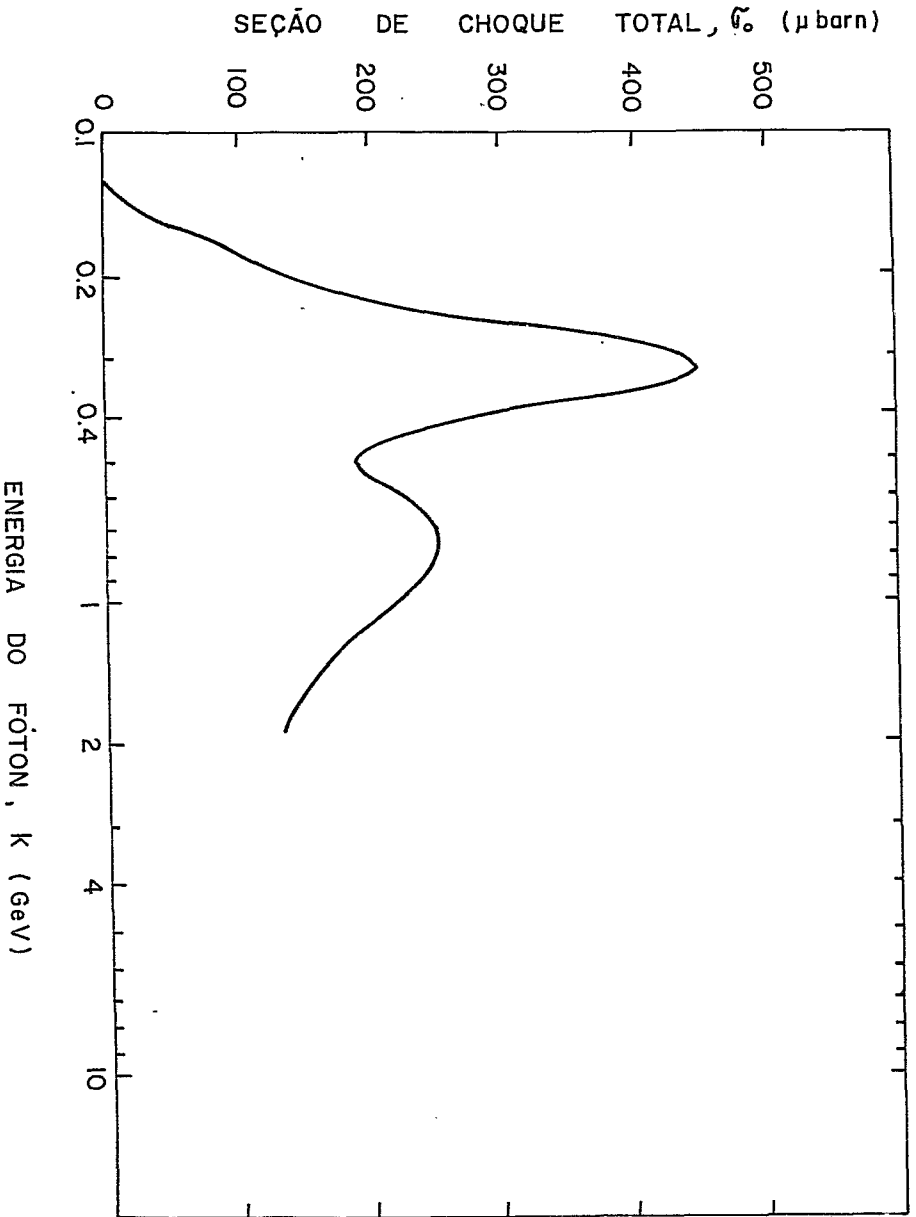


Fig. 3.4.13 - Seção de choque total de fotoabsorção no próton em função da energia do fóton.

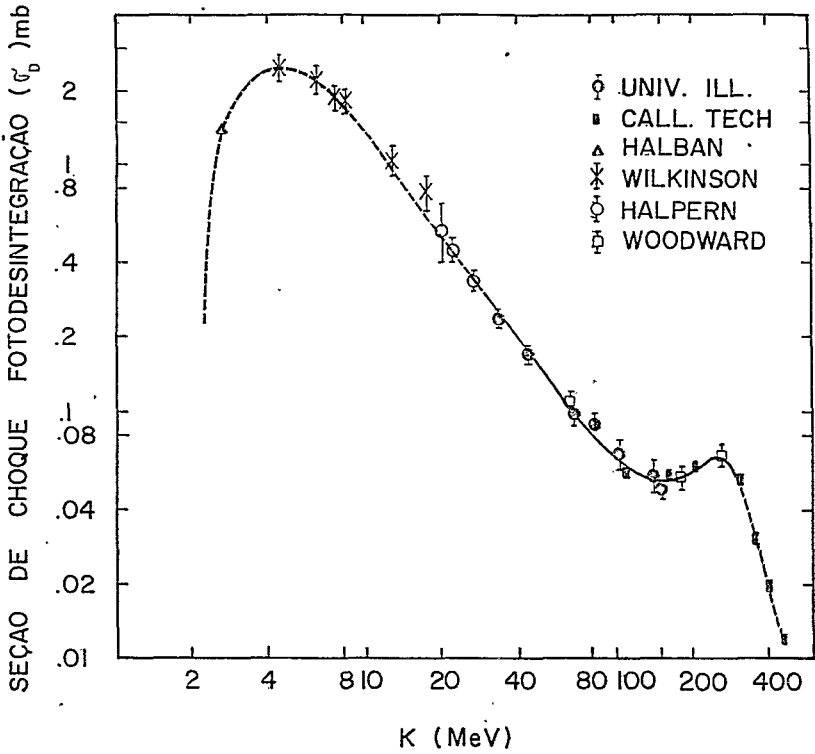


Fig. 3.4.14 - Curva representativa da seção de choque de foto-desintegração do dêuteron.

ção primária do fóton com um único nucleon ou também através de pares de nucleons (p-n) "Quase-Dêuterons" sendo ambos, no caso presente, tomados iguais à unidade.

Mostraremos a seguir, os resultados obtidos nos cálculos das seções de choque absolutas para os seguintes núcleos complexos estudados:  ${}^6\text{C}^{12}$ ,  ${}^9\text{F}^{19}$ ,  ${}^{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}^{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}^{92}\text{U}^{238}$ , a diferentes energias do fóton incidente entre 160 MeV e 300 MeV. Esses valores são apresentados nas tabs. 3.4.2, 3.4.3, 3.4.4, 3.4.5 e 3.4.6. Os erros referentes a cada uma das medidas foram também calculados.

Posteriormente mostramos o andamento das curvas de seções de choque absolutas ( $\sigma_k$ ), versus a energia do fóton incidente ( $k$ ) entre 160 MeV e 300 MeV, nas figs. 3.4.15, 3.4.16, 3.4.17, 3.4.18 e 3.4.19, e a curva da seção de choque média versus o número de massa (A) para os núcleos alvos estudados, fig. 3.4.20.

Acrescentamos alguns dados a essas reações fotonucleares em altas energias cujo modelo nuclear, estabelecido a priori, é o de um gás de nucleons degenerados de Fermi, onde esses nucleons apresentam uma distribuição de momentos semelhantes à distribuição de momentos do gás de Fermi no seu estado de temperatura mais baixa num poço de potencial atrativo. A energia de Fermi para esses nucleons é dada pela seguinte expressão:

$$E_F = \left(81 \frac{\pi^2}{16}\right)^{1/3} \frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{r_0} \left(\frac{N}{A}\right)^{2/3} \quad (3.4.5)$$

sendo:

$\hbar$  - a constante de Planck racionalizada;

TABELA 3.4.2

Determinação da Seção de Choque Absoluta  $\sigma_k(\gamma, n)$ 

Método de Monte Carlo - Região Fotomesônica

Elemento Estudado:  ${}^6\text{C}^{12}$ 

k (MeV)	$\sigma_O^*$ mb	$\sigma_D^{**}$ mb	$A\sigma_O^*$	$\text{LNZ}/A \sigma_D$	$(A\sigma_O + \frac{\text{LNZ}}{A} \sigma_D)$	$\Phi(\gamma, n)$	$\sigma_k(\gamma, n)$ mb
160	0.052	0.052	0.624	0.858	1.482	$0.003 \pm 0.001$	$0.0044 \pm 0.0030$
180	0.093	0.053	1.116	0.874	1.990	$0.002 \pm 0.001$	$0.0040 \pm 0.0029$
200	0.139	0.057	1.668	0.940	2.608	$0.039 \pm 0.004$	$0.1017 \pm 0.0304$
220	0.169	0.057	2.028	0.940	2.968	$0.079 \pm 0.005$	$0.2345 \pm 0.0553$
240	0.200	0.063	2.400	1.039	3.439	$0.118 \pm 0.006$	$0.4058 \pm 0.0811$
260	0.282	0.065	3.384	1.072	4.456	$0.149 \pm 0.007$	$0.5640 \pm 0.1076$
280	0.354	0.064	4.248	1.056	5.304	$0.168 \pm 0.007$	$0.8911 \pm 0.1233$
300	0.427	0.056	5.124	0.924	6.048	$0.173 \pm 0.008$	$1.0460 \pm 0.1371$

\* cf. ref. (39).

\*\* cf. ref. (40).

TABELA 3.4.3

Determinação da Seção de Choque Absoluta  $\sigma_k(\gamma, n)$

Método de Monte Carlo - Região Fotomésônica

Elemento Estudado:  $^{19}\text{F}$

k (MeV)	$\sigma_0(k)$ mb *	$\sigma_D(k)$ mb **	$A\sigma_0$	$\text{INZ}/A \sigma_D$	$(A\sigma_0 + \frac{\text{INZ}}{A} \sigma_D)$	$\phi(\gamma, n)$	$\sigma_k(\gamma, n)$ mb
160	0.052	0.052	0.988	1.724	2.712	0.007 ± 0.002	0.0190 ± 0.0112
180	0.093	0.053	1.767	1.757	3.524	0.006 ± 0.002	0.0211 ± 0.0120
200	0.139	0.057	2.641	1.890	4.531	0.024 ± 0.003	0.1087 ± 0.0334
220	0.169	0.051	3.211	1.890	5.101	0.059 ± 0.005	0.3009 ± 0.0742
240	0.200	0.063	3.800	2.089	5.889	0.088 ± 0.006	0.5182 ± 0.1080
260	0.282	0.065	5.358	2.155	7.513	0.116 ± 0.007	0.8715 ± 0.1484
280	0.354	0.064	6.726	2.122	8.848	0.138 ± 0.007	1.2210 ± 0.1760
300	0.427	0.056	8.113	1.856	9.970	0.150 ± 0.007	1.4955 ± 0.1937

\* cf. ref. (39).

\*\* cf. ref. (40).

TABELA 3.4.4

Determinação da Seção de Choque Absoluta  $\sigma_k(\gamma, n)$   
 Método de Monte Carlo - Região Fotomesônica

Elemento Estudado:  $^{25}_{Mn}$ <sup>55</sup>

k (MeV)	$\sigma_0(k)$ mb *	$\sigma_D(k)$ mb **	$\Delta\sigma_0$	LNZ/A $\sigma_D$	$(\Delta\sigma_0 + \frac{LNZ}{A} \cdot \sigma_D)$	$\Phi(\gamma, n)$	$\sigma_k(\gamma, n)$ mb
160	0.052	0.052	2.860 <sup>1</sup>	6.382	9.242	0.021 ± 0.003	0.1941 ± 0.0791
180	0.093	0.053	5.115	6.505	11.620	0.021 ± 0.003	0.2440 ± 0.0863
200	0.139	0.057	7.645	6.996	12.641	0.019 ± 0.003	0.2782 ± 0.0844
220	0.169	0.057	9.295	6.996	16.291	0.034 ± 0.004	0.5539 ± 0.1483
240	0.200	0.063	11.000	7.732	18.732	0.049 ± 0.004	0.9179 ± 0.1948
260	0.282	0.065	15.510	7.977	23.487	0.069 ± 0.005	1.6206 ± 0.2862
280	0.354	0.064	19.470	7.855	27.325	0.092 ± 0.006	2.5139 ± 0.3889
300	0.427	0.056	23.485	6.873	30.358	0.110 ± 0.007	3.3393 ± 0.4815

\* cf. ref. (39).

\*\* cf. ref. (40).

TABLEIA 3.4.5

Determinação da Seção de Choque Absoluta  $\sigma_k(\gamma, n)$

Método de Monte Carlo - Região Fotomesônica

Elemento Estudado:  $^{197}\text{Au}$

k (MeV)	$\sigma_O^*$ mb	$\sigma_D^{**}$ mb	$\lambda\sigma_O$	INZ/A $\sigma_D'$	$(A\sigma_O + \frac{INZ}{A} \sigma_D')$	$\phi(\gamma, n)$	$\sigma_k(\gamma, n)$ mb
160	0.052	0.052	10.244	29.528	39.772	0.045 ± 0.004	1.7897 ± 0.5648
180	0.093	0.053	18.321	30.095	48.416	0.047 ± 0.004	2.2755 ± 0.5174
200	0.139	0.057	27.383	32.367	59.750	0.050 ± 0.004	2.9874 ± 0.6898
220	0.169	0.057	33.293	32.367	65.660	0.043 ± 0.004	2.8233 ± 0.6503
240	0.200	0.063	39.400	35.774	75.174	0.050 ± 0.004	3.7587 ± 0.7515
260	0.282	0.065	55.554	36.910	92.464	0.060 ± 0.005	5.5478 ± 1.0033
280	0.354	0.064	69.738	36.342	106.080	0.069 ± 0.005	7.3195 ± 1.1525
300	0.427	0.056	84.119	31.799	115.918	0.080 ± 0.005	9.2734 ± 1.3008

\* cf. ref. (39) .

\*\* cf. ref. (40) .

TABELA 3.4.6

Determinação da Seção de Choque Absoluta  $\sigma_k(\gamma, n)$

Método de Monte Carlo - Região Fotomesônica

Elemento Estudado:  ${}_{92}\text{U}^{238}$

k (MeV)	$\sigma_O^*(k)$ mb	$\sigma_D^{**}(k)$ mb	$A\sigma_O$	$\text{LNZ}/A \cdot \sigma_{D,0}$	$(A\sigma_O + \frac{\text{LNZ}}{A} \sigma_{D,0})$	$\phi(\gamma, n)$	$\sigma_k(\gamma, n)$ mb
160	0.052	0.052	12.376	35.216	47.592	0.045 ± 0.004	2.1417 ± 0.6797
180	0.093	0.053	22.134	35.894	58.028	0.049 ± 0.004	2.8434 ± 0.7649
200	0.139	0.057	33.082	38.603	71.685	0.052 ± 0.005	3.7276 ± 0.9239
220	0.169	0.057	40.222	38.603	78.825	0.048 ± 0.004	3.7836 ± 0.8372
240	0.200	0.063	47.600	42.666	90.266	0.050 ± 0.005	4.5133 ± 0.9950
260	0.282	0.065	67.116	44.021	111.137	0.060 ± 0.005	6.6682 ± 1.2081
280	0.354	0.064	84.252	43.343	127.595	0.071 ± 0.005	9.0592 ± 1.4100
300	0.427	0.056	101.626	37.925	139.551	0.079 ± 0.006	11.0245 ± 1.6964

\* cf. ref. (39).

\*\* cf. ref. (40).



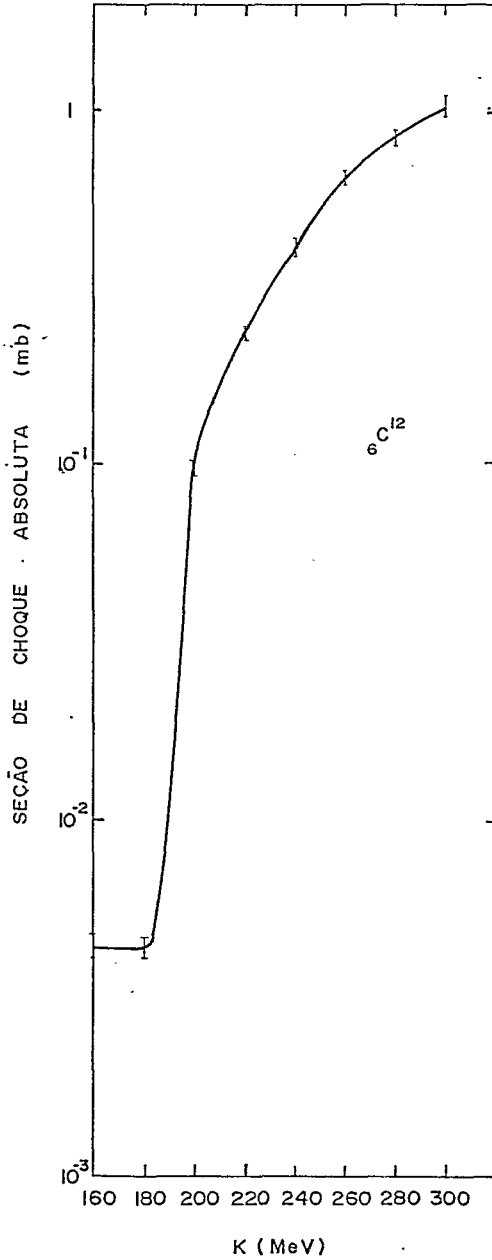


Fig. 3.4.15 - Curva da seção de choque absoluta ( $\sigma_k$ ) versus a energia do fóton incidente do  ${}^{12}\text{C}_6$ .

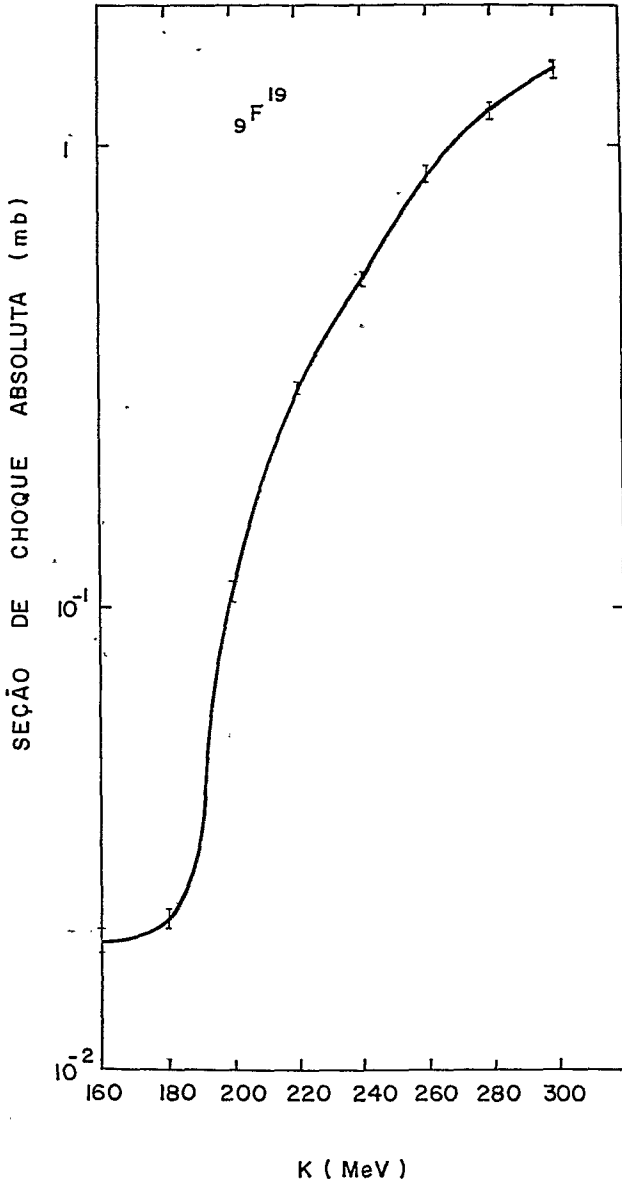


Fig. 3.4.16 - Curva da seção de choque absoluta ( $\sigma_k$ ) versus a energia do fóton incidente do  ${}^9\text{F}^{19}$ .

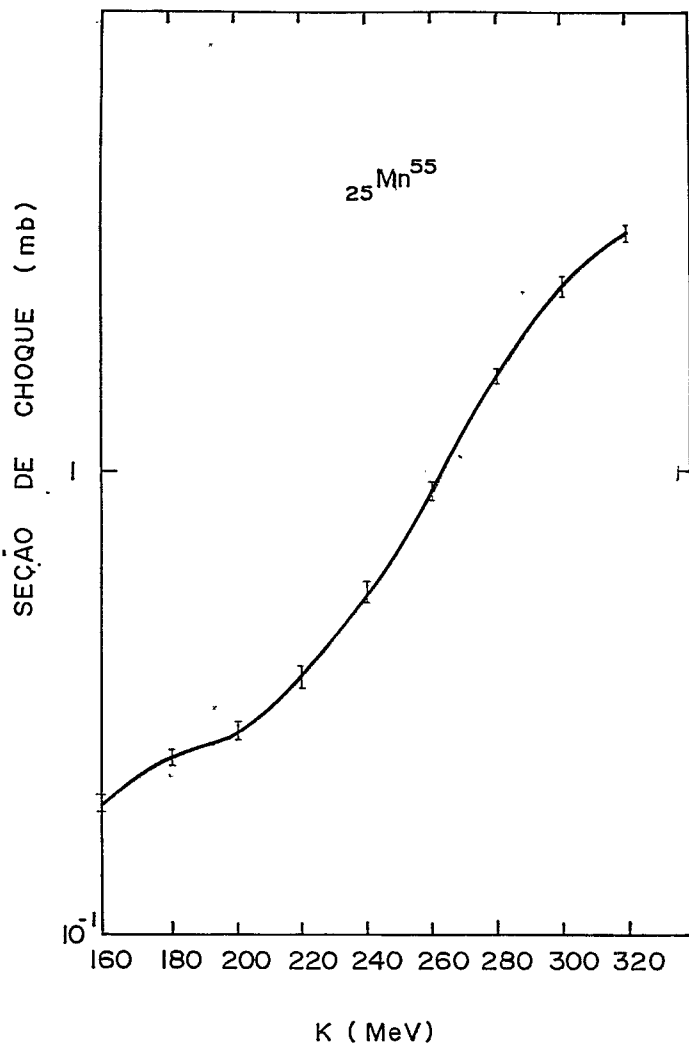


Fig. 3.4.17 - Curva da seção de choque absoluta ( $\sigma_K$ ) versus a energia do fôton incidente do  $^{55}_{25}\text{Mn}$ .

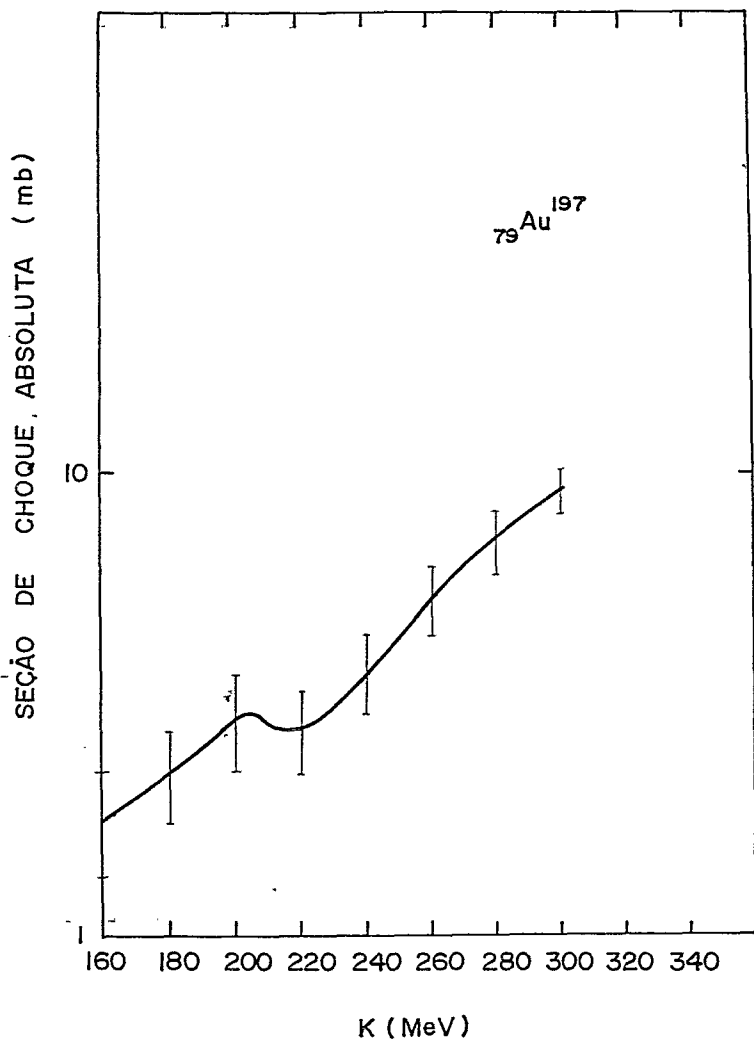


Fig. 3.4.18 - Curva da seção de choque absoluta ( $\sigma$ ) versus a energia do fóton incidente do  $^{197}\text{Au}$ .

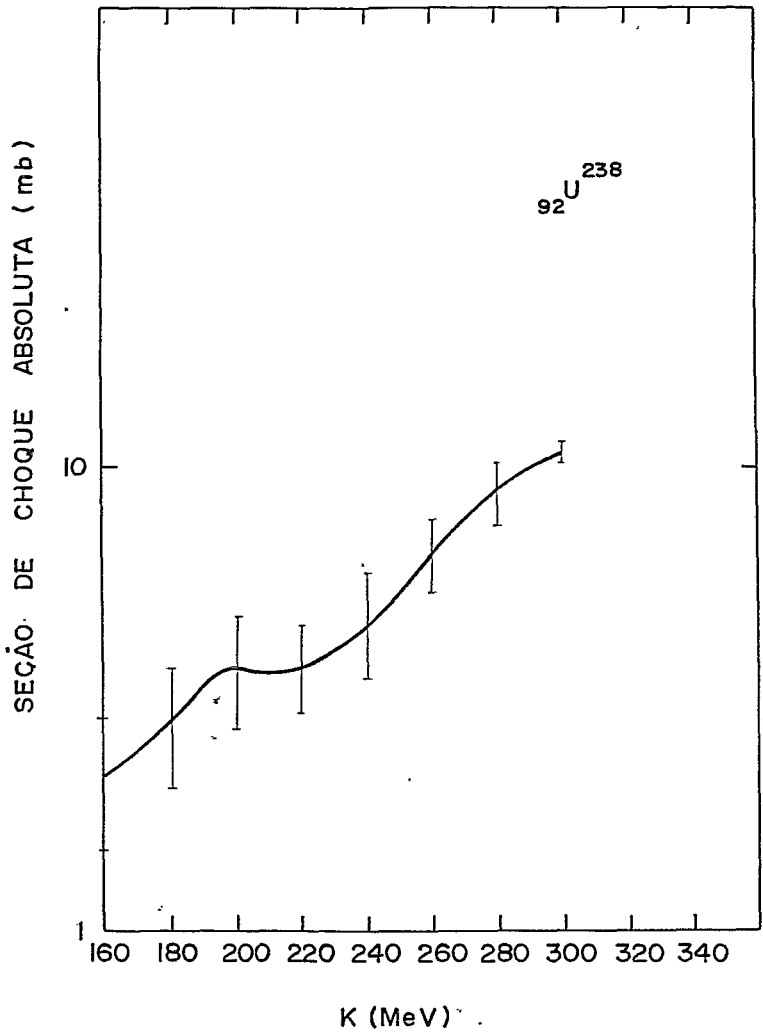


Fig. 3.4.19 - Curva da seção de choque absoluta ( $\sigma_K$ ) versus a energia do fóton incidente do  $^{92}\text{U}^{238}$ .

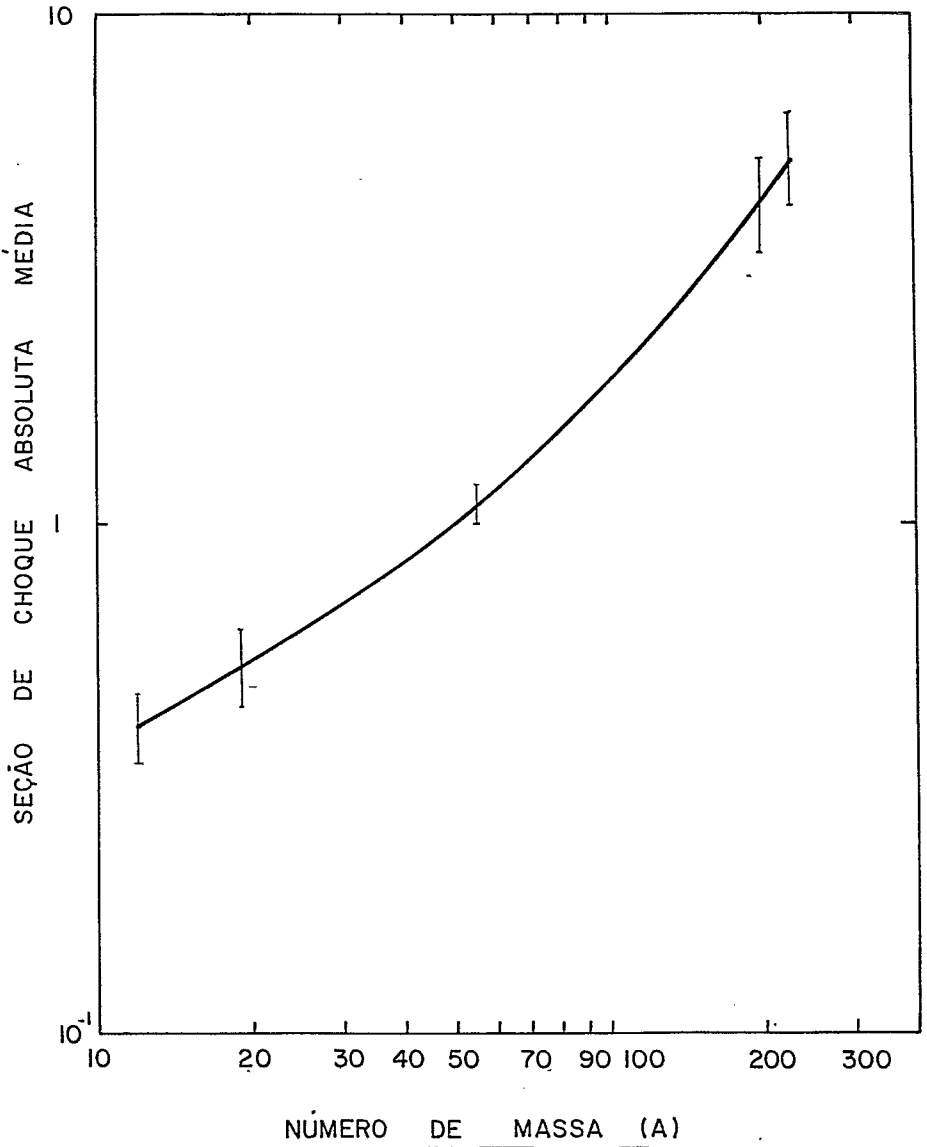


Fig. 3.4.20- Curva da seção de choque média versus o número de massa dos núcleos estudados.

- M - a massa do nucleon;  
 $r_0$  - o parâmetro do raio nuclear, e  
N - o número de prótons ou neutrons.

O potencial nuclear de prótons e neutrons é dado por

$$V = E_F + E_S. \quad (3.4.6)$$

sendo  $E_S$  a energia de separação do último nucleon (próton ou neutron) e  $E_F$  a energia de Fermi para prótons ou neutrons.

Levando em conta  $E_C$  (energia Coulombiana) na superfície do núcleo, a energia cinética que um próton deve possuir no interior do núcleo para ultrapassar a superfície nuclear é expressa por

$$T_C = E_F + E_S + E_C \quad (3.4.7)$$

Na tab. 3.4.7, apresentamos para os núcleos complexos estudados, os valores obtidos da energia de Fermi para prótons, neutrons, da energia de separação do último nucleon <sup>(41.)</sup>, e da energia Coulombiana na superfície nuclear. Os nucleons envolvidos na cascata nuclear podem permanecer no contorno do núcleo quando as suas energias são inferiores à energia de corte. A energia de corte também se encontra calculada na tab. 3.4.7 para os núcleos estudados, e é tomada como a energia de Fermi de neutrons e prótons mais a energia de separação do último nucleon, acrescida ainda da energia Coulombiana para um próton na superfície do núcleo.

Apresentamos a seguir, a tab. 3.4.8 que exhibe os va-

TABELA 3.4.7

Energia de Corte para os Elementos Estudados

Elemento	Características	$E_F^P$ (MeV)	$E_F^N$ (MeV)	$\bar{E}_F$ (MeV)	$E_{sep}$ (MeV)	$E_{Coulomb}$ (MeV)	$E_{corte}$ (MeV)
${}^6_6C^{12}$	$Z = 6$ $A = 12$ $N = 6$	21.6	21.5	21.5	7.7	2.1	31.3
${}^{19}_9F$	$Z = 9$ $A = 19$ $N = 10$	23.4	25.0	24.2	7.8	3.1	35.1
${}^{55}_{25}Mn$	$Z = 25$ $A = 55$ $N = 30$	27.9	31.4	29.6	8.8	7.1	45.5
${}^{197}_{79}Au$	$Z = 79$ $A = 197$ $N = 118$	29.4	38.4	33.9	7.9	16.2	58.0
${}^{238}_{92}U$	$Z = 92$ $A = 238$ $N = 146$	29.1	39.5	34.3	7.6	17.9	59.8



TABELA 3.4.8

Seção de Choque de  $\sigma_0$  e  $\sigma_D$  Corrigidas  
para o Movimento de Nucleons

K (MeV)	$\sigma_{\gamma p}(k) = \sigma_0$ (mb)	$\Delta\sigma_0^*$	$\sigma_D(k)^{**}$ mb	$\Delta\sigma_D$ (mb)
150	0.030	0.04	0.052	0.002
160	0.052	0.04	0.052	0.002
180	0.093	0.04	0.053	0.002
200	0.139	0.04	0.057	0.002
220	0.169	0.04	0.057	0.002
240	0.200	0.04	0.063	0.002
260	0.282	0.04	0.065	0.002
280	0.354	0.04	0.064	0.002
300	0.427	0.04	0.056	0.002

\* os  $\sigma_0$  foram retirados de SIAC-PUB-697 "Forward Compton Scattering" - December 1969 (Th) and (Exp) por Marc Damashek and Frederick J. Gilman.

\*\* os  $\Delta\sigma_D$  - foram retirados de Phys. Rev. - February 15, 1955 - "Sum Rules for Photodesintegration of the Deuteron" - J.S. Levinger. Nos cálculos de  $\Delta\sigma_0$  e  $\sigma_D$  não foi computado o erro na correção de  $\sigma_0$  e  $\sigma_D$  devido ao movimento dos nucleons.

lores de  $\sigma_o$  e  $\sigma_D$  utilizados na expressão 3.4.4 corrigidos para o movimento dos nucleons a diferentes energias fotônicas.

3.5 - PROCESSOS UTILIZADOS PARA O CÁLCULO DA PROBABILIDADE MÉDIA  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  NA REGIÃO DO QUASE-DÊUTERON

Como foi mencionado na introdução desse trabalho, o objetivo do mesmo é estimar a probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  na região do Quase-Dêuteron para os diferentes núcleos complexos :  ${}^6\text{C}^{12}$ ,  ${}^9\text{F}^{19}$ ,  ${}^{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}^{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}^{92}\text{U}^{238}$ . Essa probabilidade média pode ser determinada através de dois processos totalmente distintos. O primeiro, consiste na determinação do cálculo de  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  utilizando as seções de choque por quantum equivalente obtidas à energia máxima de 300 MeV do espectro de bremsstrahlung.

Seja a equação

$$\sigma_Q(E_o) = \int_{E_1}^{E_o} \sigma_k(\gamma, n) \frac{I(k, E_o)}{k} dk \quad (3.5.1)$$

onde:

$E_o$  - é a energia máxima do espectro de bremsstrahlung no caso em estudo, 300 MeV;

$\sigma_k$  - é a seção de choque absoluta da reação  $(\gamma, n)$ ;

$I(k, E_o)$  - é a função intensidade do espectro de bremsstrahlung;

$k$  - é a energia do fóton incidente;

$E_1$  - é a energia do fóton referente ao limiar da ressonância gigante;

$\sigma_Q(E_0)$  - é a seção de choque por quantum equivalente à energia máxima do espectro de bremsstrahlung ( $E_0$ ).

Podemos desdobrar a integral acima numa soma constituída de três integrais correspondentes, respectivamente, a cada uma das regiões: Ressonância Gigante, Quase-Dêuteron e Fotomesônica, levando em consideração que a seção de choque inelástica na região do Quase-Dêuteron é expressa por  $\sigma_k = (LNZ/A) \sigma_D$ , onde cada um dos parâmetros dessa expressão já foi previamente definido.

Logo, é possível reescrever a eq. (3.5.1) do seguinte modo:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_{E_1}^{E_2} \sigma_k(\gamma, n) \frac{I(k, E_0)}{k} dk + \frac{LNZ}{A} \int_{E_2}^{150} \sigma_D(k) \bar{\Phi}(\gamma, n) \frac{I(k, E_0)}{k} dk + \int_{150}^{300} \sigma_k \frac{I(k, E_0)}{k} dk \quad (3.5.2)$$

na qual:

$E_1$  - corresponde à energia do fóton no limiar de Ressonância Gigante;

$E_2$  - corresponde à energia do fóton no final da Ressonância Gigante.

Fazendo uso da eq. (3.5.2) e tomando-se constante a função  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  no intervalo  $E_2 \leq k \leq 150$  MeV, teremos:

$$\bar{\Phi}(\gamma, n) = \frac{\sigma_Q(E_0) - \left( \int_{E_1}^{E_2} \sigma_k(k) \frac{I(k, E_0)}{k} dk + \int_{150}^{300} \sigma_k(k) \frac{I(k, E_0)}{k} dk \right)}{\frac{LNZ}{A} \int_{E_2}^{150} \sigma_D(k) \frac{I(k, E_0)}{k} dk} \quad (3.5.3)$$

Na eq. acima tornou-se conhecida a probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  na região do Quase-Dêuteron, uma vez que todos os parâmetros que compõem a mesma podem ser determinados como já foi mencionado anteriormente neste trabalho, cujo desenvolvimento encontra-se expresso neste capítulo. Reservamos, entretanto, ao capítulo final a exposição desses resultados e a avaliação dos mesmos.

É importante acrescentar que o polinômio que melhor se ajusta aos pontos referentes às seções de choque absolutas determinados a partir de 160 MeV a 300 MeV pelo Método das Tentativas Estatísticas, foi encontrado com a utilização de um simples programa computacional Fortran de ajuste por Mínimos Quadrados, no qual foi extrapolado o valor da seção de choque à energia do fóton em 150 MeV.

Para o elemento  ${}^6\text{C}^{12}$  entretanto, uma vez que o polinômio de melhor ajuste passava por valores inicialmente negativos de seções de choque no intervalo de 160 MeV a 300 MeV, abandonamos esse ajustamento polinomial e acoplamos a esses pontos uma curva gaussiana.

Na tab. 3.5.1, apresentamos esses ajustes polinomiais para os diversos núcleos complexos estudados.

O outro método que nos permitiu o cálculo da probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  para os diferentes núcleos complexos em es-

TABELA 3.5.1

Função que Expressa  $\sigma_k$  pelo melhor Ajuste Polinomial ou Através de uma Gaussiana

Elemento Estudado	Seção de Choque Absoluta $\sigma_k$ (função)	Ajuste
${}^6\text{C}^{12}$	$\sigma_k = 1.0214600 e^{-0.00034907 (k - 290.95883)^2}$	Gaussiana
${}^9\text{F}^{19}$	$\sigma_k = -0.15876 \times 10^{-16} k^7 - 0.32864 \times 10^{-13} k^6 + 0.19854 \times 10^{-10} k^5 + 0.12790 \times 10^{-8} k^4 - 0.23568 \times 10^{-5} k^3 + 0.51615 \times 10^{-3} k^2 - 0.47336 \times 10^{-1} k + 0.16983 \times 10$	Polinomial
${}^{25}\text{Mn}^{55}$	$\sigma_k = -0.10995 \times 10^{-7} k^4 + 0.10101 \times 10^{-4} k^3 - 0.32087 \times 10^{-2} k^2 + 0.43058 k - 0.20702 \times 10^2$	Polinomial
${}^{79}\text{Au}^{197}$	$\sigma_k = -0.358 \times 10^{-7} k^4 + 0.34784 \times 10^{-4} k^3 - 0.12006 \times 10^{-1} k^2 + 0.17933 \times 10 k - 0.96686 \times 10^2$	Polinomial
${}^{92}\text{U}^{238}$	$\sigma_k = -0.49882 \times 10^{-7} k^4 + 0.48171 \times 10^{-4} k^3 - 0.16682 \times 10^{-1} k^2 + 0.25095 \times 10 k - 0.13687 \times 10^3$	Polinomial

tudo no presente trabalho, utiliza transparências nucleares, e se encontra desenvolvido no apêndice B.

As etapas que nos possibilitaram o cálculo dessa probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  para os diferentes núcleos complexos:  ${}^6\text{C}^{12}$ ,  ${}^9\text{F}^{19}$ ,  ${}^{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}^{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}^{92}\text{U}^{238}$  são as seguintes:

- a) - A interação primária do fóton se dá via "Quase-Dêuteron". Não havendo direção privilegiada para o ângulo de espalhamento entre nucleons e a direção do fóton incidente, consideramos no presente trabalho, por critério de simplificação, este igual a  $90^\circ$  no Sistema Centro de Massa (S.C.M.);
- b) - Através de um simples programa Fortran, transformamos as energias de espalhamento desses nucleons do Sistema Centro de Massa (S.C.M.) ao Sistema de Laboratório, e determinamos assim as energias cinéticas dos nucleons espalhados, no caso o próton e o neutron;
- c) - Uma vez obtidas as energias cinéticas dos nucleons espalhados tornou possível a obtenção das seções de choque de espalhamento elásticas  $\sigma_{np}$  e  $\sigma_{pp}$  <sup>(42)</sup>;
- d) - Com os resultados dessas seções de choque calculadas no item anterior, torna-se possível a obtenção da transparência de neutrons ( $T_n$ ) e prótons ( $T_p$ ) de acordo com o Modelo Ótico, utilizando a exp. (B.3) que aparece no apêndice B, que descreve toda a sistemática utilizada nesses cálculos;
- e) - Finalmente, a probabilidade para que uma reação  $(\gamma, n)$  ocorra é representada pelo produto da transparência de neutrons ( $T_n$ ) por  $(1-T_p)$  que representa a probabilidade de

retenção do próton na matéria nuclear.

Terminamos este capítulo com a apresentação das tabs. 3.5.2, 3.5.3, 3.5.4, 3.5.5 e 3.5.6 que apresentam os resultados de cada uma dessas etapas descritas acima para os diferentes núcleos complexos por nós estudados, os quais nos permitem determinar a estimativa de probabilidade  $(\gamma, n)$  que rege a possibilidade de ocorrência desse tipo de reação.

Finalizando essa seção, apresentamos os resultados conclusivos, tab. 3.5.7, que nos permitiram determinar a probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  na região do Quase-Dêuteron para os diferentes núcleos complexos em estudo no presente trabalho, e os gráficos representativos de transparência para prótons e neutrons desses mesmos núcleos (figs. 3.5.1, 3.5.2, 3.5.3, 3.5.4, 3.5.5, 3.5.6, 3.5.7, 3.5.8, 3.5.9 e 3.5.10).

TABELA 3.5.2

Resultados Obtidos pelo Método das Transparências Nucleares

Região do Quase-Déuteron

Elemento Estudado:  ${}^6\text{C}^{12}$  $40\text{MeV} \leq k \leq 150\text{MeV}$ 

Energia do Fóton (MeV)	Energia Total do Neutron Espalhado (MeV)	Energia Total do Próton Espalhado (MeV)	Transparência para Prótons ( $T_p$ )	Transparência para Neutrons ( $T_n$ )	Probabilidade de $\Phi(\gamma, n)$	Características do Elemento
40	959.4858	958.2202	0.0978	0.01769	0.01595	Z=6 A=12
50	964.4829	963.2231	0.1450	0.03003	0.02868	
60	969.4795	968.2263	0.2046	0.04780	0.03802	N=6 I=5.5
70	974.4763	973.2292	0.2405	0.06307	0.04790	
80	979.4739	978.2324	0.2886	0.08270	0.05883	INZ/A=16.50
90	984.4705	983.2351	0.3228	0.10680	0.07241	
100	989.4680	988.2380	0.3557	0.13730	0.08845	$r_0 = 1.493F$
110	994.4653	993.2407	0.3862	0.15600	0.09578	$\theta_{C.M} = 90^\circ$
120	999.4619	998.2437	0.4199	0.19190	0.11130	
130	1004.4590	1003.2460	0.4417	0.21370	0.11929	
140	1009.4570	1008.2490	0.4738	0.23340	0.12281	
150	1014.4550	1013.2510	0.4771	0.24410	0.12765	



TABELA 3.5.3

Resultados Obtidos pelo Método das Transparências Nucleares  
Região do Quase-Déuteron

Elemento Estudado:  ${}^9\text{F}^{19}$

$40\text{MeV} \leq k \leq 150\text{MeV}$

Energia do Fóton (MeV)	Energia Total do Neutron Espalhado (MeV)	Energia Total do Próton Espalhado (MeV)	Transparência para Prótons ( $T_p$ )	Transparência para Neutrons ( $T_n$ )	Probabilidade de $\Phi(\gamma, n)$	Características do Elemento
40	959.4858	958.2202	0.0601	0.01071	0.01006	Z=9    A=19
50	964.4829	963.2231	0.0931	0.01823	0.01653	
60	969.4795	968.2263	0.1383	0.02923	0.02519	N=10    I=7
70	974.4763	973.2292	0.1675	0.03895	0.03243	
80	979.4739	978.2324	0.2085	0.05185	0.04104	LNZ/A = 33.16
90	984.4705	983.2351	0.2390	0.06836	0.05202	$r_0 = 1.4092 \text{ F}$
100	989.4680	988.2380	0.2692	0.09021	0.06592	$\theta_{C.M} = 90^\circ$
110	994.4653	993.2407	0.2981	0.10421	0.07314	
120	999.4619	998.2437	0.3307	0.13200	0.08834	
130	1004.4590	1003.2460	0.3524	0.14959	0.09687	
140	1009.4570	1008.2490	0.3849	0.16590	0.10204	
150	1014.4550	1013.2510	0.3883	0.17491	0.10699	

TABELA 3.5.4

Resultados Obtidos pelo Método das Transparências Nucleares  
Região do Quase-Deuteron

Elemento Estudado:  ${}_{25}^{55}\text{Mn}$

$40\text{MeV} \leq k \leq 150\text{MeV}$

Energia do Fóton (MeV)	Energia Total do Neutron Espalhado (MeV)	Energia Total do Próton Espalhado (MeV)	Transparência para Neutrons ( $T_N$ )	Transparência para Protons ( $T_P$ )	Probabilidade de $\phi(\gamma, n)$	Características do Elemento
40	959.4858	958.2202	0.00360	0.0201	0.00353	Z=25 A=55
50	964.4829	963.2231	0.00613	0.0324	0.00593	
60	969.4795	968.2263	0.00985	0.0516	0.00934	
70	974.4763	973.2292	0.01318	0.0655	0.01232	N=30 I= 9
80	979.4739	978.2324	0.01770	0.0871	0.01616	
90	984.4705	983.2351	0.02372	0.1049	0.02123	INZ/A=L22.73
100	989.4680	988.2380	0.03214	0.1239	0.02877	
110	994.4653	993.2407	0.03786	0.1434	0.03243	$r_0=1.2726 \text{ F}$
120	999.4619	998.2437	0.04999	0.1670	0.04164	$\theta_{C.M} = 90^\circ$
130	1004.4590	1003.2460	0.05823	0.1837	0.04754	
140	1009.4570	1008.2490	0.06628	0.2099	0.05237	
150	1014.4550	1013.2510	0.07090	0.2127	0.05581	

TABELA 3.5.5

Resultados Obtidos pelo Método das Transparências Nucleares  
Região do Quase-Déuteron

Elemento Estudado:  $^{79}\text{Au}^{197}$

$40\text{MeV} \leq k \leq 150\text{MeV}$

Energia do Fóton (MeV)	Energia Total do Neutron Espalhado (MeV)	Energia Total do Próton Espalhado (MeV)	Transparência para Prótons ( $T_p$ )	Transparência para Neutrons ( $T_n$ )	Probabilidade de $\phi(\gamma, n)$	Características do Elemento
40	959.4858	958.2202	0.0065	0.00126	0.00125	
50	964.4829	963.2231	0.0105	0.00214	0.00212	Z=79 A=197
60	969.4795	968.2263	0.0170	0.00344	0.00338	N=118 I=12
70	974.4763	973.2292	0.0218	0.00460	0.00450	INZ/A=567.84
80	979.4739	978.2324	0.0298	0.00618	0.00600	
90	984.4705	983.2351	0.0368	0.00829	0.00798	$r_0 = 1.1876 \text{ F}$
100	989.4680	988.2380	0.0447	0.01127	0.01076	$\theta_{C.M.} = 90^\circ$
110	994.4653	993.2407	0.0534	0.01330	0.01259	
120	999.4619	998.2437	0.0646	0.01771	0.01656	
130	1004.4590	1003.2460	0.0730	0.02077	0.01926	
140	1009.4570	1008.2490	0.0871	0.02383	0.02176	
150	1014.4550	1013.2510	0.0887	0.02562	0.02335	

TABELA 3.5.6

Resultados Obtidos pelo Método das Transparências Nucleares  
Região do Quase-Deuteron

Elemento Estudado:  ${}_{92}^{238}\text{U}$

$40\text{MeV} \leq k < 150\text{MeV}$

Energia do Fôton (MeV)	Energia Total do Neutron Espalhado do. (MeV)	Energia Total do Próton Espalhado (MeV)	Transparência para Prótons ( $T_p$ )	Transparência para Neutrons ( $T_n$ )	Probabilidade de $\psi(\gamma, n)$	Características do Elemento
40	959.4858	958.2202	0.0056	0.00102	0.00109	
50	964.4829	963.2231	0.0090	0.00187	0.00186	Z=92 A=238
60	969.4795	968.2263	0.0146	0.00301	0.00297	N=146 I=12
70	974.4763	973.2292	0.0187	0.00403	0.00396	
80	979.4739	978.2324	0.0256	0.00542	0.00528	INE/A=677.24
90	984.4705	983.2351	0.0317	0.00727	0.00704	$r_0 = 1.1798\text{F}$
100	989.4680	988.2380	0.0386	0.00987	0.00949	
110	994.4653	993.2407	0.0461	0.01166	0.01112	$\theta_{C.M.} = 90^\circ$
120	999.4619	998.2437	0.0560	0.01552	0.01465	
130	1004.4590	1003.2460	0.0630	0.01821	0.01706	
140	1009.4570	1008.2490	0.0760	0.02090	0.01932	
150	1014.4550	1013.2510	0.0770	0.02248	0.02074	

TABELA 3.5.7

Resultados Finais Obtidos

Elemento Estudado	Integração referente à Ressonância Gigante	Integração referente à Região Fotomesônica	Integração referente à Região do Quase-Deuteron	$\bar{\psi}(\gamma, n)$ (*)	$\bar{\psi}(\gamma, n)$ pelas transições parânicas	$\sigma_Q(E_0)$ Experimental
${}^6\text{C}^{12}$	1.48 mb	0.18 mb	3.87 mb	0.635	0.077	4.12 mb
${}^9\text{F}^{19}$	1.74 mb	0.24 mb	7.82 mb	0.501	0.059	5.90 mb
${}^{25}\text{Mn}^{55}$	24.3 mb	0.5 mb	28.8 mb	0.440	0.027	37.5 mb
${}^{79}\text{Au}^{197}$	214.3 mb	2.2 mb	133.9 mb	0.247	0.010	249.6 mb
${}^{92}\text{U}^{238}$	139 mb	3 mb	158.9 mb	0.018	0.009	145 mb

(\*)  $\bar{\psi}(\gamma, n)$  é obtido através da eq. ( 3.5.3).

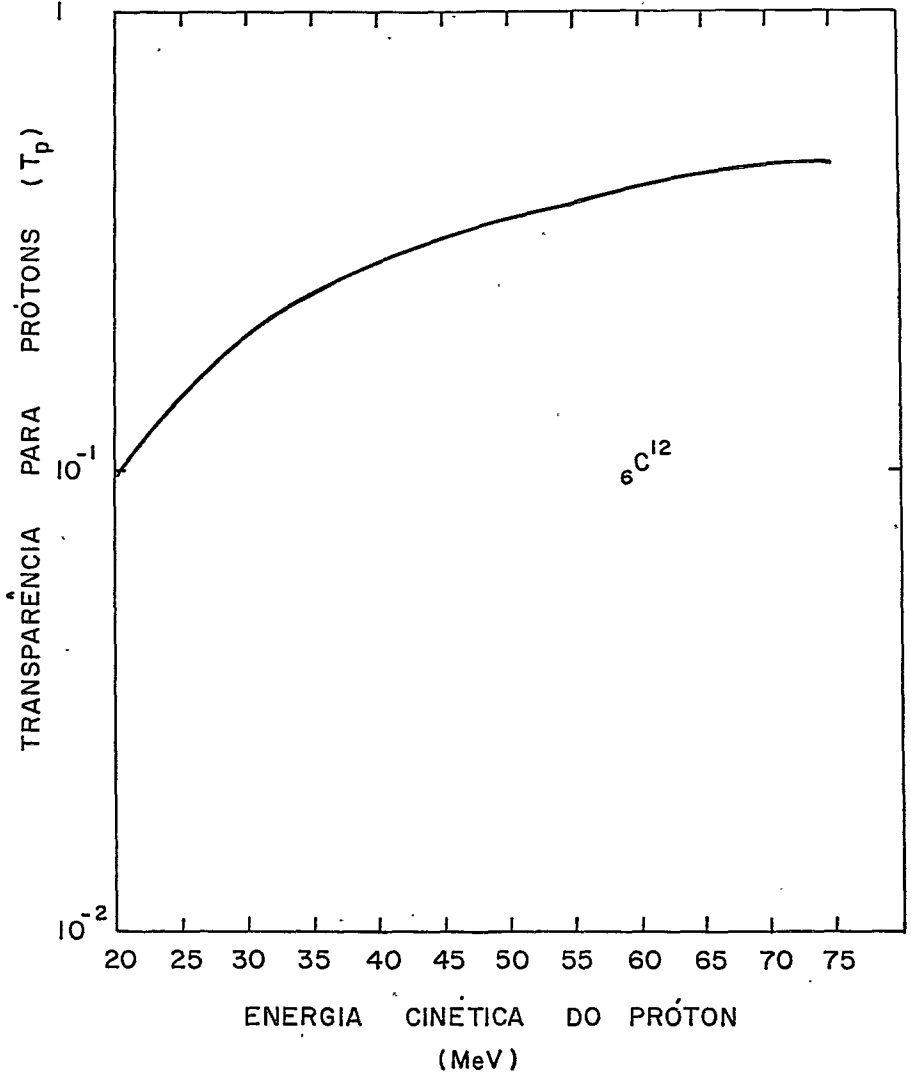


Fig. 3.5.1 - Curva representativa da transparência para prótons ( $T_p$ ) versus a energia cinética do próton para o  ${}^6\text{C}^{12}$ .

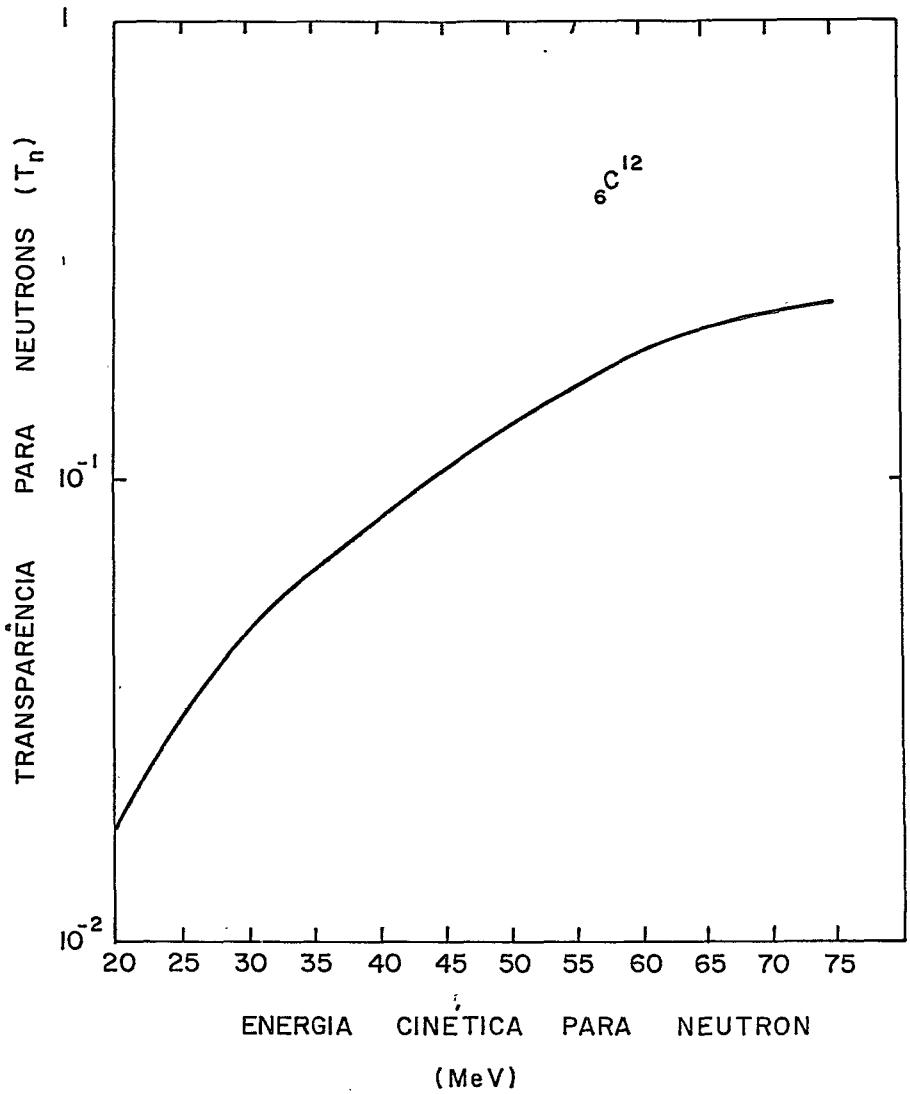


Fig. 3.5.2 - Curva representativa da transparência para neutrons ( $T_n$ ) versus a energia cinética do neutron para o  ${}^6\text{C}^{12}$ .

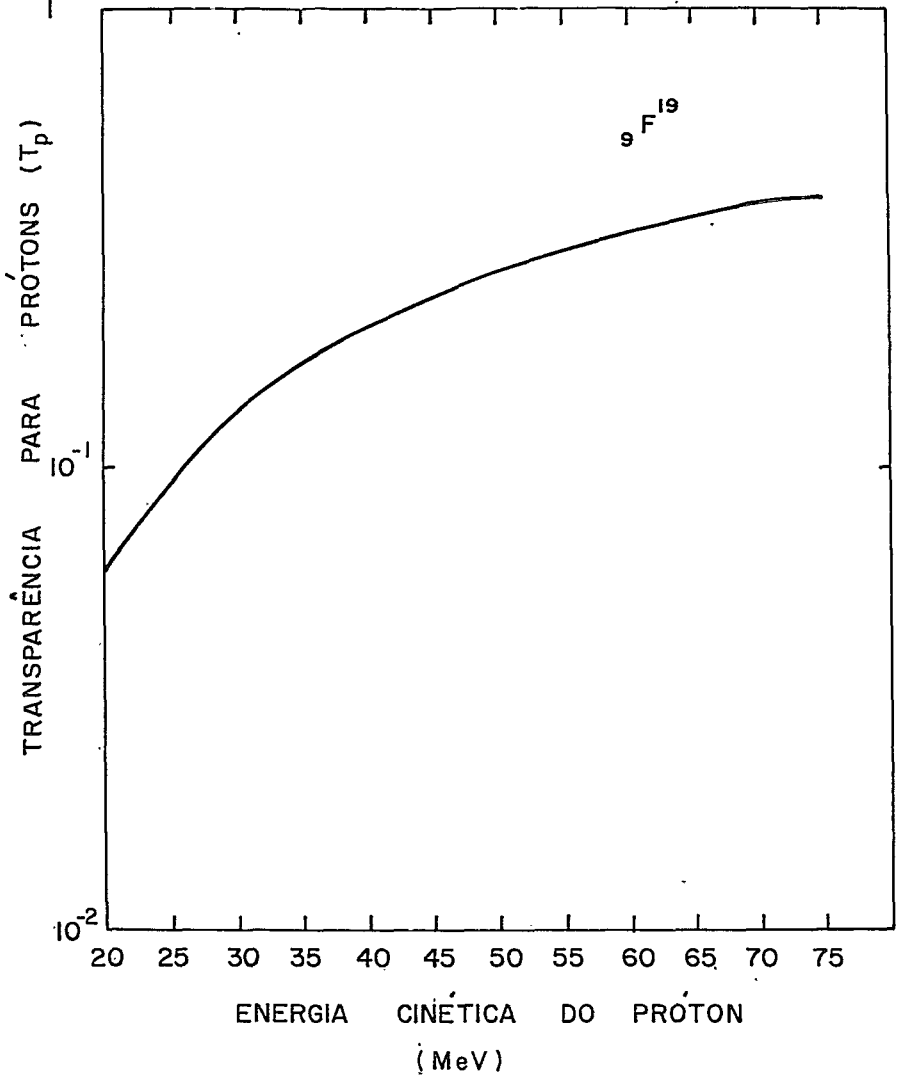


Fig. 3.5.3 - Curva representativa da transparência para prótons ( $T_p$ ) versus a energia cinética do próton para o  ${}^9\text{F}^{19}$ .



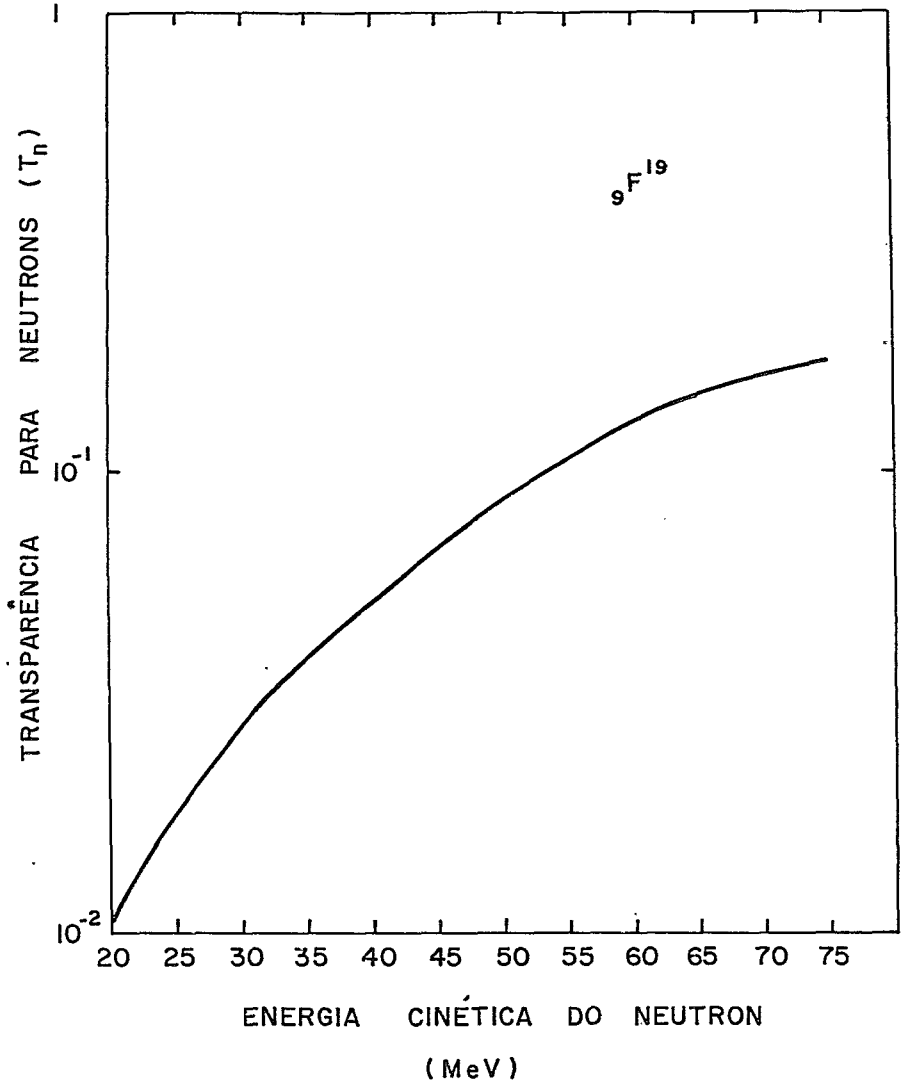


Fig. 3.5.4 - Curva representativa da transparência para neutrons ( $T_n$ ) versus a energia cinética do neutron para o  ${}^9\text{F}^{19}$ .

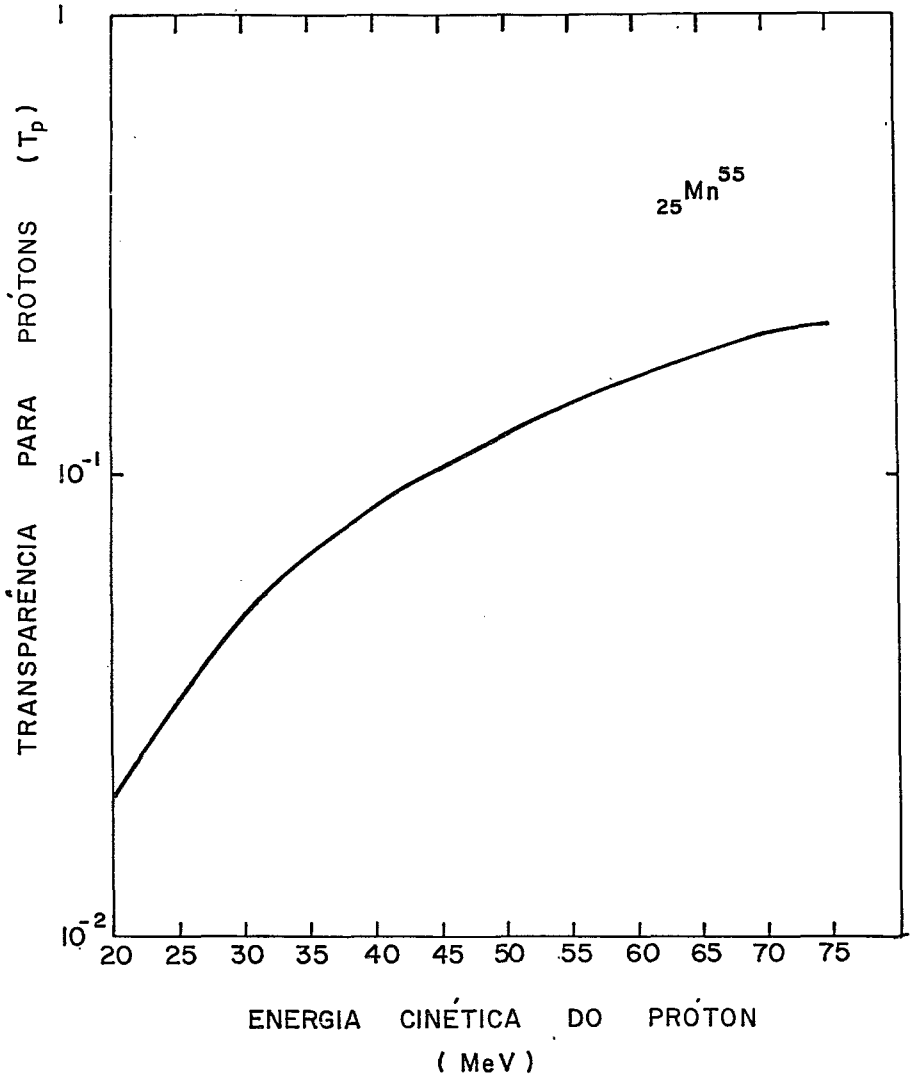


Fig. 3.5.5 - Curva representativa da transparência para prótons ( $T$ ) versus a energia cinética do próton para o  ${}_{25}\text{Mn}^{55}$ .

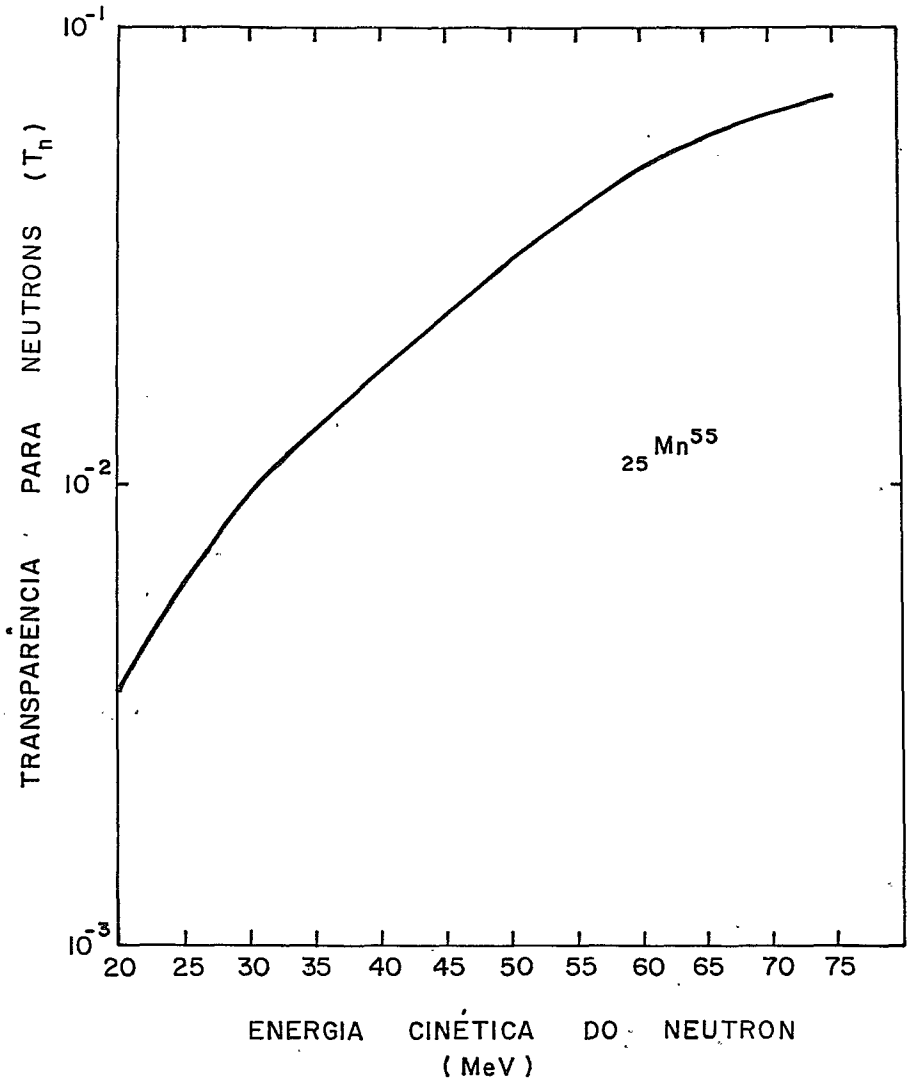


Fig. 3.5.6 - Curva representativa da transparência para neutrons (T<sub>n</sub>) versus a energia cinética do neutron para o <sup>25</sup>Mn<sup>55</sup>.

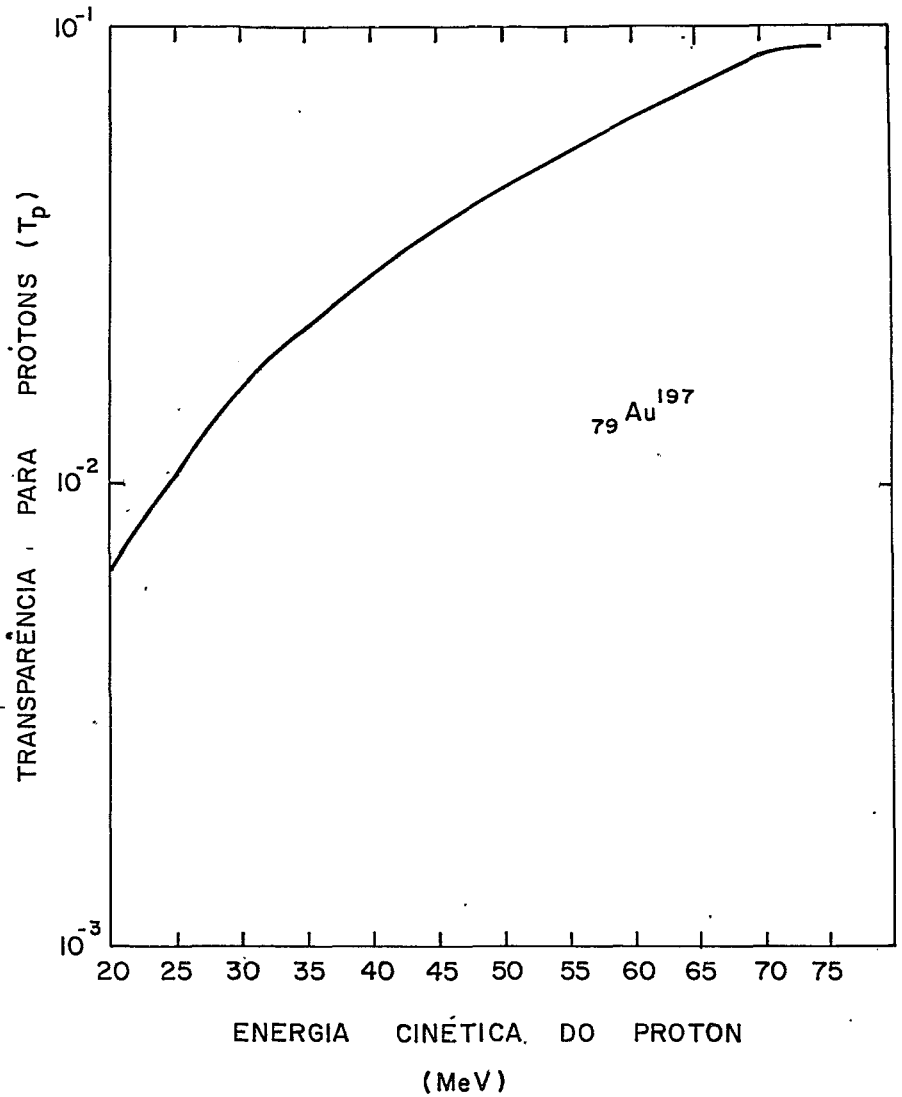


Fig. 3.5.7 - Curva representativa da transparência para prótons ( $T_p$ ) versus a energia cinética do próton para o  $^{79}\text{Au}^{197}$ .

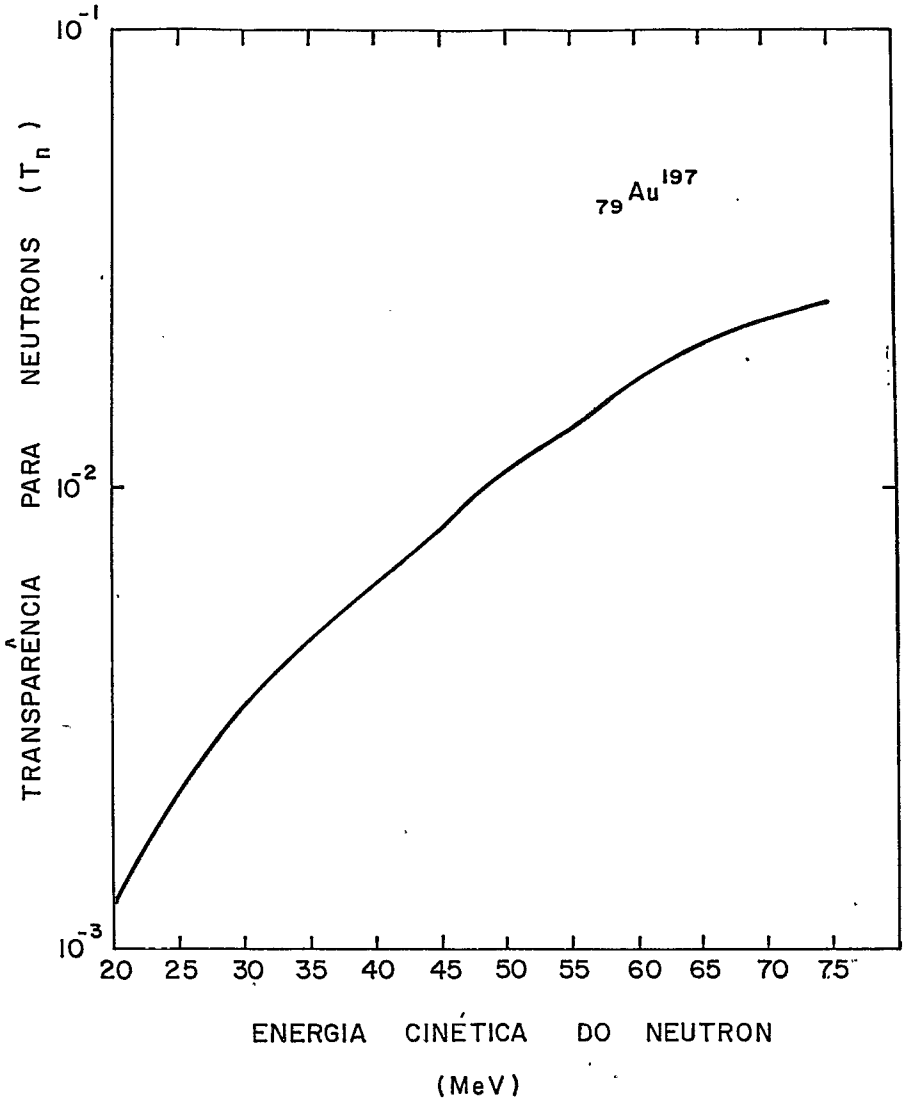


Fig.3.5.8 - Curva representativa da transparência para neutrons ( $T_n$ ) versus a energia cinética do neutron para o  ${}_{79}\text{Au}^{197}$ .

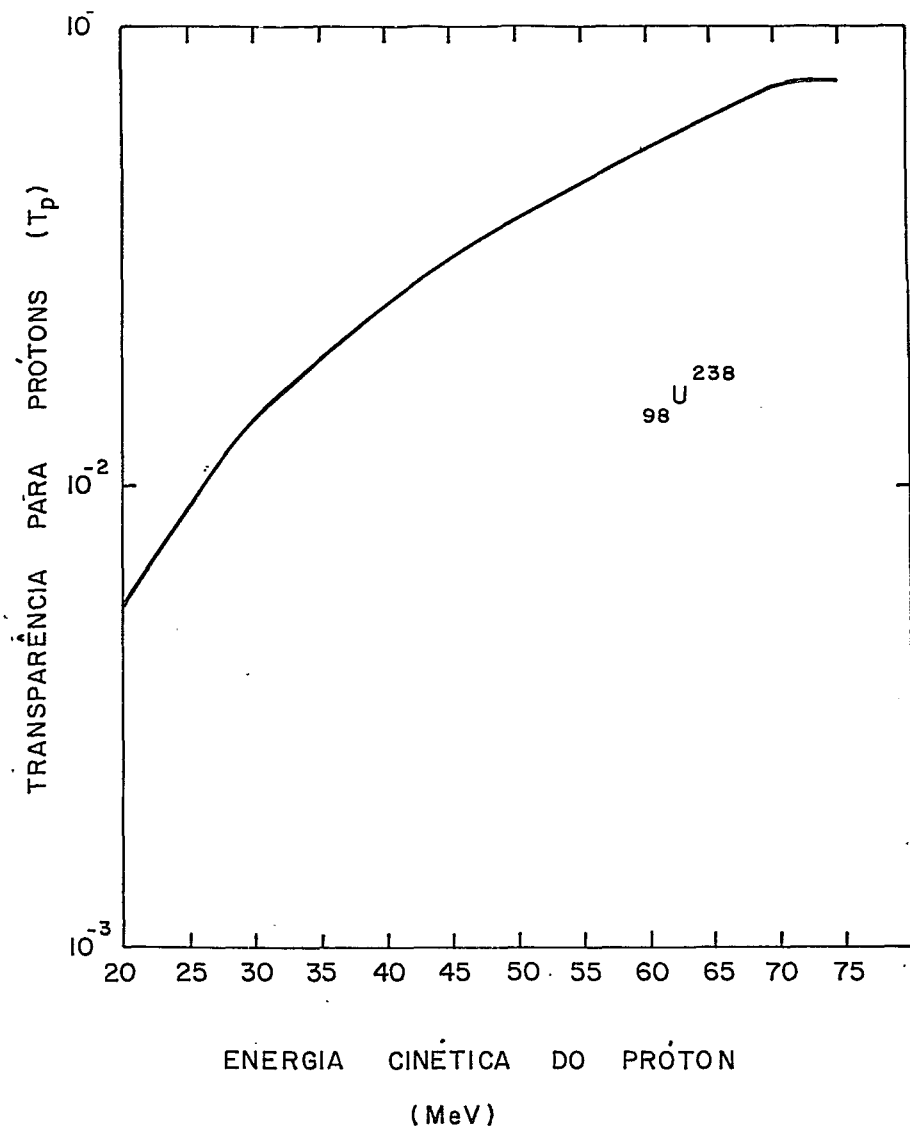


Fig. 3.5.9 - Curva representativa da transparência para prótons ( $T_p$ ) versus a energia cinética do próton para o  ${}_{92}^{238}\text{U}$ .

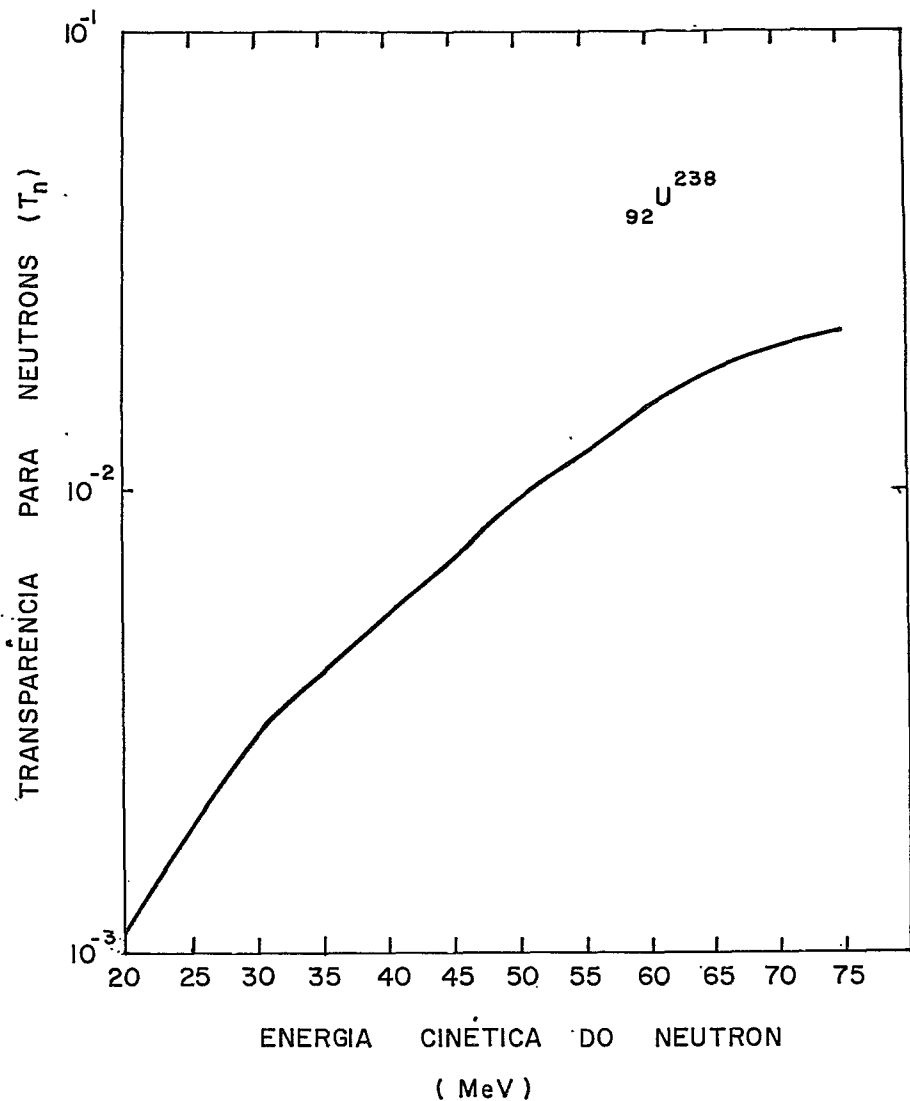


Fig. 3.5.10 - Curva representativa da transparência para neutrons ( $T_n$ ) versus a energia cinética do neutron para o  ${}_{92}\text{U}^{238}$ .

## CAPÍTULO IV

### ANÁLISE DOS RESULTADOS E CONCLUSÕES

Reservamos ao presente capítulo a análise dos resultados obtidos desse estudo de reações ( $\gamma, n$ ) na região do Quase-Dêuteron, uma vez que os procedimentos experimentais e os cálculos correspondentes a cada uma das etapas que o compõem já foram previamente determinados.

Esse estudo de reações ( $\gamma, n$ ) teve por finalidade estabelecer o cálculo estimativo de probabilidade média da reação acima mencionada nos núcleos:  ${}_6\text{C}^{12}$ ,  ${}_9\text{F}^{19}$ ,  ${}_{25}\text{Mn}^{55}$ ,  ${}_{79}\text{Au}^{197}$  e  ${}_{92}\text{U}^{238}$  na região de energia entre a Ressonância Gigante e o Limiar Fotomesônico. Essa estimativa foi obtida, como já mencionamos neste trabalho, através do emprego de dois processos totalmente distintos.

Para atingirmos o nosso objetivo, foram feitos vários cálculos e estudos referentes a cada uma das regiões de energia: Ressonância Gigante, Quase-Dêuteron e Fotomesônica, no que diz respeito ao mecanismo de interação da radiação eletromagnética com o núcleo atômico.

Entre esses cálculos secundários efetuados é de interesse ressaltar os responsáveis na determinação das seções de choque absolutas ( $\gamma, n$ ), utilizando o processo das Tentativas



Estatísticas ou do Método de Monte Carlo, pelo acompanhamento de uma cascata intranuclear produzida por fótons na faixa de energia, entre 150 MeV e 300 MeV. Esses resultados foram confrontados com os obtidos por J.B. Martins em seu trabalho de Tese de Doutorado <sup>(31)</sup>, e apresentam uma excelente concordância.

Antes de passarmos às conclusões, torna-se importante visualizarmos, por meio de gráficos elucidativos, os resultados finais de cada um dos processos (figs. 4.1 e 4.2).

Embora haja erros decorrentes dos métodos empregados para a obtenção dos dados experimentais utilizados, tornou-se possível obtermos algumas conclusões interessantes desse estudo sistemático de reações  $(\gamma, n)$  em núcleos complexos no intervalo de energia considerado de 30 MeV a 150 MeV.

Baseados na análise dos resultados apresentados na tab. 3.5.7 e figs. 4.1 e 4.2, concluímos que:

- 1) - O Modelo do Quase-Dêuteron, proposto por Levinger, é capaz de explicar satisfatoriamente as interações  $(\gamma, n)$  nos núcleos complexos com fótons de energia entre 30 MeV a 150 MeV;
- 2) - As probabilidades calculadas pelo Método das Transparências Nucleares cresce com a energia do fóton incidente na Região do Quase-Dêuteron;
- 3) - A probabilidade média das reações  $(\gamma, n)$  calculadas pelos dois métodos utilizados, mostram um decréscimo em relação ao número de massa dos núcleos atômicos;

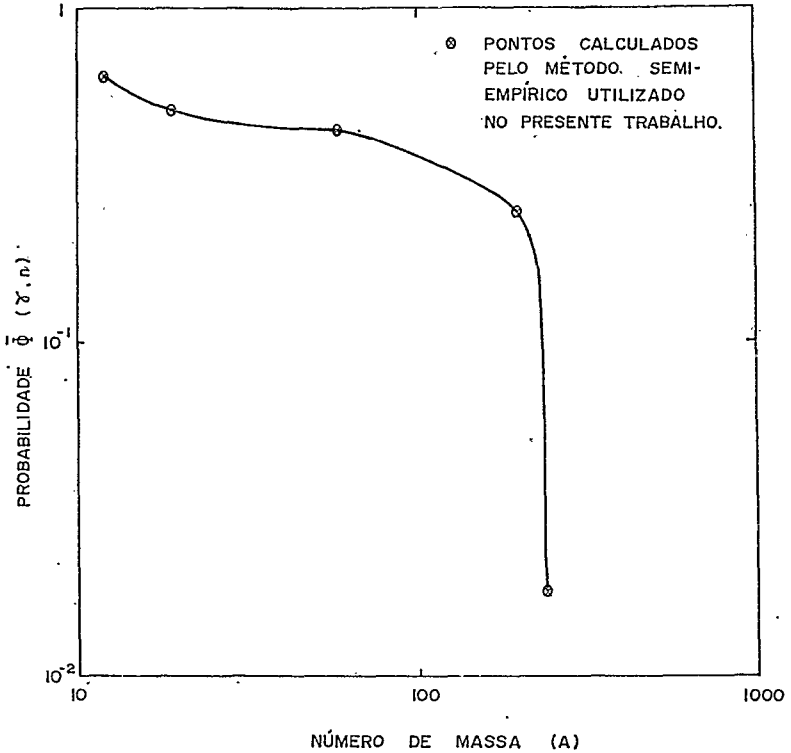


Fig. 4.1 - Resultado da probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  versus o número de massa dos elementos estudados pelo método semi-empírico.

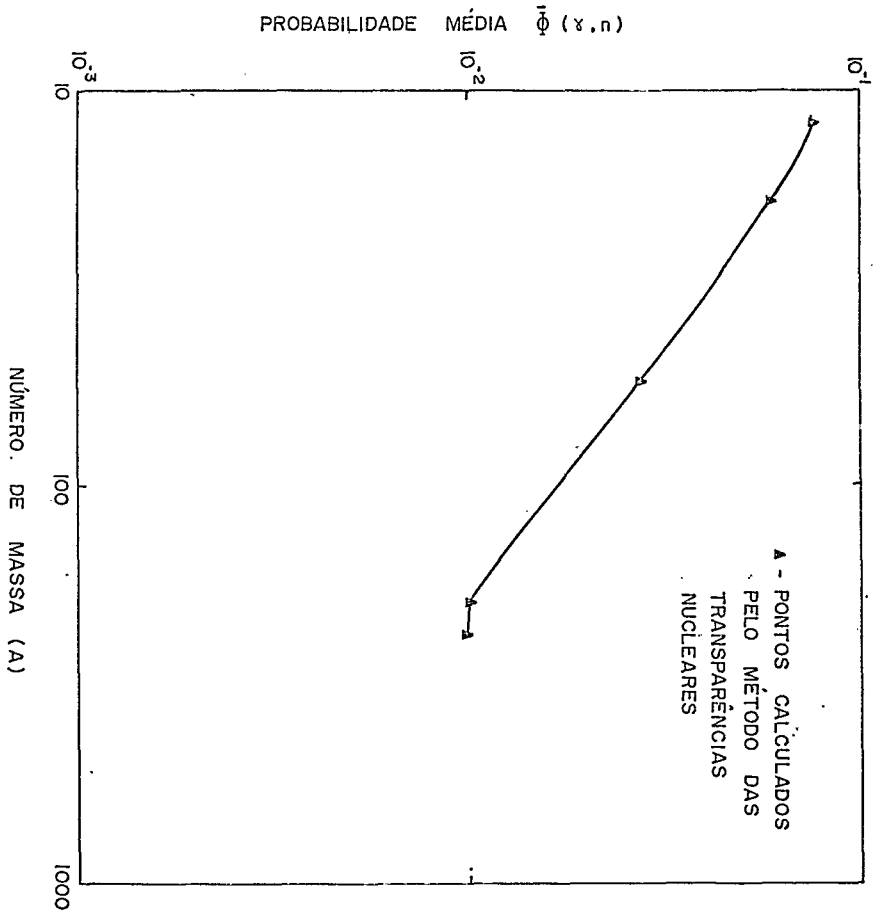


Fig. 4.2 - Resultado da probabilidade média  $\bar{\Phi}(\gamma, n)$  versus o número de massa dos elementos estudados pelo uso das transparências nucleares.

- 4) - A probabilidade média calculada pelo Método das Transpa -  
rências Nucleares é muito menor que a calculada pelo Méto  
do semi-empírico. Isto acontece em virtude de poder exis -  
tir reações ( $\gamma, n$ ) nas quais os neutrons, após a interação  
primária do fóton, saem do contorno do núcleo interagindo  
antes com alguns nucleons, permanecendo o núcleo com uma  
energia de excitação que impossibilita a saída de outras  
partículas.

Esperamos, com os resultados obtidos, despertar inte  
resse por pesquisa de cunho experimental no tocante a medidas  
de seções de choque nessa região de energia, acentuando com is  
so maiores informações sobre esse mecanismo de interação na re  
gião de energia intermediária do fóton.

## APÊNDICE A

### MÉTODO DE MONTE CARLO

#### A.1 - Descrição

O Método de Monte Carlo<sup>(43)</sup> ou Método das Tentativas Estatísticas, é usado para o acompanhamento de cascatas nucleares produzidas no núcleo a partir da interação primária do fóton com um único nucleon.

A importância desse método nos permitiu no presente trabalho, determinar a probabilidade de reações  $(\gamma, n)$  num intervalo de energia de 160 MeV e 300 MeV, uma vez que as probabilidades de interações individuais das partículas pertinentes ao processo são bem conhecidas. Essas probabilidades foram calculadas fazendo-se o acompanhamento de 20000 "histórias", que nos conduziram a uma precisão satisfatória.

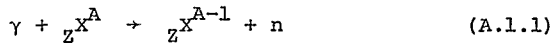
Torna-se necessário contudo, dar o significado do termo "história" empregado. Entende-se por "história" na fase rápida de uma reação nuclear desencadeada por fótons de altas energias, o desenvolvimento completo de uma cascata desde a interação primária do fóton com um único nucleon até o instante que o núcleo residual do processo final de cascata emita partículas possibilitando, portanto, o início da segunda fase ou fase lenta da reação nuclear.

As partículas envolvidas nessa reação devem satisfa-

zer a uma das seguintes determinações abaixo:

- a) podem ser absorvidas pelo núcleo, ou
- b) podem sair do contorno geométrico do mesmo.

Na descrição do processo em questão, denominamos de "histórias favoráveis", aquelas que apresentam um núcleo residual final com um neutrão a menos em relação ao núcleo alvo, ou seja, uma reação do tipo:



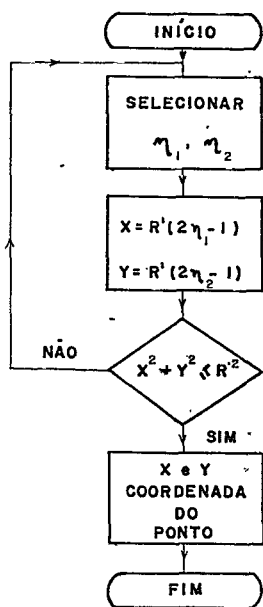
Para que a reação acima se processe, é indispensável ao núcleo, após a fase de cascata (uma vez que já tenha emitido um nucleon), apresentar uma energia de excitação menor que a energia de corte, não permitindo com isso a emissão posterior de qualquer partícula do núcleo após o término da fase rápida do processo.

O desenvolvimento de uma cascata nuclear consta das seguintes etapas:

- i) - determinação do ponto onde o fóton interage com o núcleo alvo;
- ii) - determinação do tipo da interação;
- iii) - determinação do alvo (nucleon, ou "Quase-Dêuterons" (n-p)) da interação primária do fóton;
- iv) - determinação das quantidades de movimento das partículas provenientes das colisões;
- v) - determinação do ângulo de espalhamento;
- vi) - determinação do elemento alvo das interações secundárias;

vii) - verificação da possibilidade ou não de novas colisões.

O ítem i) e vi), utilizados no Método de Monte Carlo puderam ser determinados através de um simples programa computacional executado anteriormente no computador IBM/370 do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, cujo fluxograma <sup>(31)</sup> pode ser sintetizado do seguinte modo:



Considerações: tomamos o núcleo bidimensional e de <sup>3-D</sup> terminamos o raio do círculo equivalente (R') do núcleo esférico, isto é, um núcleo que apresenta transparências idênticas a partículas vindas do exterior. Escolhe-se ainda pares de pontos (x,y) em função dos valores (η₁, η₂) que são números escolhidos ao acaso, no intervalo de 0 a 1.

A probabilidade do fóton não colidir numa distância d (unidirecional) é dada por:

$$\phi = e^{-d/\lambda} \quad (\text{A.1.2})$$

onde  $\lambda$  é o livre caminho médio dado pela exp.  $\lambda_i(k_i) = \frac{1}{\rho \bar{\sigma}_{iN}(k_i)}$  onde o parâmetro  $\rho$  corresponde à densidade nuclear.

O fóton antes de sofrer a interação, percorre uma dis

tância expressa por:

$$\bar{d}_n = \lambda \ln(\eta/\eta-n) \quad (\text{A.1.3})$$

onde  $n$  são pontos escolhidos ao acaso entre  $1 \leq n \leq \eta$ .

A interação primária ocorre através da interação individual do fóton com um único nucleon e com pares de "Quase-Dêuterons", dando origem aos seguintes tipos de probabilidades:

a) - Interação do Fóton com um Próton

A probabilidade desse tipo de reação é dada do seguinte modo:

$$\phi_{k,p} = \frac{Z\sigma_{k,p}}{Z\sigma_{k,p} + N\sigma_{k,n} + \frac{LNZ}{A}\sigma_{k,d}} \quad (\text{A.1.4})$$

b) - Interação do Fóton com um Neutron

A probabilidade é expressa pela equação abaixo:

$$\phi_{k,n} = \frac{N\sigma_{k,n}}{Z\sigma_{k,p} + N\sigma_{k,n} + \frac{LNZ}{A}\sigma_{k,d}} \quad (\text{A.1.5})$$

c) - Interação do Fóton via "Quase-Dêuteron"

A probabilidade é dada por:

$$\phi_{k,d} = \frac{(LNZ/A)\sigma_{k,d}}{Z\sigma_{k,p} + N\sigma_{k,n} + (LNZ/A)\sigma_{k,d}} \quad (\text{A.1.6})$$



Nas expressões acima de probabilidades, os parâmetros utilizados são os que se seguem:

A - número de massa do elemento alvo;

N - número de neutrons do elemento alvo;

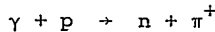
Z - número atômico do elemento alvo;

L - fator de Levinger do elemento alvo;

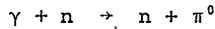
$\sigma_{k,p}$  e  $\sigma_{k,n}$  - são, respectivamente, as seções de choque do fóton com o próton ou neutron livres;

$\sigma_{k,d}$  - é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre.

Os valores de  $\sigma_{k,p}$  surgem das reações do tipo:



e os valores de  $\sigma_{k,n}$  aparecem das reações



valores bastante conhecidos na literatura científica.

O valor de  $\sigma_{k,d}$  foi obtido através da ref. (40), no gráfico de seção de choque de fotodesintegração do dêuteron livre em função da energia do fóton para um intervalo de energia de 160 MeV a 300 MeV.

## A.2 - Aplicação do Método das Tentativas Estatísticas

Para a aplicação do Método de Monte Carlo, sorteia-se um número ao acaso  $\eta$  de uma distribuição uniforme num in-

tervalo de 0 a 1 e verifica-se em quais desses intervalos o  $n\bar{u}$  mero sorteado se encontra.

Os sub-intervalos são os seguintes:

1º Sub-Intervalo

$$\Phi_{k,d} < \eta \leq \Phi_{k,d} + \Phi_{k,p}$$

(alvo escolhido próton)

2º Sub-Intervalo

$$\Phi_{k,d} + \Phi_{k,p} < \eta < 1$$

(alvo escolhido neutron)

3º Sub-Intervalo

$$0 \leq \eta \leq \Phi_{k,d}$$

(alvo escolhido Quase-Dêuteron (n-p))

sendo a ordem dos sub-intervalos acima escolhida arbitrariamente, antes da aplicação do método utilizado.

Nos itens iv) e v) os ângulos de espalhamento e os momentos lineares são escolhidos ao acaso, levando-se em consideração os valores das seções de choque diferenciais para cada energia da partícula incidente.

Como as seções de choque diferenciais são expressas em função da distribuição angular em coordenadas relativas ao sistema centro de massa (S.C.M.), torna-se necessária a transformação das mesmas para o sistema de laboratório (S.L.). Estas últimas transformações <sup>(44)</sup> no entanto, não serão apresentadas no presente trabalho, para que não se tornem repetitivas, uma vez que são bastante manipuladas em trabalhos constantes na literatura científica.

Nos itens iv) e v), desprezamos o efeito Compton, pois este não é significativo à região acima do limiar fotome-

mesônico.

Para verificarmos finalmente se haverá colisão posterior, comparamos a energia das partículas resultantes à energia de corte sendo a mesma permitida no caso desta ser superior à energia de corte.

Caso contrário, isto é, quando o nucleon apresenta uma energia inferior à energia de corte, o nucleon será "absorvido" pelo núcleo e então deixará de fazer parte da cascata.

O item vi) diz respeito a interações secundárias dos seguintes tipos:

nucleon + nucleon → nucleon + nucleon

nucleon + nucleon → nucleon + nucleon + méson

méson + nucleon → méson + nucleon

méson + par(n-p) → nucleon + nucleon.

### A.3 - Análise das Colisões Secundárias - Interações

#### a) Interação nucleon+nucleon → nucleon+nucleon

Para esse tipo de reação a probabilidade de que um nucleon (i) interaja com um nucleon (j) e vice-versa, é dada por:

$$\phi_i = \frac{Z\sigma_{ii}}{Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}} \quad \text{e} \quad \phi_j = \frac{Z\sigma_{ji}}{Z\sigma_{ji} + N\sigma_{jj}} \quad (\text{A.3.1})$$

sendo  $i \neq j$  (onde  $i$  e  $j$  são nucleons distintos respectivamente, o próton e o neutron).  $\phi_i^! = 1 - \phi_i$  e  $\phi_j^! = 1 - \phi_j$  representam a probabilidade para que um próton colida com um neutron e a probabilidade para que um neutron colida com outro neutron.

As probabilidades  $\phi_i^!$  e  $\phi_j^!$  são determinadas a partir

das seções de choque  $\sigma_{pp}$ ,  $\sigma_{np}$  e  $\sigma_{nn}$  calculadas por Bertini <sup>(45)</sup>.

b) Interação méson+nucleon  $\rightarrow$  nucleon+nucleon+méson

O nucleon alvo da reação acima é escolhido arbitrariamente aplicando o Método de Monte Carlo, fazendo-se as seguintes considerações: as probabilidades de um méson interagir com um nucleon (próton ou neutron) sendo  $i \neq j$  é dada pelas expressões abaixo:

$$\Phi_{\pi^+n}(k) = \frac{(A-Z)\sigma_{ij}(k)}{(A-Z)\sigma_{ij}(k) + Z\sigma_{i\bar{j}}(k) + (A-Z)\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (\text{A.3.2})$$

$$\Phi_{\pi^+p}(k) = \frac{Z\sigma_{ii}(k)}{(A-Z)\sigma_{ij}(k) + Z\sigma_{ii}(k) + (A-Z)\sigma_{ij}(\text{abs})}$$

onde nas expressões acima temos:

$\sigma_{ii}$  - seções de choque de interações do tipo  $\pi^+p$  e  $\pi^-n$  ;

$\sigma_{ij}$  - seções de choque de interações do tipo  $\pi^-p$  e  $\pi^+n$  , que são incluídas nos processos de absorção.

A absorção de mésons  $\pi^+$  e  $\pi^-$  pelo par de nucleons é tal, que o par de nucleons deve conter um neutron para absorver o  $\pi^+$  e um próton para absorver o  $\pi^-$ .

Através de sugestões apresentadas por Brueckner, Serber e Watson <sup>(46)</sup>, as seções de choque de absorção foram possíveis de ser estabelecidas a partir das seções de choque de absorção de mésons.

Sendo a probabilidade de absorção do méson  $\pi^+$ , da da por:

$$\Phi_{\text{abs}\pi^+}(k) = \frac{N\sigma_{ij}(\text{abs})}{N\sigma_{ij}(k) + Z\sigma_{ii}(k) + N\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (\text{A.3.3})$$

A probabilidade do méson  $\pi^-$  colidir com um próton, um neutron ou então, ser absorvido pelo par de nucleons é dada pelas expressões que se seguem:

$$\begin{aligned} \Phi_{\pi^-p}(k) &= \frac{Z\sigma_{ii}(k)}{N\sigma_{ij}(k) + Z\sigma_{ii}(k) + Z\sigma_{ij}(\text{abs})} \\ \Phi_{\pi^-n}(k) &= \frac{N\sigma_{ij}(k)}{N\sigma_{ij}(k) + Z\sigma_{ii}(k) + Z\sigma_{ij}(\text{abs})} \\ \Phi_{\text{abs}\pi^-}(k) &= \frac{Z\sigma_{ij\text{abs}}(k)}{N\sigma_{ij}(k) + Z\sigma_{ii}(k) + Z\sigma_{ij}(\text{abs})} \end{aligned} \quad (\text{A.3.4})$$

A seção de choque de absorção do méson  $\pi^0$ , considerando-se o spin isotrópico é dada por:

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{1}{2} \sigma_{ij}(\text{abs}) \quad (\text{A.3.5})$$

onde as seções de choque das interações  $\pi^0$ -nucleon são, respectivamente iguais para prótons e neutrons e estão representadas nas equações abaixo:

$$\sigma_{\pi^0\text{-nucleon}} = \frac{\sigma_{ii}(k) + \sigma_{ij}(k)}{2} \quad (\text{A.3.6})$$

onde  $\sigma_{ii}$ ,  $\sigma_{ij}$  e  $\sigma_{ij}(\text{abs})$  são expressas por:

$$\begin{aligned} \sigma_{ii} &= 3.7 + 286 (\gamma-1)^3 && \text{Valores obtidos por} \\ \sigma_{ij} &= 6.5 + 23.9 (\gamma-1) && \text{Metropolis e colabo-} \\ \sigma_{ij}(\text{abs}) &= 16.4 + (0.14 + \xi^2)/\xi && \text{radores (47).} \end{aligned}$$

onde  $\gamma$  é a energia total da partícula incidente em unidades de  $m_{\pi^0}c^2$  e  $\xi$ , os momentos lineares expressos em unidades de  $m_{\pi^0}c$ , quando as seções de choque são empregadas em unidades de milibarn.

No caso do item vii), quando a energia da partícula é inferior à energia de corte, a partícula é retida no núcleo, portanto, não acarretando o prosseguimento das reações secundárias descritas acima.

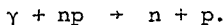
## APÊNDICE B

### TRANSPARÊNCIAS NUCLEARES

Transparência nuclear é a probabilidade de escape de partículas do interior do núcleo, não sujeitas a qualquer espécie de colisão com partículas intranucleônicas.

Para determinarmos as transparências nucleares im-  
mos certas condições :

- 1) - o fóton ao possuir energia superior a 30 MeV até cerca de 150MeV, interage com pares de "Quase-Dêuterons" (n-p), processo de absorção proposto por Levinger<sup>(8,26,28)</sup>, acarretando a emissão do neutrón, e a retenção do próton em se tratando de reação  $(\gamma, n)$ , que é o caso apresentado, dando como consequência uma reação do tipo:



- 2) - o modelo nuclear utilizado para o cálculo das transparências nucleares é o modelo ótico desenvolvido por Beth<sup>(48)</sup> e Fernbach<sup>(49)</sup>;
- 3) - através das seções de choque de "scattering" elástica p-p e n-p, podemos calcular o livre caminho médio da partícula i (p ou n) na matéria nuclear;

4) - o núcleo deve ser considerado como tendo uma distribuição de densidade uniforme onde seu raio é expresso por:

$$R = 1.12 A^{1/3} + 2.35 A^{-1/3} - 2.07 A^{-1} \quad (\text{B.1})$$

mas  $R = r_0 A^{1/3}$ , logo,

$$r_0 = 1.12 + 2.35 A^{-2/3} - 2.07 A^{-4/3}. \quad (\text{B.2})$$

A fórmula de transparência é dada pelo modelo ótico sendo a seguinte:

$$T(k) = \frac{\lambda^2}{2R^2} \left\{ \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2R}{\lambda}\right) \right] \left[ 1 + \frac{2R}{\lambda} \right] \right\} \quad (\text{B.3})$$

A transparência (T) é uma função dependente da energia do nucleon, sendo o livre caminho médio ( $\lambda$ ) e o raio nuclear (R), funções do número de massa do elemento alvo.

O livre caminho médio  $\lambda_i(k_i)$  da partícula i (p ou n) na matéria nuclear é dado pela seguinte expressão:

$$\lambda_i(k_i) = \frac{1}{\rho \bar{\sigma}_{iN}(k_i)} \quad (\text{B.4})$$

onde  $\rho$  é a densidade nuclear e  $\bar{\sigma}_{iN}$  é a seção de choque total média da interação do nucleon i (p ou n) com um nucleon N, a qual depende da energia da partícula fotoproduzida.

A expressão que interrelaciona a seção de choque total média de um nucleon (p-n) com um nucleon N (p ou n) é a seguinte:

$$\bar{\sigma}_{iN}(k_i) = \frac{A-Z}{A} \left[ \sigma_{in}(k_i) - \sigma_{ip}(k_i) \right] + \sigma_{ip}(k_i) \quad (\text{B.5})$$



onde as expressões acima  $\sigma_{ip}(k_i)$  e  $\sigma_{in}(k_i)$  são, respectivamente, as seções de interação da partícula  $i$  com o próton e o nêutron.

Para o cálculo realizado foi assumido  $\sigma_{in}(k_i) = \sigma_{ip}(k_i)$  quando  $i \neq n$ . Entretanto, para  $i = n$  tomamos  $\sigma_{in}(k_i) = \frac{\sigma_{ip}}{2}$ .

Levando em conta o que foi dito acima, e fazendo simples cálculos, chega-se às seguintes expressões:

i) para  $i \neq n$  temos:

$$\bar{\sigma}_{pN}(k_i) = \sigma_{pp}(k_i) \quad (\text{B.6})$$

ii) para  $i = n$  conclui-se que:

$$\bar{\sigma}_{nN} = \left(\frac{A+Z}{2A}\right) \sigma_{np}(k_i) \quad (\text{B.7})$$

Em se tratando de partículas uniformemente distribuídas no núcleo, o raio nuclear  $R$  pode ser expresso em função de  $R'$  que vem a ser o raio do "núcleo equivalente".

Denominamos de "núcleo equivalente", ao núcleo que apresenta transparências idênticas para as partículas vindas do exterior, sendo essas transparências obtidas levando-se em consideração as partículas fotoproduzidas no interior do núcleo estudado. A razão  $R'/R = 0.583$ .

Finalizando este apêndice apresentamos uma tabela dos núcleos estudados no presente trabalho e seus respectivos núcleos equivalentes.

TABELA B.1

Núcleo Alvo	Núcleo Equivalente
${}^6\text{C}^{12}$	${}^1\text{H}^3$
${}^9\text{F}^{19}$	${}^2\text{He}^4$
${}^{25}\text{Mn}^{55}$	${}^5\text{B}^{11}$
${}^{79}\text{Au}^{197}$	${}^{16}\text{S}^{39}$
${}^{92}\text{U}^{238}$	${}^{18}\text{Ar}^{48}$

BIBLIOGRAFIA

- 1 - E. Rutherford - "Collision of  $\alpha$ -Particles with Atoms, Part IV" - An Anomalous Effect in Nitrogen, Phil.Mag,37, (1919), 581.
- 2 - J. Chadwick - "The Existence of a Neutron", Proc.Roy.Soc., (London) A (136), (1932), 692.
- 3 - J. Chadwick and M. Goldhaber - "A Nuclear Photo-Effect" - Disintegration of the Dipion by  $\gamma$ -Rays, Nature,134, Aug., 18, (1934), 237.
- 4 - G.C. Baldwin and G.S. Klaiber - "X-Ray Yield Curves for  $\gamma$ -n Reactions" - Phys. Rev. 73 (10), (1948), 11560.
- 5 - H. Goldhaber and E. Teller - "On Nuclear Dipole Vibration", Phys. Rev., 74 (9), (1948), 1046.
- 6 - H. Steinwedel e J.H.D. Jensen - "Hydrodinamik von Kerndipol schwingungen", Z. Naturforsch, 5a (8), (1950), 413.
- 7 - M. Danos - "On the Long-Range Correlation Model of the Photuclear Effect", Nucl. Phys., 5 (1958), 23.
- 8 - J.S. Levinger - "Photoelectric Disintegration of the Deuteron" - Oxford University Press (1966).
- 9 - L.I. Schiff - "Deuteron Photo-Effect at High Energies", Phys. Rev. 78 (1960), 733.
- 10 - J.F. Marshall and E. Guth - "Photo-Disintegration of the Deuteron at High Energies" - Phys. Rev. 78 (1950), 738.
- 11 - R. Serber - "Strong Coupling Mesotron Theory of Nuclear Forces" - Phys. Rev. 72 (1943), 143.
- 12 - W. Weisskopf - "Statistics and Nuclear Reactions" - Phys. Rev. 52 (1937), 295.
- 13 - N.A. Perfilov, O.V. Lonzakin and V.P. Shamov - "Processes of Fragmentation and Fission in Interactions Between High

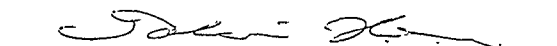
- Energy Particles and Nuclei" - Soviet Phys.Vesp 3(1960), 1.
- 14 - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins and O.A.P. Tavares - "Systematics of the ( $\gamma$ ,n) Reactions in Complex Nuclei at Intermediate Energies. A Semi empirical Approach" - Gazz.Chim.Ital. 105 (1975), 317.
- 15 - V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho and J.B. Martins "The ( $\gamma$ ,n) Reaction  $^{12}\text{C}$  and  $^{14}\text{N}$  and ( $\gamma$ ,2n) Reaction in Be at Energies Between 0.3 GeV and 1 GeV" - Gazz. Chim. Ital. 104 (1974), 463.
- 16 - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho, and J.B. Martins - "Gamma-Neutron Reactions in Rhodium at Energies Between 0.4 GeV and 0.9 GeV" - Lett. Nuovo Cimento, 1 (1969), 308.
- 17 - C. Aurisicchi, V. di Napoli, F. Salvetti and M.L. Terranova - "Fotoproduzione di  $^{102}\text{Rh}$  ( $t_{1/2}$  2,9 anni),  $^{101}\text{Rh}$  ( $t_{1/2}$  3 anni) e  $^{88}\text{Y}$  da  $^{103}\text{Rh}$  per Energy Compresse tra 0,4 GeV e 0,9 GeV" - Gazz. Chim. Ital. 102 (1972), 378.
- 18 - V. di Napoli, F. Dobici, F. Salvetti and H.G. de Carvalho, "Photonuclear Reactions Above the Mesonic Threshold" - Il Nuovo Cimento B 48 N° 1 (1967), 1.
- 19 - V. di Napoli, A.M. Lacerenza, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins - "Some Yield Measurements of ( $\gamma$ ,n) and ( $\gamma$ ,2n) Processes in Gold at Energies Between 0.3 GeV and 1 GeV" - Lett. Nuovo Cimento, vol. 1 n° 2 (1971), 65.
- 20 - J.D. Pinheiro Filho "Reações ( $\gamma$ ,2n) em Núcleos Complexos a Energias Intermediárias", Tese de Mestrado, CBPF (1976).
- 21 - V. di Napoli, G. Rosa, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins and O.A.P. Tavares - "Photodisintegration of Light and Medium Weight Nuclei at Intermediate Energies-II. Photoproduction of  $^{11}\text{C}$  and  $^7\text{Be}$  from  $^{40}\text{Ca}$ " - J. Inorg. Nucl. Chem. 38 (1976) 1.
- 22 - M. Danos and W. Greiner - "Damping of the Giant Resonance in Heavy Nuclei" - Phys. Rev. 138 (1965), B876.
- 23 - M. Goldhaber and E. Teller - "On Nuclear Dipole Vibrations",

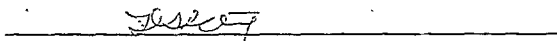
- . Phys. Rev. 74 (1948), 1046.
- 24 - N. Bohr - "Neutron Capture and Nuclear Constitution" - Nature 137 (1936), 344.
- 25 - K. Okamoto, Proc. Theoret. Phys. (Kyoto) 15, (1956), 75.
- 26 - J.S. Levinger - "The High Energy Nuclear Photoeffect" - Phys. Rev. 84 (1951) 43.
- 27 - J. Heidmann - "The Production of High Energies Deuteron by Energetic Nucleons Bombarding Nuclei" - Phys. Rev. 80 (1950) 171.
- 28 - J.S. Levinger - "Nuclear Photo-Disintegration" - Oxford University Press (1960).
- 29 - I. Reff - "Nuclear Photostar Production" - Phys. Rev. 91, (1953), 150.
- 30 - C.E. Ross and V.Z. Peterson - "Photodissociation of Complex Nuclei at Energies Between the Mesonic Threshold and 1150MeV" Phys. Rev. 124 (1961), 1610.
- 31 - J.B. Martins - "Reações ( $\gamma, n$ ) em Núcleos Complexos no Intervalo  $12 \leq A \leq 238$  na Região de Energias Intermediárias" -- Tese de Doutorado, CBPF (1974).
- 32 - L.I. Shiff - "Energy Angle Distribution of thin Target Bremsstrahlung" - Phys. Rev. 83 (1951) 252.
- 33 - B. Bülow and B. Forkman - "Photonuclear Cross Sections" - Nuclear Physics Report LUNP - 7208 (1972).
- 34 - B.L. Berman and S.C. Fultz - "Review Modern Physics", vol. 47 (1975).
- 35 - B.L. Berman and S.C. Fultz - "Measurements on the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons" - Lawrence Livermore Laboratory, University of California, Livermore, (1975) 729.
- 36 - S.C. Fultz, R.L. Bramblett, J.T. Caldwell and W.A. Keer - "Photoneutron Cross-Section Measurements on Gold Using Nearly Monochromatic Photons" - Phys. Rev., 127 n<sup>o</sup> 4 (1962), 1273.
- 37 - H.G. de Carvalho, J. Benuzzi Martins, V. di Napoli, D. Mar-

- gadonna and F. Salvetti - "Photoneutron and Total Cross - Sections of  $U^{238}$  in Giant Resonance" - Notas de Física , Vol. XV, Nº 18, (1969).
- 38 - F.A. Nikolaev - "Photodisintegration of Nuclei in the Giant Resonance Region" - Edited by Academician D.V. Skobel'tsyn, (1967).
- 39 - M. Damashek and F.J. Gilman - SLAC-PUB-697 - "Forward Compton Scattering" - December (1969).
- 40 - J.S. Levinger - "Sum Rules for Photodisintegration of the Deuteron", Phys. Rev. 97 nº 4 (1955), 970.
- 41 - A.H. Wapstra and N.B. Gouf, Nuclear Data Tables, 9(1971)265.
- 42 - M. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich and G. Friedlander - "Monte Carlo Calculations on Intranuclear Cascades - I. Low Energy Studies", Phys. Rev. 110 (1958) 185.
- 43 - E.D. Caldwell, C.J. Everest - "A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Radon Problems", Pergamonn Press , New York (1959).
- 44 - W.P. Jackson - "Classical Electrodynamics" - John & Wiley , (1967) Sons London Cl. 12, 391.
- 45 - H.W. Bertini - "Low-Energy Intranuclear Cascade Calculation" - Phys. Rev. 131 (1963) 1801.
- 46 - K.A. Brueckner, R. Serber and K.M. Watson - "The Interaction of  $\pi$ -meson with Nuclear Matter" - Phys. Rev. 84(1951) 258.
- 47 - M. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander and A. Turkevich - "Monte Carlo on Intranuclear Cascades - II - High Energies Studies and Pion Processes" , Phys. Rev. 110, (1958), 204.
- 48 - H.A. Beth, "A Continuum Theory of the Compound Nucleus" , Phys. Rev. 57 (1940), 1125.
- 49 - S. Fernback, R. Serber and T.B. Taylor - "The Scattering of High Energy Neutrons by Nuclei" - Phys. Rev. 75(1949) , 1352.

Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas  
do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tec-  
nológico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes  
professores:

  
Jader Benuzzi Martins - Presidente

  
Takeshi Kodama

  
Luiz Felipe Alvahydo de Uilhõa Canto

Rio de Janeiro, 09 de agosto de 1977