

REAÇÕES ($\gamma, 2n$) EM NÚCLEOS COMPLEXOS
A ENERGIAS INTERMEDIÁRIAS

TESE DE MESTRADO

defendida por

JOÃO DE DEUS PINHEIRO FILHO

no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas

Orientador: *Prof. Jader Benuzzi Martins*

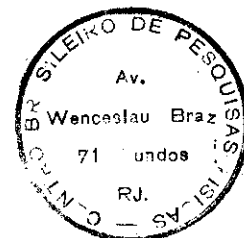
em 17 de novembro de 1976

perante a banca integrada pelos senhores professores

Jader Benuzzi Martins
Professor Adjunto do C.B.P.F.

Hervásio Guimarães de Carvalho
Professor Titular do C.B.P.F.

Sergio Murilo Calzavara Alves
Professor da U.F.R.J.



556
P 654

T 59
654

Í N D I C E

	<u>Pág.</u>
AGRADECIMENTOS	-i-
RESUMO	-I-
SUMMARY	-II-
INTRODUÇÃO	1
<u>CAPÍTULO I</u> - REAÇÕES FOTONUCLEARES EM ALTAS ENERGIAS - MÉTODO DE MONTE CARLO PARA CÁLCULO DAS SE- ÇÕES DE CHOQUE DE REAÇÕES ($\gamma, 2n$)	11
I.1 - Introdução	11
I.2 - A Fase Rápida da Reação Fotonuclear	14
I.2.1 - A Fragmentação	17
I.2.2 - Reações ($\gamma, 2n$)	23
I.3 - Método de Monte Carlo para Cálculo de Se- ções de Choque de Reações ($\gamma, 2n$)	24
I.3.1 - Modelo e Técnica do Cálculo	24
I.3.2 - Cálculo da Probabilidade de Rea- ções ($\gamma, 2n$) pelo Método de Monte Carlo	39
I.3.3 - Cálculo de Seções de Choque Abs- olutas ($\gamma, 2n$)	40
<u>CAPÍTULO II</u> - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS ...	53
II.1 - Introdução	53
II.2 - Seções de Choque por Quantum Equiva- lente	53
II.3 - Resultados Experimentais	62
II.4 - Seções de Choque Absolutas	75
<u>CAPÍTULO III</u> - COMPARAÇÃO ENTRE SEÇÕES DE CHOQUE EXPERI- MENTAIS E CALCULADAS	81
III.1 - Considerações Gerais	81
III.2 - Análise das Seções de Choque	83
III.3 - Conclusões	88
<u>REFERÊNCIAS</u>	91

AGRADECIMENTOS

A realização deste trabalho somente foi possível devido à existência de uma verdadeira equipe, criada pelo Professor H.G. de Carvalho, formada por pesquisadores do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e do Instituto de Química Geral e Inorgânica da Universidade de Roma. A ajuda efetiva desses pesquisadores na elaboração deste trabalho e ainda de diversas pessoas e instituições foram fundamentais.

Nesta ocasião que me é muito significativa, desejo deixar aqui registrados os meus especiais agradecimentos:

- Ao Professor Jader Benuzzi Martins, de quem partiu a idéia deste trabalho, pela orientação segura e permanente em todas as etapas de sua realização, pela oportunidade proporcionada à minha iniciação no campo da pesquisa científica, pela confiança e incentivo dados ao meu trabalho, e valiosos ensinamentos que me ajudaram a vencer muitas dificuldades.

- Ao Professor Odilon Antonio Paula Tavares, pela constante e especial atenção dada ao meu trabalho, pelas sugestões e correções do texto, pelo exemplo de conduta e dedicação ao trabalho científico.

- À Professora Maria Letizia Terranova, da Universidade de Roma, pelo valioso auxílio e incentivo quando de sua estada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, pelo seu empenho na obtenção dos dados experimentais deste trabalho.

- Ao Professor Vito di Napoli, da Universidade de Roma, pela inestimável colaboração prestada à realização deste trabalho.

- À pesquisadora Mioco Foshina, pela eficiente colaboração na execução do Método de Monte Carlo aplicado ao meu trabalho.

- Àqueles que de um modo especial me ajudaram, os da Física Nuclear Experimental do CBPF, Professor Luiz Tauhata e os estudantes de Pós-Graduação, Maria Cristina Ferreira, Elizabeth Santos de Almeida, Paulo Gonçalves Cunha e Antonio Adel Quaresma, do Instituto Militar de Engenharia, pela colaboração nas diversas fases e pelos úteis debates sobre diversos temas relativos ao meu trabalho.

- Aos Professores do Instituto de Física da Universidade Federal Fluminense, pelas facilidades a mim oferecidas para a realização deste trabalho.

- Ao desenhista, Pêricles Fernandes de Jesus, pelo ótimo desempenho na confecção dos gráficos.

- Aos membros da Divisão do Computador do CBPF, pelas facilidades a mim dispensadas na execução dos programas.

- À datilógrafa e Secretária do Programa de Física Nuclear Experimental-NEX, Helena de Souza Ciccarino, o meu grande agradecimento pelo desempenho e excelente apresentação datilográfica que tanto valorizou o meu trabalho.

- Ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico-CNPq, pelo muito que me foi proporcionado no domínio da pesquisa científica.

- À Universidade Federal Fluminense, pelo apoio recebido para o meu aperfeiçoamento científico.

- A todos que, direta ou indiretamente, deram sua contribuição para a concretização deste trabalho.

R E S U M O

O Método de Monte Carlo é usado no modelo de cascata intranuclear para o cálculo de seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ nos núcleos complexos ^9Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{59}Co , ^{103}Rh , ^{127}I , ^{197}Au e ^{209}Bi em energias intermediárias (200MeV - 1000MeV).

Nestes cálculos, a interação inicial do fóton via os mecanismos quase-dêuteron e fotomesônico foram levados em conta. O modelo nuclear usado foi de um gás de Fermi degenerado de nucleons, e o princípio de exclusão de Pauli foi considerado em todas as interações secundárias. Para uma melhor precisão dos resultados, 30000 cascatas foram acompanhadas para cada núcleo alvo em uma dada energia do fóton incidente. As probabilidades das várias reações $(\gamma, 2n)$, assim como as correspondentes seções de choque obtidas, estão representadas em tabelas e gráficos.

Novos dados de seções de choque das reações $^{59}\text{Co}(\gamma, 2n)$ e $^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)$ para energias dos fótons entre 300 MeV e 1000 MeV são também apresentados. Estas medidas foram obtidas com os feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron de 1 GeV de Frascati.

Finalmente, uma comparação entre os dados existentes na literatura em seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ e as estimadas pelo Método de Monte Carlo como descrito no presente trabalho é apresentada. Um acordo satisfatório é encontrado entre as seções de choque calculadas e as experimentais.

S U M M A R Y

The Monte Carlo Method has been used in the intranuclear cascade model for the calculation of the cross sections of the $(\gamma, 2n)$ reactions in the complex nuclei ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{103}\text{Rh}$, ${}^{127}\text{I}$, ${}^{197}\text{Au}$ and ${}^{209}\text{Bi}$ at intermediate energies (200 MeV - 1000 MeV).

In these calculations, the initial photon-interaction via the photomesonic and quasideuteron mechanisms have been taken into account. The nuclear model used was a degenerate Fermi gas of nucleons, and the Pauli exclusion principle was considered in all secondary interactions. To improve accuracy in the results of the calculations, 30,000 cascades have been followed for each target nucleus at a given incident photon energy. The probabilities of the various $(\gamma, 2n)$ reactions, as well as the correspondent cross section obtained, are summarized in tables and graphs.

New data on the cross sections of the ${}^{59}\text{Co}(\gamma, 2n)$ and ${}^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)$ reactions at photon energies between 300 MeV and 1000 MeV are also reported. These measurements were obtained with the bremsstrahlung beams of the Frascati 1 GeV Electron Synchrotron.

Finally, a comparison between all existing data in the literature on the $(\gamma, 2n)$ reaction cross sections and the estimates by the Monte Carlo Method as described in the present work is presented. A satisfactory agreement is achieved between calculated and experimental cross sections.

INTRODUÇÃO

O estudo da interação eletromagnética com os núcleos atômicos, permite caracterizar as propriedades nucleares, avaliar os modelos que descrevem o comportamento e a estrutura nuclear, como também, interpretar o mecanismo da própria interação. Dependendo da energia do fóton incidente, observa-se na interação da radiação eletromagnética com os núcleos, a fotoprodução de neutrons, de prótons, de mésons, a emissão de raios gama, a fissão do núcleo e outros fenômenos. As reações nucleares de fotoprodução de neutrons constituem assim, um dos casos das chamadas reações fotonucleares.

As reações nucleares de fotoprodução de neutrons são de grande importância na investigação dos processos nucleares. Nos últimos anos, têm sido estudadas com interesse por muitos pesquisadores, principalmente na obtenção de neutrons induzidos por fótons de baixas energias⁽¹⁾. Em energias intermediárias e em altas energias, devido a inexistência de feixe de fótons monoenergéticos e as dificuldades experimentais, poucos são os resultados conhecidos na literatura científica referentes a fotoprodução de neutrons.

O presente trabalho diz respeito à fotoprodução de neutrons em núcleos complexos, na região de energias intermedi

árias, sendo o objetivo principal o estudo das reações fotonucleares do tipo $(\gamma, 2n)$ em núcleos complexos, no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV, em que o fóton interage com o núcleo, resultando um núcleo final com 2 neutrons a menos.

As reações $(\gamma, 2n)$ obtidas nos núcleos complexos ${}^9\text{Be}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{103}\text{Rh}$, ${}^{127}\text{I}$, ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{209}\text{Bi}$, foram estudadas com fótons de energias no intervalo de 300 MeV a 1000 MeV. Estas reações foram produzidas experimentalmente com radiações decorrentes da desaceleração de elétrons em um radiador, processo conhecido como "bremsstrahlung". As irradiações com feixes de bremsstrahlung nos núcleos complexos estudados, no intervalo de energia considerado, foram feitas pela primeira vez no Eletro-Sincrotron do Laboratório Nacional de Frascati, Itália e no Acelerador Linear de Orsay, França.

As seções de choque experimentais das reações $(\gamma, 2n)$ nos núcleos complexos de ${}^9\text{Be}$, ${}^{103}\text{Rh}$, ${}^{127}\text{I}$ e ${}^{197}\text{Au}$ já foram apresentadas em outros trabalhos⁽²⁻⁶⁾, sendo que, neste trabalho estamos apresentando as seções de choque experimentais das reações $(\gamma, 2n)$ de ${}^{59}\text{Co}$ e ${}^{209}\text{Bi}$ entre 300 MeV e 1000 MeV. Os resultados experimentais determinados para as seções de choque das reações $(\gamma, 2n)$ nos núcleos estudados são em sua maioria as únicas medidas conhecidas no intervalo de energia considerado.

Reações nucleares de fotoprodução de neutrons tiveram origem com a fotodesintegração do dêuteron com raios gama do ${}^{208}\text{Tl}$ realizada por Chadwick e Goldhaber⁽⁷⁾ em 1933. A utilização de fótons de bremsstrahlung pela primeira vez para estudo de reações fotonucleares deve-se a Baldwin e Klaiber⁽⁸⁾, que em 1946, usando um espectro contínuo de raios gama com o

Betatron de 100 MeV do laboratório de pesquisas da General Electric, investigaram as reações fotonucleares no urânio, tório, tungstênio, chumbo, bismuto, ouro, tântalo e samário.

Baldwin e Klaiber⁽⁸⁻⁹⁾ mostraram em seus trabalhos, a existência de uma ressonância característica para as reações (γ, n) em baixas energias e uma ressonância análoga nas reações de fotofissão do urânio e tório. Estes fatos experimentais levaram Goldhaber e Teller⁽¹⁰⁾ a formularem em 1947 um modelo para as reações fotonucleares com a finalidade de explicar a absorção de fótons pelos núcleos complexos na região de "ressonância gigante" que é compreendida por fótons com energia aproximadamente entre 5 MeV e 30 MeV.

O caráter ressonante das reações fotonucleares em baixas energias é explicado como devido a absorção da radiação de dipolo elétrico pelo núcleo com um todo. Este fenômeno é mais facilmente entendido como a oscilação da nuvem de neutrons em relação à nuvem de prótons no núcleo.

O modelo hidrodinâmico formulado por Steinwedel e Jensen⁽¹¹⁾ em 1950, explica a interação eletromagnética e os fenômenos ressonantes de baixas energias em núcleos esféricos. Uma detalhada descrição da ressonância gigante foi feita por Wilkinson⁽¹²⁾ em 1956 com seu modelo de partículas independentes. E ainda, uma interpretação da interação eletromagnética com os núcleos complexos através de uma ligação entre o modelo hidrodinâmico e o modelo de partículas independentes foi realizada por Brink⁽¹³⁾ em 1957.

A extensão do modelo hidrodinâmico a núcleos deformados foi realizada em 1956 por Okamoto⁽¹⁴⁾ e em 1958 por

Danos⁽¹⁵⁾. Nos seus trabalhos, Okamoto e Danos mostraram que a ressonância gigante de dipolo elétrico para núcleos esféricos altamente deformados é o resultado de duas ressonâncias características. A razão das energias na qual o pico destas seções de choque para estas ressonâncias ocorrem, está de uma forma simples, relacionada ao momento de quadrupolo do núcleo.

As reações fotonucleares em baixas energias têm sido estudadas por muitos pesquisadores. Na região de ressonância gigante inúmeros trabalhos foram realizados com feixes de bresstrahlung e mais recentemente com o uso de fótons monoenergéticos na determinação das seções de choque de reações (γ, n) , (γ, p) , $(\gamma, 2n)$, etc. Os resultados foram compilados por Bülow e Forkman⁽¹⁶⁾ no catálogo "Photonuclear Cross Sections", por Berman⁽¹⁷⁾ no "Atlas of Photonuclear Cross Sections Obtained with Monoenergetic Photons" e por Berman e Fultz⁽¹⁾ na coletânea "Measurements of the Giant Dipole Resonance with Monoenergetic Photons". Nestas duas últimas publicações são apresentadas as seções de choque de fotoprodução de neutrons em núcleos complexos com fótons monoenergéticos de trabalhos realizados nos laboratórios de Livermore e de Saclay.

Na região de energia que vai de 30 MeV a 150 MeV, final da ressonância gigante ao limiar fotomesônico, a maioria dos fenômenos observados nas reações fotonucleares são explicados com base no modelo do "quase-dêuteron" formulado por Levinger⁽¹⁸⁾ em 1951. Neste modelo, o fóton é absorvido por um par neutron-próton do núcleo, e a seção de choque de absorção do fóton pelo núcleo está, de um modo simples, relacionada à seção de choque de fotodesintegração do dêuteron. Nesta região de energia é pequeno o número de trabalhos publicados re-

ferentes a fotoprodução de neutrons.

Acima de 150 MeV, limiar fotomesônico, um fóton ainda pode ser absorvido por um núcleo através do par neutron-próton; absorção de quase-déuteron proposta por Levinger. No entanto, acima do limiar fotomesônico, a absorção do quase-déuteron é pequena mas não desprezível, sendo significativa até 450 MeV.

Peterson e Roos⁽¹⁹⁻²⁰⁾ em seus trabalhos em 1957 e 1961, estudaram a fotodesintegração de núcleos complexos, usando emulsões nucleares como detetor. Nas emulsões expostas aos feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron de Cal Tech foram observadas "estrelas" produzidas por fótons de bremsstrahlung com energias no intervalo de 250 MeV a 1150 MeV. "Foto-estrelas" são processos de fotodesintegração em emulsões os quais produzem duas ou mais partículas carregadas.

É difícil usar o modelo do quase-déuteron de Levinger⁽¹⁸⁾ para explicar a crescente produção de foto-estrelas em emulsões nucleares acima de 150 MeV, desde que a seção de choque de fotodesintegração do déuteron real decresce com o aumento da energia. Além disso, as foto-estrelas apresentam um maior número de ramificações com o aumento da energia do fóton incidente. Peterson e Roos utilizaram o "modelo ótico" para explicar de um modo simples, os fenômenos observados. Assim, a interação primária do fóton ocorre com o nucleon individual, com a fotoprodução de mésons e nucleons de recuo no interior do núcleo. O espalhamento ou absorção dos mésons produzidos e dos nucleons de recuo no interior do núcleo podem também produzir as foto-estrelas. Um processo alternativo da fotodissociação baseado no modelo ótico com um livre percurso médio finito

para reabsorção de mésons na matéria nuclear foi primeiro dado por Brueckner, Serber e Watson⁽²¹⁾ e depois desenvolvido por Watson⁽²²⁾, Francis e Watson⁽²³⁾, e Reff⁽²⁴⁾.

O limiar para a dupla produção de mésons está situado em torno de 350 MeV, mas a seção de choque experimental encontrada por Allaby, Linch e Ritson⁽²⁵⁾ em trabalho de 1966, utilizando o Acelerador Linear Mark III de Stanford, mostra que este processo torna-se importante acima de 450 MeV. Portanto, na região de energia entre 150 MeV e 450 MeV um fóton pode ser absorvido por um único nucleon, com a produção de um único méson sendo o processo dominante no intervalo de energia considerado. Acima de 450 MeV, a interação primária do fóton com o nucleon individual ocorre com a produção de um número múltiplo de mésons.

Acima do limiar fotomesônico, em relação a fotoprodução de neutrons em núcleos complexos encontramos, até 1967, apenas os trabalhos de Barber, George e Reagan⁽²⁶⁾ que em 1955, com o Acelerador Linear Mark III de Stanford, estudaram a reação (γ, n) no ^{12}C em 630 MeV com fótons, de bremsstrahlung e o trabalho de Masaike⁽²⁷⁾ em 1964 utilizando o feixe de bremsstrahlung do Síncrotron do Instituto de Estudos Nucleares de Tóquio, no intervalo de energia entre 150 MeV e 720 MeV para o estudo da reação $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$.

Sob a orientação do Professor H.G. de Carvalho, tiveram início em 1967, na Divisão de Física da Fissão e Radioatividade do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas, as pesquisas relacionadas com a fotoprodução de neutrons e a fotofissão em núcleos complexos na região de energia entre 300 MeV e 1000 MeV. No desenvolvimento destes trabalhos, foram utiliza-

dos na região de energia entre 300 MeV e 1000 MeV, o Eletro-Sincrotron do Laboratório Nacional de Frascati na Itália e o Acelerador Linear de Orsay na França. Na região de energia entre 1 GeV e 5,5 GeV foi utilizado o Eletro-Sincrotron de Hamburgo (DESY) na Alemanha.

Diversos trabalhos foram realizados com a participação de pesquisadores do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas e com a colaboração de pesquisadores do Instituto de Química Geral e Inorgânica da Universidade de Roma e do Laboratório de DESY na Alemanha. Assim, no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV, foram estudadas de 1967 até 1976, reações do tipo (γ, n) nos núcleos complexos de ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{23}Na , ^{31}P , ^{52}Cr , ^{55}Mn , ^{59}Co , ^{75}As , ^{103}Rh , ^{127}I , ^{197}Au e ^{238}U , cujos resultados foram compilados em recente trabalho⁽²⁸⁾ sobre a sistemática das reações (γ, n) em energias intermediárias. Também foram estudadas as reações $(\gamma, 2n)$ nos núcleos complexos de ^9Be ⁽²⁾, ^{103}Rh ⁽³⁻⁴⁾, ^{127}I ⁽⁵⁾ e ^{197}Au ⁽⁶⁾. Em altas energias, no intervalo entre 1 GeV e 5,5 GeV, foram investigadas⁽²⁹⁾ com o uso do Eletro-Sincrotron de Hamburgo, as reações (γ, n) no ^{12}C , ^{103}Rh , ^{127}I , ^{197}Au e ^{238}U .

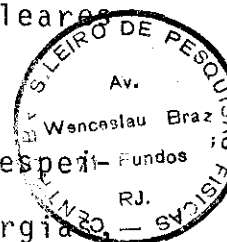
Em relação à fotofissão de núcleos complexos, com o uso de uma técnica especial de detecção de fragmentos de fissão em emulsão nuclear, foram determinadas as seções de choque de fotofissão⁽³⁰⁾ do urânio, tório e bismuto entre 1 GeV e 5,5 GeV. Foram também determinadas as seções de choque de fissão⁽³¹⁾ do urânio, tório e bismuto induzida por prótons de 12,3 GeV no ZGS do Laboratório Nacional de Argonne. Anteriormente, o desenvolvimento de uma nova técnica de detecção dos fragmentos de fissão em emulsão nuclear⁽³²⁻³³⁾, possibilitou a de Carvalho e

colaboradores a obtenção de resultados até então inexistentes, como por exemplo, a determinação da seção de choque de fotofissão⁽³⁴⁾ para o urânio, tório e bismuto no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV. Além dos trabalhos mencionados, temos ainda a acrescentar em relação à fotoprodução de neutrons, o trabalho de Tese de Doutorado⁽³⁵⁾ do Professor J.B. Martins, apresentada no Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas em 1974, no estudo das reações (γ, n) em núcleos complexos no intervalo de massa $12 \leq A \leq 238$ e região de energia entre 300 MeV e 1000 MeV.

A fotoprodução de neutrons em núcleos complexos também tem sido estudada por pesquisadores do Instituto de Tecnologia de Lund, Suécia. Uma série de trabalhos foram realizados com fótons de bremsstrahlung com energias até 1,2 GeV no Eletro-Sincrotron de Lund, no estudo de reações fotonucleares. Em relação às reações $(\gamma, 2n)$ foram determinadas as seções de choque experimentais do ^{12}C ⁽³⁶⁾ e ^{197}Au ⁽³⁷⁾ e estimada a seção de choque para a reação $(\gamma, 2n)$ no ^{127}I ⁽³⁸⁾.

A finalidade do presente trabalho é estabelecer uma estimativa para os valores das seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ em núcleos leves, intermediários e pesados, no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV, usando o Método de Monte Carlo aplicado a cascatas iniciadas por fótons no interior do núcleo. Estes valores estimados das seções de choque serão comparados com os resultados experimentais e com os obtidos por outros autores, discutindo-os com base nos modelos nucleares existentes.

No Capítulo I faremos considerações gerais a respeito dos mecanismos das reações fotonucleares em altas energias



onde será apresentado um cálculo de Monte Carlo com o objetivo de se obter uma estimativa para seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$. No segundo Capítulo faremos uma descrição dos métodos e procedimentos experimentais para a obtenção de seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ com o uso de feixes de bremstrahlung. Finalmente no Capítulo III serão comparados e discutidos os resultados entre as seções de choque experimentais e calculadas.

CAPÍTULO I

REAÇÕES FOTONUCLEARES EM ALTAS ENERGIAS - MÉTODO DE MONTE CARLO PARA CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE DE REAÇÕES ($\gamma, 2n$)

I.1 - Introdução

Com o desenvolvimento de aceleradores de partículas em altas e altíssimas energias nos últimos trinta anos, os resultados experimentais encontrados para reações nucleares induzidas por fótons ou outras partículas de altas energias deixaram de concordar com as previsões teóricas do modelo do núcleo composto formulado por Bohr⁽³⁹⁾. Essencialmente, o modelo do núcleo composto consiste na possibilidade de separar a reação nuclear originada da interação entre uma partícula e um núcleo em dois estágios distintos. O primeiro considerando a formação do núcleo composto em que a energia da partícula incidente é distribuída entre todos os constituintes do núcleo e o segundo admitindo a desintegração do sistema composto como processo independente do anterior. Entretanto, para energias de excitação mais altas do núcleo composto, Weisskopf⁽⁴⁰⁾ desenvolveu um tratamento estatístico para o cálculo dos processos nucleares, baseado no fato de que sendo extremamente pequenas as distâncias entre os níveis de energia, as propriedades individuais dos estados quânticos do núcleo deixavam de ter significado.

Serber⁽⁴¹⁾ propôs um modelo para explicar os fenômenos observados nas reações nucleares em altas energias, inteiramente diferente da descrição apropriada em baixas energias dada pelo modelo do núcleo composto. Assim, o mecanismo das reações nucleares induzidas por partículas de altas energias é explicado por intermédio do modelo de Serber como ocorrendo também em dois estágios distintos e independentes.

O primeiro estágio, ou fase rápida da reação, consiste no processo de "cascata nuclear" produzida a partir da interação individual entre a partícula incidente e os nucleons do núcleo, assim como a interação dos nucleons de recuo com os seus vizinhos, em um intervalo de tempo da ordem de 10^{-23} segundos.

O segundo estágio, ou fase lenta da reação, admite a desexcitação lenta do núcleo residual de cascata, em um intervalo de tempo da ordem de 10^{-15} segundos, por evaporação de partículas, podendo ocorrer em alguns núcleos uma competição entre fissão nuclear e evaporação de partículas, em qualquer etapa da fase lenta⁽³⁰⁾.

Acima de 150 MeV, nos últimos anos, diversas experiências⁽⁴²⁻⁵¹⁾ têm mostrado a existência de um novo processo de desexcitação nuclear por emissão de aglomerados de partículas denominado de "fragmentação", que não é descrito adequadamente pelo modelo de Serber. Apesar de não existir ainda uma definição clara da natureza deste fenômeno, alguns autores^(42,49,50) fundamentados em medidas experimentais, concluíram que a fragmentação é um processo rápido, ocorrente na fase rápida da reação.

Baseados na idéia de Goldberger⁽⁵²⁾ em fazer um tratamento quantitativo do modelo de Serber⁽⁴¹⁾, alguns auto-res⁽⁵³⁻⁵⁸⁾ usaram o Método de Monte Carlo aplicado a cascatas intranucleares, iniciadas por prótons de altas energias, para calcular as seções de choque, as distribuições angulares e de energia das partículas provenientes de cascatas nucleares, assim como, as transparências dos núcleos para estas partículas. O Método de Monte Carlo⁽⁵⁹⁻⁶¹⁾ ou das tentativas estatísticas aplicado a cascatas iniciadas no interior do núcleo pela partícula incidente, na simulação de uma reação nuclear, consiste no acompanhamento das trajetórias e das interações de todas as partículas envolvidas no processo de cascata. Até o momento, no estudo de cascatas intranucleares iniciadas por fótons aplicando o Método de Monte Carlo, encontramos apenas os trabalhos de Gabriel e Alsmiller⁽⁶²⁾ no estudo de reações fotonucleares em energias inferiores a 350 MeV, o trabalho de Tese de Doutorado do Professor J.B. Martins⁽³⁵⁾, no estudos de reações (γ, n) em núcleos complexos no intervalo de energia de 300 MeV a 1000 MeV, e ainda, recentemente, o trabalho de Barashenkov e colaboradores⁽⁶³⁾ no estudo de reações fotonucleares em energias de até 1 GeV.

Nas próximas seções deste Capítulo, aplicaremos o Método de Monte Carlo a cascatas iniciadas por fótons no interior do núcleo, para a estimativa das seções de choque de reações ($\gamma, 2n$) em núcleos leves, intermediários e pesados, na região de energia entre 200 MeV e 1000 MeV. Admitimos que as reações ($\gamma, 2n$) devem ocorrer apenas na fase rápida da reação e consideramos como interações primárias do fóton com os nucleons as realizadas via quase-déuteron e via fotomesônica, a par

tir de considerações sobre os mecanismos das reações fotonucleares em altas energias.

I.2 - A Fase Rápida da Reação Fotonuclear

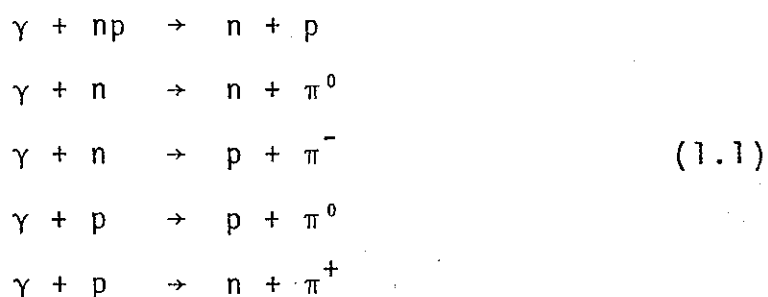
A partir da absorção do fóton pelo núcleo, dependendo da energia do fóton incidente, diversos fenômenos podem ocorrer. É muito útil uma classificação das reações fotonucleares em função da energia do fóton incidente ou de seu comprimento de onda racionalizado para uma melhor compreensão dos fenômenos observados. Assim, as reações fotonucleares são consideradas em três regiões de energia:

- I - Região de Ressonância Gigante - o fóton incidente tem um comprimento de onda racionalizado da ordem de grandeza do diâmetro nuclear - a seção de choque de interação depende fortemente do dipolo elétrico induzido do núcleo como um todo. Esta região vai aproximadamente de 5 MeV a 30 MeV.
- II - Região do Quase-Dêuteron - o comprimento de onda racionalizado do fóton é da ordem de grandeza de sub-unidades nucleares - a absorção do fóton é pelo par neutron-próton do núcleo, denominado de quase-dêuteron no modelo de Levinger⁽¹⁸⁾. A interação do fóton com o quase-dêuteron é significativa desde o final da região de ressonância gigante até em torno de 450 MeV.
- III - Região Fotomesônica - o fóton incidente tem comprimento de onda racionalizado menor ou da ordem de grandeza do diâmetro do nucleon - o livre caminho médio do fóton é

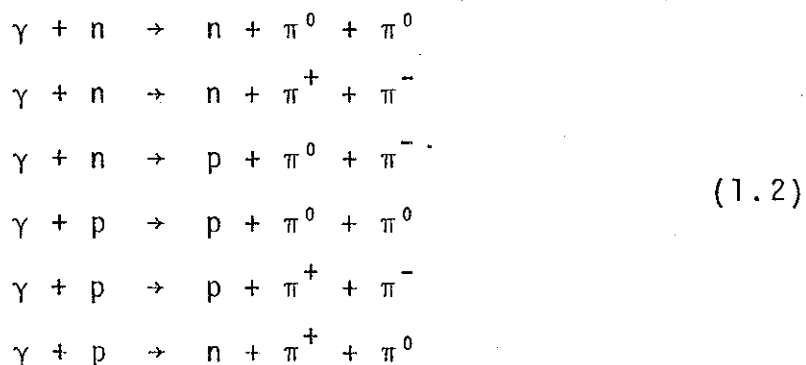
grande na matéria nuclear e o núcleo pode ser considerado como um aglomerado de nucleons livres. A interação primária do fóton é com o nucleon individual, ocorrendo a produção de mésons. Esta região de energia tem início no limiar fotomesônico, aproximadamente 150 MeV.

Para ilustrar os mecanismos das reações fotonucleares e a seção de choque como uma função da energia e do comprimento de onda do fóton incidente, a Fig. I.1 mostra a reação $(\gamma, 2n)$ no ^{59}Co .

Na região de energia acima de 150 MeV, então, a interação do fóton com o núcleo ocorre ou com um par neutron-próton, ou com o nucleon individual, respectivamente, ou segundo o modelo do quase-déuteron ou segundo o modelo fotomesônico, através das seguintes reações primárias:



Acima de 350 MeV, limiar para a dupla produção de mésons, podem ocorrer as seguintes reações primárias:



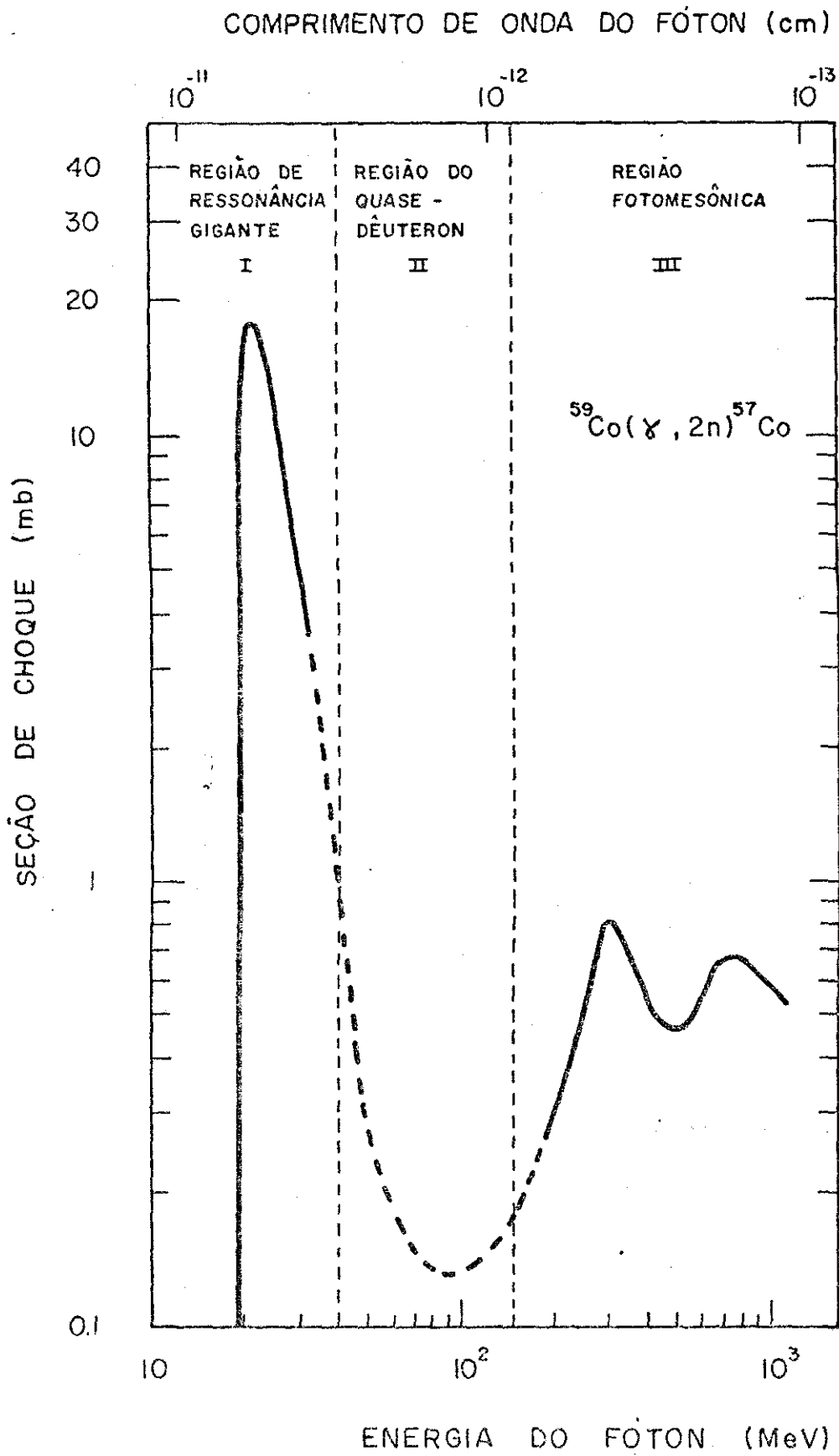


FIG. I.1

Medidas experimentais realizadas por Allaby, Linch e Ritson⁽²⁵⁾, mostram que a dupla produção de mésons torna-se importante acima de 450 MeV.

Na fase rápida, ao término da cascata iniciada pelo fóton, após a emissão de partículas (prótons, neutrons, mésons, etc) ou aglomerado de partículas (fragmentação), o núcleo residual de cascata deve apresentar uma energia de excitação abaixo da energia de corte^(55,56), isto é, uma energia de excitação que não permita mais a emissão de outras partículas após a fase rápida da reação nuclear. Caso o núcleo residual de cascata apresente uma energia de excitação maior que a energia de corte, o núcleo residual excitado dará início ao segundo estágio da reação, fase lenta ou de evaporação.

Na fase lenta, o núcleo residual de cascata se desexcita por evaporação de partículas, podendo esse fenômeno ser interpretado pela teoria da evaporação de Weisskopf⁽⁴⁰⁾. Competindo com a evaporação de partículas em alguns núcleos, poderá ocorrer a fissão nuclear⁽³⁰⁾.

1.2.1 - A Fragmentação

A energia depositada pelo fóton no núcleo pode ser dissipada de várias maneiras. Durante o processo de cascata, partículas podem ser emitidas, transportando parte dessa energia. Acima de 150 MeV, a poucos anos, verificou-se um processo adicional de desexcitação nuclear, por emissão de aglomerados de partículas, que não é explicado satisfatoriamente pelo modelo de Serber⁽⁴¹⁾. Este fenômeno, denominado de "fragmentação" por Wolfgang e colaboradores⁽⁵⁰⁾, é um processo de divisão do

núcleo análogo ao da fissão, em que dois ou mais fragmentos se separam e adquirem energia cinética considerável por repulsão coulombiana. Distingue-se do mecanismo da fissão, principalmente devido ao rápido tempo do processo (intervalo da ordem de 10^{-23} segundos). Além disso, as distribuições angular, de energia e massas dos produtos de fragmentação, diferem das mesmas distribuições dos fragmentos de fissão.

Alguns trabalhos⁽⁴²⁻⁴⁴⁾ com o uso de emulsões nucleares mostram que a produção de elementos leves aumenta com a energia das partículas incidentes em altas energias e que as estrelas associadas com esses fragmentos contêm um número maior de traços provenientes de prótons de cascatas, que o número médio de prótons em todas as estrelas registradas. Outros trabalhos⁽⁴⁵⁻⁴⁷⁾ mostram que esses fragmentos leves, possuem energia cinética de dezenas de MeV acima da energia máxima do espectro de evaporação. Estas evidências, correlacionadas ainda com a existência de uma forte anisotropia⁽⁴⁸⁾ para a frente em altas energias, na direção das partículas incidentes, parecem indicar que esses fragmentos são produzidos na fase rápida da reação.

A primeira interpretação sob o aspecto qualitativo da natureza do fenômeno da fragmentação foi dada por Wolfgang e colaboradores⁽⁵⁰⁾. Baseados nos fatos de que os fragmentos deste processo são produzidos em energias superiores a 150 MeV, limiar mesônico, e que o livre percurso médio dos mésons é pequeno na matéria nuclear⁽⁶⁴⁾; por exemplo: para um méson π^+ de 200 MeV de energia cinética, o seu livre percurso médio em um núcleo de Pb é de aproximadamente um décimo do raio do núcleo. Portanto, a probabilidade que um méson produzido dentro de um

núcleo pesado escape sem espalhamento adicional é assim, muito pequena, e em muitos casos ocorrerá vários espalhamentos méson-nucleon. Os autores⁽⁵⁰⁾ admitiram a hipótese de que os mésons, seriam reabsorvidos por nucleons ou aglomerados de nucleons, dando origem a depósitos localizados de energia, os quais elevando a altíssimas temperaturas esses locais, provocariam a ruptura das ligações desses aglomerados de nucleons, antes que a energia se redistribuísse pelo núcleo como um todo. Esta hipótese, permite explicar razoavelmente, as grandes quantidades de energia transferidas aos fragmentos emitidos.

Algumas experiências^(42,65) efetuadas com emulsões nucleares, entretanto, mostraram que nas estrelas registradas, a multiplicidade de pions aumentava com a multiplicidade de fragmentos e que em estrelas de um ou nenhum fragmento, o número de traços de pions era praticamente constante. Assim, o fato de não se observar nenhuma redução significativa na multiplicidade de pions com o aumento da multiplicidade de fragmentos emitidos, parece indicar que a absorção mesônica não é um fator preponderante no processo de fragmentação. A mesma conclusão, chegaram Crespo e colaboradores⁽⁴⁹⁾ na interpretação dos resultados das seções de choque e das funções de excitação dos núclídeos Na^{24} e Mg^{28} produzidos pela interação de prótons e ions de hélio, com mesmas energias. A semelhança verificada entre estes resultados mostra a independência do processo, em relação à natureza da partícula incidente.

Perfilov et al.⁽⁴²⁾ deram uma outra interpretação para a fragmentação. Segundo estes, a emissão de fragmentos na fase rápida da reação é resultado de deformações produzidas no núcleo pelas múltiplas colisões individuais durante o processo

de cascata. Estas múltiplas colisões individuais produzem subestruturas excitadas no interior do núcleo e distorções de superfície. Por sua vez, as subestruturas excitadas, por mútua repulsão coulombiana, podem ser emitidas do núcleo, rompendo assim, as ligações dos aglomerados de nucleons. Entretanto, esta interpretação não explica a existência de fragmentos com energias muito superiores à energia de repulsão coulombiana e fundamenta-se na existência de subestruturas no interior do núcleo, hipótese ainda bastante controversa.

Medidas experimentais recentes⁽⁵¹⁾, foram efetuadas no Eletro-Sincrotron de Frascati, Itália, no estudo da fragmentação induzida por fótons no ^{27}Al e ^{32}S por bremsstrahlung de 1000 MeV. A produção de ambos, ^7Be e ^{11}C do alumínio e do enxofre, desvia-se da prevista pelo modelo de espalação - desexcitação lenta do núcleo residual de cascata por evaporação de partículas, em que resulta o núcleo produto final da reação - por um valor muito além do erro experimental (Figs. I.2 e I.3), indicando assim, um mecanismo sendo efetivo em sua produção, muito diferente do previsto pela teoria dos dois estágios cascata-evaporação. Os rendimentos de ^7Be e ^{11}C do alumínio e do enxofre, entretanto, são tão grandes e distantes de qualquer distribuição razoável de massa dos produtos de fissão, mesmo que tal distribuição seja muito grande. O único mecanismo assim, mais adequado na explicação de tão grande produção, é aquele da fragmentação, isto é, a emissão pelo núcleo de "clusters" (aglomerados) de nucleons em um processo rápido. Outras medidas experimentais estão sendo efetuadas em Frascati, na tentativa de inferir mais conclusões quantitativas que possibilitem uma melhor compreensão do mecanismo da fragmentação.

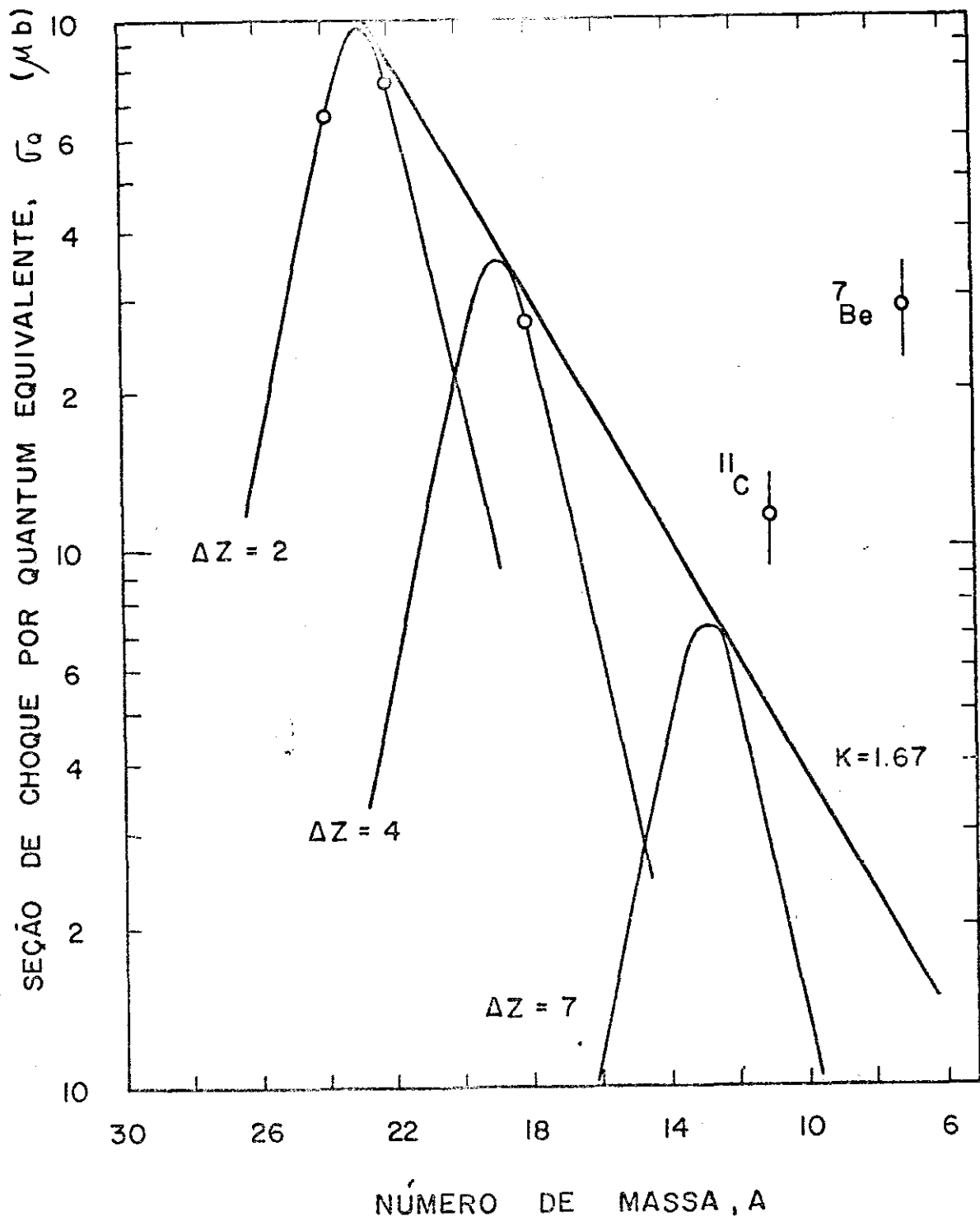


FIG. I. 2

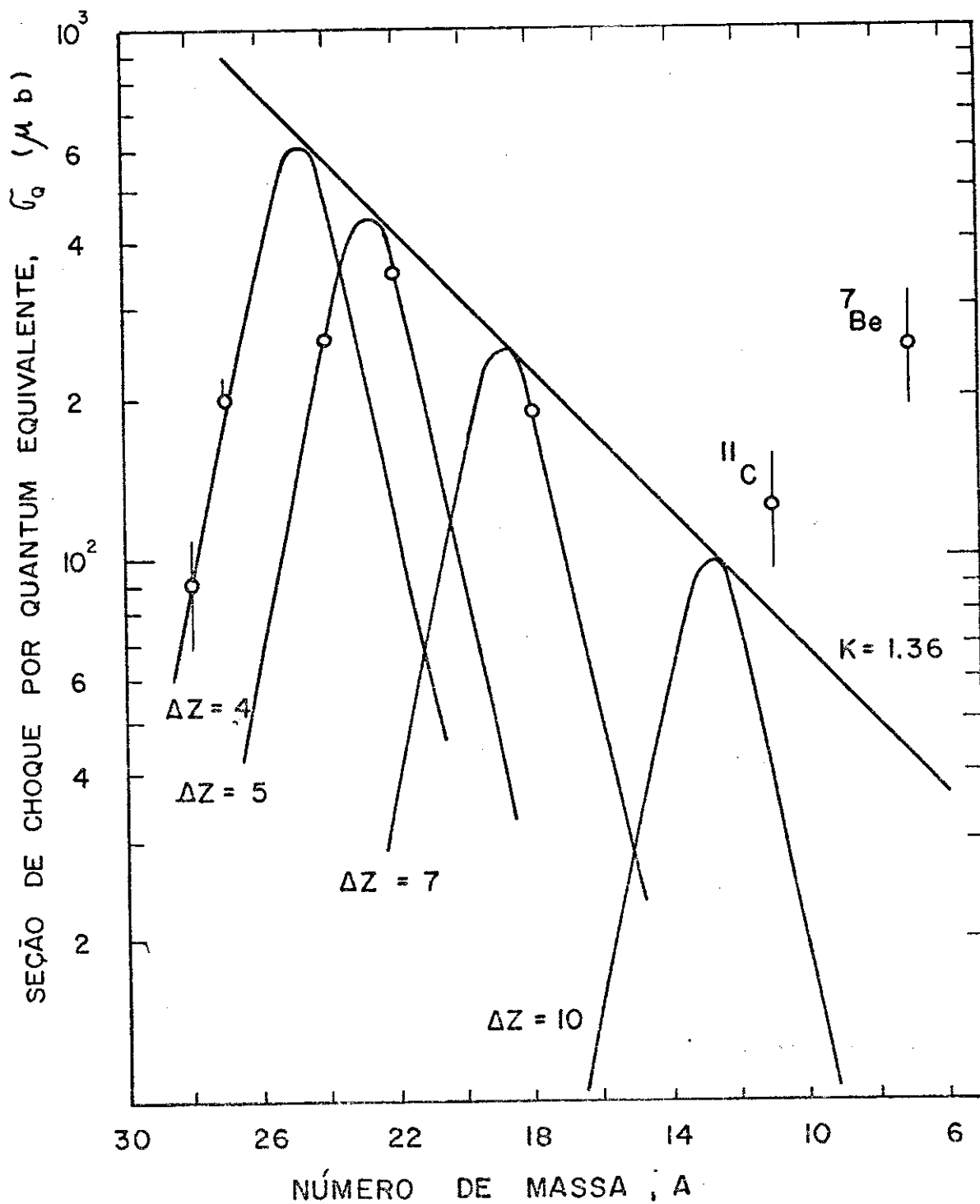


FIG. I. 3

I.2.2 - Reações $(\gamma, 2n)$

A energia depositada pelo fóton no núcleo, pode ser dissipada de várias maneiras. Durante o processo de cascata nuclear, nucleons podem ser emitidos, transportando parte dessa energia, ou ainda, partículas podem ser produzidas; como no caso de mésons, podendo estes, ainda serem emitidos ou reabsorvidos. Assim, diversos fenômenos podem ocorrer durante a cascata, particularmente, quando ao término da cascata iniciada pelo fóton, resultar um núcleo final com dois neutrons a menos e apresentar esse núcleo uma pequena energia de excitação, tal que, torne-se impossível a emissão de novas partículas, teremos então, uma reação $(\gamma, 2n)$. A emissão de partículas do núcleo de cascata, ocorre com predominância da emissão de neutrons, devido à barreira coulombiana. Em energias acima do limiar fotomesônico, também a saída de mésons fotoproduzidos^(66,67) nas interações primárias contribuem significativamente para a formação do núcleo final de cascata.

A ejeção do núcleo de cascata de um pequeno número de nucleons, bem como de mésons, pode ser considerado como um processo rápido que não afeta o resto do núcleo. As reações (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ e (γ, p) são os melhores exemplos desses processos. Estas diferentes reações que se originam da interação de fótons de energias intermediárias ou de altas energias com núcleos, são consideradas como reações diretas⁽²⁸⁾. Reações diretas do tipo (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ proporcionam uma significativa contribuição para a seção de choque total inelástica γ -núcleo. Como uma consequência, o conhecimento da dependência da seção de choque $(\gamma, 2n)$ em parâmetros, tais como, a energia do fóton

e número de massa do núcleo alvo, podem dar uma valiosa informação acerca dos processos de fóton-absorção e em extensão, dos mecanismos da interação de fótons com a matéria nuclear.

I.3 - Método de Monte Carlo para Cálculo de Seções de Choque de Reações ($\gamma, 2n$)

A aplicação do método probabilístico de Monte Carlo em cascatas intranucleares induzidas por fótons com energias acima do limiar fotomesônico ($E_\gamma > 150$ MeV) no cálculo de seções de choque de reações ($\gamma, 2n$) tem a sua validade assegurada, devido a inexistência de fórmulas baseadas em modelos nucleares que possibilitem o cálculo dessas seções de choque. Anteriormente, o Professor J.B. Martins usou o método de Monte Carlo para estimar as seções de choque de reações (γ, n) em núcleos complexos no intervalo de energia entre 300 MeV e 1000 MeV, os resultados obtidos⁽³⁵⁾ apresentaram uma excelente concordância com aqueles determinados experimentalmente. No presente trabalho, usaremos o Método de Monte Carlo para estimar as seções de choque de reações ($\gamma, 2n$) em núcleos complexos entre 300 MeV e 1000 MeV. A seguir, faremos uma descrição do modelo e da técnica usada no cálculo dessas seções de choque no intervalo de energia considerado.

I.3.1 - Modelo e Técnica do Cálculo

Como estamos considerando a região de energias de fótons acima de 150 MeV, temos que levar em conta ambos os mecanismos de absorção inicial do fóton, absorção de quase-déuteron e absorção fotomesônica. No modelo de cascata intranuclear

aqui empregado, a absorção do fóton pelo quase-déuteron (par neutron-próton do núcleo) e depois as interações secundárias entre os nucleons e os nucleons restantes do núcleo são todas consideradas de uma maneira sistemática de acordo com o modelo de Serber⁽⁴¹⁾. Se a absorção é fotomesônica, com a produção de um único méson, através da interação γ -nucleon a qual leva a um estado méson-nucleon, também todas as interações secundárias deste méson e nucleon com os nucleons restantes do núcleo são consideradas. A dupla produção de mésons é excluída já que a excitação produzida no núcleo residual de cascata, levando -se em conta tais reações, é relativamente grande, acarretando na fase lenta da reação, a evaporação de um grande número de partículas⁽⁶³⁾, sendo pouco provável as reações do tipo (γ, n) e $(\gamma, 2n)$ nas quais ocorre a emissão de apenas um e dois neutrons respectivamente. O efeito Compton nas interações entre os nucleons pode ser desprezado, em vista de sua pequena seção de choque, quando comparada com as seções de choque de outras reações⁽⁶⁸⁾.

O modelo nuclear usado é o de um gás de nucleons degenerado de Fermi; os neutrons e os prótons são considerados como tendo uma distribuição de momentos aproximada à distribuição de momentos de um gás de Fermi no seu estado de energia mais baixa, temperatura zero, em um poço de potencial atrativo de dimensões nucleares. As forças entre os pares de nucleons são desprezadas mesmo que essas forças sejam responsáveis pela existência do poço de potencial. Todos os nucleons são supostos como confinados em um pequeno volume esférico, igual ao volume do núcleo e com uma densidade constante no núcleo. A máxima energia de Fermi dos prótons e neutrons é

$$E_F = \sqrt[3]{3^4 \left(\frac{\pi}{4}\right)^2} \frac{\hbar^2}{2M} \frac{1}{r_0^2} \left(\frac{N}{A}\right)^{2/3} \quad (1.3)$$

onde N é o número de prótons ou de neutrons, M a massa do nucleon, A o número de massa do núcleo, \hbar a constante de Planck e r_0 o parâmetro do raio nuclear ($R = r_0 A^{1/3}$). O potencial nuclear total de prótons e neutrons é

$$V = E_F + E_S \quad (1.4)$$

onde E_S é a energia de separação do último próton ou neutron. Considerando-se a energia coulombiana E_C na superfície do núcleo, a energia cinética T_C que um próton deve possuir dentro do núcleo para atravessar a superfície nuclear é dada por

$$T_C = E_F + E_S + E_C \quad (1.5)$$

As características nucleares dos núcleos alvos estudados são dadas na Tabela I.1. Os cálculos foram efetuados usando para o parâmetro r_0 os valores $1,4 \times 10^{-13}$ cm, $1,3 \times 10^{-13}$ cm e $1,2 \times 10^{-13}$ cm respectivamente, para núcleos leves, intermediários e pesados, conforme sugerido por Elton⁽⁶⁹⁾. Para cada núcleo (coluna 1) são dadas as energias de Fermi E_F^n e E_F^p de neutrons e prótons (coluna 2 e 3), a energia de separação média do último nucleon (coluna 4), a energia coulombiana na superfície do núcleo (coluna 5). Os neutrons e prótons foram tratados como partículas de cascata até que suas energias dentro do núcleo tivessem caído abaixo de um valor T_C . O valor T_C foi considerado como aproximadamente igual à energia cinética que um próton necessitaria para romper a barreira coulombiana

na superfície do núcleo. Esta energia de corte está apresentada na coluna 6.

TABELA I.1 - Características Nucleares de Núcleos Alvos (todas as energias em MeV).

Núcleo	Energia de Fermi		Energia de Separação do Último Nucleon(a) E_s	Energia Coulombiana na Superfície E_c	Energia de Corte(b) T_c
	E_F^n	E_F^p			
${}^9_4\text{Be}$	26,3	22,7	6,4	1,5	32,4
${}^{12}_6\text{C}$	24,5	24,5	7,7	2,3	34,5
${}^{16}_8\text{O}$	24,5	24,6	8,0	2,9	35,4
${}^{59}_{27}\text{Co}$	30,2	26,8	8,8	7,5	44,8
${}^{103}_{45}\text{Rh}$	30,7	26,0	8,6	10,1	47,0
${}^{127}_{53}\text{I}$	31,5	25,2	7,9	11,3	47,5
${}^{197}_{79}\text{Au}$	37,6	28,9	7,9	16,1	57,3
${}^{209}_{83}\text{Bi}$	37,8	28,7	7,9	16,6	57,7

- (a) A energia de separação média do último nucleon foi calculada de A.H. Wapstra and N.B. Gove, Nuclear Data Tables, 9, 265 (1971).
- (b) A energia de corte T_c é tomada como a média da energia de Fermi de neutrons e E_c prótons mais a energia de separação do último nucleon mais a energia coulombiana para um próton na superfície do núcleo.

Rudstam⁽⁵⁴⁾ sugeriu uma simplificação do cálculo de cascata nuclear, considerando esse processo em um plano. Como para uma dada colisão, o plano de interseção com a esfera nuclear nem sempre é um círculo máximo, o raio do círculo representativo do núcleo não deve ser o raio da esfera nuclear. Pa

ra contornar o problema, Rudstam tomou um círculo equivalente tal que, escolhido um ponto representativo no seu interior, a distância média à periferia seja igual à distância média de um ponto representativo no interior da esfera. Calculadas as distâncias médias, a relação entre o raio do círculo equivalente R' e o da esfera do raio R é dado por

$$R' = 0,9 R . \quad (1.6)$$

No caso particular do núcleo de ^{209}Bi , o raio nuclear é de aproximadamente 7,1 fermis e o raio do círculo equivalente é de 6,4 fermis.

Outro importante dado a ser considerado no cálculo de cascata intranuclear é o livre caminho médio λ de uma partícula dentro do núcleo, o qual é dado por:

$$\lambda = \frac{1}{\rho\sigma} \quad (1.7)$$

onde ρ é a densidade de nucleons no núcleo e σ é a seção de choque total de interação individual. Para um núcleo com Z prótons e N neutrons, o livre caminho médio para os dois tipos de partículas é dado por:

$$\begin{aligned} \lambda_p &= \frac{1}{\rho\sigma_p} \\ \lambda_n &= \frac{1}{\rho\sigma_n} \end{aligned} \quad (1.8)$$

com σ_p e σ_n obtidos de

$$\begin{aligned} \sigma_p &= \frac{Z\sigma_{pp} + N\sigma_{pn}}{A} \\ \sigma_n &= \frac{Z\sigma_{np} + N\sigma_{nn}}{A} \end{aligned} \quad (1.9)$$

como podemos observar, o livre caminho médio de uma partícula

em um determinado núcleo é apenas função da energia de colisão individual. Se a partícula incidente no núcleo é o fóton, seu livre caminho médio pode ser obtido pela expressão:

$$\lambda = \frac{40\pi}{3} \frac{r_0^3}{\sigma_{\gamma N}(E_\gamma)} \quad (1.10)$$

onde λ é dado em fermis, quando a seção de choque do fóton com o nucleon livre $\sigma_{\gamma N}(E_\gamma)$ for dada em milibarns (mb) e o parâmetro r_0 do raio nuclear em fermis.

Os núcleos são praticamente transparentes para fótons de alta energia. Por exemplo, quando calculamos o livre caminho médio de um fóton de 300 MeV em um núcleo de bismuto, encontramos o valor de aproximadamente 145 fermis enquanto que o diâmetro do núcleo de bismuto é de aproximadamente 14 fermis. Podemos concluir que o fóton pode percorrer vários diâmetros nucleares antes de interagir e em extensão dizer que a interação do fóton com o nucleon ou com um par de nucleons (quase-déuteron) pode ocorrer em qualquer ponto do interior do núcleo. No último cálculo, usamos $\sigma_{\gamma N}(E_\gamma)$ igual a 0,500 mb, que é o valor da seção de choque do fóton com o nucleon livre a 300 MeV⁽²⁸⁾.

Estabelecidas as considerações de caráter teórico do modelo, a técnica do cálculo de cascata intranuclear consiste nas seguintes etapas:

- (a) determinação do ponto onde se dá a primeira interação do fóton;
- (b) determinação do nucleon ou dos nucleons do núcleo alvo na primeira interação;
- (c) determinação do momento das partículas resultan-

tes da interação;

- (d) determinação do ângulo de espalhamento;
- (e) determinação do nucleon alvo nas diversas interações secundárias;
- (f) verificação de novas interações, se a interação não é proibida pelo princípio de exclusão de Pauli.

As etapas de (a) a (f) são desenvolvidas, aplicando-se o Método de Monte Carlo ou das tentativas estatísticas através de um programa adequado, com o uso do Computador IBM/370, do Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas. A energia do fóton incidente é suposta conhecida. Na etapa (a), a determinação do ponto de primeira interação do fóton é obtida dividindo-se a distância máxima percorrida em um número arbitrário de partes N de igual probabilidade; como a probabilidade P de uma partícula não interagir numa distância x é

$$P = \exp(-x/\lambda) \quad (1.11)$$

onde λ é o seu livre caminho médio, a distância x_n que uma partícula percorre até interagir é

$$x_n = \lambda \ln(N/N-n) \quad (1.12)$$

onde n é escolhido ao acaso entre $n = 1, 2, 3, \dots, N$.

A determinação do nucleon ou dos nucleons do núcleo alvo na primeira interação é realizada considerando as probabilidades de interação do fóton com o nucleon através de uma reação fotomesônica e com o quase-déuteron. A probabilidade de in

teração do fóton com o nucleon, no caso do próton, é dada por:

$$P_{\gamma p}(E_{\gamma}) = \frac{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma})}{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma}) + N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma}) + \frac{LNZ}{A}\sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})} \quad (1.13)$$

e no caso do neutron, por

$$P_{\gamma n}(E_{\gamma}) = \frac{N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma})}{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma}) + N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma}) + \frac{LNZ}{A}\sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})} \quad (1.14)$$

No caso da interação do fóton com o quase-déuteron a probabilidade é dada por

$$P_{\gamma d}(E_{\gamma}) = \frac{\frac{LNZ}{A}\sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})}{Z\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma}) + N\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma}) + \frac{LNZ}{A}\sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})} \quad (1.15)$$

Nas três últimas expressões, L é o fator de Levinger⁽¹⁸⁾, cujos valores para os diferentes núcleos estudados estão apresentados na Tabela I.2; A é o número de massa, N o número de neutrons e Z o número de prótons do núcleo alvo; $\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma})$ e $\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma})$ as seções de choque de interação do fóton com o próton e o neutron livres e $\sigma_{\gamma d}(E_{\gamma})$ a seção de choque de fotodesintegração do déuteron livre.

Os valores das seções de choque $\sigma_{\gamma p}(E_{\gamma})$ das reações



e das seções de choque $\sigma_{\gamma n}(E_{\gamma})$ das reações

TABELA I.2 - Fator de Levinger

Núcleo	⁹ Be	¹² C	¹⁶ O	¹⁶ Co	¹⁰³ Rh	¹²⁷ I	¹⁹⁷ Au	²⁰⁹ Bi
L	5,0	5,5	7,0	9,0	11,0	11,0	12,0	12,0



foram obtidos das referências (70, 71) e o valor da seção de choque $\sigma_{\gamma d}(E_\gamma)$ da reação



foi obtido da referência (72).

A escolha da interação inicial do fóton é realizada, sorteando-se um número ao acaso ξ de uma distribuição uniforme no intervalo de 0 a 1, em seguida, verifica-se em qual dos três sub-intervalos este número está contido:

$$\text{sub-intervalo (1)} \quad 0 \leq \xi \leq P_{\gamma d} \quad (1.19)$$

quando o alvo escolhido é o quase-déuteron;

$$\text{sub-intervalo (2)} \quad P_{\gamma d} < \xi \leq P_{\gamma d} + P_{\gamma p} \quad (1.20)$$

quando o alvo escolhido é o próton, e

$$\text{sub-intervalo (3)} \quad P_{\gamma d} + P_{\gamma p} < \xi < 1 \quad (1.21)$$

quando o alvo escolhido é o neutron.

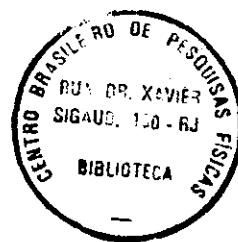
A ordem dos intervalos é arbitraria mas deve ser fixada antes da aplicação do Método de Monte Carlo.

Nas etapas (c) e (d), conhecidos os momentos das par

tículas e o ângulo de espalhamento determinado ao acaso em um intervalo angular entre 0° e 360° de tal modo que a probabilidade de espalhamento em cada intervalo seja constante e levando-se ainda em consideração os valores das seções de choque diferenciais para cada valor de energia da partícula incidente, os momentos finais da interação são determinados por intermédio das leis de conservação. Como as seções de choque diferenciais são conhecidas em função do ângulo de espalhamento no sistema centro de massa, é necessário transformá-lo para o sistema de laboratório. As diversas transformações relacionando ângulo, momento e energia no sistema de laboratório e sistema centro de massa são bastante conhecidas na literatura científica no estudo da cinemática e dinâmica relativística^(73,74), sendo portanto, desnecessário a reprodução destes cálculos neste trabalho.

Na etapa (e), a escolha do nucleon alvo nas diversas interações secundárias é feita ao acaso, sendo consideradas as seguintes interações secundárias:

- (1) nucleon + nucleon \rightarrow nucleon + nucleon
- (2) nucleon + nucleon \rightarrow nucleon + nucleon + méson
- (3) méson + nucleon \rightarrow méson + nucleon
- (4) méson + par de nucleons \rightarrow nucleon + nucleon.



A seguir, vamos considerar cada uma destas interações.

(1) - A escolha do nucleon alvo na interação

nucleon + nucleon \rightarrow nucleon + nucleon

é realizada ao acaso, levando-se em conta a probabilidade F_p

para que um próton interaja com um próton dentro do núcleo, dada por:

$$F_p = \frac{Z\sigma_{pp}}{Z\sigma_{pp} + N\sigma_{pn}} \quad (1.22)$$

e para que o próton interaja com um neutron, a probabilidade é dada como

$$F'_p = 1 - F_p \quad (1.23)$$

A probabilidade para que um neutron interaja com um próton dentro do núcleo é dada como

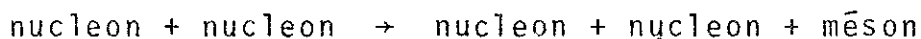
$$G_n = \frac{Z\sigma_{np}}{Z\sigma_{np} + N\sigma_{nn}} \quad (1.24)$$

e para um neutron

$$G'_n = 1 - G_n \quad (1.25)$$

As probabilidades F_p , F'_p , G_n e G'_n são determinadas em função das seções de choque σ_{pp} , σ_{np} e σ_{nn} . Os valores usados para estas seções de choque foram os mesmos usados por Bertini (57,58).

(2) - Na interação do tipo



o nucleon alvo é sorteado ao acaso, sendo o tratamento usado o mesmo que foi empregado por Metropolis et al. (55,56) no estudo de cascatas intranucleares iniciadas por prótons de altas energias. Na Tabela I.3, apresentamos alguns parâmetros utilizados

TABELA I.3 - Interações Inelásticas Nucleon-Nucleon

Intervalo de Energia (MeV)	Tipo de Interação	$f_{inel.}$	f
335 - 410	ij	0,07	1,0
	ij	0,40	1,0
410 - 510	ii	0,20	1,0
	ij	0,07	1,0
510 - 660	ii	0,31	1,0
	ij	0,15	1,0
660 - 840	ii	0,43	1,0
	ij	0,27	1,0
840 - 1000	ii	0,58	0,97
	ij	0,37	0,97

nas interações inelásticas nucleon-nucleon. Na primeira coluna temos o intervalo de energia; na segunda coluna o tipo de interação (ii para neutron-neutron e próton-próton e ij para neutron-próton); na terceira coluna a fração da seção de choque total que corresponde à produção de mésons na interação nucleon-nucleon e na quarta coluna a fração que corresponde à produção de um único méson. Na produção de um único méson nas interações ii, 11% correspondem ao méson π^0 e nas interações ij 43%, em todas as energias. As produções de mésons π^+ ou π^- foram consideradas igualmente prováveis nas interações ii e ij.

(3) e (4) - A escolha do nucleon ou dos nucleons alvos das interações

méson + nucleon \rightarrow méson + nucleon

méson + par de nucleon \rightarrow nucleon + nucleon

é feita ao acaso, a partir das seguintes considerações:

I = π^+ é o Mésion Incidente

As probabilidades P_{π^+n} e P_{π^+p} do méson π^+ interagir com o neutron e o próton são dadas por:

$$P_{\pi^+n} = \frac{N\sigma_{ij}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (1.26)$$

$$P_{\pi^+p} = \frac{N\sigma_{ii}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (1.27)$$

Nas expressões anteriores, σ_{ij} corresponde às seções de choque dos tipos π^+p e π^-n e σ_{ii} às seções de choque de interação dos tipos π^-p e π^+n , nas quais não estão incluídos os processos de absorção.

A absorção do méson π^+ ou π^- é através de um par de nucleons, admitindo-se que o par de nucleons deve conter um próton pelo menos, para absorver o π^- e um neutron pelo menos, para absorver o π^+ . As seções de choque de absorção foram estimadas a partir das seções de choque de absorção de mésons por dêuterons, como sugerido por Brueckner, Serber e Watson⁽²¹⁾.

A probabilidade de absorção do méson π^+ é dada por :

$$P_{(\text{abs})\pi^+} = \frac{N\sigma_{ij}(\text{abs})}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + N\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (1.28)$$

II - π^- é o Mésion Incidente

As probabilidades do méson π^- interagir com o neutrón, com o próton e ser absorvido pelo par de nucleons são dadas respectivamente por:

$$P_{\pi^- n} = \frac{N\sigma_{ij}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + Z\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (1.29)$$

$$P_{\pi^- p} = \frac{Z\sigma_{ii}}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + Z\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (1.30)$$

$$P_{(\text{abs})\pi^-} = \frac{Z\sigma_{ij}(\text{abs})}{N\sigma_{ij} + Z\sigma_{ii} + Z\sigma_{ij}(\text{abs})} \quad (1.31)$$

III - π^0 é o Mésion Incidente

Considerações de spin isotópico indicam que a seção de choque de absorção⁽⁵⁶⁾ para mésons π^0 é dada como:

$$\sigma_{\text{abs}} = \frac{\sigma_{ij}(\text{abs})}{2} \quad (1.32)$$

e as seções de choque das interações π^0 -nucleon são iguais para prótons e neutrons, sendo dadas por:

$$\sigma = \frac{\sigma_{ii} + \sigma_{ij}}{2} \quad (1.33)$$

Na determinação das probabilidades, levou-se em consideração a soma da seção de choque de absorção e de espalhamento dos mésons π^0 . Portanto, a probabilidade de espalhamento do méson π^0 com o próton ou neutrón é

$$P_{\pi^0\text{-nucleon}} = \frac{\sigma}{\sigma + \sigma_{\text{abs}}} \quad (1.34)$$

e a probabilidade de absorção

$$P_{\pi^0(\text{abs})} = \frac{\sigma_{\text{abs}}}{\sigma + \sigma_{\text{abs}}} \quad (1.35)$$

que podem ainda ser reescritas como

$$P_{\pi^0\text{-nucleon}} = \frac{\sigma_{ii} + \sigma_{ij}}{\sigma_{ii} + \sigma_{ij} + \sigma_{ij(\text{abs})}} \quad (1.36)$$

$$P_{\pi^0(\text{abs})} = \frac{\sigma_{ij(\text{abs})}}{\sigma_{ii} + \sigma_{ij} + \sigma_{ij(\text{abs})}} \quad (1.37)$$

Os valores de σ_{ii} , σ_{ij} e $\sigma_{ij(\text{abs})}$ foram obtidos das seguintes expressões analíticas usadas por Metropolis et al.⁽⁵⁶⁾

$$\sigma_{ii} = 3,7 + 286 (\gamma - 1)^3 \quad (1.38)$$

$$\sigma_{ij} = 6,5 + 23,9 (\gamma - 1) \quad (1.39)$$

$$\sigma_{ij(\text{abs})} = 16,4 + (0,14 + \eta^2)/\eta \quad (1.40)$$

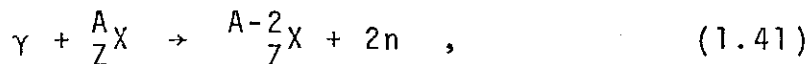
onde γ é a energia total da partícula incidente em unidades de $m_{\pi^0}c^2$ e η os momentos lineares em unidades $m_{\pi^0}c$, quando as seções de choque são dadas em milibarns.

Finalmente, na etapa (f) é verificada a possibilidade de uma nova interação, a interação será permitida ou proibida, conforme a energia das partículas seja superior ou inferior à energia de Fermi dos nucleons no núcleo. No caso da partícula apresentar uma energia maior que a energia de Fermi haverá probabilidade de uma nova interação dando prosseguimento à

casca da desde que a partícula ainda se encontre dentro do contorno geométrico do núcleo. Portanto, todas as partículas envolvidas na casca da devem satisfazer a uma das condições preestabelecidas; a partícula é absorvida pelo núcleo, ou a partícula sai do contorno geométrico do núcleo.

I.3.2 - Cálculo da Probabilidade de Reações ($\gamma, 2n$) pelo Método de Monte Carlo

Para procedermos ao cálculo da probabilidade de reações ($\gamma, 2n$) pelo Método de Monte Carlo, inicialmente selecionamos um certo núcleo alvo e em seguida analisamos a casca da produzida no interior do núcleo pelo fóton incidente de uma dada energia. Para que a reação ($\gamma, 2n$) se processe, isto é, para que possamos afirmar que ocorreu uma reação do tipo



é necessário que o núcleo residual de casca da tenha dois neutrons a menos e apresente uma energia de excitação abaixo da energia de corte, isto é, uma energia de excitação que não permita mais a emissão de outras partículas após a fase rápida da reação nuclear.

Com o objetivo de calcular a seção de choque de uma reação ($\gamma, 2n$), determinamos pelo Método de Monte Carlo ou das tentativas estatísticas, a probabilidade para que a reação ocorra. Essa probabilidade $\Phi_{2n}(E_\gamma, A)$, que é função da energia do fóton incidente e do núcleo alvo considerado, é definida co

mo a relação entre o número de cascatas em que ocorre uma reação $(\gamma, 2n)$ e o número total de cascatas examinadas. Em todo cálculo estatístico, é necessário examinar um grande número de eventos para que a precisão possa ser considerada satisfatória. Neste cálculo realizamos o acompanhamento de 30000 cascatas para cada energia do fóton incidente. Na Tabela I.4 apresentamos os cálculos das probabilidades $\Phi_{2n}(E_\gamma, A)$ para os núcleos de ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{103}\text{Rh}$, ${}^{127}\text{I}$, ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{209}\text{Bi}$ em quatorze diferentes pontos de energia entre 200 MeV e 1000 MeV. Todos os erros indicados nos dados teóricos da Tabela I.4 são puramente estatísticos.

I.3.3 - Cálculo de Seções de Choque Absolutas $(\gamma, 2n)$

Como mencionado anteriormente, acima do limiar fotomesônico ($E_\gamma > 15.0$ MeV), os mecanismos predominantes da interação γ -núcleo são através ou do mecanismo fotomesônico ou de quase-déuteron. Como uma consequência, a seção de choque absoluta $(\gamma, 2n)$ estimada pelo Método de Monte Carlo pode ser expressa como

$$\sigma_k(\gamma, 2n) = \left[\delta A \sigma_0(E_\gamma) + \delta' \frac{LNZ}{A} \sigma_d(E_\gamma) \right] \Phi_{2n}(E_\gamma, A) \quad (1.42)$$

onde a expressão entre colchetes corresponde à seção de choque total inelástica; $\Phi_{2n}(E_\gamma, A)$ é a probabilidade para que ocorra a reação $(\gamma, 2n)$; L o fator de Levinger; N, Z e A representam respectivamente o número de neutrons, o número de prótons, e o número de massa do núcleo considerado; δ e δ' são fatores relacionados à excitação nuclear segundo a interação primária do

TABELA I.4 - Probabilidade $\phi_{2n}(E_{\gamma}, A)$ de Reações ($\gamma, 2n$) em Alguns Núcleos Alvos Escolhidos.

Energia (MeV)	^9Be	^{12}C	^{16}O	^{59}Co	^{103}Rh	^{127}I	^{197}Au	^{209}Bi
200	0,014±0,002	0,014±0,002	0,015±0,002	0,019±0,002	0,016±0,002	0,017±0,002	0,012±0,002	0,013±0,002
250	0,016±0,002	0,016±0,002	0,016±0,002	0,022±0,003	0,022±0,003	0,024±0,003	0,019±0,002	0,020±0,002
300	0,019±0,002	0,017±0,002	0,019±0,002	0,025±0,003	0,023±0,003	0,022±0,003	0,022±0,003	0,022±0,002
320	0,019±0,002	0,019±0,002	0,020±0,002	0,023±0,003	0,023±0,003	0,024±0,003	0,024±0,003	0,024±0,003
350	0,022±0,002	0,022±0,002	0,023±0,003	0,024±0,003	0,024±0,003	0,023±0,003	0,025±0,003	0,025±0,003
400	0,022±0,002	0,024±0,003	0,023±0,003	0,027±0,003	0,026±0,003	0,030±0,003	0,029±0,003	0,029±0,003
500	0,025±0,002	0,026±0,003	0,026±0,003	0,037±0,003	0,040±0,003	0,037±0,003	0,046±0,004	0,045±0,004
600	0,025±0,003	0,025±0,003	0,027±0,003	0,045±0,004	0,051±0,004	0,053±0,004	0,068±0,004	0,066±0,004
650	0,027±0,003	0,028±0,003	0,028±0,003	0,043±0,004	0,052±0,004	0,053±0,004	0,067±0,004	0,068±0,004
700	0,026±0,003	0,028±0,003	0,028±0,003	0,044±0,004	0,049±0,004	0,052±0,004	0,062±0,004	0,063±0,004
750	0,028±0,003	0,030±0,003	0,032±0,003	0,046±0,004	0,048±0,004	0,049±0,004	0,062±0,004	0,064±0,004
800	0,028±0,003	0,030±0,003	0,032±0,003	0,044±0,004	0,049±0,004	0,050±0,004	0,059±0,004	0,062±0,004
900	0,031±0,003	0,032±0,003	0,038±0,003	0,045±0,004	0,048±0,004	0,048±0,004	0,056±0,004	0,061±0,004
1000	0,033±0,003	0,033±0,003	0,038±0,003	0,044±0,004	0,049±0,004	0,048±0,004	0,053±0,004	0,055±0,004

fôton seja com o nucleon individual ou com o quase-dêuteron , sendo seus valores aproximadamente iguais à unidade⁽²⁸⁾; $\sigma_0(E_\gamma)$ é a seção de choque total inelástica de interação do fôton com o nucleon individual; $\sigma_d(E_\gamma)$ é a seção de choque de fotodesintegração do dêuteron. Os valores de $\sigma_0(E_\gamma)$ foram retirados da referência (75) e os valores de $\sigma_d(E_\gamma)$ da referência (72).

Na Tabela I.5 apresentamos os resultados dos cálculos das seções de choque absolutas para os núcleos de ^9Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{59}Co , ^{103}Rh , ^{127}I , ^{197}Au e ^{209}Bi em quatorze diferentes energias do fôton incidente entre 200 MeV e 1000 MeV. Na última linha da Tabela I.5, $\bar{\sigma}_k(\gamma, 2n)$ é o valor estimado da seção de choque média absoluta entre 300 MeV e 1000 MeV dos diversos núcleos alvos escolhidos. Em todos os cálculos de $\sigma_k(\gamma, 2n)$, levamos em conta os erros estatísticos e experimentais.

Mostramos nas Figs. de (I.4) a (I.11) o andamento das seções de choque σ_k de reações $(\gamma, 2n)$ estimadas pelo Método de Monte Carlo em função da energia do fôton k para os núcleos de ^9Be , ^{12}C , ^{16}O , ^{59}Co , ^{103}Rh , ^{127}I , ^{197}Au e ^{209}Bi .

Finalmente, representamos na Fig. (I.12), a seção de choque média absoluta $\bar{\sigma}_k$ estimada pelo Método de Monte Carlo entre 300 MeV e 1000 MeV, versus o número de massa A dos núcleos estudados em escala log-log. A linha reta é um ajustamento dos pontos estimados por intermédio do método dos mínimos quadrados, sendo a sua expressão analítica a seguinte

$$\bar{\sigma}_k(\gamma, 2n) = (4,2 \pm 0,1)A^{1,21 \pm 0,01} \quad (1.43)$$

quando o valor da seção de choque média absoluta $\bar{\sigma}_k(\gamma, 2n)$ em função do número de massa A entre 300 MeV e 1000 MeV é dado em microbarns.

TABELA I.5 - Seções de Choque Absolutas $\sigma_k(\gamma, 2n)$ em Alguns Núcleos Alvos Escolhidos.

Energia (MeV)	^9Be	^{12}C	^{16}O	^{59}Co	^{103}Rh	^{127}I	^{197}Au	^{209}Bi
200	0,027±0,009	0,038±0,013	0,059±0,018	0,31±0,09	0,51±0,13	0,64±0,18	0,73±0,23	0,84±0,25
250	0,055±0,012	0,075±0,016	0,106±0,022	0,56±0,13	1,09±0,22	1,46±0,30	1,82±0,33	2,04±0,35
300	0,089±0,016	0,105±0,021	0,164±0,030	0,82±0,17	1,41±0,27	1,66±0,35	2,61±0,44	2,76±0,46
320	0,087±0,016	0,117±0,022	0,170±0,031	0,76±0,17	1,36±0,27	1,73±0,36	2,77±0,56	2,94±0,60
350	0,090±0,015	0,122±0,020	0,174±0,035	0,69±0,15	1,25±0,23	1,46±0,30	2,51±0,48	2,66±0,51
400	0,063±0,012	0,093±0,021	0,121±0,028	0,54±0,13	0,94±0,19	1,31±0,28	2,02±0,41	2,14±0,44
500	0,045±0,011	0,063±0,017	0,085±0,023	0,46±0,11	0,86±0,17	1,00±0,23	1,93±0,47	2,00±0,49
600	0,052±0,011	0,070±0,015	0,102±0,021	0,64±0,10	1,26±0,20	1,61±0,28	3,25±0,50	3,34±0,52
650	0,058±0,011	0,081±0,015	0,108±0,020	0,61±0,10	1,29±0,21	1,62±0,26	3,17±0,45	3,41±0,48
700	0,059±0,011	0,090±0,016	0,112±0,021	0,64±0,11	1,26±0,20	1,64±0,26	3,05±0,44	3,29±0,47
750	0,063±0,011	0,090±0,016	0,128±0,022	0,68±0,11	1,24±0,20	1,56±0,25	3,05±0,44	3,34±0,48
800	0,062±0,012	0,089±0,016	0,127±0,022	0,65±0,11	1,26±0,20	1,57±0,25	2,88±0,43	3,21±0,47
900	0,064±0,012	0,088±0,016	0,140±0,023	0,61±0,10	1,13±0,19	1,41±0,25	2,54±0,40	2,93±0,45
1000	0,065±0,012	0,087±0,016	0,134±0,023	0,57±0,10	1,11±0,19	1,33±0,23	2,30±0,38	2,53±0,41
$\bar{\sigma}_k(\gamma, 2n)^*$	0,061±0,012	0,085±0,017	0,123±0,024	0,60±0,12	1,12±0,20	1,43±0,27	2,58±0,47	2,77±0,48

* Seção de choque média absoluta entre 300 MeV e 1000 MeV.

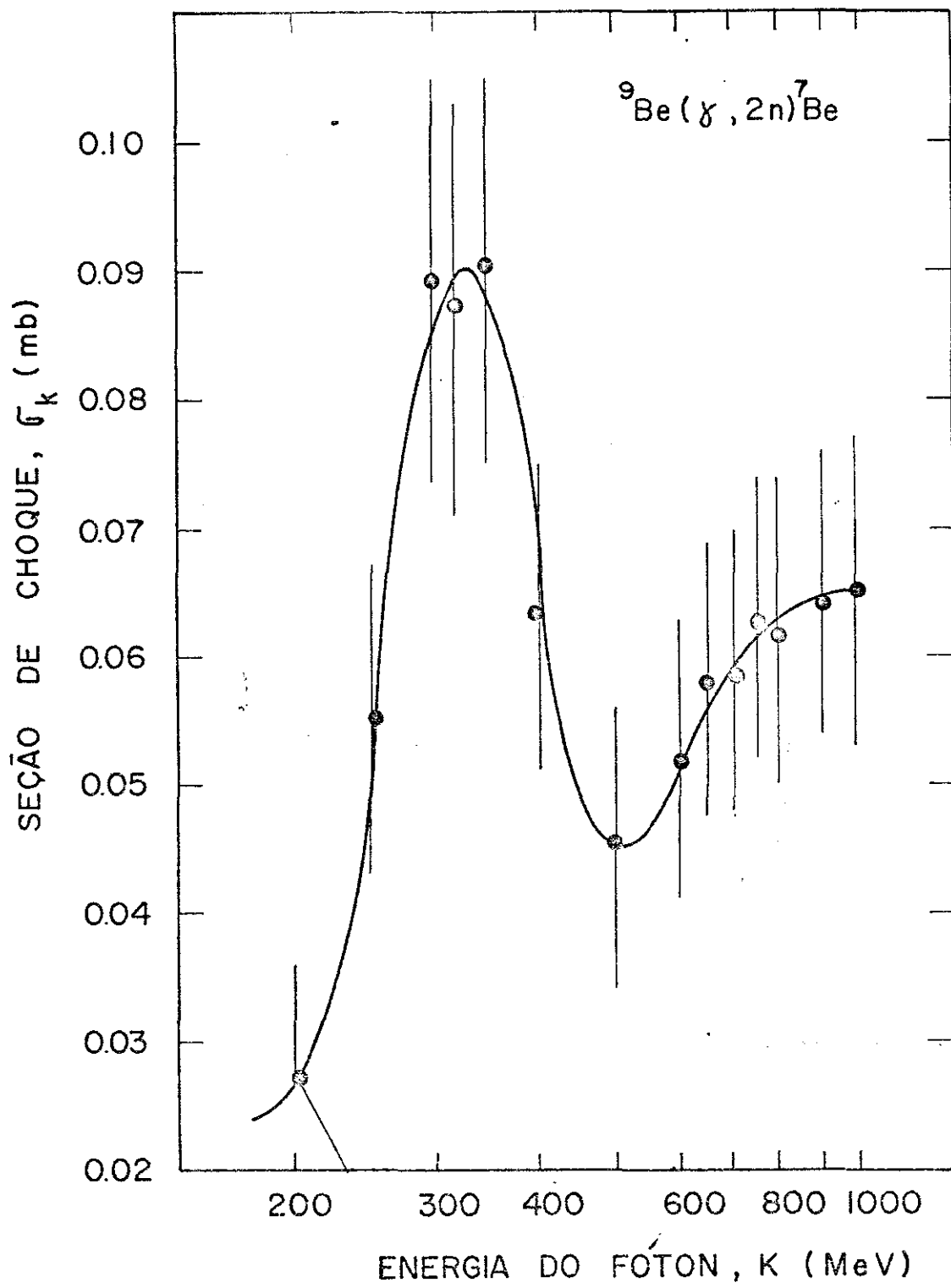


FIG. I. 4

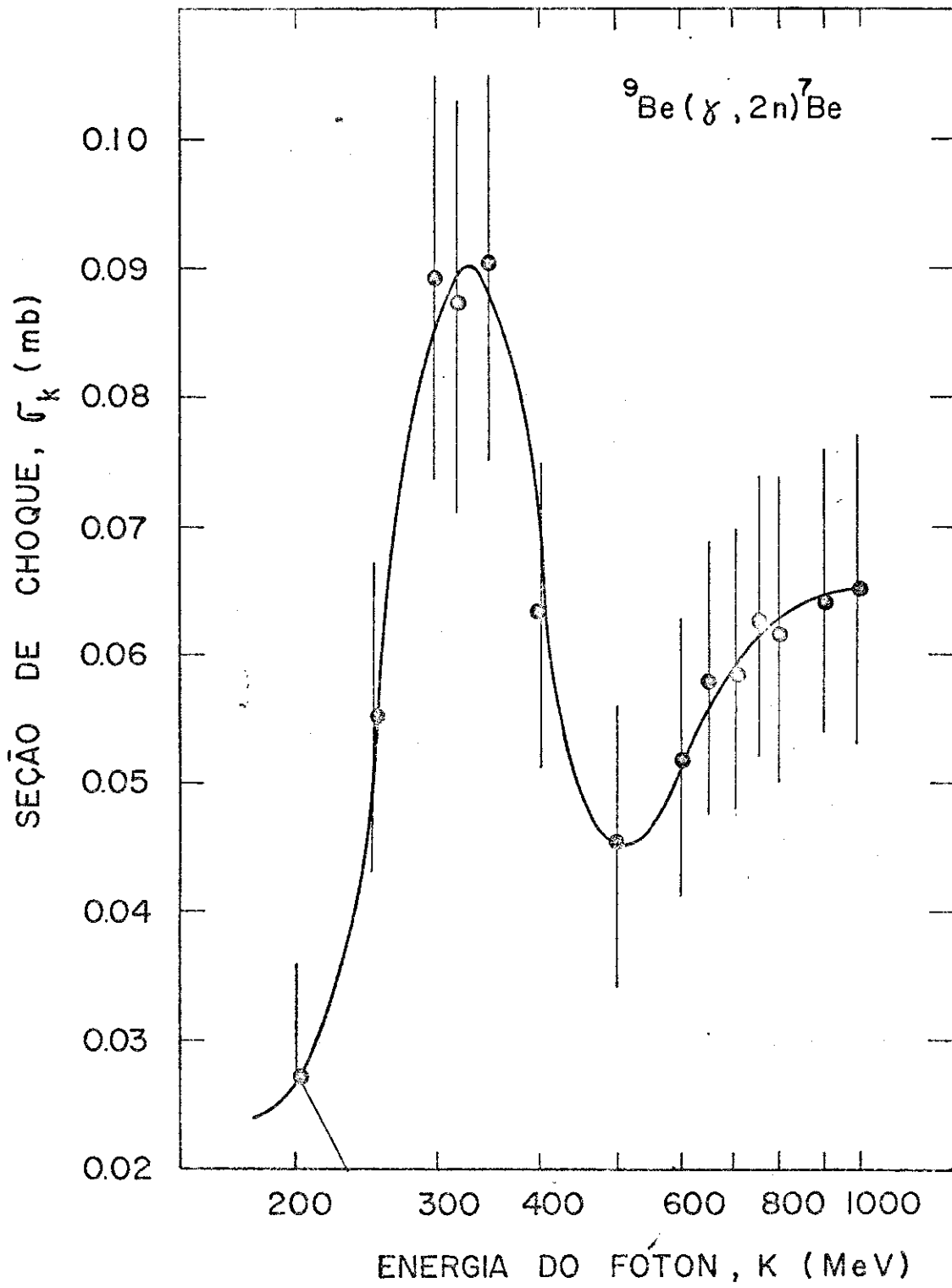


FIG. I. 4

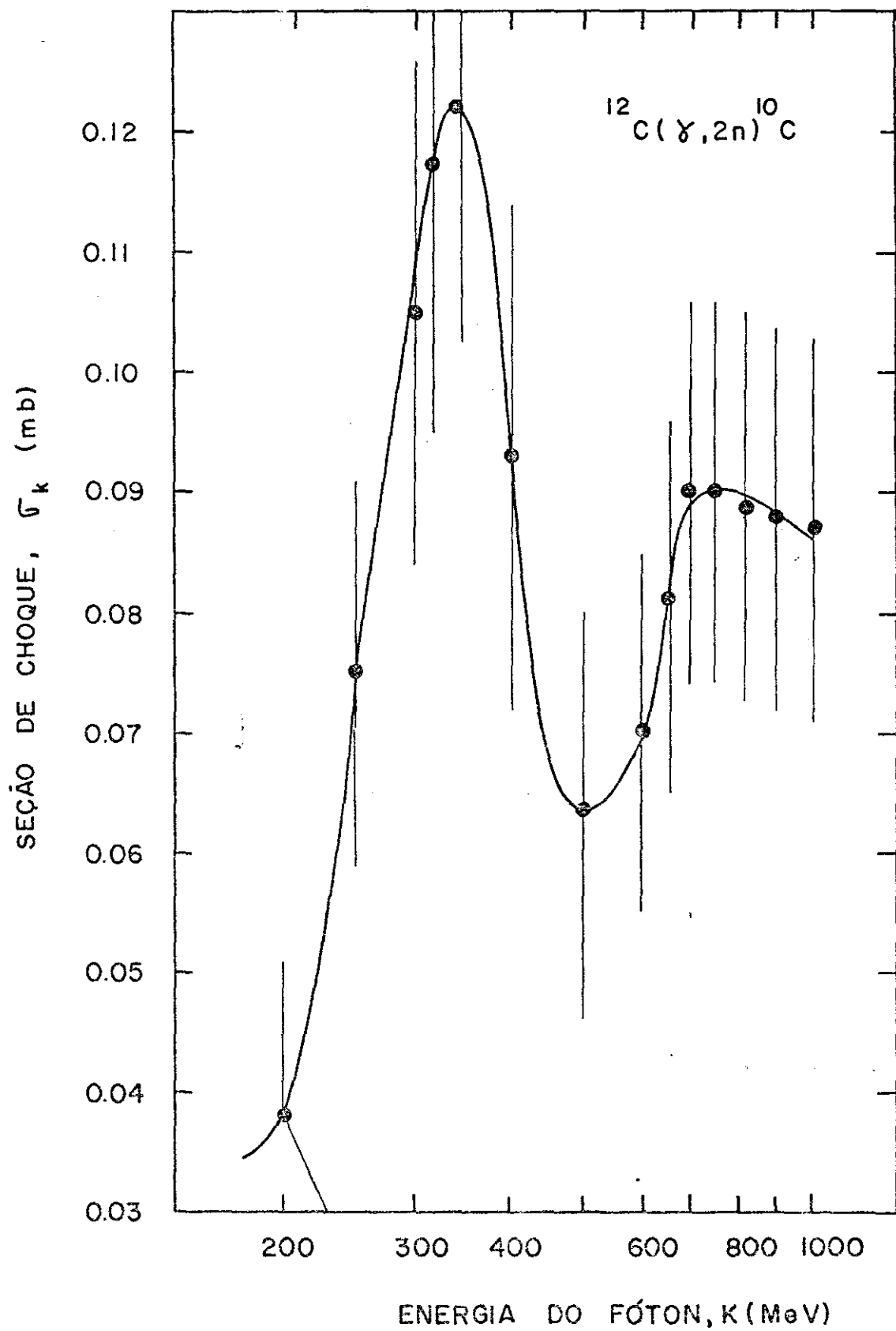


FIG. I . 5

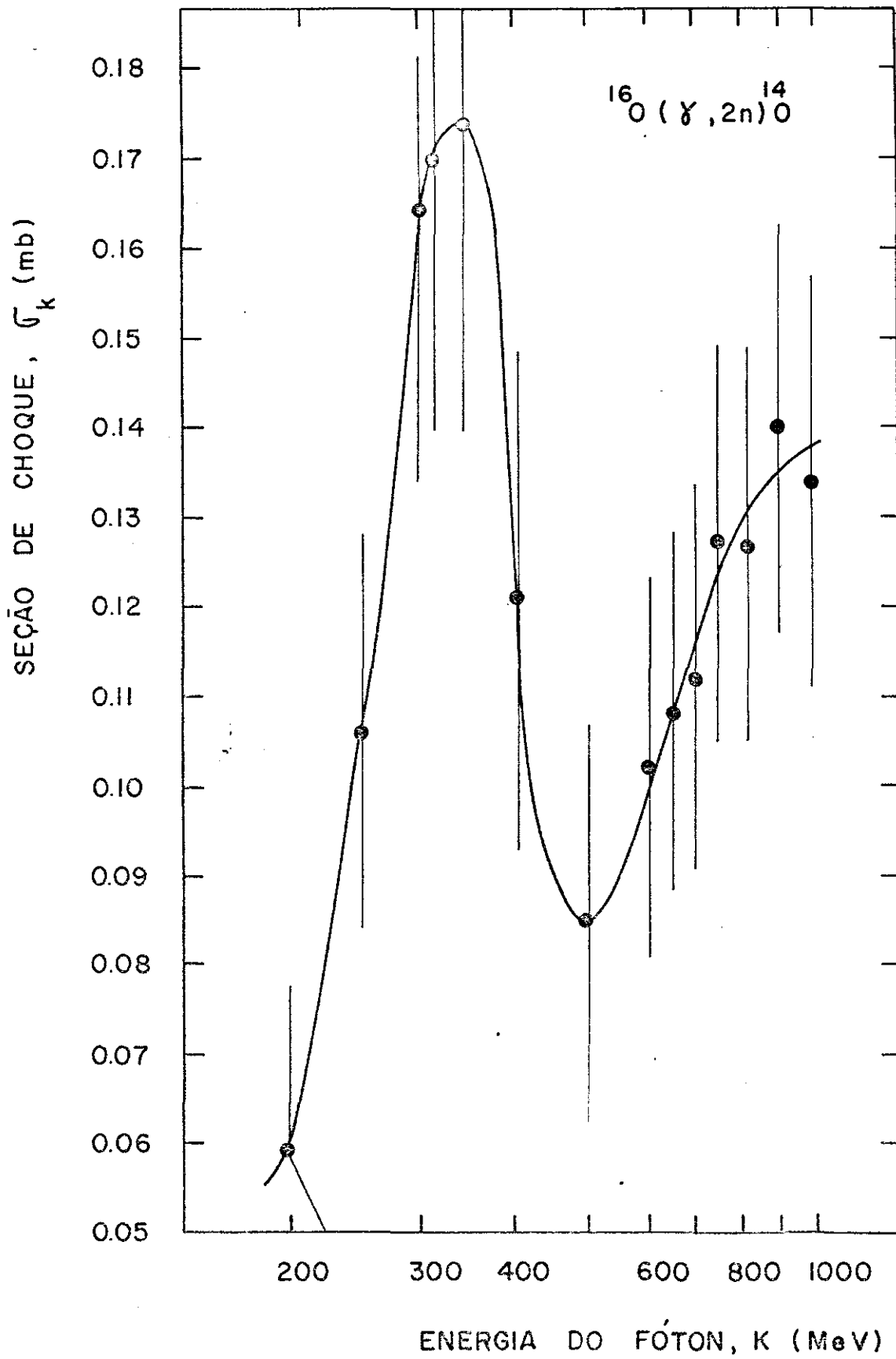


FIG. I. 6

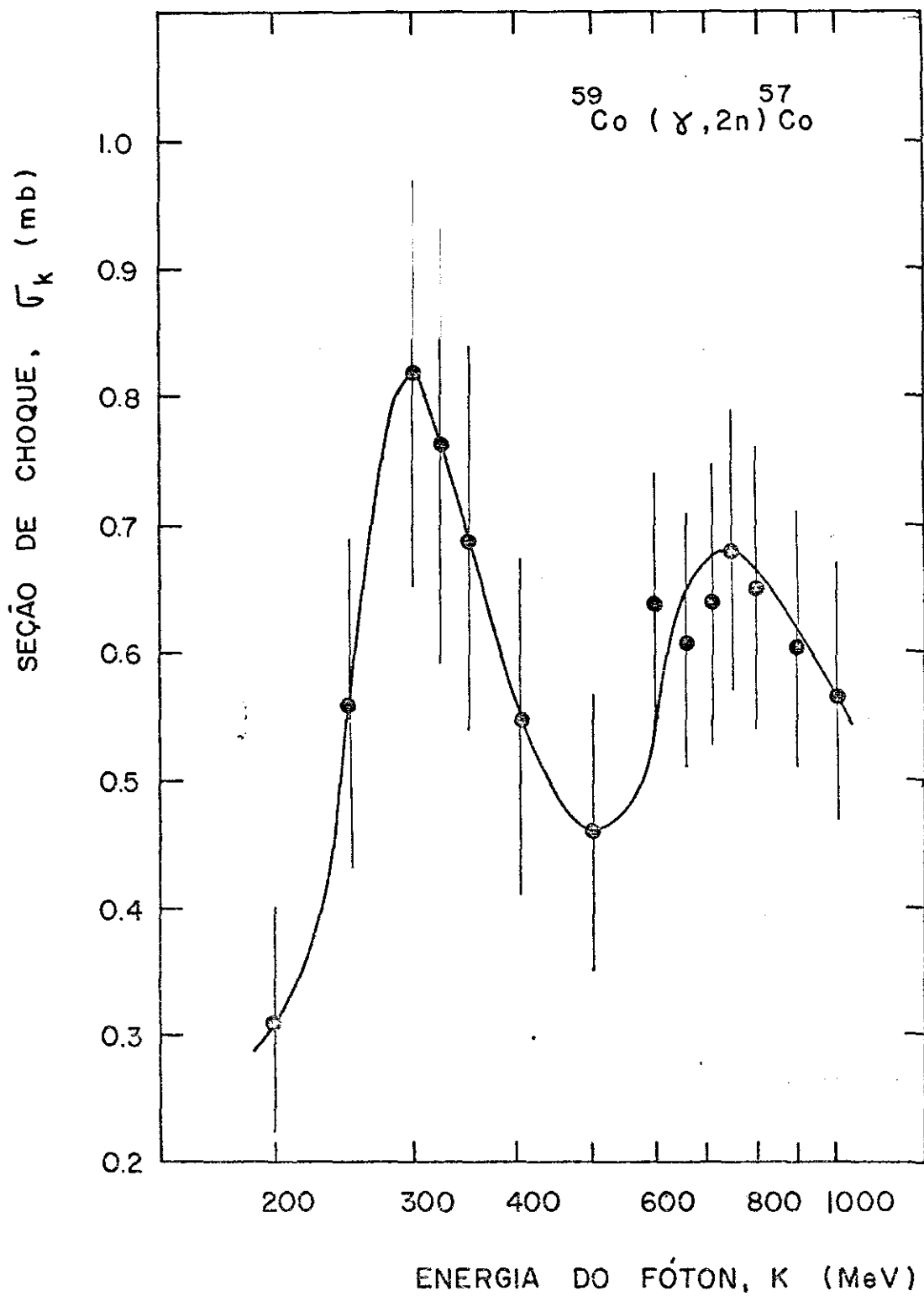


FIG. I. 7

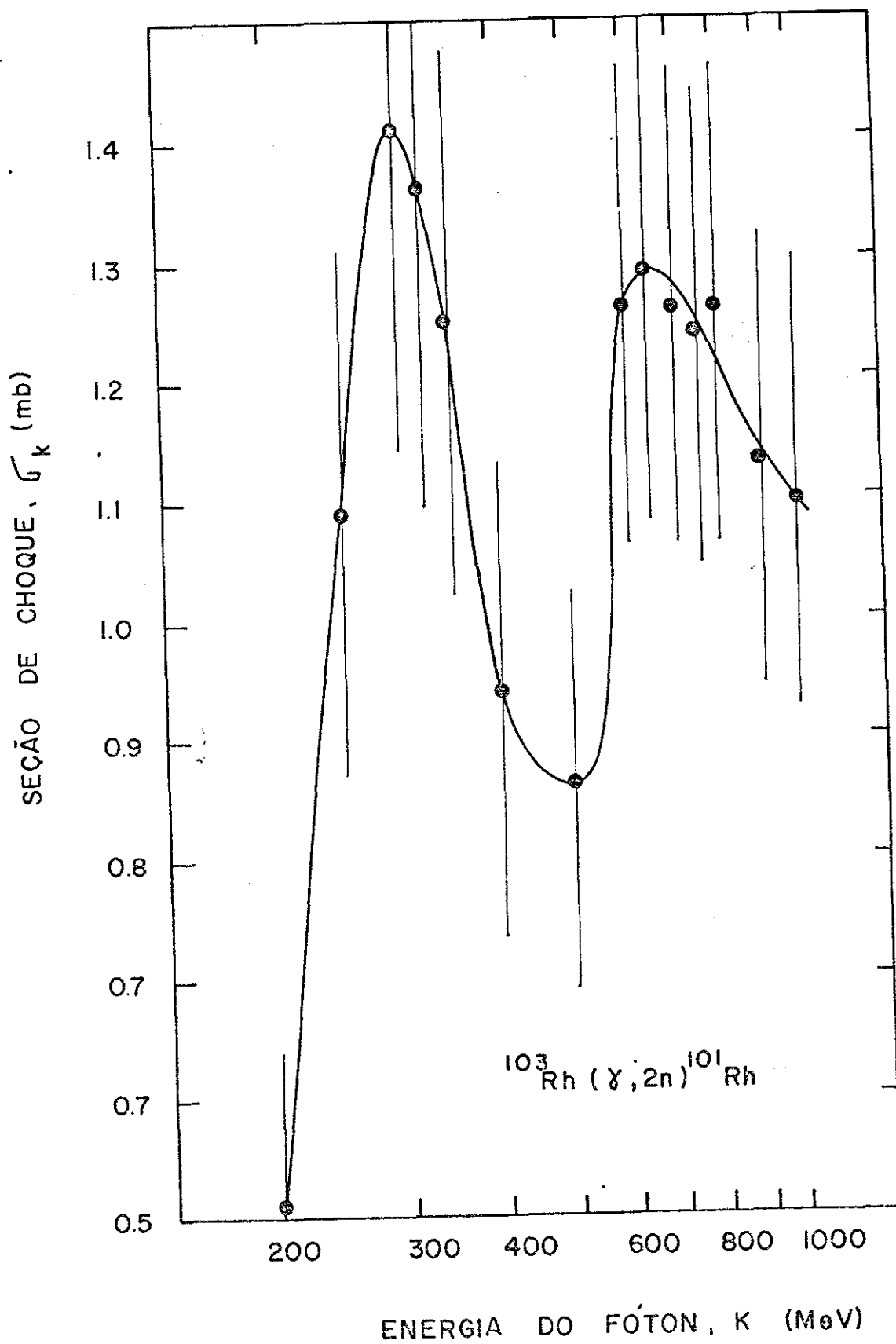


FIG. I . 8

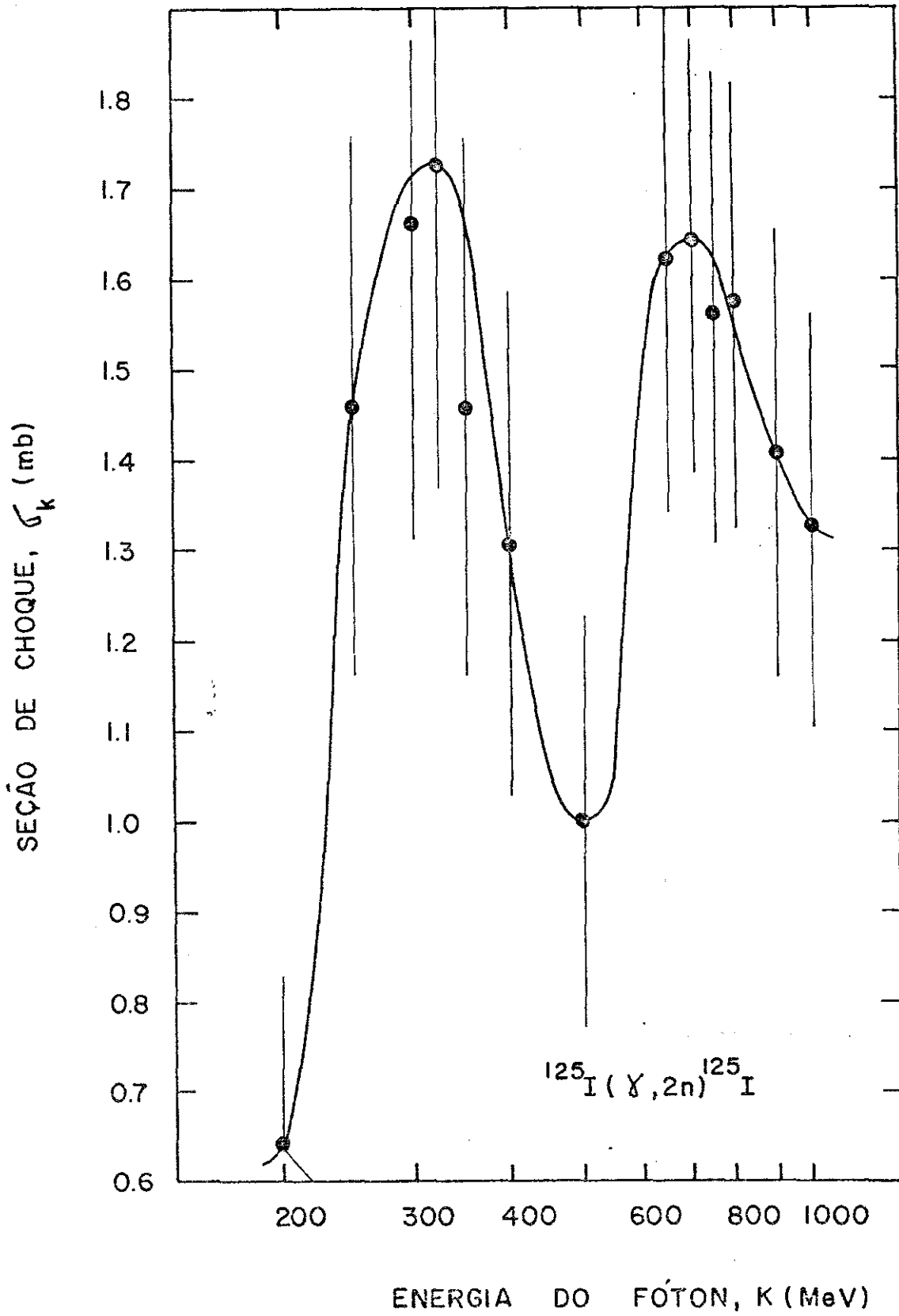


FIG. I. 9

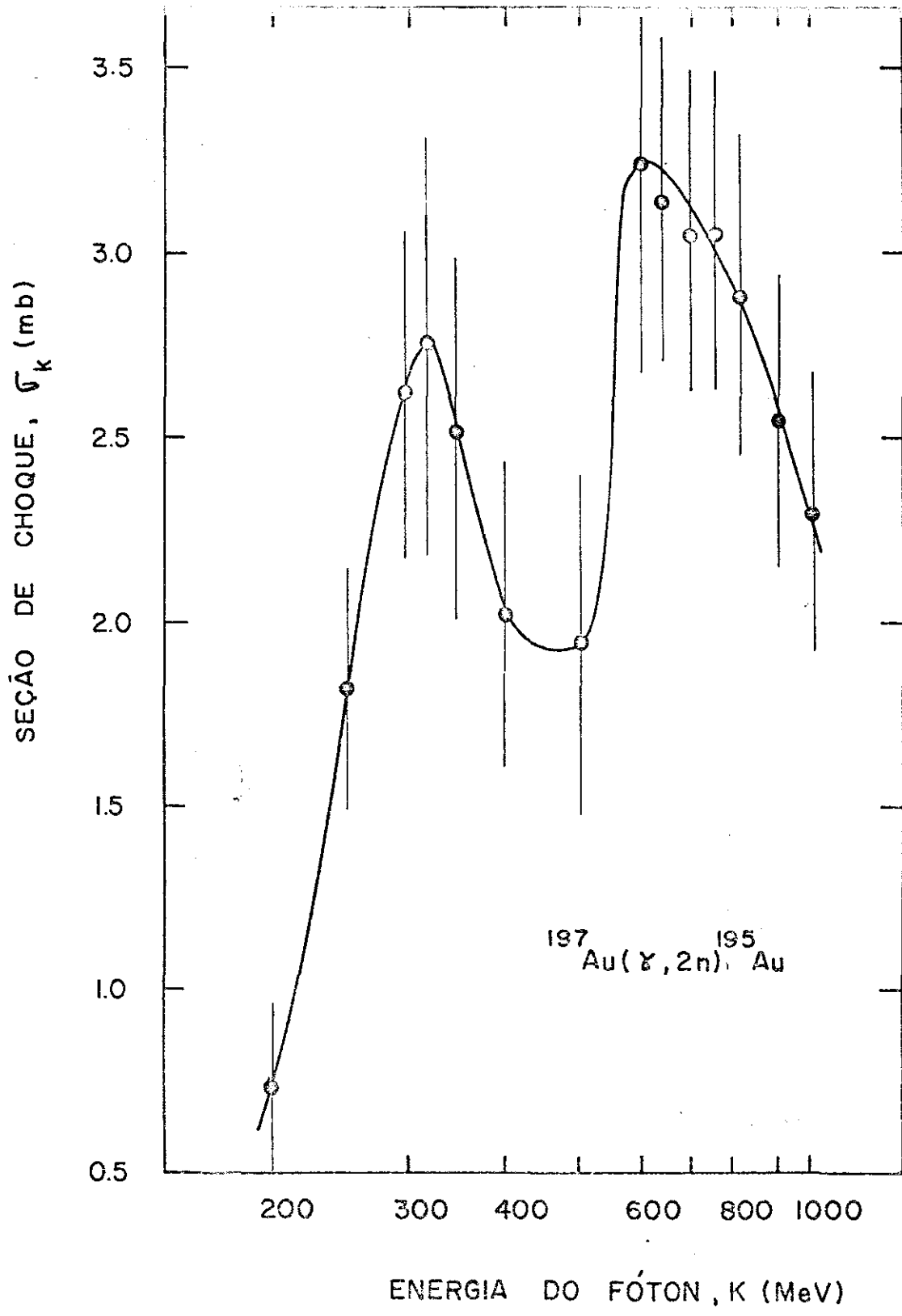


FIG. I. 10

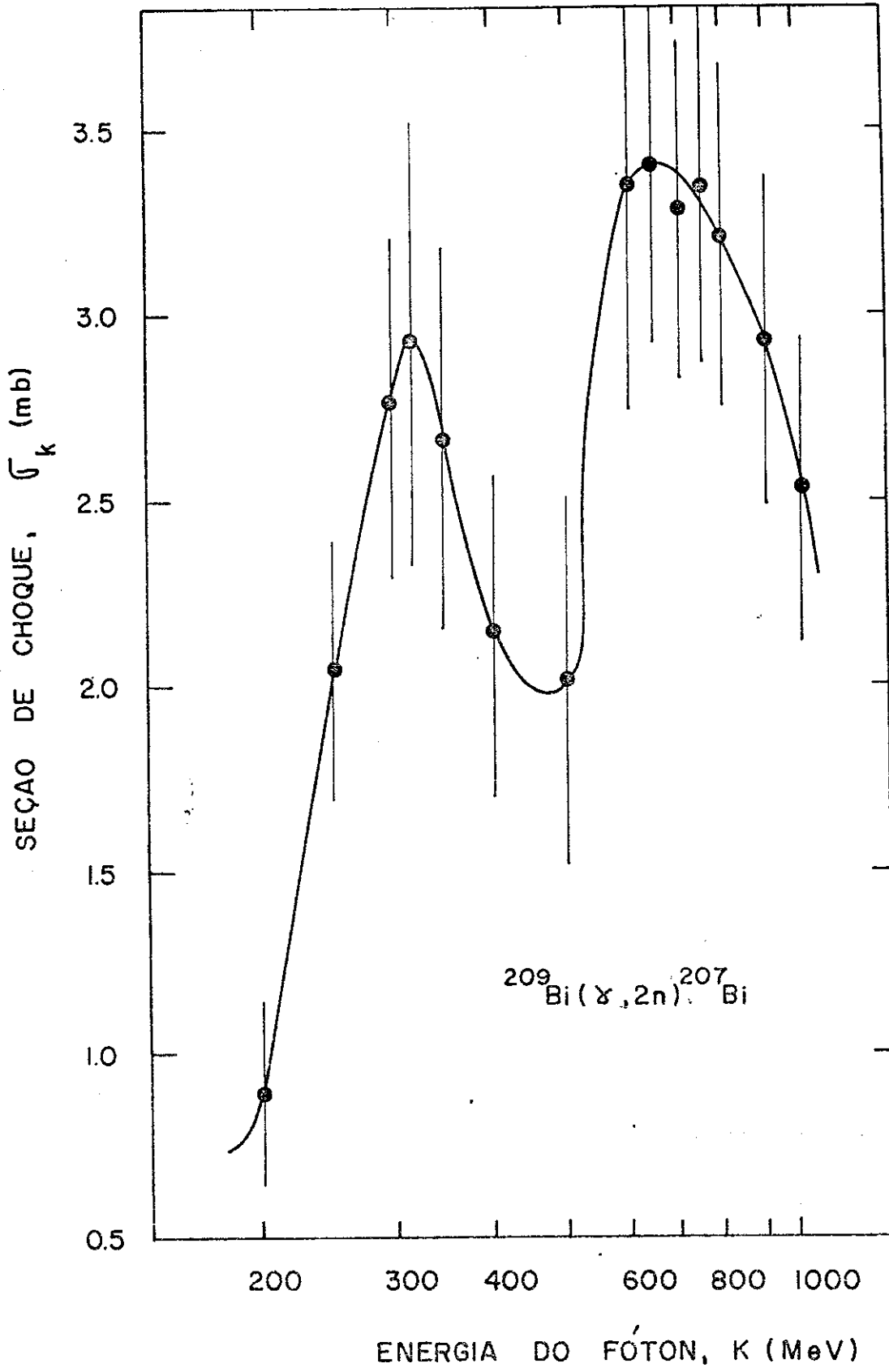


FIG. I . II

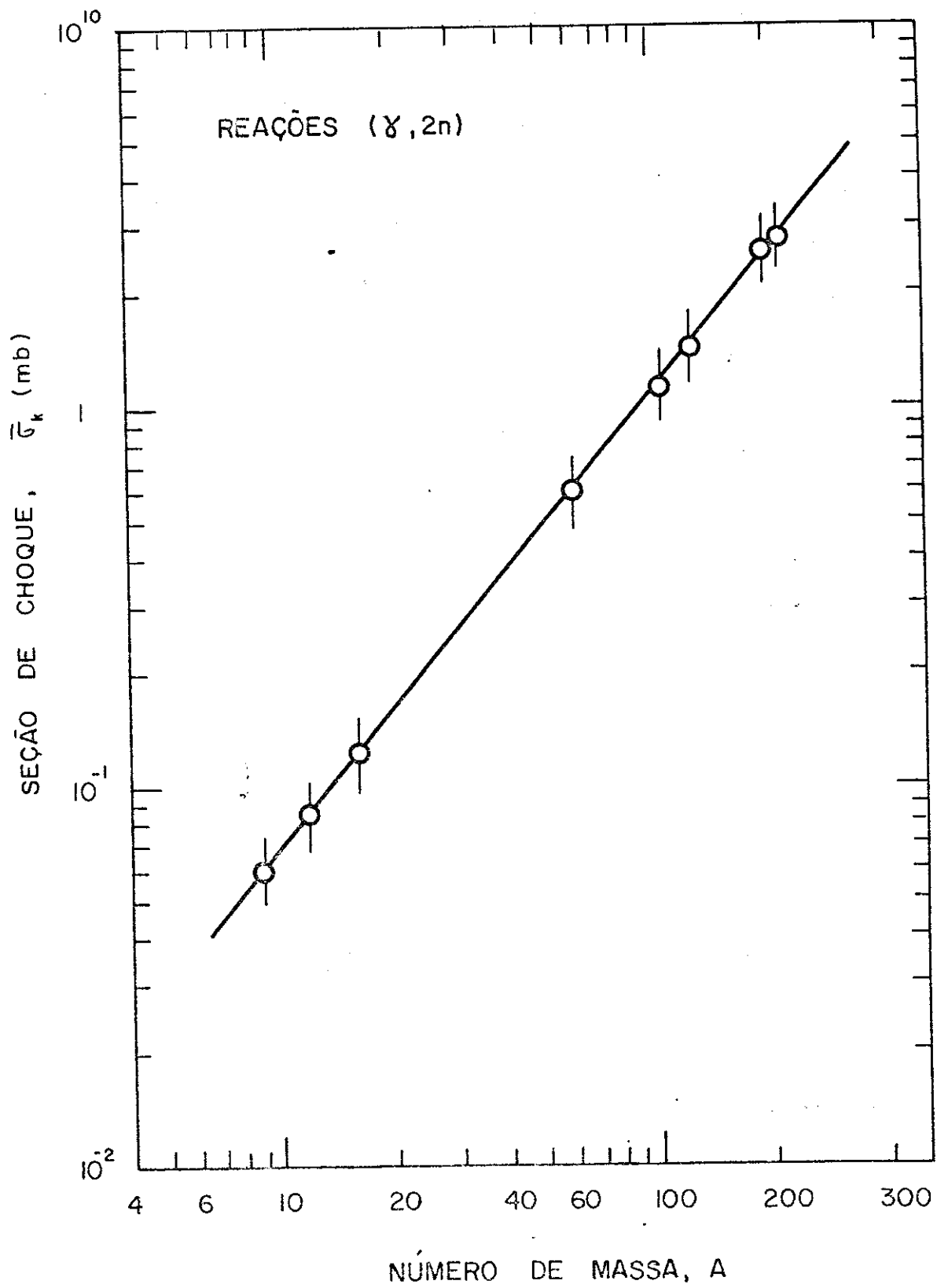


FIG. I. 12

CAPÍTULO II

PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL E RESULTADOS

II.1 - Introdução

Amostras de berílio (óxido), cobalto (lâmina metálica), ródio (lâmina metálica), iodo (pó), ouro (lâmina metálica) e bismuto (óxido), foram irradiadas com feixes de bremsstrahlung entre 300 MeV e 1000 MeV, no Eletro-Sincrotron de Frascati, Itália, e no Acelerador Linear de Orsay, França. Conforme mencionamos na Introdução deste trabalho, os resultados experimentais das seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ nos núcleos de ^9Be , ^{103}Rh , ^{127}I e ^{197}Au já foram apresentados em outros trabalhos⁽²⁻⁶⁾. Neste trabalho, estamos apresentando os resultados experimentais das seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ nos núcleos de ^{59}Co e ^{209}Bi . Nas seções seguintes, faremos uma descrição dos métodos e procedimentos experimentais para a obtenção desses resultados e uma descrição sintetizada das reações estudadas.

II.2 - Seções de Choque por Quantum Equivalente

Reações fotonucleares em altas energias são realizadas com fótons de radiação de frenamento (bremsstrahlung) obtidos por colisão de feixes de elétrons em radiadores de alumínio, cobre, tântalo, zinco e outros⁽⁷⁵⁾. Este processo de ob -

tenção de fôtons todavia apresenta dificuldades tanto de caráter experimental quanto teórico, uma vez que o feixe de bremsstrahlung é constituído por fôtons de todas as energias, desde zero até a energia máxima do elétron incidente, segundo um espectro contínuo. Devido a inexistência de fontes de fôtons monoenergéticos em energias acima de 30 MeV, a única alternativa portanto para o estudo de reações fotonucleares em altas energias é o uso de fôtons de bremsstrahlung, ainda que sujeito a erros experimentais inerentes ao processo de obtenção das medidas.

A seção de choque por quantum equivalente, σ_Q , é a grandeza determinada experimentalmente e para cada irradiação com bremsstrahlung de energia máxima E_0 , é obtida mediante a equação

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{N_e}{N_a Q} \quad (2.1)$$

onde N_e é o número de eventos da reação em estudo, N_a o número de átomos por cm^2 do elemento alvo e Q o número de "fôtons equivalentes" incidente no alvo durante a irradiação. O número de fôtons equivalentes Q é definido como o número de fôtons que teria o feixe de bremsstrahlung se todos tivessem a energia E_0 .

A determinação do número de eventos N_e da reação em estudo é obtida pelo método da atividade induzida, ou seja, pela atividade gama do núcleo residual produzido na amostra, utilizando os procedimentos usuais da espectrometria gama⁽⁷⁶⁾. O número de fôtons equivalentes Q é medido por intermédio de monitores: calorímetro, quantômetro de Wilson, reações particulares, etc. Quando usamos o quantômetro de Wilson⁽⁷⁷⁾ na determi

nação do número de fótons equivalentes Q do feixe de bremsstrahlung é necessário considerar: a energia do fóton k de espectro de bremsstrahlung produzido por elétrons de energia máxima E_0 ; o número de fótons $N(k, E_0)dk$ que tem energia entre k e $k + dk$; a carga elétrica q coletada no quantômetro e a constante do quantômetro C (MeV/Coulomb). Define-se a intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(k, E_0)$ através da expressão:

$$I(k, E_0) = kN(k, E_0) \frac{E_0}{qC} \quad (2.2)$$

O quantômetro fornece uma indicação da energia transmitida pelo feixe de bremsstrahlung através da carga elétrica medida, quando o feixe é depositado em seu interior, sendo

$$q = \frac{1}{C} \int_0^{E_0} kN(k, E_0) dk \quad (2.3)$$

A energia total E_t transmitida pelo feixe de bremsstrahlung é portanto

$$E_t = \int_0^{E_0} kN(k, E_0) dk \quad (2.4)$$

A intensidade do espectro de bremsstrahlung é então dada por combinação das equações (2.2), (2.3) e (2.4) como

$$I(k, E_0) = kN(k, E_0) \frac{E_0}{E_t} \quad (2.5)$$

A razão E_t/E_0 nos dá o "número de fótons equivalentes" Q , ou seja, o número de fótons que teria o feixe de bremsstrahlung

se todos tivessem a energia E_0 . Assim, temos

$$Q = \frac{E_t}{E_0} \quad (2.6)$$

e

$$I(k, E_0) = \frac{kN(k, E_0)}{Q} \quad (2.7)$$

O conhecimento da intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(k, E_0)$ é imprescindível para a determinação da seção de choque absoluta, σ_k , da reação estudada, à energia k , uma vez medido o valor da seção de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$.

Para estabelecer uma relação entre σ_k e σ_Q através da intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(k, E_0)$, vamos admitir que dN_e é o número de eventos da reação em estudo produzidos na amostra, com N_a átomos/cm², por fótons de energia compreendida entre k e $k + dk$. Seja $N(k, E_0)$ o número desses fótons em um espectro de bremsstrahlung de energia máxima E_0 . Então

$$dN_e = N_a \sigma_k(k) N(k, E_0) dk \quad (2.8)$$

onde $\sigma_k(k)$ representa a seção de choque da reação à energia k . Integrando a Eq. (2.8) para todas as energias do espectro, obtemos:

$$N_e = N_a \int_0^{E_0} \sigma_k(k) N(k, E_0) dk \quad (2.9)$$

e da Eq. (2.1) que define σ_Q , podemos escrever

$$\sigma_Q(E_0) = \frac{1}{Q} \int_0^{E_0} \sigma_k(k) N(k, E_0) dk \quad (2.10)$$

A equação (2.10) transforma a seção de choque absoluta $\sigma_k(k)$ na seção de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$, sendo o núcleo da transformação a função $N(k, E_0)/Q$, que é o espectro de bremsstrahlung de energia máxima E_0 . Da equação (2.7), obtemos:

$$N(k, E_0) = \frac{Q}{k} I(k, E_0) \quad (2.11)$$

então, podemos reescrever a equação (2.10) como

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_k(k) \frac{I(k, E_0)}{k} dk \quad (2.12)$$

Em nossas condições experimentais fizemos uso da função intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(k, E_0)$ dada pela fórmula de Schiff⁽⁷⁸⁾, para as irradiações realizadas com radiador fino de alumínio ($Z = 13$). Segundo Schiff, a seção de choque diferencial para a produção de bremsstrahlung é dada por

$$\frac{d\sigma_{\text{Brems}}}{dk}(k, E_0) = \frac{2Z^2 r_0^2}{137} \frac{1}{k} g(x, E_0) \quad , \quad x = \frac{k}{E_0} \quad (2.13)$$

onde r_0 é o raio clássico do elétron e $g(x, E_0)$ é a seguinte expressão:

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

$$+ \left[1-x \right] \left[\left(\frac{2}{b} \right) \ln(1+b^2) + \frac{4(2-b^2)}{3b^3} \operatorname{arctg} b - \frac{8}{3b^2} + \frac{2}{9} \right]$$

(2.14)

sendo

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

(2.15)

e

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

(2.16)

O valor da energia em repouso do elétron μ ($\mu = m_e c^2$) considerado foi de 0,511 MeV e o da constante de blindagem C ($C = 183/e^{1/2}$) de 111. A Eq. (2.14) é obtida levando-se em conta o efeito de blindagem dos elétrons dos átomos do radiador, supondo um potencial atômico da forma $(Z e/r)\exp(-r/a)$, onde a é inversamente proporcional a $Z^{1/3}$.

A intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(k, E_0)$ é finalmente obtida pela normalização da função $g(x, E_0)$ dada pela equação (2.14), então

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

(2.17)

Na Fig. II.1 podemos ver a intensidade do espectro de bremsstrahlung $I(k, E_0)$ para as energias máximas dos elé -

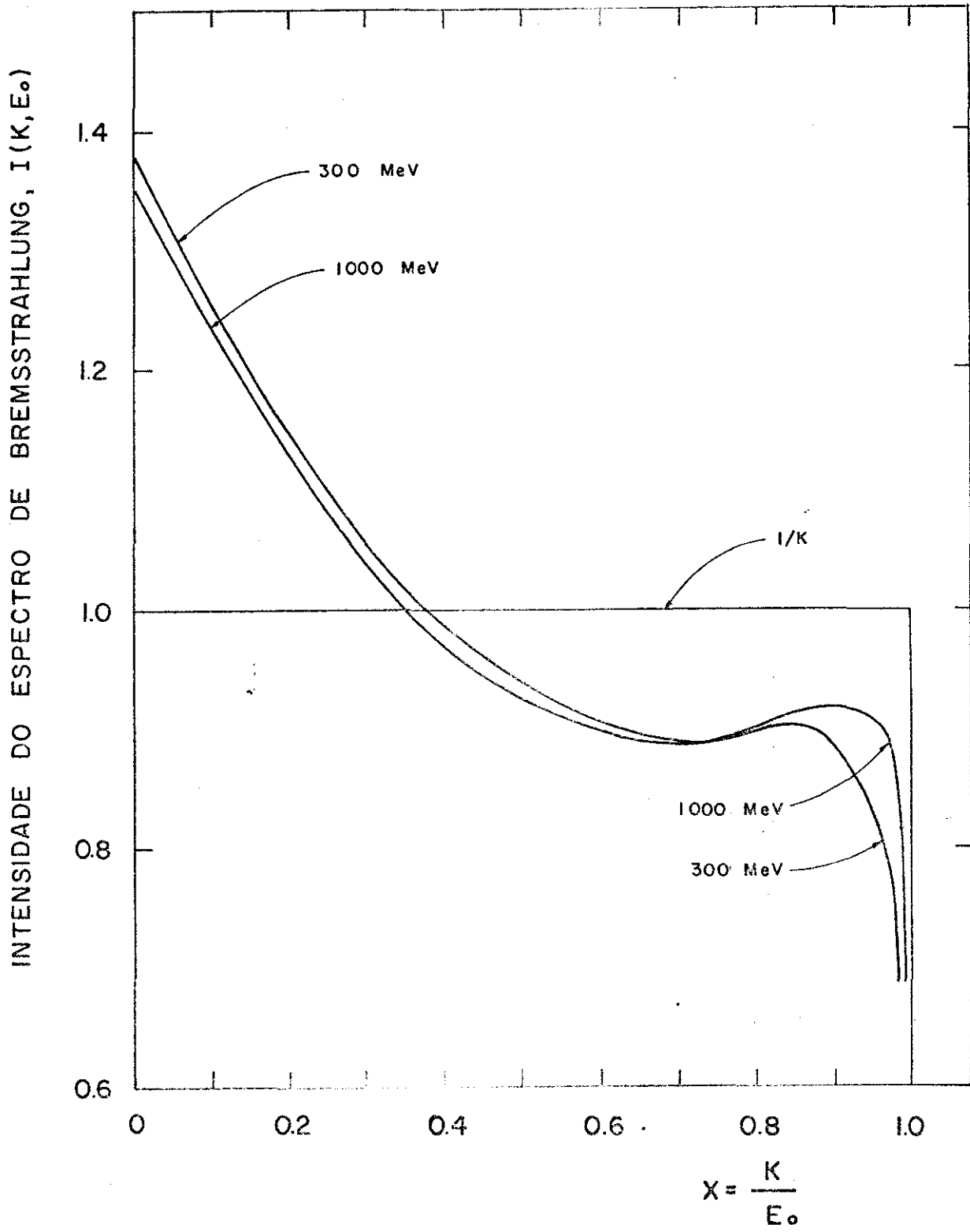


FIG. II.1

trons de 300 MeV e 1000 MeV (espectro de Schiff). Includimos tam**be**m a aproximação espectral $1/k$ que é muito utilizada em experi**ên**cias com bremsstrahlung de altas energias.

Na Fig. II.2 podemos observar o esquema das irradia**ç**ões realizadas no Eletro-Sincrotron de Frascati. Os el**ê**trons, com energia E_0 , tendo p**á**sado atrav**ê**s de um radiador de alum**í**nio (R) de espessura $1,72 \times 10^{-2}$ comprimentos de radia**ç**ão^(*), produziram um feixe de bremsstrahlung com f**ó**tons de energia m**á**xima E_0 que foi ent**ã**o colimado atrav**ê**s dos colimadores C_1 e C_2 . Em seguida o feixe passou atrav**ê**s de monitores de polieti**l**eno (M_1 e M_2) e atingiu o alvo (A) que cont**ê**m as amostras. Fi**n**almente, o feixe foi absorvido em um quant**ô**metro de Wilson(Q), o qual mediu a dose total do feixe. Nestas irradia**ç**ões, alguns dispositivos podem ser mudados sem prejudicar a experi**ên**cia, co**m**o por exemplo, o uso de v**á**rios monitores para a medida da dose total do feixe. Posteriormente, usou-se nas irradia**ç**ões das amostras, feixes de bremsstrahlung n**ã**o-colimados. Segundo Lutz e Schulz⁽⁸⁰⁾, os colimadores e a espessura do radiador s**ã**o os fatores que modificam fundamentalmente o espectro de brems**tr**ahlung.

(*) Comprimento de radia**ç**ão (R.L.) é definido, como a dist**â**ncia percorrida pelo el**ê**tron no interior do radiador necess**á**ria para perder em m**é**dia $1/e$ de sua energia inicial unicamente por bremsstrahlung. Segundo Knasel⁽⁷⁹⁾, essa grandeza vale $23,7 \text{ g/cm}^2$ para o alum**í**nio.

ESQUEMA DAS IRRADIAÇÕES NO LABORATÓRIO DE FRASCATI



FEIXE DE ELÉTRONS DE ENERGIA E_0



FEIXE DE BREMSSTRAHLUNG, FÓTONS COM ENERGIA ENTRE $0 \leq K \leq E_0$

C_1 e C_2

COLIMADORES

M_1 e M_2

MONITORES DE POLIETILENO

A

ALVOS

Q

QUANTOMÉTRICO DE WILSON

R

RADIADOR DE ALUMÍNIO DE ESPESSURA $1,72 \times 10^{-2}$ COMPRIMENTO DE RADIAÇÃO

ELETRO - SINCROTRON

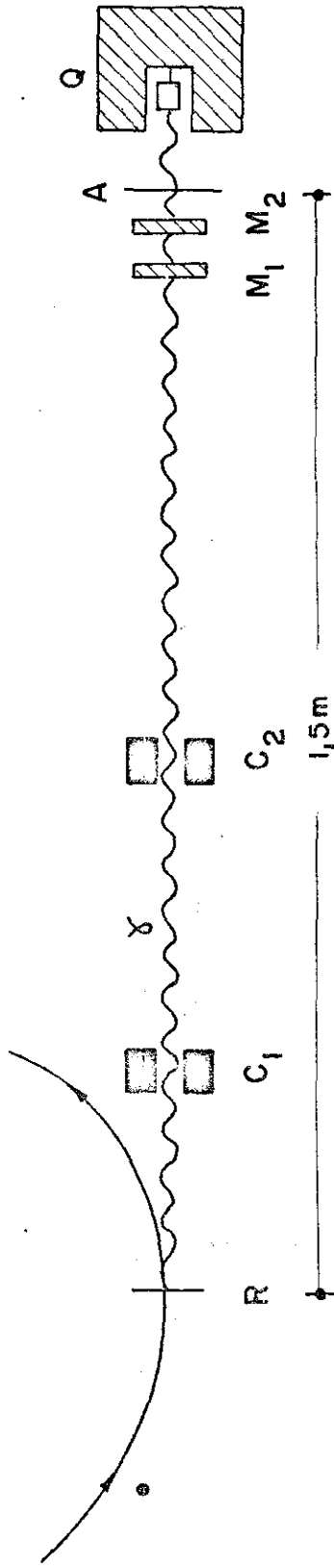


FIG. II. 2

II.3 - Resultados Experimentais

(a) - Reações ${}^9\text{Be}(\gamma, 2n){}^7\text{Be}$

A experiência foi realizada por meio do feixe de bremsstrahlung não-colimado produzido no Eletro-Sincrotron de Frascati por colisão de elétrons acelerados a uma energia desejada com um fino radiador de alumínio de $1,72 \times 10^{-2}$ cm de espessura de radiação.

Os alvos de óxido de berílio na forma de pó, foram colocados em discos de lucite de paredes finas de 5 cm de diâmetro. As amostras foram colocadas no ar, a uma distância de 1,5 m do radiador de alumínio perpendicularmente à direção do feixe de bremsstrahlung incidente. A medida da dose (número total de fótons equivalentes) foi efetuada por meio de um monitor de polietileno⁽⁸¹⁾, colocado junto das amostras. A reação ${}^{12}\text{C}(\gamma, 2p, 3n){}^7\text{Be}$ como monitor para a irradiação do óxido de berílio foi escolhida para minimizar os erros originados na medida da dose, o radionuclídeo produzido (${}^7\text{Be}$) sendo o mesmo em ambos, monitor e amostra alvo. A intensidade do feixe foi de aproximadamente 10^{11} fótons equivalentes por minuto em 300 MeV e de 10^{12} fótons equivalentes por minuto em 1000 MeV.

Os valores experimentais da seção de choque por quantum equivalente σ_0 da reação ${}^9\text{Be}(\gamma, 2n){}^7\text{Be}$ podem ser vistos na Tabela II.1 para diversos valores máximos das energias dos espectros de bremsstrahlung. Na obtenção destas medidas, usou-se o método da atividade induzida. Atividades induzidas nas amostras irradiadas foram detetadas por meio de uma linha convencional de espectrometria de raios- γ com um detetador de NaI(Tl)

TABELA II.1 - ${}^9\text{Be}(\gamma, 2n){}^7\text{Be}$

Energia de Bremsstrahlung E_0 (MeV)	Seção de Choque por Quantum Equivalente σ_Q (μb)
300	39 ± 2
320	41 ± 2
350	41 ± 2
400	42 ± 2
450	42 ± 1
500	42 ± 1
600	43 ± 1
700	42 ± 1
800	43 ± 1
900	43 ± 1
1000	43 ± 1

e um analisador de 400 canais. A eficiência do detetor de gama foi experimentalmente determinada com o uso de fontes calibradas e o desvio padrão efetivo não foi maior de que 1%. Levou-se ainda em conta correções para o caso de fontes não pontiformes⁽⁸²⁾.

Na Fig. II.3 estão representados os valores da seção de choque por quantum equivalente σ_Q versus a energia máxima de bremsstrahlung E_0 . A linha reta representa o ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados.

(b) - Reações: ${}^{59}\text{Co}(\gamma, 2n){}^{57}\text{Co}$ e ${}^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n){}^{207}\text{Bi}$

As experiências foram realizadas no Eletro-Sincro -

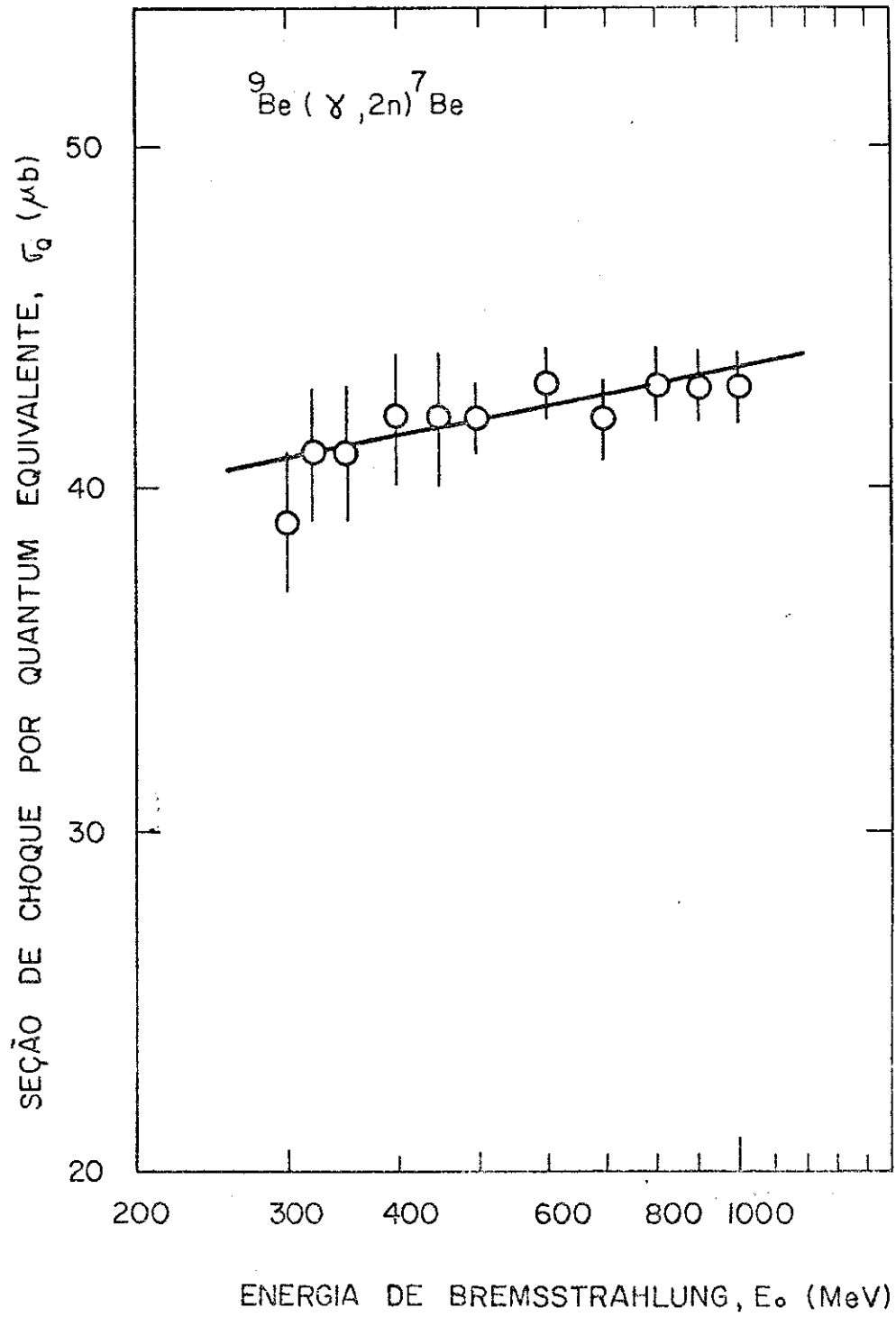


FIG. II.3

tron do Laboratório de Frascati (Itália) com o uso de feixes de bremsstrahlung não-colimados, obtidos pela colisão de elétrons com um fino radiador de alumínio ($1,72 \times 10^{-2}$ R.L.). Diferentes energias máximas do espectro de bremsstrahlung entre 300 MeV e 1000 MeV foram selecionadas. O tempo de irradiação foi de 8 horas para as reações com radionuclídeos produzidos de pequena meia-vida e de 20 horas para aquelas com radionuclídeos produzidos com longa meia-vida.

As medidas das doses foram efetuadas por intermédio de monitores de polietileno, colocados exatamente em frente das amostras, por meio da reação $(^{81})^{12}\text{C}(\gamma, x)^7\text{Be}$. Em média, os valores típicos do número total de fótons equivalentes que atravessaram as amostras foram $2,0 \times 10^{13}$ em 300 MeV e $2,0 \times 10^{15}$ em 1000 MeV. As variações no tempo da intensidade do feixe foram monitoradas por instrumentação eletrônica e correções para o decaimento durante as irradiações foram levadas em conta.

As amostras foram colocadas no ar, a uma distância de 1,5 m da janela de saída do feixe e irradiadas perpendicularmente ao feixe incidente. Os dados concernentes às amostras estão apresentadas na Tabela II.2.

A contagem nas amostras após as irradiações foram realizadas por meio de uma linha convencional de espectrometria de raios- γ com um detetor de Ge-Li coaxial de 70 cm^3 (volume nominal) ligado a um analisador de 1024 canais. A eficiência do detetor foi experimentalmente determinada por meio de um número de fontes calibradas de raios- γ (fornecida pela New England Nuclear Corporation, Boston, Mass., U.S.A.), cujo desvio padrão efetivo foi menor que 1%. Correções para fontes não pun

TABELA II.2 - Reações ($\gamma, 2n$): Dados Concernentes às Amostras, Radionuclídeos Produzidos e Dados Espectrométricos Relatados.

Núcleo (a) Alvo	Composto Químico	Forma	Número de Átomos/cm ²	Radionuclídeo Produzido	Meia-Vida	E _γ (MeV)	Intensidade (%)
⁵⁹ Co	Meta1	Folha (b)	2,0x10 ²¹	⁵⁷ Co	270 d	0.122	88
²⁰⁹ Bi	Bi ₂ O ₃	Pó (c)	1,2x10 ²¹	²⁰⁷ Bi	30,2 a	0.136	11
						1.063	77

- (a) As amostras de cobalto e bismuto são monoisotópicas.
- (b) Finas lâminas de metal na forma de discos (5 cm de diâmetro).
- (c) pó colocado uniformemente dentro de um fino disco de lucite (5cm de diâmetro).

tiformes foram levadas em consideração⁽⁸²⁾. A identificação dos radionuclídeos foi feita por meio de medidas de meia-vida e energias dos raios- γ do espectro. Para cada reação investigada, os radionuclídeos de interesse produzidos, assim como alguns dados espectrométricos usados, são apresentados na Tabela II.2.

Os rendimentos, expressos como seções de choque por quantum equivalente, σ_0 , para as reações de $^{59}\text{Co}(\gamma, 2n)^{57}\text{Co}$ e $^{209}\text{Bi}(\gamma, 2n)^{207}\text{Bi}$ estudadas no presente trabalho, estão representados nas Figs. II.4 e II.5 respectivamente, para diferentes energias máximas E_0 do espectro de bremsstrahlung. A linha reta em ambas as figuras representa o ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados.

(c) - Reações: $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{101}\text{Rh}^m$ e $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{103}\text{Rh}^g$

Lâminas de ródio de alto grau de pureza (99,9%) e espessura de 0,01 cm, foram expostas à incidência normal de feixes de bremsstrahlung não-colimados, obtidos pela colisão de elétrons em radiadores de cobre de 2mm de espessura, no Acelerador Linear de Orsay (França). Os alvos foram irradiados por feixes de intensidade aproximadamente constante de 10^{15} fótons equivalentes por minuto durante uma hora em seis diferentes valores da energia máxima de bremsstrahlung entre 400 MeV e 900 MeV, em intervalos de 100 MeV. O erro relativo na medida da dose total incidente não foi superior a 5%.

Identificou-se após as irradiações das amostras, a fotoprodução de estados isoméricos de $^{101}\text{Rh}^m$ e $^{101}\text{Rh}^g$ cujas meias-vidas são de 4,5 dias para o meta-estável e 3 anos para

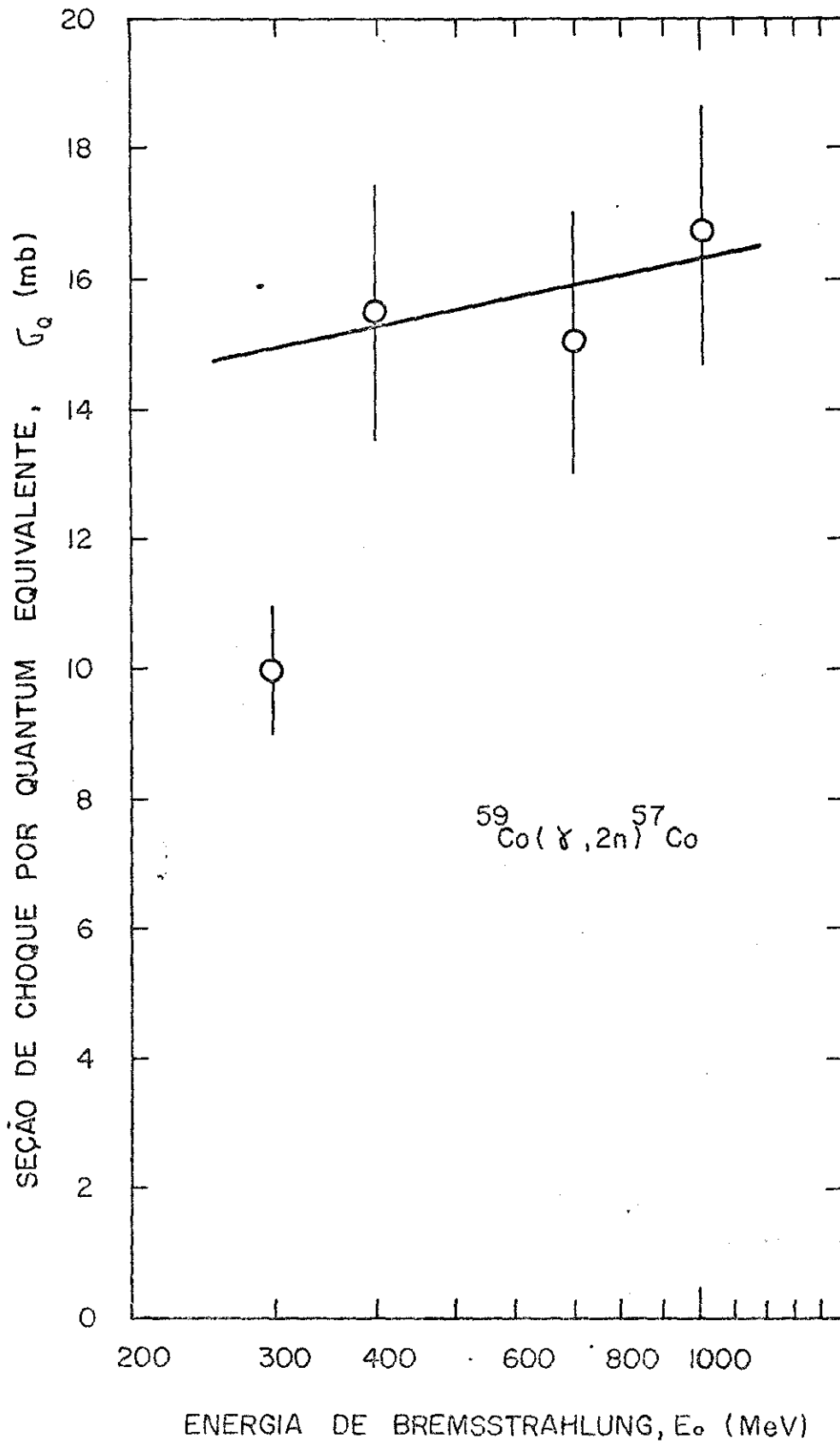


FIG. II. 4

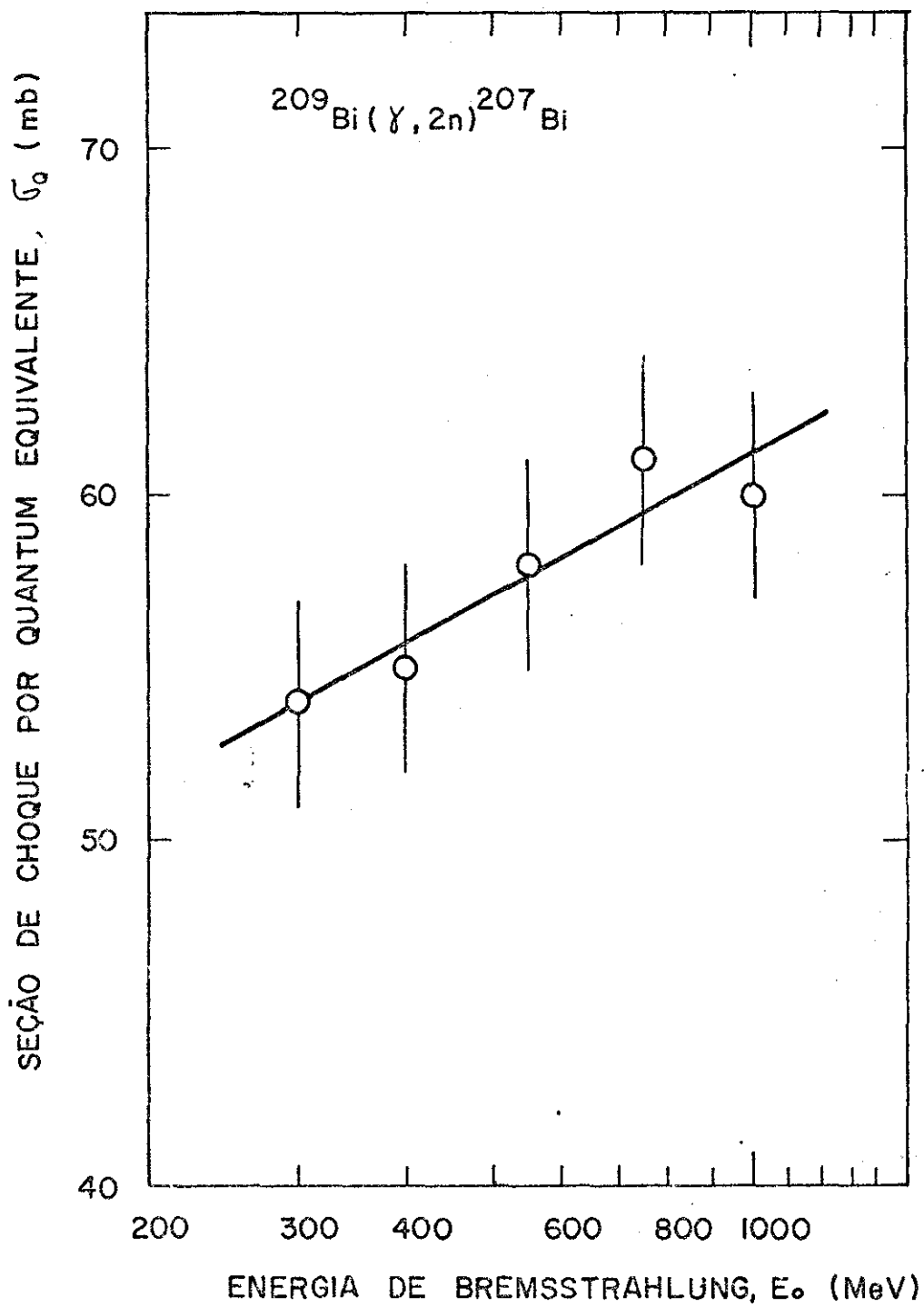


FIG. II. 5

o estado fundamental, foram efetuadas pelo método da atividade induzida por meio de uma linha convencional de espectrometria de raios- γ , com um detetor de NaI(Tl) ligado a um analisador de 400 canais.

Os rendimentos, expressos como seções de choque por quantum equivalente, σ_Q , para as reações de $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{101}\text{Rh}^m$ e $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{101}\text{Rh}^g$ em diferentes energias máximas E_0 do espectro de bremsstrahlung podem ser vistos nas Figs. II.6 e II.7, respectivamente. A linha reta em ambas as figuras representa o ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados. Na Fig. II.6, os círculos representam os valores de σ_Q medidos em Orsay e os quadrados aqueles obtidos⁽³⁾ no Eletro-Sincrotron de Frascati com um feixe de bremsstrahlung colimado para a reação $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{101}\text{Rh}^m$.

(d) - Reação $^{127}\text{I}(\gamma, 2n)^{125}\text{I}$

As amostras de iodo foram preparadas com 2g de iodo resublimado Merck e colocadas dentro de um cilindro de lucite de 1,8 cm de diâmetro e 0,2 cm de espessura. As amostras foram expostas em incidência normal aos feixes de bremsstrahlung em diversas energias entre 300 MeV e 1000 MeV do Eletro-Sincrotron de Frascati. A medida da dose foi realizada por um quantômetro de Wilson⁽⁷⁷⁾, sendo o valor da constante do quantômetro $4,79 \times 10^{18}$ MeV/c. As medidas das atividades dos radionuclídeos produzidos após as irradiações foram efetuadas pelos métodos usuais da espectrometria de raios- γ . Os rendimentos de ^{125}I , expressa pela seção de choque por quantum equivalente, σ_Q , podem ser vistos na Fig. II.8, para diferentes valores da energia máxima E_0 do espectro de bremsstrahlung. A linha reta representa

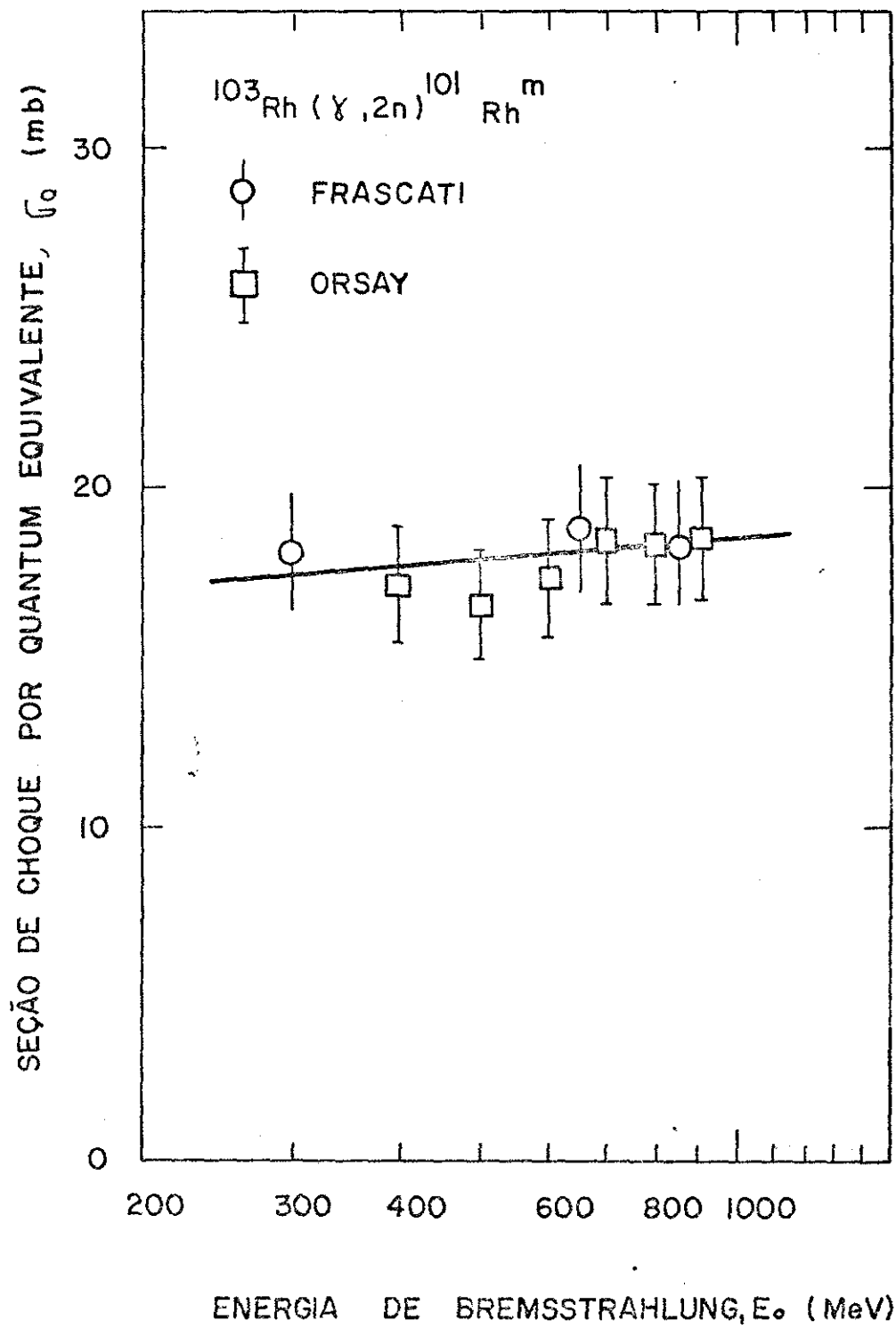


FIG. II.6

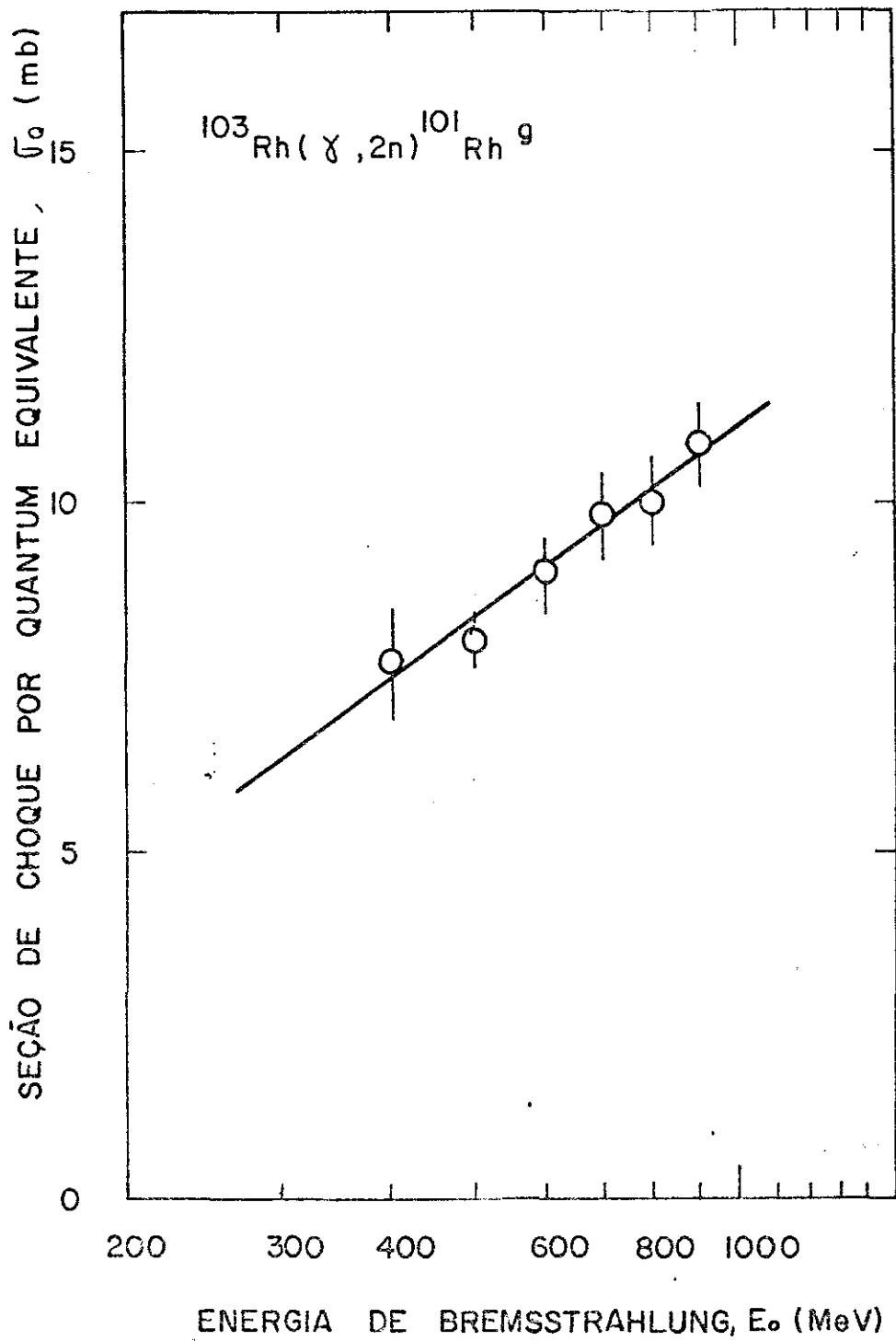


FIG. II. 7

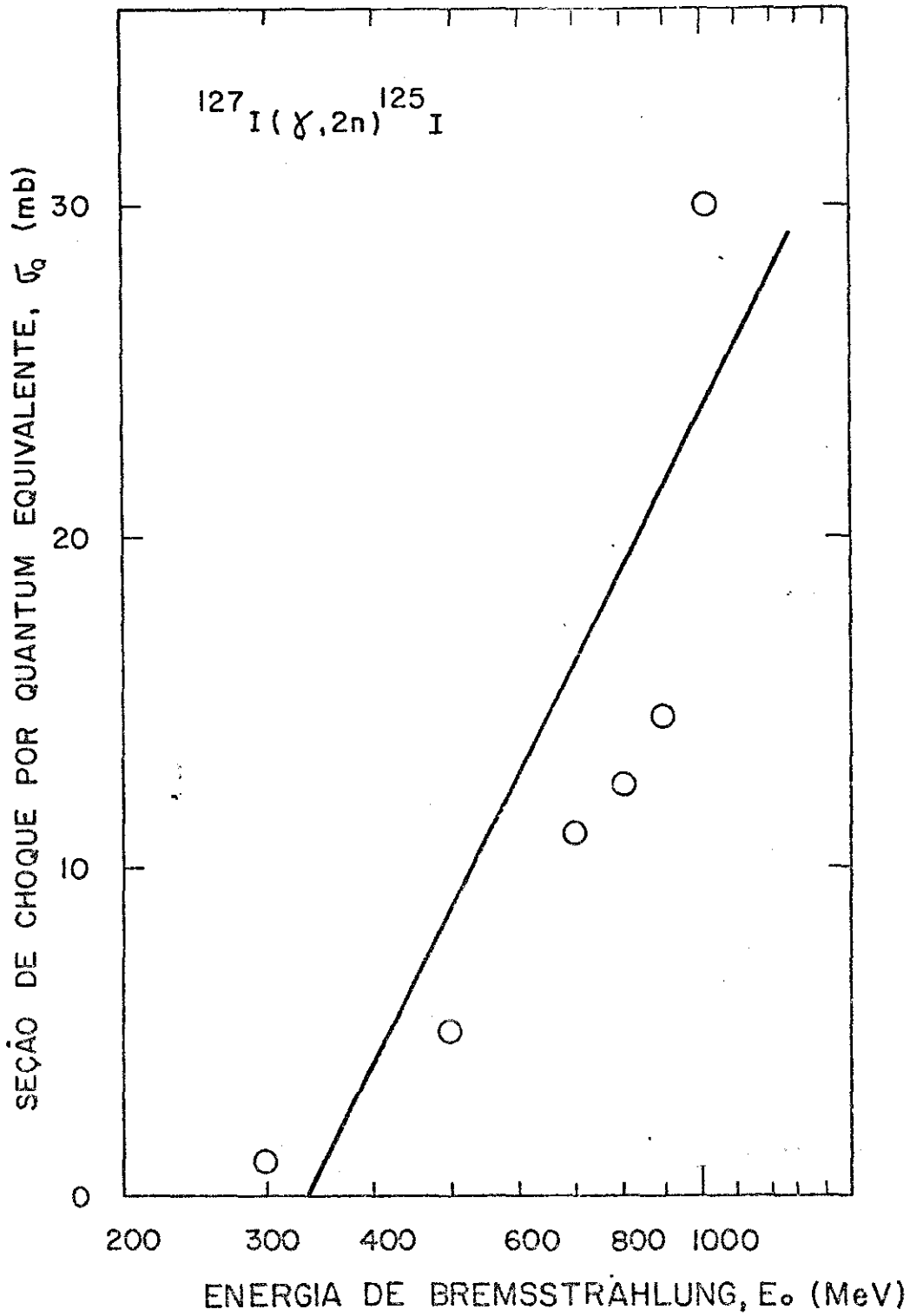
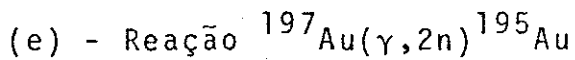


FIG.II. 8

o ajuste dos pontos experimentais pelo Método dos Mínimos Quadrados.



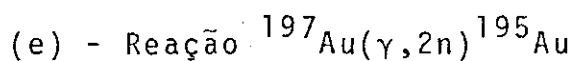
Lâminas de ouro de alta pureza (99,9%) e de espessura de 0,05 mm, foram expostas à incidência normal de feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron de Frascati em energias entre 300 MeV e 1000 MeV. As medidas das doses foram efetuadas por intermédio de um quantômetro de Wilson⁽⁷⁷⁾. A atividade do ^{195}Au nas amostras após as irradiações foram medidas pelos métodos usuais de espectrometria de raios- γ pelo uso de um detetor de NaI(Tl) ligado a um analisador de 400 canais.

Os valores experimentais de seções de choque por quantum equivalente da reação $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ em diversas energias máximas E_0 do espectro de bremsstrahlung estão representados na Tabela II.3.

TABELA II.3 - $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$

Energia de Bremsstrahlung E_0 (MeV)	Seção de Choque por Quantum Equivalente σ_Q (mb)
300	32 ± 5
350	32 ± 5
380	30 ± 4
450	34 ± 4
500	33 ± 4
600	37 ± 4
700	41 ± 4
850	40 ± 3
1000	39 ± 4

o ajuste dos pontos experimentais pelo Método dos Mínimos Quadrados.



Lâminas de ouro de alta pureza (99,9%) e de espessura de 0,05 mm, foram expostas à incidência normal de feixes de bremsstrahlung do Eletro-Sincrotron de Frascati em energias entre 300 MeV e 1000 MeV. As medidas das doses foram efetuadas por intermédio de um quantômetro de Wilson⁽⁷⁷⁾. A atividade do ^{195}Au nas amostras após as irradiações foram medidas pelos métodos usuais de espectrometria de raios- γ pelo uso de um detetor de NaI(Tl) ligado a um analisador de 400 canais.

Os valores experimentais de seções de choque por quantum equivalente da reação $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$ em diversas energias máximas E_0 do espectro de bremsstrahlung estão representados na Tabela II.3.

TABELA II.3 - $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$

Energia de Bremsstrahlung E_0 (MeV)	Seção de Choque por Quantum Equivalente σ_0 (mb)
300	32 ± 5
350	32 ± 5
380	30 ± 4
450	34 ± 4
500	33 ± 4
600	37 ± 4
700	41 ± 4
850	40 ± 3
1000	39 ± 4

Na Fig. II.9, mostramos a seção de choque por quantum equivalente σ_Q versus a energia máxima de bremsstrahlung E_0 para a reação $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195}\text{Au}$. Os círculos representam os pontos experimentais obtidos em Frascati. Para comparação incluímos as medidas experimentais (quadrados) efetuadas no Acelerador Linear de Orsay para a mesma reação⁽⁶⁾. A linha reta representa o ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados.

II.4 - Seções de Choque Absolutas

A determinação da seção de choque absoluta, $\sigma_k(k)$, de uma reação fotonuclear em altas energias, em princípio, pode ser determinada pela resolução da equação integral (2.12), ou seja

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

uma vez estabelecida a dependência funcional de σ_Q com E_0 e conhecida a função intensidade do espectro de bremsstrahlung, $I(k, E_0)$. Nos casos práticos, todavia, este procedimento é inviável porque em geral, devido às dificuldades experimentais, o que se obtém é um conjunto de poucas medidas de $\sigma_Q(E_0)$ em um grande intervalo de energia, sujeitas ainda aos erros experimentais inerentes ao processo de medida, de modo que o estabelecimento da função $\sigma_Q(E_0)$ é de difícil solução. Além disso, a função intensidade do espectro de bremsstrahlung, $I(k, E_0)$, é estabelecida a partir de considerações experimentais de obten-

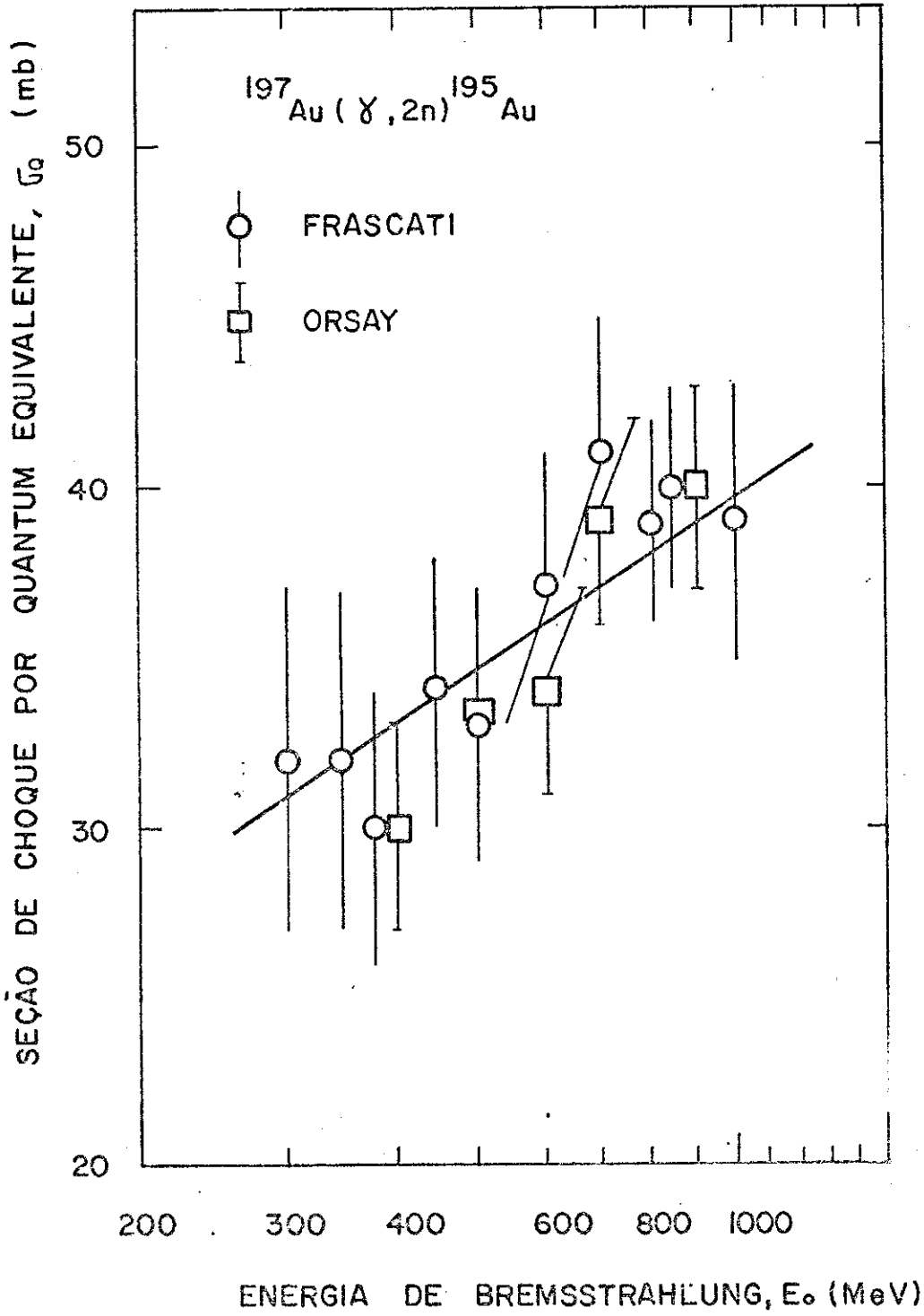


FIG. II. 9

ção de fótons de altas energias por colisão de elétrons com um radiador, sendo em geral sua expressão analítica complicada, como é o caso, por exemplo, da fórmula de Schiff⁽⁷⁸⁾. Na tentativa de encontrar ao menos uma solução aproximada para este problema, Penfold e Leiss⁽⁸³⁾ propuseram um conjunto de tabelas utilizando a expressão analítica do espectro de Schiff para estabelecerem uma dependência linear entre as seções de choque absolutas $\sigma_k(k)$ e as seções de choque por quantum equivalente $\sigma_Q(E_0)$. Outros métodos^(84,85) foram desenvolvidos nos últimos anos, contudo, persiste a questão porque o ponto principal do problema acha-se nos erros associados às medidas de $\sigma_Q(E_0)$, como mostrou ultimamente Tesch⁽⁸⁶⁾ em seu estudo de seções de choque de reações fotonucleares em altas energias.

Uma maneira válida e muito usada por muitos autores^(30,35,37) para simplificar o problema e encontrar uma solução para as seções de choque absoluta de reações fotonucleares em altas energias, é considerar a aproximação quadrática $1/k$ para o espectro de bremsstrahlung. Considerando novamente a Eq. (2.12), ou seja

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

Na aproximação quadrática $1/k$ do espectro de bremsstrahlung, como podemos ver na Fig. II.1,

$$I(k, E_0) = \begin{cases} 1 & , \quad 0 \leq k \leq E_0 \\ 0 & , \quad k > E_0 \end{cases}$$

tal que, obtemos a expressão:

$$\sigma_Q(E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_k(k) \frac{dk}{k} \quad (2.18)$$

Considerando ainda que a seção de choque $\sigma_k(k)$ não varie em um intervalo de energia ΔE_0 , temos

$$\sigma_Q(E_0 + \Delta E_0) = \int_0^{E_0} \sigma_k(k) \frac{dk}{k} + \sigma_k \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} \frac{dk}{k} \quad (2.19)$$

e por subtração da Eq. (2.18), obtemos:

$$\Delta \sigma_Q = \sigma_k \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E_0} d(\ln k) \quad (2.20)$$

o que reduz ao resultado

$$\sigma_k = \frac{\Delta \sigma_Q}{\Delta \ln E_0} \quad (2.21)$$

Para valores suficientemente pequenos de ΔE_0 , temos:

$$\sigma_k = \frac{d \sigma_Q}{d \ln E_0} \quad (2.22)$$

Este resultado mostra que dentro da aproximação quadrática do espectro $1/k$, a seção de choque absoluta $\sigma_k(k)$ é a inclinação da tangente à curva σ_Q versus o logaritmo natural de E_0 , no ponto $E_0 = k$.

Em nossas experiências o que temos é um pequeno nũme

ro de medidas de $\sigma_Q(E_0)$ em um grande intervalo de energia, por isso não podemos conhecer detalhadamente a função $\sigma_Q(E_0)$. Assim, vamos admitir uma dependência linear no gráfico de σ_Q versus $\ln E_0$, no intervalo de energia entre 300 MeV e 1000 MeV, para cada reação $(\gamma, 2n)$ estudada. Isto é, na aproximação $1/k$, obtemos

$$\sigma_Q(E_0) = \sigma_k(k) \ln E_0 + \text{Constante} \quad (2.23)$$

Graficamente essa dependência linear está representada pelas retas nas Figs. II.3 a II.9. Estas retas obtidas por ajuste dos pontos experimentais pelo método dos mínimos quadrados e cujos coeficientes angulares nos fornecem, de acordo com a Eq. (2.23), os valores médios das seções de choque absolutas no intervalo de energia considerado para as reações estudadas

Na Tabela II.4, estão reunidos os resultados das seções de choque absolutas obtidas utilizando-se a aproximação $1/k$ do espectro de bremsstrahlung e os resultados de outros laboratórios. Para comparação, na última coluna dessa Tabela, estão incluídos os valores médios estimados pelo Método de Monte Carlo de seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ para os núcleos estudados entre 300 MeV e 1000 MeV.

TABELA II.4 - Seção de Choque Média Absoluta de Reações ($\gamma, 2n$) em Núcleos Complexos

Núcleo	Intervalo de Energia (MeV)	Laboratório	Referência	Seção de Choque Média Absoluta, $\bar{\sigma}_k$ (mb)	Monte Carlo (a)
^9Be	300-1000	Frascati	2	$0,021 \pm 0,002$	$0,061 \pm 0,012$
^{12}C	200- 800	Lund	36	$0,0277 \pm 0,0004$ (b)	$0,085 \pm 0,017$
^{16}O	300-1000	---	---	---	$0,123 \pm 0,024$
^{59}Co	300-1000	Frascati	Presente Trabalho	1 ± 1	$0,60 \pm 0,12$
^{103}Rh	300-1000	Frascati, Orsay	3,4	$5,1 \pm 2,4$ (c)	$1,12 \pm 0,20$
^{127}I	$\left. \begin{array}{l} 100- 800 \\ 300-1000 \end{array} \right\}$	Lund	38	$7,4$ (d)	$1,43 \pm 0,27$
^{197}Au	$\left. \begin{array}{l} 300- 900 \\ 300-1000 \end{array} \right\}$	Frascati	5	20 ± 7	$1,43 \pm 0,27$
		Lund	37	2 ± 2	$2,58 \pm 0,47$
^{209}Bi	300-1000	Frascati, Orsay	6	7 ± 5	$2,58 \pm 0,47$
		Frascati	Presente Trabalho	6 ± 1	$2,77 \pm 0,48$

(a) Cálculo de Monte Carlo para $\bar{\sigma}_k$ entre 300 MeV e 1000 MeV.

(b) Onde não explicitamente calculado pelos autores mencionados nesta Tabela, os valores de $\bar{\sigma}_k$ foram calculados das curvas experimentais de σ_Q , usando a Eq. (2.22).

(c) Valor obtido da soma de $\bar{\sigma}_k$ dos isômeros $^{101}\text{Rh}^m$ e $^{101}\text{Rh}^g$ do ^{103}Rh .

(d) Valor deduzido da curva interpolada de σ_Q como indicado na referência (38).

CAPÍTULO III

COMPARAÇÃO ENTRE SEÇÕES DE CHOQUE

EXPERIMENTAIS E CALCULADAS

III.1 - Considerações Gerais

O Método de Monte Carlo foi usado no modelo de cascata intranuclear para o cálculo de seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ nos núcleos complexos de ${}^9\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{59}\text{Co}$, ${}^{103}\text{Rh}$, ${}^{127}\text{I}$, ${}^{197}\text{Au}$ e ${}^{209}\text{Bi}$ no intervalo de energia de 200 MeV a 1000 MeV (Tabela I.5, Cap. I). Para a determinação da probabilidade dessas reações (Tabela I.4, Cap. I), levamos em consideração no processo de cascata, o modelo do quase-déuteron e o modelo fotomesônico. Após a interação inicial do fóton todas as interações secundárias — não proibidas pelo princípio de exclusão de Pauli — entre as partículas de cascata e os nucleons restantes do núcleo foram acompanhadas e, em cada interação, foi verificado se as partículas eram absorvidas ou emitidas pelo núcleo.

Na cascata intranuclear, diferentes tipos de absorção de mésons foram considerados, como por exemplo, a absorção de mésons π^+ ou π^- pelo par neutron-próton; no entanto, desprezamos a absorção de mésons π^- por agregados mais complexos de partículas dentro do núcleo, tais como partículas α . Considera

mos ainda, que a absorção de mésons π^- de baixas energias era igualmente provável para qualquer energia do nucleon, quando o méson π^- é absorvido preferencialmente por nucleons de baixas energias como referido por Metropolis et al.⁽⁵⁵⁾. Com relação à múltipla produção de mésons no intervalo de energia considerado, desprezamos a dupla produção de mésons devido à excitação nuclear produzida acarretar a emissão de um grande número de partículas do núcleo após a cascata, sendo pouco provável a emissão de apenas um ou dois nucleons, e a tríplice produção de mésons por seu limiar⁽⁶³⁾ estar acima de 1300MeV. Outros refinamentos no modelo de cascata onde os processos mesônicos são importantes poderiam ser tentados, entre esses, a inclusão de um potencial méson-núcleo, um contorno nuclear difuso, uma melhor aproximação da cinemática de produção de mésons π e mudanças nas suposições acerca dos mecanismos de absorção de mésons.

Provavelmente, melhores resultados poderiam ser obtidos se tivéssemos considerado, em nosso modelo de cascata intranuclear, em vez de um núcleo esférico de densidade nuclear de carga constante, uma distribuição de densidade nuclear de carga de Hofstadter⁽⁸⁷⁾, com o núcleo dividido em três esferas concêntricas. A densidade em cada esfera é considerada uniforme e igual ao valor médio da distribuição de densidade nuclear de carga na correspondente região do núcleo, assim como foi usado nos cálculos de Bertini⁽⁵⁷⁾ de cascatas iniciadas por prótons de altas energias e nos cálculos de Gabriel e Alsmiller⁽⁶²⁾ de cascatas iniciadas por fótons com energias inferiores a 350 MeV. Contudo, mesmo com estes refinamentos, tanto os resultados obtidos por Bertini e os de Gabriel e

Alsmiller apresentam apenas uma regular concordância com os resultados experimentais.

III.2 - Análise das Seções de Choque

Para observar o comportamento da seção de choque média absoluta, $\bar{\sigma}_k$, com o número de massa, A, para reações $(\gamma, 2n)$ em núcleos complexos entre 300 MeV e 1000 MeV, obtivemos do cálculo de Monte Carlo a relação dada pela Eq.(1.43), ou seja,

$$\bar{\sigma}_k(\gamma, 2n) = (4,2 \pm 0,1)A^{1,21 \pm 0,01} \mu b .$$

Uma relação similar foi obtida anteriormente por Martins⁽³⁵⁾ para reações (γ, n) em núcleos complexos no mesmo intervalo de energia pelo cálculo de Monte Carlo com o mesmo modelo de cascata intranuclear. Esta relação é a seguinte:

$$\bar{\sigma}_k(\gamma, n) = (84 \pm 2)A^{0,860 \pm 0,007} \mu b. \quad (3.1)$$

Na Fig. III.1 podemos observar dos cálculos de Monte Carlo que a razão entre os valores médios das seções de choque absolutas $\bar{\sigma}_k(\gamma, 2n)$ e $\bar{\sigma}_k(\gamma, n)$ entre 300 MeV e 1000 MeV cresce com o número de massa A. Observamos assim, que o rendimento de reações $(\gamma, 2n)$ em núcleos complexos aumenta em relação às reações (γ, n) no mesmo intervalo de energia considerado com o acréscimo do número de massa A.

Na Tabela II.4 do final do Capítulo II estão reunidos todos os resultados experimentais existentes dos valores médios

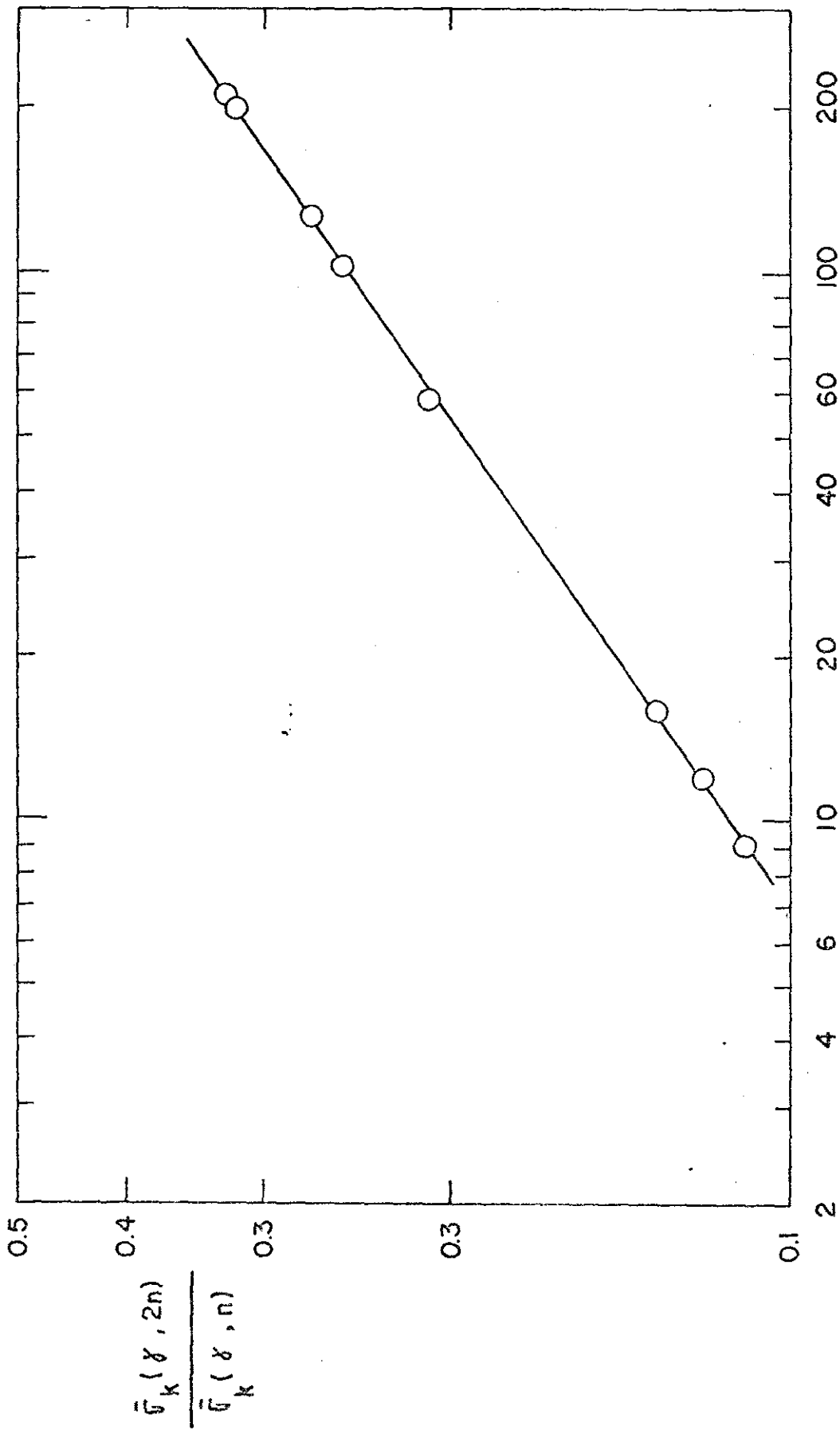


FIG. III. 1

dios de seções de choque absolutas de reações $(\gamma, 2n)$ obtidas com o uso da aproximação $1/k$ do espectro de bremsstrahlung. Incluímos os intervalos de energia considerados, os laboratórios onde foram efetuadas as medidas e as respectivas referências. Para comparação incluímos também nesta Tabela, os valores médios obtidos dos cálculos de Monte Carlo de seções de choque absolutas $(\gamma, 2n)$ entre 300 MeV e 1000 MeV para os núcleos complexos investigados. Os cálculos apresentam uma boa concordância com os resultados experimentais se levarmos em conta o enorme intervalo de energia considerado e os erros experimentais, que em geral são grandes em medidas com feixes de bremsstrahlung de altas energias.

Na determinação experimental da seção de choque média absoluta, $\bar{\sigma}_k$, da reação $(\gamma, 2n)$ no ^{103}Rh no intervalo de energia mencionado na Tabela II.4, levamos em consideração o fato que o nuclídeo ^{101}Rh tem dois isômeros cujos spins são $9/2$ e $1/2$ respectivamente para o $^{101}\text{Rh}^m$ e $^{101}\text{Rh}^g$. A seção de choque média absoluta foi obtida da soma de $\bar{\sigma}_k$ das reações $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{101}\text{Rh}^m$ e $^{103}\text{Rh}(\gamma, 2n)^{101}\text{Rh}^g$ no intervalo de energia considerado. Na Tabela III.1 estão expressas as produções destas reações como seções de choque por quantum equivalente para diversas energias máximas de bremsstrahlung. Incluímos ainda nesta Tabela, a razão isomérica de produção, isto é, a razão entre a produção do isômero de maior spin ($^{101}\text{Rh}^m$) e a produção total de ^{101}Rh . Como podemos observar a produção do estado isomérico de alto spin ($9/2$) é aproximadamente constante (65%) no intervalo de energia considerado. A energia de excitação do núcleo está correlacionada com o spin. Em geral, grande energia de excitação corresponde a estado de alto spin.

TABELA III.1 - Rendimentos e Razão Isomérica de Fotoprodução de $^{101}\text{Rh}^m$ e $^{101}\text{Rh}^g$ a Partir do ^{103}Rh .

Energia de Bremsstrahlung (MeV)	Seção de Choque por Quantum Equivalente σ_Q (mb)		Razão Isomérica de Produção
	$^{103}\text{Rh}(\gamma,2n)^{101}\text{Rh}^m$	$^{103}\text{Rh}(\gamma,2n)^{101}\text{Rh}^g$	
400	$17,1 \pm 1,7$	$7,7 \pm 0,8$	$0,69 \pm 0,14$
500	$16,5 \pm 1,6$	$8,0 \pm 0,4$	$0,67 \pm 0,12$
600	$17,3 \pm 1,7$	$9,0 \pm 0,5$	$0,66 \pm 0,11$
700	$18,4 \pm 1,8$	$9,8 \pm 0,6$	$0,65 \pm 0,12$
800	$18,3 \pm 1,8$	$10,0 \pm 0,6$	$0,65 \pm 0,12$
900	$18,5 \pm 1,8$	$10,8 \pm 0,6$	$0,63 \pm 0,11$

Entretanto, em altas energias, devido o núcleo adquirir grande energia de excitação, e levando-se em conta o fato de que são extremamente pequenas as distâncias entre os níveis de energias dos estados isoméricos, as propriedades individuais destes estados deixam de ter significado.

Na Fig. III.2 observamos o comportamento da seção de choque média absoluta, $\bar{\sigma}_k$, de reações $(\gamma,2n)$ nos núcleos complexos investigados entre 300 MeV e 1000 MeV, obtidas dos cálculos de Monte Carlo, em função do número de massa. A linha reta é o ajustamento dos pontos obtidos do cálculo de Monte Carlo (círculos) pelo método dos mínimos quadrados. Para comparação, incluímos todas as medidas experimentais existentes de seções de choque de reações $(\gamma,2n)$ no intervalo de energia considerado. Os pontos representados por círculos cheios são as medidas efetuadas no Laboratório de Frascati e os quadrados cheios as medidas do Laboratório de Lund. As barras indicam incertezas no cálculo.

TABELA III.1 - Rendimentos e Razão Isomérica de Fotoprodução de $^{101}\text{Rh}^m$ e $^{101}\text{Rh}^g$ a Partir do ^{103}Rh .

Energia de Bremsstrahlung (MeV)	Seção de Choque por Quantum Equivalente σ_Q (mb)		Razão Isomérica de Produção
	$^{103}\text{Rh}(\gamma,2n)^{101}\text{Rh}^m$	$^{103}\text{Rh}(\gamma,2n)^{101}\text{Rh}^g$	
400	$17,1 \pm 1,7$	$7,7 \pm 0,8$	$0,69 \pm 0,14$
500	$16,5 \pm 1,6$	$8,0 \pm 0,4$	$0,67 \pm 0,12$
600	$17,3 \pm 1,7$	$9,0 \pm 0,5$	$0,66 \pm 0,11$
700	$18,4 \pm 1,8$	$9,8 \pm 0,6$	$0,65 \pm 0,12$
800	$18,3 \pm 1,8$	$10,0 \pm 0,6$	$0,65 \pm 0,12$
900	$18,5 \pm 1,8$	$10,8 \pm 0,6$	$0,63 \pm 0,11$

Entretanto, em altas energias, devido o núcleo adquirir grande energia de excitação, e levando-se em conta o fato de que são extremamente pequenas as distâncias entre os níveis de energias dos estados isoméricos, as propriedades individuais destes estados deixam de ter significado.

Na Fig. III.2 observamos o comportamento da seção de choque média absoluta, $\bar{\sigma}_k$, de reações $(\gamma,2n)$ nos núcleos complexos investigados entre 300 MeV e 1000 MeV, obtidas dos cálculos de Monte Carlo, em função do número de massa. A linha reta é o ajustamento dos pontos obtidos do cálculo de Monte Carlo (círculos) pelo método dos mínimos quadrados. Para comparação, incluímos todas as medidas experimentais existentes de seções de choque de reações $(\gamma,2n)$ no intervalo de energia considerado. Os pontos representados por círculos cheios são as medidas efetuadas no Laboratório de Frascati e os quadrados cheios as medidas do Laboratório de Lund. As barras indicam incertezas no cálculo.

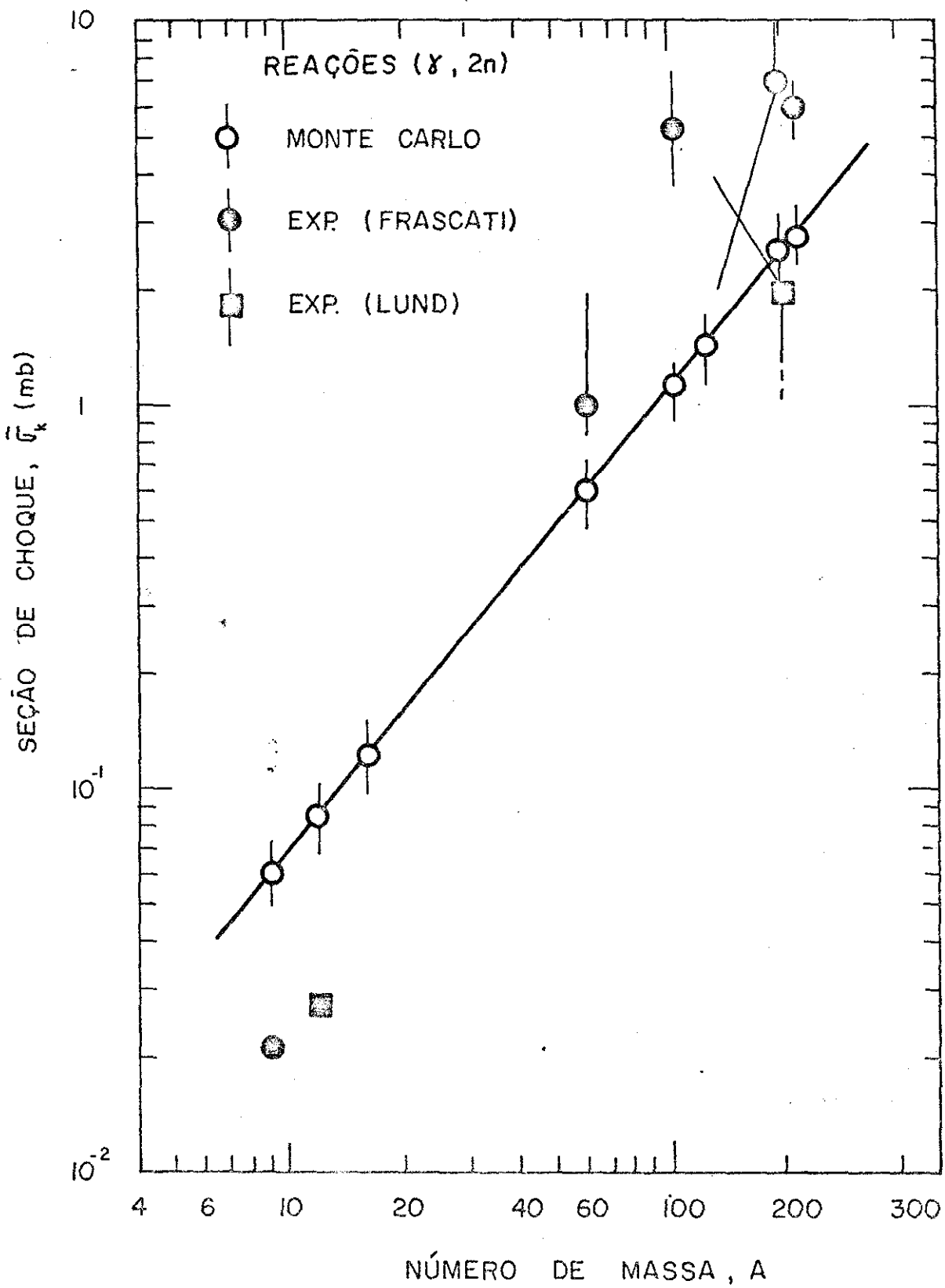


FIG. III. 2

III.3 - Conclusões

No desenvolvimento deste trabalho usamos o Método de Monte Carlo no modelo de cascata intranuclear para o cálculo de seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ em núcleos complexos na região de energias intermediárias (200 MeV - 1000 MeV). Consideramos como interações primárias do fóton incidente, as realizadas segundo os mecanismos de absorção de quase-déuteron e fotomesônico. Os resultados de nossos cálculos de seções de choque foram confrontados com os determinados experimentalmente em diferentes laboratórios para comparação. Apesar de incertezas no cálculo bem como erros decorrentes dos métodos de obtenção dos dados experimentais, nossos resultados são suficientes para concluirmos que:

- 1) - As reações fotonucleares do tipo $(\gamma, 2n)$ decorrem da desexcitação nuclear que se segue à absorção de fótons pelos núcleos complexos. Para fótons de energias intermediárias, estas reações contribuem significativamente para a seção de choque total inelástica.
- 2) - O modelo de cascata intranuclear é capaz de explicar o mecanismo das reações $(\gamma, 2n)$ em núcleos complexos para fótons com energias superiores a 200 MeV.
- 3) - A contribuição fotomesônica às seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ é fundamentalmente importante e se estende a todas as energias dos fótons entre 200 MeV e 1000 MeV.
- 4) - A contribuição do mecanismo de absorção de fótons pelo quase-déuteron às seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ é significativa na região de energia entre 200 MeV e 450 MeV.

- 5) - Há um acordo satisfatório entre as seções de choque médias $(\gamma, 2n)$ experimentais e as calculadas pelo Método de Monte Carlo.
- 6) - O valor da seção de choque $(\gamma, 2n)$ cresce com o número de massa.
- 7) - A probabilidade de reações $(\gamma, 2n)$ em núcleos leves cresce com a energia do fóton incidente entre 200 MeV e 1000 MeV. Em núcleos intermediários e pesados passa por um máximo em torno de 600 MeV.
- 8) - A probabilidade de reações $(\gamma, 2n)$ cresce com o número de massa para uma mesma energia do fóton incidente no intervalo entre 300 MeV e 1000 MeV.

Finalizando este trabalho, queremos observar que devido ao pequeno número de medidas existentes na literatura em reações $(\gamma, 2n)$ em energias intermediárias, não foi possível um tratamento estatístico dos dados experimentais. Outras medidas experimentais de seções de choque de reações $(\gamma, 2n)$ em núcleos complexos devem ser efetuadas para que possibilitem um estudo sistemático dessas reações, e assim um modelo teórico possa ser estabelecido, capaz de explicar os fenômenos decorrentes da absorção de fótons pelos núcleos em energias intermediárias. Por outro lado, refinamentos no cálculo de Monte Carlo de cascatas intranucleares iniciadas por fótons podem ser introduzidos, tais como: a inclusão de um potencial méson-núcleo, uma distribuição de densidade nuclear de carga, a inclusão da fotoprodução múltipla de mésons acima de 450 MeV, um contorno nuclear difuso e outros.

* * *

REFERÊNCIAS

- 1) - B.L. Berman and S.C. Fultz, Rev. Mod. Phys., Vol. 47, July 1975.
- 2) - V. di Napoli, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho and J. B. Martins, Gazz. Chim. Ital., 104, 463 (1974).
- 3) - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho, J.B. Martins, Lett. Nuovo Cimento, 1, 308 (1969).
- 4) - C. Aurisicchio, V. di Napoli, F. Salvetti and M.L. Terranova, Gazz. Chim. Ital., 102, 378 (1972).
- 5) - V. di Napoli, F. Dobicci, F. Salvetti and H.G. de Carvalho, Il Nuovo Cimento, 48, 1 (1967).
- 6) - V. di Napoli, A.M. Lacerenza, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, Lett. Nuovo Cimento, 1, 65 (1971).
- 7) - J. Chadwick and M. Goldhaber, Nature, 134, 237 (1934).
- 8) - G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, Phys. Rev. 71, 3 (1947).
- 9) - G.C. Baldwin and G.S. Klaiber, Phys. Rev. 73, 1156 (1948).
- 10) - M. Goldhaber and E. Teller, Phys. Rev. 74, 1046 (1948).
- 11) - J.H.D. Jensen and H. Steinwedel, Z. Naturforsch., 5a, 413 (1950).
- 12) - D.H. Wilkinson, Physica, 22, 1039 (1956).
- 13) - D.M. Brink, Nucl. Phys. 4, 215 (1957).
- 14) - K. Okamoto, Prog. Theoret. Phys. (Kyoto) 15, 75 (1956).
- 15) - M. Danos, Nucl. Phys. 5, 23 (1958).
- 16) - B. Bülow and B. Forkman, Nuclear Physics Report LUNP-7208 (1972).
- 17) - B.L. Berman, University of California - Livermore, Lawrence Livermore Laboratory-Report n. UCRL 74622 (1973).

- 18) - J.S. Levinger, Phys. Rev. 84, 43 (1951).
- 19) - V.Z. Peterson and C.E. Roos, Phys. Rev. 105, 1620 (1957).
- 20) - C.E. Roos and V.Z. Peterson, Phys. Rev. 124, 1610 (1961).
- 21) - Brueckner, Serber and Watson, Phys. Rev. 84, 258 (1951).
- 22) - K.M. Watson, Phys. Rev. 88, 1163 (1952).
- 23) - N.C. Francis and K.M. Watson, Phys. Rev. 89, 328 (1953).
- 24) - I. Reff, Phys. Rev. 91, 150 (1953).
- 25) - Allaby, Linch and Ritson, Phys. Rev. 142, 887 (1966).
- 26) - Barber, George and Reagan, Phys. Rev. 98, 73 (1955).
- 27) - A. Masaike, Journ. Phys. Soc. Japan 19, 427 (1964).
- 28) - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho, J.B. Martins and O.A.P. Tavares, Gazz. Chim. Ital., 105, 317 (1975).
- 29) - H.G. de Carvalho, V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti and K. Tesch, Nucl. Phys. A126, 505 (1969).
- 30) - O.A.P. Tavares, "Seções de Choque de Fotofissão do Urânio, Tório e Bismuto em Altas Energias", Tese de Mestrado, CBPF (1973).
- 31) - R.A.M.S. Nazareth, "Seções de Choque de Fissão do Urânio, Tório e Bismuto Induzida por Prótons de 12,3 GeV", Tese de Mestrado, CBPF (1971).
- 32) - H.G. de Carvalho, A.G. da Silva, Supl. ao Nuovo Cimento, (Série X) 19, 24 (1961).
- 33) - H.G. de Carvalho and M. Muchnik, Nucl. Instr. Meth. 15, 101 (1962).
- 34) - H.G. de Carvalho, A. Celano, G. Cortini, R. Rinzivillo and G. Ghigo, Nuovo Cimento (Série X) 19, 187 (1961).
- 35) - J.B. Martins, "Reações (γ, n) em Núcleos no Intervalo $12 < A < 238$, na Região de Energias Intermediárias (300 MeV a 1000 MeV)", Tese de Doutorado, CBPF (1974).
- 36) - B. Johnsson, K. Lindgren and M. Nilsson, University of Lund, Annual Report 1975, Sect. A6, p. 5.06 (1975), unpublished.

- 37) - K. Lindgren and G.G. Jonsson, Nucl. Phys. A166, 643(1971).
- 38) - G.G. Jonsson and B. Forkman, Nucl.Phys. A107,52 (1968).
- 39) - N. Bohr, Nature, 137, 344 (1936).
- 40) - V. Weisskopf, Phys. Rev. 52, 295 (1937).
- 41) - R. Serber, Phys. Rev. 72, 1114 (1947).
- 42) - N.A. Perfilov, O.V. Lozhkin and V.P. Shamov, Soviet Phys. Usp. 3, 1 (1960).
- 43) - V.S. Ostroumov and I.P. Iakovler, Soviet Phys. JETP 8 , 949 (1959).
- 44) - O. Skjeggstad and S.O. Sørensen, Phys. Rev. 113,1115(1959).
- 45) - G. Friedlander, Z. Fraenkel and I. Dostrovsky, Phys. Rev. 116, 638 (1959).
- 46) - J. Hudis and J.M. Miller, Phys. Rev. 112, 1322 (1958).
- 47) - E.W. Baker and S. Katcoff, Phys. Rev. 123, 641 (1961).
- 48) - S.G. Goldsack, W.O. Lock and B.A. Munir, Phyl. Mag. 2,149 (1957).
- 49) - V.P. Crespo, J.M. Alexander and E.K. Hyde, Phys. Rev. 131, 1765 (1963).
- 50) - R. Wolfgang, E.W. Baker, A.A. Caretto, J.B. Cuming, G. Friedlander and J. Hudis, Phys. Rev. 103, 394 (1956).
- 51) - V. di Napoli, F. Salvetti, M.L. Terranova, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, Phys. Rev. C8, 206 (1973).
- 52) - M.L. Goldberger, Phys. Rev. 74, 1269 (1948).
- 53) - G. Bernardini, E.T. Booth and S. J. Lindenbaun, Phys. Rev., 85, 826 (1952).
- 54) - Gösta Rudstam, Spallation of Medium Weight Elements -Werner Institute for Nuclear Chemistry (1956).
- 55) - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, A. Turkevich and G. Friedlander, Phys. Rev. 110, 185 (1958).
- 56) - N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm, J.M. Miller, G. Friedlander and A. Turkevich, Phys. Rev. 110, 204 (1958).
- 57) - H.W. Bertini, Phys. Rev. 131, 1801 (1963).

- 58) - H.W. Bertini, Phys. Rev. 188, 1712 (1969).
- 59) - E.D. Caswell, C.J. Everest - "A Practical Manual on the Monte Carlo Method for Random Problems", Pergamon Press, New York, (1959).
- 60) - Yu A. Shreider - "Method of Statistical Testing - Monte Carlo Method", Elsevier Publishing Co., Amsterdam (1964).
- 61) - B. Alder - "Methods in Computational Physics", Academic Press, New York, (1963).
- 62) - T.A. Gabriel e R.G. Alsmiller, Phys. Rev. 182, 1035 (1969).
- 63) - V.S. Barashenkov, F.G. Gereghi, A.S. Iljinov, G.G. Jonsson, and V.D. Toneev, Nucl. Phys. A231, 462 (1974).
- 64) - T. Ericson, Adv. Phys. 9, 425 (1960).
- 65) - Roland Stein, Contribution à L'Étude Expérimentale de L'Emission de Fragments dans les Noyaux de Brome et D'Argent des Emulsions Ionographiques par des Protons de 25 GeV, These présentée à la Faculté des Sciences de L'Université de Strasbourg - 1965.
- 66) - G. Andersson, B. Forkman and B. Friberg, Nucl. Phys., A171, 529 (1971).
- 67) - B. Friberg, G. Andersson and B. Forkman, Nucl. Phys., A171, 551 (1971).
- 68) - P.S. Baranov et al., Yad. Fiz. 3, 1083 (1965).
- 69) - L.R.B. Elton, "Introductory Nuclear Theory", Pitman, London (1965).
- 70) - J.T. Beale, S.D. Ecklund and R.L. Walker - Pion Photoproduction Data Below 1.5 GeV - Calt 68-108 (1968).
- 71) - P. Spillantini and V. Valente, A Collection of Pion Photo production Data I - From the Threshold to 1.5 GeV - CERN-HERA-70.1 (1970).
- 72) - J.S. Levinger, Phys. Rev. 97, 970 (1955).
- 73) - K.G. Dedrick, Kinematics of High-Energy Particles - Revs. Modern Phys. 34, 429 (1962).
- 74) - J.D. Jackson - Classical Electrodynamics - John Wiley & Sons, London (1962).

- 75) - H.W. Koch and J.W. Motz, Rev. Mod. Phys. 31, 920 (1959).
- 76) - K. Siegbahn, "Alpha Beta and Gamma Ray Spectroscopy" ,
Vol. 1, North-Holland (1965).
- 77) - R.R. Wilson, Nucl. Instr. Meth., 1, 101 (1957).
- 78) - L.I. Schiff, Phys. Rev. 83, 252 (1951).
- 79) - T.M. Knasel, Report DESY 69/8 (1959).
- 80) - G. Lutz and H.D. Schulz, Report DESY 67/69 (1967).
- 81) - V. di Napoli, D. Margadonna, F. Salvetti, H.G. de Carvalho and J.B. Martins, Nucl. Instr. Meth., 93, 77 (1971).
- 82) - C.C. Grossjean, W. Bossaert, "Table of Absolute Detection Efficiencies of Cylindrical Scintillation γ -Ray Detectors", Computing Laboratory of the University of Ghent, Ghent , 1965.
- 83) - A.S. Penfold and J.E. Leiss, Phys. Rev. 114, 1332 (1959).
- 84) - B.C. Cook, Nucl. Instr. Meth. 24, 256 (1963).
- 85) - K.N. Geller and E.G. Muirhead, Nucl. Instr. Meth. 26, 274 (1964).
- 86) - K. Tesch, Nucl. Instr. Meth. 95, 245 (1971).
- 87) - R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28, 214 (1956).

Tese apresentada ao Centro Brasileiro de Pesquisas Físicas
do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecno-
lógico, fazendo parte da Banca Examinadora os seguintes pro-
fessores:

Yacov Simons

(Presidente)

Anna Maria Freire Endler

Severino Cabral
