Universidade de São Paulo

Instituto de Física

Estudo de Reações Fotonucleares Através da Eletrofissão: Energia de Excitação e Interação Píon-Núcleo.

**Tese apresentada ao Instituto de
Física da Universidade de São Paulo
para a obtenção do título de Doutor
em Ciências.**

Comissão Examinadora

Profa. Dra. Alinka Lépine (IFUSP)

Prof. Dr. Carlos Ourívio Escobar (IFUSP)

Prof. Dr. Luís Paulo Geraldo (IPEN)

Prof. Dr. Sérgio Duarte (CBPF)

Orientador: Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto

Sebastião Simionatto

Dezembro de 1996

Agradecimentos

Agradeço ao meu orientador o Prof. Dr. João Dias de Toledo Arruda Neto pela constante atenção, incentivo e perseverança para com a minha pessoa ao longo dos muitos anos despendidos na realização deste trabalho.

Também agradeço ao Prof. Dr. Iberê L. Caldas, aos membros da comissão de Pós-Graduação do IFUSP e em especial à Profa. Dra. Alinka Lépine pela oportunidade a mim concedida no programa de pós-graduação do IF.

Aos coordenadores e corpo técnico do Linac do IF e do Linac de Sendai meus sinceros agradecimentos.

Aos inúmeros colegas que dividiram alegrias e preocupações nestes anos difíceis, eu não só agradeço como também desejo plena realização de todos seus sonhos e ao senhor Mário Eduardo Viaro pela correção gramatical desta tese.

XXV

**Meu coração diz: “Quero saber! Tenho um desejo ardente de ciência! Instrue-me Kháyýam, tu que tanto estudaste!”
Pronunciei a primeira letra do alfabeto e o meu coração retrucou:”Agora sei. Um é a primeira cifra do número que não acaba nunca...”**

XLVIII

O bem e o mal disputam a primazia neste mundo. O céu não é responsável pela felicidade ou pela desventura que o destino nos reserva. Não agradeças, pois, ao Céu, não o acuses também. Ele é indiferente aos teus pezares...

XLIX

Se enxertares no teu coração a rosa do amor, tua vida não foi inútil, quer tenhas buscado ouvir a voz de Deus, quer tenhas sorridente empunhado a taça do prazer...

“Rubáiyát de Omar Kháyýam”

Dedicado aos meus pais.
Maria Luiza B. Simionatto e
Braulino Simionatto
(in memoriam)

Resumo

Foram medidas as seções de choque de eletrofissão para os elementos Ta, Au e ^{182}W de 35 MeV a 250 MeV e, através do formalismo dos fótons virtuais, as correspondentes seções de choque de fotofissão foram obtidas por desconvolução.

Um método original para extração da energia média de excitação do núcleo composto é apresentado utilizando-se, como dados de entrada, apenas a seção de choque experimental de fotofissão e a probabilidade de fissão calculada.

Da energia de excitação foi possível obter-se informações sobre o caminho livre médio do pión, a seção de choque pión-núcleon e o termo complexo do potencial óptico do méson π no Au, Ta e ^{182}W .

Abstract

The electrofission cross sections of Au, Ta and ^{182}W were measured in the energy range 35 - 250 MeV, and the corresponding photofission cross sections were deconvoluted by means of the virtual photon formalism.

An original data analysis method was developed which allowed obtaining the excitation energy, using the experimental photofission cross sections and the calculated fission probabilities as inputs.

From the excitation energy, plus an approach for the pion-nucleon interaction, the photopion mean free path in Au, Ta and ^{182}W was deduced, along with the main characteristics of the pion-nucleon optical potential.

Índice Geral

pg.:

Agradecimentos.....2

Resumo.....5

Abstract.....6

Índice Geral.....7

I. Introdução.....13

II. Objetivos.....21

<i>III. Teoria Relevante.....</i>	<i>22</i>
<i>1)Introdução.....</i>	<i>22</i>
<i>2)Fotoprodução de píons.....</i>	<i>24</i>
<i>3)Reabsorção de mésons.....</i>	<i>25</i>
<i>3:1)Reabsorção mediada por um núcleon.....</i>	<i>25</i>
<i>3:2)Reabsorção de mésons via dois núcleons.....</i>	<i>26</i>
<i>3:3)Reabsorção de mésons via três ou mais núcleons.....</i>	<i>27</i>
<i>3:4)Propagação de píons na matéria nuclear.....</i>	<i>28</i>
<i>4)Características da fotoabsorção.....</i>	<i>30</i>
<i>4:1)Modelo de fotoabsorção para o quase-dêuteron.....</i>	<i>30</i>
<i>4:2)Modelos para a fotoabsorção com intervenção de fotopíons.....</i>	<i>32</i>
<i>4:3)Resumo.....</i>	<i>34</i>
<i>5)Fenômenos de pré-equilíbrio.....</i>	<i>35</i>
<i>5:1)Introdução histórica.....</i>	<i>35</i>
<i>5:2)Cascata intranuclear.....</i>	<i>36</i>
<i>6)Fase do núcleo composto.....</i>	<i>40</i>
<i>6:1)A Modelagem do núcleo composto.....</i>	<i>40</i>
<i>6:2)Decaimento do núcleo composto.....</i>	<i>41</i>
<i>6:3)Decaimento do núcleo composto pelo canal de Fissão.....</i>	<i>43</i>

7)Cálculo da energia de excitação: proposta de um método original.....	46
8)Um modelo simples para $E^*(\omega)$	49
 IV. Parte experimental.....	52
1)Laboratórios envolvidos na pesquisa.....	52
2)O aparato de Sendai.....	52
2:1)Características técnicas.....	52
2:2)O Arranjo experimental.....	53
2:2:A) Sistema de monitoração de carga.....	53
2:2:B) O toróide com núcleo de ferrite.....	53
2:2:C)Sobre o uso da Faraday Cup.....	54
2:2:D) Sobre o uso do SEM.....	54
2:3) Câmara de espalhamento.....	55
2:3:A)Descrição da câmara de espalhamento.....	55
2:3:B) Detetores de fissão.....	55
2:3:C) Suporte dos detetores de fissão.....	56
3)O aparato de São Paulo.....	57
3:1)Características técnicas.....	57

3:2)Câmara de reação, sistema de detecção e monitoração de carga.....	58
3:2:A)Câmara de reação.....	58
3:2:B)Monitoração da carga.....	59
4)Os alvos.....	59
5)Procedimento experimental.....	60
5:1)Irradiações em São Paulo.....	60
5:2)Irradiações em Sendai.....	61
6)Rotina para a realização dos experimentos.....	61
V. Redução dos dados e apresentação dos resultados.....	63
1)Irradiações no Linac de Sendai.....	63
1:1)O cálculo de $\sigma_{e,f}$	63
1:2)Erros instrumentais.....	66
1:2:A)Erro na medida da área das janelas.....	66
1:2:B)Erro na medida da carga elétrica.....	66
1:2:C)Erro na medida da espessura do alvo.....	66
1:2:D)Erro na contagem dos traços de fissão.....	66

1:3)Erro estatístico.....	66
1:4)Erros sistemáticos.....	67
1:4:A)Vazamento de corrente.....	67
1:5)Medida da espessura do alvo (χ).....	67
2) Irradiações no Linac do IFUSP.....	67
2:1)O cálculo de $\sigma_{e,f}$	67
2:2)Erros instrumentais.....	68
2:2:A)Erro na medida da carga elétrica.....	68
2:2:B)Erro na medida da espessura do alvo.....	68
2:3)Erro Estatístico.....	68
2:4)Erros sistemáticos.....	68
2:4:A)Erro na contagem dos traços de fissão.....	68
2:4:b)Estimativa da quantidade de actínídeos-traço.....	69
3)Obtenção de σ_f a partir de $\sigma_{e,f}$	69
4)Apresentação dos resultados.....	74
VI. Análise e Interpretação dos resultados.....	88

<i>1)Introdução.....</i>	<i>88</i>
<i>2)Obtenção de $E^*(\omega)$.....</i>	<i>89</i>
<i>3)Análise do primeiro patamar em $E^*(\omega)$.....</i>	<i>92</i>
<i>4)Definição de uma solução tipo Ansatz.....</i>	<i>101</i>
<i>5)Análise do segundo patamar em $E^*(\omega)$.....</i>	<i>107</i>
 <i>VII. Conclusões e perspectivas.....</i>	 <i>110</i>
 <i>VIII. Contribuições concretas deste trabalho.....</i>	 <i>111</i>
 <i>Referências bibliográficas.....</i>	 <i>112</i>
 <i>Apêndice A.....</i>	 <i>118</i>
<i>Apêndice B.....</i>	<i>121</i>

I. Introdução.

Um dos métodos de investigação mais convenientes em Física Nuclear é o emprego da interação eletromagnética. Comparativamente a outros projéteis (prótons, nêutrons, alfas, etc.), em que a interação com o núcleo não é bem conhecida, a interação eletromagnética é completamente descrita pelas equações de Maxwell e, dependendo da energia do fóton, podemos observar emissão de nêutrons, prótons, fissão, produção de mésons- π e estados excitados do núcleon (ressonâncias Δ , D, F etc.) [Ja91-a][Wa95].

O comportamento geral da fotoabsorção nuclear mostra que, acima das excitações de estados ligados (~ 5 MeV) e até 20 MeV, há um pico pronunciado e largo (centrado em ~ 15 MeV com ~ 10 MeV de

largura) denominado **Ressonância Gigante** (fig:1-I). Esse fenômeno é resultante da excitação coletiva de núcleons no núcleo. A partir de ~ 20 MeV e até o limiar de fotoprodução de píons, a seção de choque de fotoabsorção nuclear tem um valor baixo e quase constante. Das questões que podemos elucidar com o estudo das reações fotonucleares, salientamos a interação fóton-núcleo, responsável pela seção de choque

de fotoabsorção observada em energias abaixo e acima do limiar de produção de mésons π (~ 140 MeV) [Er88].

Fótons com energia acima de ~ 140 MeV produzem píons no interior do núcleo pelos processos:

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n ; \quad \gamma + n \rightarrow \pi^- + p ; \quad \gamma + n \rightarrow \pi^0 + n ;$$

Do limiar de fotoprodução de píons até ~ 300 MeV observamos, novamente, um pico ressonante e largo na seção de choque de fotoabsorção, resultante da excitação do primeiro estado excitado do núcleon (a ressonância $\Delta(1232)$). Enquanto, abaixo do limiar de fotoprodução de mésons, as correlações de curto alcance núcleon-núcleon e os processos de excitação coletiva desempenham um papel importante, acima do limiar de fotopíons, o acoplamento fóton-núcleon é inicialmente dominado pela componente de dipolo elétrico, conduzindo à produção de píons com multipolaridade **s**. Gradativamente a componente de dipolo magnético vai dominando, com multipolaridade **p** característica da transição do primeiro estado excitado do núcleon (Ressonância $\Delta(1232)$ – fig.:1-I).

Multipolaridades adicionais, como a multipolaridade **d**, constituem contribuições pequenas na fotoprodução de mésons π em núcleons [Er88]. Se usarmos diretamente píons como ponta de prova, podemos estudar apenas a formação de ressonâncias delta na superfície nuclear. Somente fótons e elétrons (via fótons virtuais) permitem o estudo da formação e decaimento da ressonância $\Delta(1232)$ no interior do núcleo, pois a matéria nuclear é muito transparente a fótons. A propagação de píons e deltas na matéria nuclear desempenha papel

importante na distribuição da energia da fotoexcitação acima de 140 MeV. No caso dos mésons π , os processos mais importantes após a sua produção em núcleos são a emissão e/ou a reabsorção.

As primeiras evidências da reabsorção de mésons π surgiram no estudo de reações fotonucleares com a técnica de emulsão fotográfica na década de 50 [Be53]. A observação de traços de partículas (*stars*, como eram chamadas) dotadas de grande momento e emitidas em direções opostas forneceu as primeiras evidências de que o mecanismo de reabsorção de mésons π é mediado por um par de "núcleons correlacionados" [Wi56].

A reabsorção é suprimida se apenas um núcleon livre mediar o processo, pois a conservação de energia e a do momento transferido são violadas. Este argumento não é sustentado para núcleons no núcleo por causa dos graus de liberdade adicionais devido à presença de outros núcleons.

A ocorrência desse tipo de absorção de píons no núcleo é viável quando a absorção do pión ocorrer em um núcleon com a concorrência de outros núcleons do núcleo, que garantem a conservação de energia-momento. Entretanto, a probabilidade desse evento ocorrer é rara. Se a reabsorção de píons for mediada pela quebra de um par de núcleons correlacionados, nos mesmos moldes da quebra de um par quase-dêuteron, este processo será cinematicamente mais favorável, sendo o momento transferido da ordem de ~ 360 MeV/c. Processos envolvendo mais núcleons no mecanismo de reabsorção de mésons são possíveis. Em geral, para o caso de três núcleons, observamos que um núcleon participa como espectador enquanto os outros dois majoritariamente

mediam o processo [Er88]. Atualmente, casos em que três núcleons participam completamente da cinemática do processo de reabsorção de píons também estão sendo considerados [In93][Ha96].

A importância do papel da criação e reabsorção de píons no núcleo em energias intermediárias e, em especial, para o canal de fissão foi percebida pela primeira vez em 1957 em seções de choque de fotofissão para o urânio, tório, bismuto e ouro, por meio de feixes de ***Bremsstrahlung*** para energias entre 150 MeV e 500 MeV. Pouco tempo após, Wakuta *et al.* [Wa69][Wa71] analisaram a fotofissão do urânio e tório de 200 MeV a ~1000 MeV e identificaram um pico ressonante ao redor de 330 MeV e 350 MeV, para o urânio e tório respectivamente. Sendo a ocorrência desses picos na mesma região de energia da ressonância nucleônica $\Delta(1232)$, confirmava-se a sugestão sobre a relevância da mediação piônica no processo de fotofissão. No núcleo, em primeira aproximação, o pión fotoproduzido também está relacionado aos mecanismos básicos para o pión livre [Se47]. No presente contexto, vamos considerar a onda **s** e a onda **p** diretamente relacionadas com as componentes de dipolo elétrica e magnética na fotoprodução do méson π . A componente dipolar magnética progressivamente domina a componente elétrica à medida que a energia do fóton cresce do limiar de fotoprodução de píons para o máximo da ressonância $\Delta(1232)$. Devido ao fato de a energia máxima estudada neste trabalho ter sido 250MeV, não foi preciso considerar processos ocorrendo acima da ressonância $\Delta(1232)$. A propagação da ressonância

$\Delta(1232)$ no núcleo é relevante, mas, uma vez que a meia-vida é muito curta, é seu decaimento que determina as etapas seguintes no processo de fotoabsorção. O decaimento da $\Delta(1232)$ também segue a via de produção de mésons π , o que implica a reabsorção ou a emissão de píons. No processo de reabsorção de píons positivos, ocorre a dominância da componente **p** da sua função de onda, devido ao fenômeno do reespalhamento do méson no par N-N (ver fig.:2-I-a).

Se, durante o processo de reabsorção de um π^+ tivermos um estado intermediário $\Delta(1232)$, não

será possível a investigação de correlações de curto alcance devido à meia-vida desse estado ressonante (fig.:2-I-b). Para o caso de

π^- , a criação de estados ressonantes é inibida pelo fato de a paridade desse sistema ser negativa e, desta forma, a reabsorção de π^- é sensível aos efeitos de curto alcance [Ha96].

Em baixas energias, a fotoprodução de mésons neutros não ocorre diretamente num único núcleon. Primeiro, há a fotoprodução de um méson carregado num núcleon e, em seguida, pelo processo de espalhamento e troca de carga, ocorre a produção do méson neutro num outro núcleon (fig.:3-I). Assim, a fotoprodução de π^0 com amplitude

E_{0+} é uma ordem de grandeza menor se comparada aos mésons carregados. Mais acima do limiar, a fotoprodução de mésons neutros [Er88] é dominada pela ressonância $\Delta(1232)$.

A partir da transferência da energia dos píons reabsorvidos para os núcleons correlacionados, inicia-se no núcleo um processo de "cascata intranuclear" destes núcleons, devido a colisões inelásticas destes núcleons com os outros núcleons. Na sua fase inicial, a cascata intranuclear é acompanhada da emissão de partículas, também chamada emissão de pré-equilíbrio (fig.:4-I). A energia original do fóton é perdida no processo de emissão de partículas de pré-equilíbrio [Ga92], sendo esse valor de poucas dezenas de MeV [Me58a][Me58b].

Após a completa dispersão da energia restante do fóton para os núcleons, passa-se ao *estágio de equilíbrio termodinâmico* ou *formação do núcleo composto*.

Esta fase do decaimento tem um tempo característico $t_{eq.} \geq (5-10)10^{-19}s$. O núcleo composto decai nos vários canais possíveis, de acordo com a sua energia de excitação, *i.e.* emissão de núcleons, (principalmente nêutrons e prótons), fissão e, finalmente, cascata eletromagnética. A emissão de partículas é dominada pela emissão de nêutrons. Prótons também são emitidos, mas com menor seção de choque, devido à barreira Coulombiana. As cascatas

Na fig.:4-I vemos, num espectro de prótons, a importância das componentes devido a fase de evaporação do NC e a fase de pré-equilíbrio.[Er88].

eletromagnéticas, características dos estágios mais tardios da desexcitação nuclear, não serão consideradas, devido ao seu baixo conteúdo energético. Na figura 4-I, observamos que prótons com energia > 20 MeV não são relevantes para a componente de evaporação.

Como é sabido, a fissão é um processo lento com um tempo característico $\tau_f \sim 10^{-19}$ s, o que garante a independência do processo de formação e decaimento. A fissão também é um canal particularmente útil no estudo dos resíduos nucleares finais produzidos pelos processos de emissão de pré-equilíbrio. Sabe-se, através de simulações numéricas de cascatas nucleares, que, para núcleos pré-actinídeos, a variação do valor do número atômico e do número de massa é de apenas algumas unidades. Dessa forma, apenas a energia de excitação residual da fase de pré-equilíbrio induz variações no comportamento da fissão. Essas variações podem ser observadas com mais evidência para núcleos pré-actinídeos que têm barreira de fissão alta, acima de 30 MeV, diferentemente dos núcleos actinídeos, pois esses saturam a probabilidade de fissão rapidamente, devido ao fato de a barreira de fissão ser baixa, ~ 5 -6 MeV.

Uma outra vantagem de estudar elementos pré-actinídeos está na eliminação da contribuição da ressonância gigante para experimentos fotonucleares inclusivos. Isso faz a seção de choque de fotofissão estar diretamente relacionada apenas com a região do **quase-dêuteron** e, acima de 140 MeV, também com a fotoprodução de mésons.

Recentemente, Oset [Os94] ressaltou que a fotoabsorção pode ser dividida em: "total", "direta" e "indireta", sendo que a fotoabsorção "total" = "direta" + "indireta" (ver fig.: 5-I).

A fotoabsorção "direta" será aquela em que não são produzidos píons reais e os fótons são diretamente absorvidos. A fotoabsorção "indireta" corresponde à produção e à reabsorção de píons reais. Esse processo

pode fornecer mais informação sobre a seção de choque de absorção de píons do que a seção de choque de espalhamento de píons no núcleo. Nesse contexto, o uso do canal de fissão nos habilita a estudar a absorção de píons em baixa energia para núcleos pesados, como será demonstrado neste trabalho.

II. Objetivos.

Os objetivos deste trabalho são:

- Medir as seções de choque de eletrofissão dos elementos Ta, ^{182}W e Au;
- A partir destas seções de choque obter, por técnica de desconvolução, as correspondentes seções de choque de fotofissão através do formalismo dos fótons virtuais;
- Propor e desenvolver método original que permite obter a energia de excitação em função da energia do fóton, $E^*=E^*(\omega)$;
- Aplicar esse método na obtenção de $E^*=E^*(\omega)$ para Ta, ^{182}W e Au, utilizando as seções de choque de fotofissão;
- A partir de $E^*=E^*(\omega)$, investigar as características dos mésons π na matéria nuclear através da delineação do caminho livre médio do méson π , da seção de choque pión-núcleon e do potencial óptico do pión na matéria nuclear;

III. Teoria relevante.

1) Introdução.

As características gerais da interação de fótons com o núcleo atômico são estritamente relacionadas com o comprimento de onda do fóton (fig.:1-III). Para energias entre ~ 5 MeV e ~ 20 MeV, observamos na seção de choque de fotoabsorção a conhecida **Ressonância Gigante** das reações fotonucleares, resultado da excitação coletiva dos núcleons, pois o comprimento de onda característico do fóton é maior do que o raio nuclear ($\lambda = D_A$:diâmetro nuclear).

Mais acima, para energias de ~ 20 MeV até o limiar de

fotoprodução de mésons π , a seção de choque de fotoabsorção é praticamente constante. Essa faixa de energias é denominada região do **quase-**

dêuteron [Le51][Le79]. Nesse caso, o comprimento de onda dos fótons é da ordem de grandeza das dimensões de separação de um par de núcleons, em geral correlacionados ($\lambda = D_{NN}$:distância internucleônica). A absorção do fóton e a conseqüente quebra do sistema de núcleons correlacionados são o mecanismo dominante para a fotoabsorção nesse intervalo de energias e persiste para energias bem mais elevadas que 140 MeV [Er88].

Acima de 140 MeV, limiar de fotoprodução de mésons π ($\lambda=D_N$:dimensão do núcleon), o processo de quebra de núcleons correlacionados fica competitivamente dividido entre:

- a) quebra direta do par quase-dêuteron por absorção de um fóton, ou
- b) fotoprodução de mésons π , com a sua posterior reabsorção, que é majoritariamente realizada pela quebra de um par **quase-dêuteron**.

Para energias gradualmente acima da fotoprodução de píons, o primeiro estado excitado do núcleon (ressonância $\Delta(1232)$) torna-se mais evidente. Conforme discutido na introdução, veremos que devido às características da propagação da ressonância $\Delta(1232)$ e ao seu decaimento serem via produção de mésons π , esse processo também é importante na determinação do perfil da seção de choque de fotoabsorção em energias intermediárias.

O estudo da fotofissilidade em energias intermediárias para núcleos actinídeos é de pouco interesse, pois a probabilidade de fissão atinge 100% a partir de 60 MeV. Porém, núcleos pré-actinídeos exibem grande dependência da fotofissilidade como função da energia do fóton. Dessa forma, a energia de excitação é, principalmente, função da energia do fóton e, por sua vez, essa dependência é observada no comportamento da seção de choque de fotofissão. Na fotofissão, a fonte inicial de energia de excitação é o fóton, mas são os processos de emissão de pré-equilíbrio que determinam a energia do núcleo no instante da fissão e, nesse caso, a intermediação de mésons π é fator determinante nas alterações da probabilidade de fissão como função da energia de excitação.

2) Fotoprodução de píons.

A incidência de fótons em prótons ou nêutrons conduz à fotoprodução de mésons π sempre que a energia do fóton for igual ou superior à massa do méson.

Os mésons π podem ser produzidos pelas seguintes reações fotonucleares:

$$\gamma + p \rightarrow \pi^+ + n \quad , \quad \gamma + n \rightarrow \pi^0 + n \quad , \quad \gamma + n \rightarrow \pi^- + p.$$

Próximo do limiar e para energias características da excitação $\Delta(1232)$, o comprimento de onda dos fótons é longo o suficiente para evidenciar detalhes apenas de transições de dipolo elétrico e magnético na amplitude de fotoprodução. Contribuições de termos quadrupolares são de menor importância [Er88]. A interação dipolar elétrica leva à produção de mésons com função de onda de momento angular zero e paridade positiva (E_{0+}). A

interação de dipolo magnético leva à produção de mésons com função de onda de momento angular 1 e paridade positiva (M_{1+}) com dominante contribuição da $\Delta(1232)$. Na fotoprodução de mésons carregados com baixa energia, (tanto em prótons como em nêutrons) a componente elétrica E_{0+} domina. Próximo do

limiar de fotoprodução de mésons neutros, a amplitude E_{0+} é uma

ordem de grandeza menor, se comparada com mésons carregados. Nesse caso, primeiramente, um méson carregado é fotoproduzido num núcleon e, posteriormente, espalhado em outro núcleon, com troca de carga (charge-exchange). Para energias cada vez maiores, a importância da componente de dipolo elétrico na fotoprodução de mésons diminui e a da componente de dipolo magnético aumenta, de acordo com a forma da curva da ressonância $\Delta(1232)$ [Er88] (fig.:2-III).

3) Reabsorção de mésons.

Para núcleos pré-actínídeos ($A \sim 200$), a seção de choque de absorção de mésons π supera os processos de espalhamento inelástico e troca de carga (charge-exchange) na seção de choque total de reação (fig.:3-III).

3:1) Reabsorção mediada por um núcleon.

A reação inversa da fotoprodução de mésons ($\pi + N \rightarrow N$) ou reabsorção, em geral, não é viável. O motivo é a não-conservação do momento e energia nesses processos. Consideremos o

caso de um pión parado em relação a um núcleon. A massa do pión, sendo ~ 140 MeV, será transformada em energia cinética do núcleon, no caso desse pión ser absorvido. O momento envolvido no processo será $(2M_N m_\pi)^{1/2} \sim 510$ MeV/c; assim, é difícil encontrar um núcleon com

esse valor, pois é o dobro do momento de Fermi nuclear. Dessa forma, podemos concluir que esse processo é de pouca probabilidade de ocorrência.

3:2) Reabsorção de mésons via dois núcleons.

A reação de quebra de um par de núcleons correlacionados constitui a via principal de absorção de mésons π em núcleos. Neste caso o momento envolvido é $(M_n m_\pi)^{1/2} \sim 360 \text{ MeV}/c$. Esse valor de momento ainda é alto, mas, neste caso, as evidências experimentais em

geral indicam a predominância dessa via na reabsorção de mésons π [Er88]. Estudos com cinemática completa indicam que [ver fig.:4-III; “**Plot de Dalitz**”, no qual é mostrado a distribuição de eventos para a reação $\pi^- + {}^3\text{He} \rightarrow \text{pnn}$ com píons parados]:

1) A absorção do méson ocorre apenas em núcleons com isospin $I=0$ (i.e. próton-nêutron correlacionados) **QFA: *Quasifree Absorption***.

2) Mesmo na possibilidade de haver um terceiro núcleon participando do processo, esse será apenas espectador. Essas evidências são fortes, principalmente para núcleos leves. Para núcleos pesados, o mecanismo da reabsorção de mésons evidencia a importância das "interações de estado final" (**FSI: *Final State Interactions***) ou processos mais

complexos do tipo "colisões inelásticas múltiplas" (cascata intranuclear) [Er88].

Para energias gradativamente maiores que 140 MeV, o perfil da seção de choque de absorção de mésons é similar ao da ressonância $\Delta(1232)$, para o caso de núcleos leves. Entretanto, em núcleos pesados na região da $\Delta(1232)$ a seção de choque de absorção de mésons mostra um deslocamento do pico e substancial distorção do perfil ressonante característico da $\Delta(1232)$ (fig.:5-III). Essa característica é possivelmente devido à crescente importância dos processos inelásticos de espalhamento quase livre com o aumento do número atômico [Er88].

3:3) Reabsorção de mésons via três ou mais núcleons:

Mecanismos com mediação de três ou mais corpos no espaço de

fase também podem ser considerados[In93][Ha96].

Inclusive, e em especial para os núcleos por nós estudados, essa possibilidade é considerada com mais atenção.

No caso de três ou mais corpos intermediarem a reabsorção de píons, a parcela de energia e momento do méson reabsorvido pelos núcleons é menor. Dessa

forma, por exemplo, para o caso de uma reabsorção mediada por três núcleons, com píons produzidos por fótons >190 MeV, cada núcleon

teria uma energia de ~ 63 MeV. Nesse caso, o caminho livre médio de núcleons (fig.:6-III) com esta energia é substancialmente maior, se

apenas dois corpos mediassem a reabsorção de mésons. O maior caminho livre médio desses núcleons eleva a possibilidade de emissão desses núcleons pelo núcleo antes da completa distribuição de sua energia por processos inelásticos.

3:4) Propagação de píons na matéria nuclear.

A descrição básica da propagação de mésons π na matéria nuclear é desenvolvida segundo o análogo da propagação da luz num meio refrativo. Considerando-se apenas as características ondulatórias do méson π na matéria nuclear, teremos exatamente o correspondente clássico para o caso de interações de ondas eletromagnéticas dipolares. Dessa forma, se estamos trabalhando com um pión de baixa energia temos longos comprimentos de onda sendo espalhados. É importante, nesse caso, considerarmos apenas as ondas parciais **s** e **p**.

O espalhamento de um pión através de um meio nuclear uniforme pode ser descrito em termos do índice de refração **n** que relaciona o número de onda do pión no meio com o número de onda do pión livre:

$$n = \frac{k}{q} \quad ; \quad q = (\omega^2 - m_\pi^2)^{1/2}. \quad 1\text{-III})$$

O número de onda k pode ser obtido do conhecimento do potencial óptico do pión ou auto-energia $\Pi(\omega, k)$ no meio que é solução da equação de onda:

$$\omega^2 - m_\pi^2 - k^2 = \Pi(\omega, k). \quad 2\text{-III})$$

A função de onda do pión ($\Psi(z) = \exp(iqz \cdot \text{Re}(n)) \cdot \exp(-qz \cdot \text{Im}(n))$), propagando-se no meio nuclear com frequência ω numa direção z , é descrita com os termos do índice de refração na parte $\text{Re}(n)$, que representa o espalhamento, e a parte $\text{Im}(n)$, descrevendo a absorção no meio. Definimos a diminuição da intensidade de $\Psi(z)$ no meio nuclear na forma: $|\Psi(z)|^2 = \exp(-z/\lambda)$, onde λ é o caminho livre médio e é dado por $\lambda = (2q_0 \cdot \text{Im}(n))^{-1}$.

Em geral, a auto-energia do pión, em primeira ordem em densidade, é relacionada com a amplitude de espalhamento frontal πN ($F(\omega, k)$) média em spin-isospin pela relação: $\Pi(\omega, k) \cong -4\pi F(\omega, k)\rho$. De acordo com o teorema óptico $\text{Im}F(\omega, k) \cong (q_0/4\pi)\sigma_{\pi N}$, onde $\sigma_{\pi N}$ é a seção de choque total πN média para prótons e nêutrons. Conseqüentemente, o caminho livre médio para mésons π na matéria nuclear pode ser escrito na forma $\lambda = 1/(\rho\sigma_{\pi N})$. O conhecimento de $\lambda(\omega)$ é importante, pois a eficiência dos fenômenos de reabsorção de mésons π dependerá fortemente das características de sua propagação na matéria nuclear [Er88][Sa91][Sa88].

As consequências dos fenômenos relacionados com a reabsorção de mésons na fotoabsorção nuclear serão discutidas nas "conclusões finais" deste trabalho.

4) Características da fotoabsorção.

A faixa de energia estudada foi de 35MeV a 250MeV. Podemos destacar duas regiões relevantes da fotoabsorção para a excitação e formação do núcleo composto, conforme discutido a seguir.

4:1)Fotoabsorção mediada por par quase-dêuteron.

A absorção dos fótons por quebra de um par quase-dêuteron ocorre em toda a faixa de energias estudadas.

No caso da fotoabsorção mediada por quebra de um par quase-dêuteron, a fotoabsorção é bem descrita pelo modelo devido a Levinger na sua forma modificada. Nessa aproximação, a seção de choque de fotoabsorção é dada por [Le51][Le79]:

$$\sigma_{\gamma, MQD}(\omega) = L \frac{Z(A-Z)}{A} e^{-\omega/\omega_0} \sigma_{\gamma, d}(\omega) \quad 3\text{-III})$$

A expressão original não continha o termo exponencial, apenas descrevia a relação entre a densidade de pares nêutron-próton e a seção de choque de fotodesintegração de dêuterons livres, na obtenção da seção de choque de fotodesintegração de pares quase-dêuteron no núcleo.

A seção de choque experimental de fotodesintegração de dêuterons livres pode ser parametrizada na forma: [Er86]

$$\sigma_{\gamma,d}(\omega) = 61,2 \frac{e^{-(\omega - 2,224)^{3/2}}}{\omega^3} \text{ (mb)}. \quad 4\text{-III})$$

A constante **L** é avaliada por ajuste de dados experimentais e vale ~6,5. O termo exponencial foi, posteriormente, proposto pelo próprio Levinger e descreve um "quenching" (provavelmente devido a um **Pauli blocking** do par próton-nêutron). O parâmetro **D** vale 24,2 MeV para $\omega > 140 \text{ MeV}$ e também é obtido pelo melhor ajuste com dados experimentais. O **Pauli-blocking** foi recentemente calculado por Chadwick *et al.*[Ch91]. Dessa forma, a exponencial acima pode ser substituída por uma aproximação polinomial:

$$e^{-(\omega - 2,224)^{3/2}} \mapsto \sum_{i=0}^4 a_i \omega^i. \quad 5\text{-III})$$

As constantes a_i (MeV^{-1}) valem:

$$\begin{aligned} a_0 &= 8,3714 \cdot 10^{-2} & a_1 &= -9,8343 \cdot 10^{-3} & a_2 &= 4,1222 \cdot 10^{-4} \\ a_3 &= -3,4762 \cdot 10^{-6} & a_4 &= 9,3537 \cdot 10^{-9}. \end{aligned}$$

A ruptura desse par quase-dêuteron produz núcleons que por colisões inelásticas desenvolvem uma cascata intranuclear, e o estado de núcleo composto é o resultado final desse processo.

4:2) Modelos para a fotoabsorção com intervenção de fotopíons.

A fotoprodução de píons, a partir de 140MeV, também compete

com a fotoabsorção por quebra de um par quase-dêuteron, pois estes píons podem evaporar do núcleo ou serem reabsorvidos e, nesse último caso, o pión participa da formação do núcleo composto.

Vamos considerar duas multipolaridades relevantes ao processo de fotoprodução de

píons. A primeira, que se inicia no limiar de fotopíons, é o dipolo elétrico, a segunda é o dipolo magnético, que acompanha o perfil da ressonância $\Delta(1232)$.

Próximo do limiar, a reabsorção de píons pode ser descrita pelo princípio do balanço detalhado. Assim, considerando-se a expressão

$$\sigma(pp \rightarrow \pi^+ d) = \sum_{l_\pi}^{\infty} \sigma_{l_\pi}(pp \rightarrow \pi^+ d), \quad (6-III)$$

a seção de choque $\sigma_{l_\pi}(pp \rightarrow \pi^+ d)$ pode ser expressa aproximadamente na forma [Er88]

$$\sigma_{l_\pi} (pp \rightarrow \pi^+ d) \propto \eta^{2l_\pi+1} \quad 7\text{-III})$$

onde η é a velocidade e l_π é o momento angular do pión.

Então, a expressão para a seção de choque de absorção de píons em dêuterons para energias baixas (onde $l_\pi=0$) fica:

$$\sigma_{l_\pi=0} (\pi^+ d \rightarrow pp) \propto \eta^{-1}. \quad 8\text{-III})$$

O comportamento da seção de choque de absorção de píons é função do inverso da energia cinética do pión portanto, no limiar, esse processo é "tipicamente exotérmico" (fig.:7-III).

A absorção de píons é relevante, novamente, ao redor de ~ 220 MeV ($T_\pi \approx 80$ MeV) porque o comprimento de onda dos píons nessa faixa de energia é quase igual ao raio nuclear (fig.:8-III). Essas condições propiciam ao pión também ser absorvido por meio de quebra de um par de núcleons correlacionados, mas, majoritariamente na superfície nuclear (fig.:9-III) [II81], uma vez que os mésons chegariam à superfície com energia cinética baixa e sob forte interação atrativa dos outros núcleons. A proximidade, na superfície nuclear, desse tipo de evento também favorece em $\sim 50\%$ a emissão de pelo menos um dos núcleons correlacionados, mediador da absorção mesônica.

Na fig.:9-III vemos a probabilidade de absorção de um méson pi comparada com a densidade nuclear para o ^{238}U . $r(r)/r(0)$ é a densidade nuclear, em unidades relativas, em função do raio nuclear [Il81].

4:3) Resumo: Para os mecanismos acima descritos, a seção de choque de fotoabsorção é descrita na forma:

$$\sigma_a(\omega) = \sigma_{\gamma, \text{MQD}}(\omega) + \sigma_{\gamma, \pi}(\omega). \quad 9\text{-III})$$

Acima de 140 MeV, principalmente, a deposição de energia no núcleo ocorre segundo os processos:

- a) Forte absorção no limiar ($\omega \sim 140$ MeV), pois a seção de choque de absorção de mésons é divergente com a energia cinética [Er88];
- b) Novo aumento da absorção de píons para energias de ~ 200 MeV, devido ao comprimento de onda característico dos mésons ou o seu caminho livre médio ser anormalmente baixo e próximo do raio nuclear [He81].

c) Acima de $\omega \sim 220$ MeV há aumento da emissão de núcleons, possivelmente devido à intermediação de mais de dois núcleons no mecanismo de reabsorção de mésons π [Sa88][Sa91].

Todos os processos acima descritos influenciam a termalização da energia do fóton no núcleo. Uma fração da energia inicial dos fótons sempre é perdida na forma de núcleons emitidos.

5) Fenômenos de pré-equilíbrio.

5:1) Introdução histórica.

Até aproximadamente a metade da década de 60, era usual considerarem-se apenas dois mecanismos de reação, quando se analisavam reações com menos de 100 MeV, a saber: processos diretos e formação e decaimento do núcleo composto. No decaimento do núcleo composto, há favorecimento de emissão de núcleons com alguns MeVs e distribuições angulares centradas em 90° . Em reações diretas, a distribuição angular concentra-se em ângulos frontais e a energia dos núcleons emitidos é, em geral, alta. Já, em 1947, Serber [Se47] apresentou a hipótese de que a interação de núcleons de altas energias com o núcleo podia, com boa aproximação, ser descrita em termos da interação do projétil com os núcleons do alvo iniciando uma cascata núcleon-núcleon crescente. Em 1954, Eisberg [Ei54] observou que, para ângulos traseiros ($>135^\circ$), o espectro de prótons para a reação $\text{Au}(p,p')$ era muito difícil de ser explicado apenas pela evaporação do núcleo composto. Em 1958, Metropolis [Me58a][Me58b] publicou simulações de Monte-Carlo para cascatas núcleon-núcleon iniciadas por prótons de 82 a 365 MeV. O conceito de *doorway state* foi introduzido em 1963, por Block e Feshbach [Bl63]. A idéia de *doorway state* é que a excitação do núcleo composto se processa através de estados iniciais, com apenas alguns graus de liberdade. Esses são intermediários em complexidade entre estados com uma partícula, descritos pelo modelo óptico, e os estados do núcleo composto proposto por Bohr; daí originou-se o chamado modelo do *exciton* [Ag75].

Para os nossos propósitos, apenas as simulações pelo método de Monte-Carlo são de interesse. O modelo do *exciton* é mais apropriado para distribuições angulares [B175].

Para o caso das reações por nós estudadas e em todos os processos viáveis de absorção de fotomésons pelo núcleo ocorre, inicialmente, a transferência da energia do pión para os núcleons. Posteriormente, devido a sucessivas colisões inelásticas no núcleo a energia inicial é distribuída a outros núcleons. Por sua vez, os núcleons assim excitados podem ser ejetados do núcleo ou, por novas e sucessivas colisões inelásticas, reduzir a sua energia para níveis inferiores à sua energia de ligação. Os núcleons ejetados contribuem para a perda da energia original do fóton que iniciou o processo. Apenas os núcleons que não escapam contribuem para a excitação do núcleo.

5:2) Cascata intranuclear.

Na cascata intranuclear, o par de núcleons correlacionados, participantes da absorção de um fóton ou de um pión, passa a colidir inelasticamente com outros núcleons, transferindo-lhes sua energia e assim por diante num processo de cascata.

Nas cascatas com a participação de mésons é necessário um modelo correto para o mecanismo de reabsorção de píons, troca de carga e espalhamento inelástico. Mas, para o caso de núcleos pesados a reabsorção supera os outros processos. (fig.:3-III). Aperfeiçoamentos nas rotinas de Monte-Carlo para fenômenos de propagação da ressonância $\Delta(1232)$ e refração, devido a variações da densidade

nuclear, também são importantes para uma simulação mais realista [Ch68][Ba74].

Após a completa termalização do núcleo, esse pode ser descrito pelo formalismo do núcleo composto. O decaimento do núcleo composto ocorre por meio da fissão ou da evaporação de núcleons. Essa última prossegue até que a energia do núcleo excitado seja inferior à energia de ligação do núcleon. Numa fase mais tardia, há emissão de cascatas de radiação gama, na qual o processo de desexcitação nuclear termina.

As linhas gerais de uma rotina de cascata intranuclear são as seguintes:

3) Segue-se um dos núcleons.

4) Com base na energia, densidade nuclear, e valor médio da seção de choque núcleon-núcleon, calcula-se o caminho livre médio desse núcleon. Aleatoriamente estima-se: um ponto de colisão com outro núcleon, a energia após a colisão e a nova direção do núcleon. Se o momento desse núcleon for inferior ao momento de Fermi do núcleo, o processo é rejeitado e nova tentativa para um outro ponto de colisão é tentado. Se a colisão é aceita, os parâmetros cinemáticos de ambos os núcleons é guardado para posterior cálculo.

5) Se o núcleon que está sendo seguido tem conteúdo energético suficiente e está numa posição fora do raio nuclear, esse núcleon é contado como **ejetado** e a sua energia é **descontada** da energia inicial, para computar a excitação do núcleo em estudo. Caso contrário, o processo 4 é repetido até que as condições de ejeção sejam satisfeitas ou até que a energia desse núcleon se torne inferior à sua energia de ligação.

6) O processo é repetido para os outros núcleons participantes.

7) Obtém-se no final a energia de excitação do núcleo, a multiplicidade de núcleons ejetados e o espectro destes núcleons.

FIM

Cálculos mais recentes [Gu90] mostraram que acima do limiar de fotoprodução de mésons ocorrem estruturas na energia média de excitação do núcleo composto e que essas estruturas se originam na fase de pré-equilíbrio (fig.:10-III).

6) Fase do núcleo composto.

Após a fase do pré-equilíbrio, com duração de $\tau \geq 10^{-22}$ s, temos a fase do equilíbrio térmico, ou formação de núcleo composto, na qual o núcleo pode evaporar núcleons (em sua maior parte com pouca energia, ~ 5 MeV), ou fissionar. Os núcleos residuais deste processo, se dotados de energia suficiente, também podem repetir o processo de fissão ou evaporação de núcleons.

6:1) A Modelagem do núcleo composto.

Decidimos descrever a seção de choque de formação do núcleo composto segundo o formalismo de Kikushi e Kawai [Ki68] (apêndice A), obtendo:

$$\sigma_{NC}(\omega) = K \cdot \frac{\sigma_a(\omega)}{\omega} \cdot E^*(\omega). \quad (10-III)$$

Nesse caso, a seção de choque de formação do núcleo composto $\sigma_{NC}(\omega)$ relaciona-se de uma maneira simples à seção de choque total de fotoabsorção $\sigma_a(\omega)$. Essa última é uma quantidade bem conhecida experimentalmente. K é um fator fenomenológico; estimamos seu valor pela comparação da fissilidade média calculada com o valor experimental para energias entre 150 e 160 MeV. Neste intervalo de energias, há a predominância dos processos de excitação por quase-dêuteron, nos quais a energia de excitação média é aproximadamente $\omega/2$. Para núcleos pré-actinídeos, o valor de K é ~ 5 . A interpretação física para essa constante foi proposta por Deppman e Arruda Neto [De96b].

Por outro lado, ficamos com o problema de determinar a energia de excitação $E^*(\omega)$ média, que é o objetivo deste trabalho e será discutido em detalhe à frente.

6:2)Decaimento do núcleo composto.

Podemos entender a fenomenologia acima descrita para a seção de choque de fissão do núcleo composto $\sigma_f(\omega)$, a partir da seguinte expressão geral [II80][II89]:

$$\sigma_f = \sum_{A_{NC}} \sum_{Z_{NC}} \sum_l \int dE^* \sigma_{NC}(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l) \phi_f(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l), \quad 11\text{-III})$$

onde A_{NC} e Z_{NC} são, respectivamente, o número atômico e número de massa dos núcleos resultantes após as emissões de nêutrons ou prótons durante o desenvolvimento da cascata nuclear. l é o momento angular e E^* é a energia de excitação do núcleo composto (A_{NC}, Z_{NC}) .

A probabilidade de fissão para o núcleo composto é dada pela expressão:

$$\omega_f(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l) = \sum_x P_x(E^*, l) \omega_x^f(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l) \quad 12\text{-III})$$

Nesse caso, a probabilidade do núcleo composto emitir x partículas antes de atingir o nível fundamental é dado por P_x e a probabilidade de fissionar ao longo da cadeia de evaporação de núcleons é dada por:

$$\omega_x^f = 1 - \prod_{i=1}^x \left[1 - \frac{\Gamma_f(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l)}{\Gamma_{tot}(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l)} \right], \quad 13\text{-III})$$

onde Γ_f é a largura de fissão e $\Gamma_{tot} = \Gamma_f + \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\gamma$.

Dessa forma, a descrição desses fenômenos fica bastante complexa, mas, simplificações são possíveis e parâmetros de difícil modelagem ou pobremente conhecidos podem ser aproximados. No caso dos núcleos estudados (pré-actinídeos), a probabilidade de evaporação de nêutrons (no caso dos prótons há a barreira Coulombiana) é substancialmente maior do que a probabilidade de fissão, ou seja, $\Gamma_n \gg \Gamma_f$. Então, podemos expressar o valor da probabilidade de fissão do núcleo composto na forma aproximada [II80]:

$$\omega_k^f \approx \sum_{i=1}^k \left[\frac{\Gamma_f^i(A_i, Z_i, E^*)}{\Gamma_n^i(A_i, Z_i, E^*)} \right]. \quad 14\text{-III})$$

6:3) Decaimento do núcleo composto pelo canal de fissão.

O processo denominado fissão é consequência da ruptura do núcleo, em geral em dois grandes fragmentos, com massa (em média com valor $\sim A/2$) e energia total que são funções da energia de excitação e da natureza do elemento estudado.

Esse fenômeno pode ocorrer diretamente após a fotoexcitação nuclear ou tardiamente na forma de um dos possíveis canais de decaimento do núcleo composto. A fissão direta não será considerada, uma vez que sua seção de choque é irrelevante em relação ao processo de decaimento via núcleo composto na faixa de energia deste estudo.

Num experimento com o canal de fissão, há duas quantidades relevantes envolvendo os fragmentos de fissão, a saber:

- a) **fissilidade**, que é a razão da seção de choque de fotofissão pela seção de choque total de absorção e que reflete a informação global sobre o número de fragmentos de fissão detetados sem discriminação da energia e natureza do núcleo composto;
- b) **probabilidade de fissão**, que é função da energia e natureza do núcleo composto considerado de forma individual [Va73]. Como vários núcleos compostos são, em geral, formados, deveremos ter várias probabilidades de fissão.

Não podemos rotular os núcleos de onde os fragmentos de fissão se originaram e nem identificarmos esses fragmentos; assim sendo, não conhecemos o estado energético do núcleo composto antes de fissionar. Dessa forma, trabalharemos apenas com valores médios da energia de excitação, número atômico e número de massa (detalhes à frente).

Ao decair, cada núcleo encontra-se num determinado estado energético e tem um Z e A igual ou inferior ao núcleo alvo. Nestes

termos, ao decair por fissão, cada núcleo o faz com uma certa probabilidade de fissão (P_f). A probabilidade de fissão é um valor resultante da teoria física envolvida na descrição do fenômeno da fissão, diferentemente da fissilidade (W_f), que é o produto final do decaimento por fissão de todos os núcleos compostos que participaram do processo de fotoabsorção e é por natureza um dado experimental [Va73][Ja91-a].

Para os valores de A e Z estudados, aproximações podem ser feitas nas expressões da probabilidade de fissão que são baseadas no modelo da gota líquida de Bohr-Wheeler [Bo39]. Nesse modelo, temos:

$$\Gamma_f = \frac{1}{2\pi\rho(E^*)} \int_0^{E^*-B_f} \rho^*(E^* - B_f - \varepsilon) d\varepsilon, \quad 15\text{-III})$$

onde $\rho(E^*)$ é a densidade de níveis do núcleo antes da fissão e $\rho^*(E^*)$ é a densidade de níveis no ponto de sela; o termo B_f corresponde à barreira de fissão; efeitos de camada são desprezíveis nas energias em estudo. Na fissão em energias altas, descrevemos o núcleo como um gás de Fermi, que é uma aproximação válida para os núcleons intensamente excitados num potencial nuclear.

A densidade de níveis para um gás de Fermi é dada por [Va73];

$$\rho(E^*) = \left(\frac{\pi^{\frac{1}{2}}}{12a^{\frac{1}{4}} E^{*\frac{5}{4}}} \right) e^{(2\pi a E^{*})^{1/2}}, \quad 16\text{-III})$$

onde a é o parâmetro de densidade de níveis e, em geral, vale $A/10$.

A largura de escape de nêutrons é descrita pela expressão:

$$\Gamma_n = \left(\frac{D}{2\pi} \right) \left[\frac{2mR^2 g}{\hbar^2} \right] \int_0^{E^* - B_n} \varepsilon \rho(E^* - B_n - \varepsilon) d\varepsilon, \quad 17\text{-III})$$

onde m é a massa do núcleon, R é o raio nuclear, g é a degenerescência de spin, B_n é a energia de ligação do nêutron e D , o espaçamento médio de níveis para o núcleo composto.

Combinando-se as equações 15-III, 16-III, e 17-III temos:

$$\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f} = \frac{4A^{2/3} a_f (E^* - B_n)^{1/2}}{K_0 a_n \left[2a_f^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} - 1 \right]} \exp \left[2a_n^{1/2} (E^* - B_n)^{1/2} - 2a_f^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} \right], \quad 18\text{-III})$$

onde $K_0 = \frac{\hbar^2}{2mr_0^2} \approx 10 \text{ MeV}$ e $r_0 = 1,2 \text{ fm}$.

A expressão acima será trabalhada em condições de altas energias em que $E^* \gg B_f$ e $E^* \gg B_n$. O parâmetro de densidade de níveis da fissão no ponto de sela e o parâmetro de densidade de níveis da evaporação de um nêutron ficam na forma $a_f \cong a_n \cong a$. Para pré-actínídeos temos que $\Gamma_f \ll \Gamma_n$; assim, a probabilidade relativa de fissão pode ser expressa por $P_f = \Gamma_f / \Gamma_n$. Utilizando a expressão 18-III, nesse limite de altas energias, P_f pode ser escrita na forma [Mo69]:

$$\ln(P_f(E^*)) = C' - D'E^{*(-1/2)}, \quad 19\text{-III})$$

$$\text{onde } C' = \ln(K_0 a^{1/2} (E^* - B_f)^{1/2} / (2A^{2/3} a^{1/2} (E^* - B_n))), \quad 20\text{-III})$$

e $D' = a^{1/2} (B_f - B_n)$. $C'(E^*)$ é uma quantidade que varia lentamente com a energia. É conveniente lembrar que a probabilidade de fissão em energias intermediárias não contém inflexões, sendo uma função lisa da energia de excitação E^* do núcleo composto (fig.:11-III)[Gu87].

7) Cálculo da energia de excitação: proposta de um método original.

Os estudos sobre a fase de pré-equilíbrio são, em geral, realizados por simulação de cascata intranuclear via método de Monte-Carlo (fig.:10-III) [Gu90][De88], ou pelo modelo de *exciton*. Correções da densidade nuclear, refração, reflexão ou participação da $\Delta(1232)$, tal como foram acima citados na descrição da cascata intranuclear, pouco acrescentaram numa melhor compreensão desses fenômenos e até pioraram os resultados [Ch68].

A energia de excitação do núcleo composto é um parâmetro importante para a descrição do comportamento geral da desexcitação do núcleo composto via canal de fissão. Além disso, a "função energia de excitação" $E^* = E^*(\omega)$ contém muito da física envolvida nos

processos de fotoabsorção e pré-equilíbrio, conforme discutiremos à frente. Assim, propomos e desenvolvemos o método abaixo descrito.

a) De acordo com a descrição acima, a seção de choque de fotofissão é:

$$\sigma_f = \sum_{A_{NC}} \sum_{Z_{NC}} \int dE^* \sigma_{NC}(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l) \omega_f(A_{NC}, Z_{NC}, E^*, l); \quad 21\text{-III})$$

podemos reescrever esta expressão na forma:

$$\sigma_f(\omega) = \sigma_{CN}(\bar{A}_{NC}, \bar{Z}_{NC}, \bar{E}^*, \omega) P_f(\bar{A}_{NC}, \bar{Z}_{NC}, \bar{E}^*, \omega), \quad 22\text{-III})$$

pois, com base nas simulações de cascata intranuclear sabemos que os valores de A e Z , em média, não variam apreciavelmente (fig.:12a-III e 12b-III) [De88].

b) Partindo da expressão de Kikuchi e Kawai para o núcleo composto (equação 10-III) e considerando, como aproximação, o número atômico e o número de massa médios em substituição ao conjunto dos

vários A_{NC} e Z_{NC} formados, reescrevemos a seção de choque de fotofissão como:

$$\sigma_f(\omega) = \left(\frac{\bar{E}^*}{\omega} \right) \sigma_a(\omega) P_f(\bar{A}_{NC}, \bar{Z}_{NC}; \bar{E}^*) \quad (23-III)$$

Para a obtenção da energia média de excitação do núcleo composto $E^*(\omega)$, a partir da expressão acima, levamos em conta o seguinte:

a) A probabilidade de fissão (P_f) é obtida pela teoria acima descrita;

b) A seção de choque de fotoabsorção $\sigma_a(\omega)$ é um dado experimental bem conhecido [Ko84][Ah85] (fig.:13-III).

c) A seção de choque de fotofissão $\sigma_f(\omega)$ é obtida a partir da seção de choque de eletrofissão medida

experimentalmente (tema deste trabalho).

Combinando-se as equações 22-III e 23-III temos

$$F^{\exp}(\omega) = \frac{\sigma_f(\omega)}{\sigma_a(\omega)} \omega = K \cdot \bar{E}^* \cdot P_f(\bar{A}_{NC}, \bar{Z}_{NC}; \bar{E}^*); \quad (24-III)$$

o termo $F^{\exp}(\omega)$ é obtido experimentalmente, enquanto P_f é calculado.

Construindo-se dois gráficos nas variáveis ω e E^* , a saber: $F_{\text{exp}}(\omega) \times \omega$ e $(K \cdot E^* \cdot P_f) \times E^*(\omega)$, poderemos resolver numericamente a equação 24-III para $E^*(\omega)$ médio (ver esquema do procedimento na fig.:14-III).

8) Um modelo simples para $E^*(\omega)$.

Com o objetivo de testar as principais hipóteses acima discutidas, foi desenvolvida uma expressão para a obtenção da energia média de excitação em função da energia do fóton. Nessa expressão, temos que [De96c] :

a) Na fotoabsorção ocorre apenas a absorção de fótons por quebra de um par quase-dêuteron e, acima de 140 MeV de forma competitiva, a fotoprodução com subsequente reabsorção ou

emissão de um méson π . Os processos piônicos podem ser mediados por três núcleons com probabilidade $P_3(\omega)$ ou dois núcleons com probabilidade $(1-P_3(\omega))$. Os valores para $P_3(\omega)$ são obtidos de Šimicevic [Si94] (fig.:15-III).

b) Consideremos que a fração da energia de excitação, por mediação de pares de núcleons, é $\varepsilon(2N)=E^*(\omega)/\omega=0,5$. Da mesma forma, para o caso de mediação de três núcleons, esse fator vale $\varepsilon(3N)=0,75$, conforme discutido em [De96c].

c) Para a absorção dos píons, a probabilidade de absorção $P_a(\omega)$ depende do caminho livre médio deste méson na matéria nuclear e é obtida por meio da expressão:

$$P_a(\omega) = 1 - \exp\left(\frac{-1,15A^{1/3}}{\lambda(\omega)}\right), \quad 25\text{-III})$$

onde $\lambda(\omega)$ é o caminho livre médio do pión na matéria nuclear e $1,15A^{1/3}(\text{fm})$, o raio nuclear.

d) Além das hipóteses acima, devemos considerar que a fração da retenção da energia do fóton depende da probabilidade de produção de mésons π e da quebra de pares quase-dêuteron no processo de

fotoabsorção. Nesse caso, vamos expressar os termos da seguinte maneira:

$$\frac{\sigma_{\gamma,\pi}(\omega)}{\sigma_a(\omega)} \rightarrow \text{probabilidade de produção de píons}$$

$$\frac{\sigma_{\gamma,QD}(\omega)}{\sigma_a(\omega)} \rightarrow \text{probabilidade de quebra de um par de núcleons}$$

Combinando-se os dois termos obtemos a expressão:

$$\begin{aligned} \frac{\bar{E}^*(\omega)}{\omega} = & \left[P_a(\omega)(1 - P_3(\omega)) \frac{\sigma_\pi}{\sigma_a} + \frac{\sigma_{Qd}}{\sigma_a} \right] \varepsilon(2NA) \\ & + \left[P_a(\omega) P_3(\omega) \frac{\sigma_\pi}{\sigma_a} \right] \varepsilon(3NA). \end{aligned} \quad 26\text{-III})$$

Das hipóteses acima consideradas, estamos particularmente interessados no comportamento do termo $P_a(\omega)$, que pode fornecer informação sobre o caminho livre médio dos mésons π na matéria nuclear.

IV. Parte experimental.

1) Laboratórios envolvidos na pesquisa.

Duas máquinas aceleradoras de elétrons foram empregadas na obtenção dos dados referentes à eletrofissão dos pré-actinídeos Au, Ta e ^{182}W , na faixa de energias de 35 MeV a 250 MeV.

A primeira foi o Acelerador Linear de Elétrons do IFUSP, para energias de 35 MeV a 60 MeV. A segunda, para energias até 250 MeV, foi o Acelerador Linear de Elétrons da Universidade de Tohoku (Sendai-Japão) [Sh74].

2) O aparato de Sendai.

2:1) Características técnicas.

O Acelerador Linear de Sendai tem as seguintes características técnicas: duas seções aceleradoras principais, das quais uma, com 8 metros de comprimento, é constituída por oito subseções e a outra, com 12 metros de comprimento, por 6 subseções aceleradoras.

A geração de microondas era realizada por meio de cinco válvulas tipo Klystron, operando na frequência de 2856MHz e pico de potência de 20MW.

O *duty cycle* máximo era $1,3 \cdot 10^{-3}$ e a resolução máxima de energia 1% ou 2%, dependendo da fenda (a resolução de 2% foi escolhida devido ao compromisso resolução/corrente).

A energia obtida para o feixe de elétrons na primeira seção vai de 15 MeV a 75 MeV com corrente média de 150 μA , e 200 mA é a corrente

de pico. Para a segunda seção obtêm-se energias na faixa de 70 MeV a 250 MeV com 80 μA , e 50 mA de corrente de pico. O feixe de elétrons podia ser desviado por um ímã das respectivas seções aceleradoras para a área experimental.

Abaixo de 50 MeV, a óptica de feixe, a resolução em energia e a estabilidade eram ruins.

2:2) O arranjo experimental.

Sistema de monitoração de carga e câmara de espalhamento contendo a câmara de espalhamento um sistema de detecção e alvos.

2:2:A) Sistema de monitoração de carga.

A carga elétrica acumulada podia ser monitorada por três modos distintos (bobina toroidal, Faraday Cup e SEM), dependendo da conveniência ou não desse instrumental em relação às condições da energia e da corrente do feixe de elétrons.

2:2:B) O toróide com núcleo de ferrite.

Era localizado junto à entrada de cada uma das duas câmaras de reação utilizadas. Os toróides de cada uma das duas seções eram isolados do vácuo da câmara de espalhamento por uma flange com janela de titânio. Essas janelas tinham 20 μm de espessura para a primeira câmara e 50 μm de espessura na segunda câmara. A calibração da bobina toroidal era realizada por fio ligado a um pulsador que reproduzia as características do feixe i.e. frequência de 300pps (pulsos por segundo) com largura de pulso de 3 μs e correntes de 10 μA a 50 μA .

A eletrônica associada ao toróide consistia de: pré-amplificador, *stretcher*, ADC e contador. Valores típicos para o rendimento desse sistema eram de $\sim 0,35 \mu\text{C}/\text{contagem}$. Testes de avaliação do comportamento do fator de calibração ($\mu\text{C}/\text{contagem}$) em função da corrente de feixe (μA) mostraram que o fator de calibração estabiliza acima de $\sim 40 \mu\text{A}$ (fig.:1-IV).

A sensibilidade da bobina toroidal era determinada pela eletrônica associada a ela, sendo ineficaz para corrente de feixe de elétrons inferior a $\sim 6 \mu\text{A}$. Estima-se em $\sim 13 \text{ cont./minuto}$ a perda na contagem de corrente (*leaking current*) devido à eletrônica associada à bobina toroidal.

2:2:C) Sobre o uso da *Faraday Cup*.

Abaixo de $\sim 6 \mu\text{A}$, a carga era monitorada por uma *Faraday Cup* fora do vácuo da câmara de espalhamento e com eficiência de $\sim 100\%$.

2:2:D) Sobre o uso do SEM.

O SEM (*Secondary Emission Detector*) foi utilizado apenas nas irradiações do ^{182}W e foi recomendado para energias acima de 160 MeV em substituição à *Faraday Cup*. Nesse caso, o feixe de elétrons depositava 1 KW na *Faraday Cup*. No caso do uso do SEM, a calibração era realizada com um espectrômetro de elétrons e sua

eficiência era de ~10%. Apenas para o Au e Ta utilizaram-se a *Faraday Cup* e a bobina toroidal.

2:3) Câmara de espalhamento (fig.:2-IV-a: vista exterior).

2:3:A) Descrição da câmara de espalhamento.

Nas câmaras de espalhamento utilizadas, havia, no centro, uma torre de alvos que permitia alojar o alvo, o *screen* (tela revestida de material luminescente sob um feixe de elétrons) e um branco (i.e.

passagem livre para o feixe de elétrons). Essa torre possuía um movimento giratório e elevatório para colocar o alvo na

posição e ângulo desejados. Em nossos experimentos, o alvo sempre ficava a 45° em relação ao feixe de elétrons (2-IV-b) .

2:3:B) Detetores de fissão.

Utilizamos detetores de fissão a traços. Esses detetores eram folhas de mica Muscovita criteriosamente escolhidas e previamente tratadas [Ja91].

Os procedimentos de tratamento prévio das lâminas de mica (para discriminação dos traços fósseis de fissão), bem como a revelação final e a leitura das lâminas em microscópio de projeção, constituem um conjunto de técnicas que vêm sendo desenvolvidas no IFUSP para esse tipo de experimento há mais de 25 anos (ver apêndice B).

Mesmo para os experimentos em Sendai, a preparação prévia e a revelação final, com a posterior leitura do número de traços de fissão das micas utilizadas, eram realizadas em São Paulo.

2:3:C) Suporte dos detetores de fissão.

Vários detetores de fissão eram distribuídos num suporte de alumínio que era fixado a uma base giratória no fundo da

câmara de espalhamento.

A distância do sistema de detecção ao centro da câmara era de 14,4 cm. Para melhor definição da geometria de detecção, foi montada na frente do suporte, muito próximo dos detetores de fissão, uma máscara de alumínio fixa. Essa máscara tinha uma janela de 2 x 2 cm² a 90° do feixe de elétrons e suas bordas eram chanfradas.

O suporte dos detetores de fissão podia ser rodado de modo que um detetor por vez era posicionado em frente da janela da máscara. Essa montagem permitia a realização de vários experimentos sem a quebra do vácuo da câmara.

3) O aparato de São Paulo.

3:1) Características Técnicas;

O Acelerador de Elétrons do IFUSP, ora desativado, possuía as seguintes características técnicas:

Duas seções aceleradoras tipo SLAC-MARK3, cada uma medindo três metros de comprimento.

(fig.:3-IV onde; C.E: Canhão de Elétrons - L1, L2: Bobinas focalizadoras do feixe de elétrons - SA1, SA2: Seções Aceleradoras - E1, E2: Bobinas analisadoras do feixe de elétrons - C, F: colimadores do feixe de elétrons - Q1, Q2: bobinas focalizadoras - S: suporte dos detetores de fissão - A: alvo)

A geração de microonda era realizada por duas válvulas de tipo Klystron, operando na frequência de 2856 MHz e pico de potência de 24 MW.

A energia obtida para feixes de elétrons era de 6 MeV a 60 MeV com corrente analisada média de 0,7 μA , e 10 μA como corrente de pico não analisada.

O *duty cycle* máximo era de $1,5 \cdot 10^{-4}$ e resolução máxima de energia de 1%.

3:2) Câmara de reação, sistema de detecção e monitoração de carga.

O baixo *duty cycle* e a baixa corrente do Linac do IFUSP em relação ao Linac de Sendai recomendavam a utilização de geometria 2π para a detecção dos fragmentos de fissão. Nesse caso, o feixe de elétrons atravessa o conjunto alvo-detetor justaposto. Para garantir que os traços de fissão de actínídeos fósseis na mica fossem perfeitamente discriminados dos eventos de fissão do experimento realizado, as micas utilizadas foram submetidas a uma **pré-irradiação** com posterior pré-revelação. Assim, era possível discriminar previamente a contribuição do *background* fóssil na contagem dos traços de fissão.

3:2:A) Câmara de reação.

A câmara de reação era de formato cilíndrico com 40,2 cm de diâmetro e 21 cm de altura. No centro da câmara de reação era possível colocar um *screen* na frente do feixe de elétrons para ajuste da posição e formato. As imagens do feixe no "screen" podiam ser observadas por um monitor de TV posicionado em uma janela lateral da câmara de reação.

O sistema alvo-detetor com geometria 2π era montado num cilindro e introduzido na saída da câmara de reação (fig.:4-IV-a e 4-IV-b).

3:2:B) Monitoração da carga.

Uma *Faraday Cup* monitorava a carga integrada de elétrons e ficava acoplada à câmara de reação e no seu mesmo vácuo. Uma bobina toroidal também operava simultaneamente à *Faraday Cup* na monitoração do feixe de elétrons.

Foram utilizados sempre os mesmos alvos das irradiações em Sendai.

4) Os alvos

Os alvos são de alta pureza e fabricados por encomenda (ORNL-USA). Esses alvos eram fixados em um suporte de alumínio dimensionado para

ser montado na torre de alvos.

Os alvos de Au (2,898 mg/cm²) e Ta (2,498 mg/cm²) eram auto-sustentáveis. O alvo de ¹⁸²W (650,0 µg/cm²) foi preparado numa base de carbono com 50 µg/cm² de espessura.

A integridade dos alvos era controlada em Sendai por meio de um espectrômetro de prótons de tipo *Browne-Büechner* de largo espectro com 100 detetores de estado sólido de Si(Li) montados no plano focal. Variações bruscas e permanentes na medida da reação (e,p) observadas através do espectrômetro poderiam indicar perda de material do alvo por evaporação durante a irradiação. Tais cuidados eram necessários, pois, durante as irradiações em Sendai, os alvos eram submetidos a correntes de 10 µA a 50 µA.

5) Procedimento experimental.

A coleta de dados consistiu em irradiações com elétrons de energia entre 20 MeV e 250 MeV.

5:1) Irradiações em São Paulo.

Em São Paulo, irradiou-se o alvo para energias da sub-barreira de fissão até 60 MeV. A carga elétrica era medida simultaneamente por um toróide e uma *Faraday Cup*. A *Faraday Cup* também servia para calibração do toróide.

5:2) Irradiações em Sendai.

As irradiações foram realizadas nas salas **A** e **B** do LINAC de Sendai. Na sala **A** trabalhava-se com energias de 40 MeV a 70 MeV e, na sala **B**, de 70 MeV a 250 MeV.

6) Rotina para a realização dos experimentos.

a) Colocação do alvo e detetores de traços de fissão na câmara de reação.

b) Ajuste e otimização do formato do feixe de elétrons através do *screen*, visualizado na sala de controle, com o sistema de monitor de TV.

c) Calibração do dispositivo de monitoração de carga em uso (Bobina toroidal ou SEM). No caso do emprego da *Faraday Cup*, a eficiência era de ~100%.

d) Ajuste da energia desejada.

e) Realização da irradiação por um intervalo de tempo conveniente para se obter uma estatística de traços de fissão de ~1%.

f) No final, anota-se a carga acumulada na irradiação e verifica-se novamente a calibração do instrumento utilizado. No caso de experimentos nos quais o tempo de irradiação era muito longo (para energias próximas à barreira de fissão), calibrações eram realizadas durante as irradiações.

g) Os detetores de mica muscovita eram retirados, revelados e lidos em SP (apêndice B). Em Sendai, eram acondicionados para transporte a São Paulo.

Esse tipo de procedimento sistemático era seguido tanto em Sendai como em São Paulo.

V. Redução dos dados e apresentação dos resultados.

Redução dos dados.

1) Irradiações no Linac de Sendai.

1:1) O cálculo de $\sigma_{e,f}$.

A seção de choque diferencial de eletrofissão $d\sigma_{e,f}/d\Omega$ e o número de fragmentos de fissão dN_f , por ângulo sólido $d\Omega$, relacionam-se na forma:

$$\frac{dN_f}{d\Omega} = 2N_a \frac{d\sigma_{e,f}}{d\Omega} \phi_e, \quad 1-V)$$

onde N_a é o número de núcleos-alvo na área de incidência do feixe de elétrons e ϕ_e é o número de elétrons por unidade de área que atravessou o alvo durante a irradiação. O fator "2" é necessário por que temos dois fragmentos por evento de fissão.

Podemos reescrever o número de núcleos-alvo N_a na forma $N_a = (m/S)/(M/S)N_0 = N_0\chi S/M$, onde $\chi = m/S$ é a espessura do alvo em mg/cm^2 , M a massa atômica do alvo, N_0 o número de Avogadro, S a área do alvo iluminada pelo feixe de elétrons e m é a massa do elemento em estudo depositada na superfície do alvo. O fluxo de elétrons durante as irradiações relaciona-se com a carga elétrica total Q acumulada: $\phi_e = Q/(q_e \cdot S)$, onde q_e é a carga do elétron.

Reescrevendo a equação 1-V com esses elementos temos:

$$\frac{dN_f}{d\Omega} = 2 \frac{\chi \cdot S \cdot N_0}{M} \frac{d\sigma_{e,f}}{d\Omega} \frac{Q}{q_e \cdot S} \quad (2-V)$$

O termo $dN_f/d\Omega$ é constante pois a distribuição angular de fissão para núcleos pesados acima de 30 MeV é isotrópica, devido ao grande número de níveis populados no ponto de sela no instante de ocorrência da fissão. Sendo $dN_f/d\Omega \cong \text{cte}$, podemos fixar o ângulo do detetor a 90° do feixe de elétrons ou podemos também montar tanto o alvo como o detetor juntos na chamada geometria 2π , pois, assim, sempre podemos obter a seção de choque de eletrofissão total.

A seção de choque total de eletrofissão será dada por:

$$\sigma_{e,f} = \int \frac{d\sigma_{e,f}}{d\Omega} \sin(\theta) d\theta d\phi. \quad (3-V)$$

Como $dN_f/d\Omega \sim \text{cte}$, da mesma forma $d\sigma_{e,f}/d\Omega \sim \text{cte}$. Assim, podemos reescrever a equação 2-V como:

$$\left[\frac{d\sigma_{e,f}}{d\Omega} \right] = \left(\frac{q_e (M / N_0)}{2\chi Q} \right) \left[\frac{dN_f}{d\Omega} \right], \quad (4-V)$$

sendo o ângulo sólido $d\Omega = dS/R^2$, onde dS corresponde à área elementar da janela do detetor de mica Muscovita utilizado e R a distância alvo - detetor.

Define-se o fator geométrico $f(\theta)=\Delta\Omega/4\pi=\Delta S/(4\pi R^2)$, onde ΔS é a área do detetor de fissão. Para os experimentos realizados em Sendai $f(\theta)$ valia $1,56\cdot 10^{-3}$ para a sala **1**, e $1,47\cdot 10^{-3}$ para a sala **2**, devido a pequenas diferenças em R nos aparatos dessas salas.

Por outro lado, o feixe de elétrons pode ser considerado puntiforme, pois $R\sim 14,0$ cm e o diâmetro do feixe de elétrons $D\sim 0,5$ cm. Assim, $(D/2R)^2\ll 1$, garantindo que o feixe de elétrons possa ser considerado puntiforme para efeito de cálculo do ângulo sólido da maneira mostrada acima.

Finalmente, a expressão para a seção de choque de eletrofissão será:

$$\sigma_{e,f} = \frac{N_f M q_e}{2 N_0 Q f(\theta) \chi^*} \quad , \quad 5-V)$$

onde $\chi^*=\chi\cdot\cos(\theta)$, e θ o ângulo entre o feixe de elétrons e o alvo, sendo sempre igual a 45° nas irradiações de Sendai.

1:2) Erros instrumentais.

1:2:A) Erro na medida da área da janela.

Várias medidas das dimensões da janela em várias posições resultavam no valor 4,10 cm² com uma variância média de 0,01 cm².

1:2:B) Erro na medida da carga elétrica.

No caso do uso da *Faraday Cup* o rendimento era de ~100%, mas, para as medidas com bobina toroidal, tínhamos um vazamento (*leaking current*) estimado em 1,5 µC/s durante as irradiações.

A razão entre medidas de carga acumulada com *Faraday Cup* e SEM em média era de 8,503 com uma variância de ~0,12%.

1:2:C) Erro na medida da espessura do alvo.

O erro na medida da espessura dos alvos é da ordem de ~3% [Ca84].

1:2:D) Erro na contagem dos traços de fissão.

A técnica de contagem de traços é descrita no apêndice B. O erro é de ~1%.

1:3) Erro estatístico.

Refere-se ao número de traços de fissão e é igual a $N^{1/2}$ (N é o número de traços de fissão).

1:4) Erros Sistemáticos.

1:4:A) Vazamento de corrente.

O vazamento de corrente nas medidas de carga elétrica com a bobina toroidal foi estimado e corrigido em cada experimento. Seus valores típicos variavam de 0,5 cont./minuto a 1,3 cont./minuto, correspondendo a $\approx 0,05\%$ da carga total acumulada.

1:5) Medida da espessura do alvo (χ).

Utilizamos a técnica de transmissão de raios-X para a medida da espessura do alvos utilizados [Ca84][Hu69][Hu82][Le78].

2) Irradiações no Linac do IFUSP.

2:1) O cálculo de $\sigma_{e,f}$.

Os experimentos que realizamos em Sendai são "experimentos inclusivos". Isso torna necessário o conhecimento da seção de choque de eletrofissão desde energias do limiar de fissão, pois a técnica computacional de extração da seção de choque de fotofissão (desconvolução) assim o exige. Para isso utilizamos o Linac do IFUSP que operava em energias de 6 MeV a 60 MeV com geometria de detecção 2π .

Na geometria 2π o fator $f(\theta) = 2\pi / 4\pi = 1/2$. Substituindo o novo valor de $f(\theta)$ na equação 5-V, temos a seção de choque de eletrofissão dada na forma:

$$\sigma_{e,f} = \frac{N_f M q_e}{N_0 Q \chi} \quad . \quad 6-V)$$

2:2) Erros instrumentais.

2:2:A) Erro na medida da carga elétrica.

No caso do uso da Faraday Cup o rendimento era de ~100%.

2:2:B) O erro na medida da espessura do alvo.

O erro na medida da espessura do alvo é da ordem de ~3% [Ca84].

2:3) Erro estatístico.

Refere-se ao número de traços de fissão e é igual a $N^{1/2}$ (N é o número de traços de fissão).

2:4) Erros sistemáticos.

2:4:A) Erro na contagem dos traços de fissão

O erro na contagem dos traços de fissão pelos microscopistas segue uma técnica de contagem de traços que é descrita no apêndice B e [Ja91], sendo este erro da ordem de ~1%.

2:4:B) Estimativa da quantidade de actínídeos-traço.

Considerando que, para alguns elementos estudados, iniciamos as medidas em energias próximas do limiar de fissão (que era em geral ~ 30 MeV), a contaminação por elementos actínídeos se tornou relevante, pois esses elementos têm uma barreira de fissão de ~ 5 MeV e em 30 MeV o *rendimento* ($Y=N_f/Q$) dos contaminantes ainda supera o *rendimento* do elemento em estudo.

Com o objetivo de estimar a contaminação de elementos actínídeos, mediu-se o rendimento da eletrofissão em ~ 20 MeV com o Linac do IFUSP. Sendo essa energia bem abaixo da barreira de fissão dos elementos pré-actínídeos, apenas a contribuição de contaminantes actínídeos é detetada. Dessa forma, verificou-se que a fração de actínídeos nos alvos de Ta e Au é $\sim 0,05$ ppm.

Tal valor implica que a 43 MeV, as correções devidas a contaminantes actínídeos é $\sim 10\%$. Para 55 MeV, a correção é $\sim 2\%$ e, para energias superiores a 60 MeV, esta correção passa a ser desprezível.

A correção da contaminação de actínídeos no rendimento total de fissão foi utilizada apenas para o **Au** e **Ta**. No caso do ^{182}W , esse procedimento foi desnecessário, devido ao alto valor da energia inicial medida (82 MeV).

3) Obtenção de σ_f a partir de $\sigma_{e,f}$.

As reações induzidas por elétrons ou fótons são de natureza eletromagnética e portanto similares. Nesse caso, a reação de excitação do núcleo devida a elétrons ou fótons relaciona-se com a carga nuclear, correntes nucleares e densidades de magnetização nucleares.

Experimentos de eletrofissão podem ser classificados em:

Inclusivos (e,f), em que somente o fragmento de fissão é detetado.

Exclusivos (e,e',f), em que os elétrons espalhados são detetados em **coincidência** com o fragmento de fissão.

A relação entre a seção de choque **inclusiva** de eletrofissão e a seção de choque de fotofissão é dada pela teoria dos fótons virtuais por:

$$\sigma_{e,f}(E_e) = \sum_{\lambda} \int_0^{E_e} \sigma_f^{\lambda}(\omega) N^{\lambda}(E_e, \omega) \frac{d\omega}{\omega} \quad 7-V)$$

onde λ designa a natureza da interação (Elétrica ou Magnética); l , a multipolaridade correspondente e $N^{\lambda l}(E_e, \omega)$, o espectro de fótons virtuais; e σ_f^{λ} a seção de choque parcial de fotofissão

O espectro de fótons virtuais pode ser decomposto nas suas multipolaridades (E0, E1, E2, M1 etc.), e a excitação nuclear normalmente é estudada segundo sua resposta em função de uma multipolaridade específica.

Para núcleos intermediários e pesados, o cálculo dos fótons virtuais foi aperfeiçoado por Gargaro e Onley [Ga71], no qual o

potencial Coulombiano elétron-núcleo puntiforme foi incorporado no cálculo em DWBA (*Distorted Wave Born Approximation*). Posteriormente, foram calculados espectros com várias correções para o tamanho finito do núcleo: PWBA (*Plane Wave Born Approximation*), com correção para o tamanho finito do núcleo e SOBA (*Second Order Born Approximation*), também com correção para o tamanho finito do núcleo. Mais recentemente, Durgapal *et. al.* [Du83] calcularam espectros de fótons virtuais, levando em conta o tamanho finito do núcleo na aproximação de onda distorcida (DWBA). Esses espectros estão de excelente acordo com resultados experimentais.

A seção de choque de fotofissão $\sigma_f(\omega)$ é obtida via desconvolução da expressão 7-V, utilizando-se o método desenvolvido por Cook [Co63]. Os dados experimentais, $\sigma_{e,f}(\omega)$, são inicialmente ajustados numa curva contínua. Esta curva será o dado de entrada num sistema linear, mais um parâmetro de alisamento, após o que, este é resolvido pelas técnicas usuais de inversão de matrizes. Variando-se o parâmetro de alisamento, obtemos um conjunto de soluções possíveis para $\sigma_f(\omega)$. Estas soluções são novamente integradas segundo a equação 7-V e comparadas com os valores experimentais $\sigma_{e,f}(\omega)$.

A solução mais aceitável para $\sigma_f(\omega)$ será aquela com $\chi^2 \sim 1$.

O parâmetro de alisamento na desconvolução tem o objetivo de minimizar estruturas em pontos consecutivos. Apenas estruturas resultantes de vários pontos num intervalo grande de energia são evidenciadas neste procedimento de cálculo.

No cálculo do espectro de fótons virtuais, utilizamos fórmulas empíricas obtidas a partir da rotina DWBA [Za86], implementadas em nosso laboratório.

Apenas a componente de E1 foi considerada, devido aos motivos que se seguem.

Em geral, a seção de choque de eletrofissão é dada por:

$$\sigma_{e,f}(E_e) = \int_0^{E_e} [\sigma_{\pi}(E1; \omega) P_f(E1; \omega) N^{E1}(E_e, \omega) + \sigma_{\pi}(M1; \omega) P_f(M1; \omega) N^{M1}(E_e, \omega) + \sigma_{MQD}(\omega) P_f(E1; \omega) N^{E1}(E_e, \omega)] \frac{d\omega}{\omega}. \quad 8-V$$

Em energias intermediárias o espectro de fótons virtuais para as componentes elétrica ou magnética é similar em intensidade e perfil a partir de $\omega > E_e/2$ [Za86].

A maior energia estudada neste trabalho foi 250 MeV (fig.:1-V). Por outro lado, $\sigma_f(\omega)$ abaixo de $\omega \sim 120$ MeV é duas ordens de grandeza mais baixa se comparada com

fig:1-V

$\omega > 120$ MeV. Conseqüentemente, a contribuição de $\sigma_f(\omega)$ apenas acima de ~ 120 MeV, na integral da equação 8-V, é relevante (fig.:1-V - área hachureada). Também podemos considerar que as componentes do espectro de fótons virtuais para as componentes elétrica e magnética são iguais, sem incorrer em erros maiores que 3%.

Para energias de excitação bem acima da barreira de fissão, a densidade de níveis populadas pelas componentes elétrica e magnética na fotoexcitação é comparável. Assim, é razoável supor que $P_f(E2) \cong P_f(E1) \cong P_f(M1)$ [Ar94][Di89][Za86].

Então, a equação 8-V pode ser reescrita na forma:

$$\sigma_{e,f}(E_e) \cong \int_0^{E_e} [\sigma_{\pi}(E1;\omega) + \sigma_{\pi}(M1;\omega) + \sigma_{MQD}(\omega)] P_f(\omega) N^{E1}(E_e, \omega) \frac{d\omega}{\omega} , \quad 9-V$$

onde $\sigma_{MQD}(\omega) + \sigma_{\pi}(M1;\omega) + \sigma_{\pi}(E1;\omega)$ é a seção de choque total de fotoabsorção σ_a e a quantidade $\sigma_a(\omega) P_f(\omega)$ será a seção de choque de fotofissão $\sigma_f(\omega)$ a ser obtida por desconvolução.

Finalmente, observamos que no caso dos núcleos pré-actinídeos, o produto de $N^{\lambda l}(E_e, \omega)$ com $\sigma_f(\omega)$ na equação 8-V resulta num perfil distribuído e pouco largo próximo do valor de E_e e então, estruturas em $\sigma_f(\omega)$ (ver, **Apresentação dos Resultados**) podem ser facilmente notadas pela simples inspeção visual de $\sigma_{e,f}(\omega)$.

Um novo método de extração de $\sigma_f(\omega)$, além da desconvolução, foi concebido. Este novo método de obtenção de $\sigma_f(\omega)$ em energias intermediárias explora as características acima descritas do espectro de fótons virtuais. É, desta forma, possível fatorar-se da seção de choque de fotoexcitação o espectro de fótons virtuais e se trabalhar apenas com as derivadas de (e,f) em energias $\omega \geq 100$ MeV. Este novo método dispensa o conhecimento do espectro de fótons virtuais e foi testado na análise da seção de choque de eletrofissão do ^{182}W . Em comparação com o antigo método de desconvolução este novo método é preciso em $\sim 10\%$ [De96a].

4) Apresentação dos resultados.

Seção de choque de eletrofissão e fotofissão dos elementos estudados.

Tabela I

Número de contagens de traços de fissão, e carga elétrica
acumulada nas energias correspondentes, para o Au.

Energia (MeV)	Contagens	Carga Elétrica (μC)
40	58	860982,30
50	166	391062,60
60	463	359647,71
70	299	64066,90
80	431	50165,25
90	731	54319,25
100	1851	78838,47
110	1301	40187,85
120	2129	38645,12
130	2238	28745,46
140	2393	23888,53
150	2486	18913,54
160	3692	22249,43
170	3505	16974,60
180	4998	18448,54
185	4623	16326,43
190	5257	15133,43
195	5307	14532,57
200	5758	13538,42
205	5913	12866,28
210	6575	12646,26

215	6785	12175,69
220	7605	13120,51
225	6217	8842,82
230	6843	8839,80
240	2435	10404,11
250	1781	13640,72

Resultados "sem correção" devido aos actínídeos contaminantes.

Tabela II

Seção de Choque Total de Eletrofissão do Au.

$E_e(\text{MeV})$	$\sigma_{e,f}(\mu\text{b})$
40	$(4,74 \pm 0,24) \times 10^{-5}$
50	$(1,46 \pm 0,07) \times 10^{-3}$
60	$(5,12 \pm 0,26) \times 10^{-3}$
70	$(1,92 \pm 0,09) \times 10^{-2}$
80	$(3,52 \pm 0,18) \times 10^{-2}$
90	$(5,54 \pm 0,28) \times 10^{-2}$
100	$(9,75 \pm 0,49) \times 10^{-2}$
110	$(1,38 \pm 0,07) \times 10^{-1}$
120	$(2,37 \pm 0,12) \times 10^{-1}$
130	$(3,22 \pm 0,16) \times 10^{-1}$
140	$(4,12 \pm 0,21) \times 10^{-1}$
150	$(5,46 \pm 0,27) \times 10^{-1}$
160	$(6,83 \pm 0,34) \times 10^{-1}$
170	$(8,61 \pm 0,43) \times 10^{-1}$
180	$(1,11 \pm 0,06) \times 10^0$
185	$(1,16 \pm 0,06) \times 10^0$
190	$(1,43 \pm 0,07) \times 10^0$
195	$(1,50 \pm 0,07) \times 10^0$
200	$(1,73 \pm 0,09) \times 10^0$
205	$(1,89 \pm 0,09) \times 10^0$
210	$(2,19 \pm 0,11) \times 10^0$
215	$(2,31 \pm 0,11) \times 10^0$
220	$(2,41 \pm 0,12) \times 10^0$

225	$(3,36 \pm 0,16) \times 10^0$
230	$(3,18 \pm 0,16) \times 10^0$
240	$(4,93 \pm 0,25) \times 10^0$
250	$(5,35 \pm 0,27) \times 10^0$

**Resultados já descontados dos contaminantes, segundo
procedimento anteriormente descrito.**

Tabela III

Número de contagens de traços de fissão, e carga elétrica acumulada nas correspondentes energias, para o Ta.

Energia(MeV)	Contagens	Carga Elétrica (μC)
40	103	1308228,30
50	197	763678,21
60	62	395425,71
70	65	12677,87
80	62	46974,37
90	97	65777,92
100	73	57674,78
110	76	50573,13
120	775	56296,56
130	120	42288,24
140	120	36979,20
150	178	29402,17
160	247	26095,13
170	187	18808,23
180	375	21782,77
185	411	22003,39
190	395	20493,54
195	508	20391,27
200	560	18918,57
205	514	17896,94
210	593	16369,87

215	622	15400,56
220	645	15193,29
225	739	12999,43
230	699	12689,86
240	207	8616,43
250	340	13600,47

Resultados "sem correção" devido aos actínídeos contaminantes.

Tabela IV

Seção de Choque Total de Eletrofissão do Ta

$E_e(\text{MeV})$	$\sigma_{e,f}(\text{mb})$
45	$(3,09 \pm 0,45)10^{-7}$
50	$(2,01 \pm 0,19)10^{-6}$
60	$(6,28 \pm 0,54)10^{-6}$
70	$(1,95 \pm 0,14)10^{-5}$
80	$(5,43 \pm 0,35)10^{-5}$
90	$(1,06 \pm 0,07)10^{-4}$
100	$(1,78 \pm 0,11)10^{-4}$
110	$(2,42 \pm 0,15)10^{-4}$
120	$(4,04 \pm 0,25)10^{-4}$
130	$(5,39 \pm 0,34)10^{-4}$
140	$(6,59 \pm 0,42)10^{-4}$
150	$(8,49 \pm 0,54)10^{-4}$
170	$(1,46 \pm 0,09)10^{-3}$
190	$(2,26 \pm 0,14)10^{-3}$
210	$(3,29 \pm 0,20)10^{-3}$
230	$(3,77 \pm 0,23)10^{-3}$
250	$(6,64 \pm 0,40)10^{-3}$

Resultados já descontados dos contaminantes, segundo procedimento anteriormente descrito.

Tabela V

Número de contagens de traços de fissão, e carga elétrica acumulada nas correspondentes energias, ^{182}W .

Energia (MeV)	Contagem	Carga Elétrica (μC)
80	18	60483
90	23	128881
100	39	586271
110	28	565691
120	76	1014087
130	133	1166763
140	459	2236990
145	657	2281438
150	509	1646987
160	239	537154
170	191	330420
180	283	363773
190	437	435251
195	398	307632
200	606	529533
205	521	401707
210	475	332277
215	312	185137
220	409	175076
225	433	179070
230	475	201921

240	890	334211
250	374	112296

Tabela VI
Seção de Choque Total de Eletrofissão do ^{182}W obtida da
literatura[St84].

$E_e(\text{MeV})$	$\sigma_{e,f}(\mu\text{b})$
35	$(9,75 \pm 1,95)10^{-6}$
37,5	$(1,20 \pm 0,29)10^{-5}$
40	$(1,86 \pm 0,40)10^{-5}$
42,5	$(2,58 \pm 0,51)10^{-5}$
45	$(2,40 \pm 0,51)10^{-5}$
47,5	$(2,54 \pm 0,50)10^{-5}$
50	$(5,00 \pm 1,00)10^{-5}$
55	$(4,32 \pm 0,86)10^{-5}$

Tabela VII
Resultados de Sendai para a seção de choque total de eletrofissão do
 ^{182}W .

$E_e(\text{MeV})$	$\sigma_{e,f}(\mu\text{b})$
80	$(1,94 \pm 0,46)10^{-3}$
90	$(1,85 \pm 0,39)10^{-3}$
100	$(5,02 \pm 0,80)10^{-3}$
110	$(3,73 \pm 0,71)10^{-3}$
120	$(5,25 \pm 0,60)10^{-3}$
130	$(8,60 \pm 0,79)10^{-3}$
140	$(1,55 \pm 0,12)10^{-2}$
145	$(2,17 \pm 0,17)10^{-2}$

150	$(2,33 \pm 0,19)10^{-2}$
160	$(3,36 \pm 0,27)10^{-2}$
170	$(4,36 \pm 0,26)10^{-2}$
180	$(5,87 \pm 0,47)10^{-2}$
190	$(7,57 \pm 0,60)10^{-2}$
195	$(9,76 \pm 0,78)10^{-2}$
200	$(8,63 \pm 0,69)10^{-2}$
205	$(9,78 \pm 0,78)10^{-2}$
210	$(1,08 \pm 0,08)10^{-1}$
215	$(1,27 \pm 0,10)10^{-1}$
220	$(1,76 \pm 0,14)10^{-1}$
225	$(1,82 \pm 0,15)10^{-1}$
230	$(1,77 \pm 0,14)10^{-1}$
240	$(2,00 \pm 0,16)10^{-1}$
250	$(2,53 \pm 0,20)10^{-1}$

VI. Análise e Interpretação dos Resultados.

1) Introdução.

As seções de choque de eletrofissão para os elementos Au, Ta e ^{182}W foram medidas e, por meio do formalismo dos fótons virtuais, obtivemos as correspondentes seções de choque de fotofissão (ver **Apresentação dos Resultados**).

Para os elementos estudados, observamos inflexões na seção de choque de eletrofissão bem como patamares na correspondente seção de choque de fotofissão acima do limiar de fotoprodução de mésons π . Podemos observar nessas seções de choque dois patamares: o primeiro, de ~ 160 MeV a ~ 200 MeV e o segundo, de ~ 220 MeV a ~ 240 MeV, para os três núclídeos estudados. Nas seções de choque de fotofissão do ^{208}Pb e do ^{209}Bi (anteriormente utilizados nesse mesmo tipo de experimento [Ar86]), também observamos patamares acima do limiar de fotopíons.

Tentaremos entender os fenômenos observados, considerando duas fases durante o processo de fotoexcitação.

A primeira, denominada **fase do pré-equilíbrio**, é caracterizada pela perda da energia inicial do fóton (virtual) absorvido mediante a pronta emissão de partículas (nêutrons, mésons π e prótons).

A segunda fase corresponde ao **decaimento do núcleo composto**, que se encontra num estado excitado com energia inferior à do fóton incidente. Nesse tipo de decaimento, a fissão compete com a emissão de núcleons, em sua maioria nêutrons, sendo esse processo

descrito segundo um formalismo termodinâmico (decaimento do núcleo composto).

Da primeira fase (fase do pré-equilíbrio) sabemos, por simulação de cascata intranuclear que, até ~180 MeV, metade da energia inicial na fotoabsorção é perdida pela emissão de partículas [Gu90]. Entretanto, os modelos computacionais de cascata intranuclear conseguem descrever apenas as características gerais das estruturas em $E^*(\omega)$ acima do limiar de fotoprodução de mésons.

Neste trabalho, desenvolvemos um formalismo simples e original para a obtenção da energia de excitação do núcleo composto $E^*(\omega)$, em função da energia do fóton incidente, evitando a utilização de rotinas do tipo cascata intranuclear .

2) Obtenção de $E^*(\omega)$.

Em energias intermediárias, a seção de choque de fotofissão pode ser expressa na forma:

$$\sigma_f(\omega) = K \cdot \sigma_a(\omega) \cdot \varepsilon(\omega) \cdot P_f(\overline{A_{NC}}, \overline{Z_{NC}}; \overline{E}^*), \quad 1\text{-VI}$$

onde ω é a energia do fóton; $\sigma_a(\omega)$, a seção de choque de fotoabsorção; P_f , a probabilidade de fissão do núcleo composto médio. K é um fator fenomenológico praticamente independente da energia (descrito na teoria relevante) e $\sigma(\omega)=E^*(\omega)/\omega$.

Relembrando o formalismo apresentado no capítulo III, a partir das equações 22-III e 23-III temos:

$$F^{\text{exp}}(\omega) \equiv \frac{\sigma_f(\omega)}{\sigma_a(\omega)} \cdot \omega = K \cdot \bar{E}^* \cdot P_f(\bar{A}_{NC}, \bar{Z}_{NC}; \bar{E}^*). \quad 2\text{-VI}$$

Utilizando σ_f deste estudo, mais σ_a da literatura [Ko84][Ah85], obtivemos os resultados para F^{exp} mostrados na figura 1-VI, para Ta, ^{182}W e Au.

O termo à direita da equação 2-VI foi obtido a partir de uma rotina estatística para P_f . Essa rotina reproduz o fenômeno de cadeia de evaporação ou fissão que ocorre na desexcitação de um núcleo altamente excitado. As variações do valor da energia de ligação para nêutrons evaporados e a variação da barreira de fissão, em função do número atômico, também são consideradas. Essas quantidades, calculadas pelo método de Myers e Swiatecki [My68][Gu90] podem ser aproximadas na

forma: $B_f = \alpha_f A + \beta_f Z + \gamma_f$ e $B_n = \alpha_n A - \beta_n Z + \gamma_n$ onde, $\alpha_f = 0,22 \text{ MeV}$, $\beta_f = -1,62 \text{ MeV}$, $\alpha_n = -0,16 \text{ MeV}$, $\beta_n = 0,41 \text{ MeV}$, $\gamma_f = 101,5 \text{ MeV}$, $\gamma_n = 5,6 \text{ MeV}$, para $Z \sim 80$.

Os núcleos compostos médios foram definidos a partir das variações em $\Delta A \sim 1,75$ e $\Delta Z \sim 0,5$, para os três núcleos estudados. O valor da constante K vale ~ 5 para todos os núcleos pré-actinídeos estudados e foi estimado comparando o valor experimental da seção de choque de fotofissão com o valor calculado segundo a equação 1-VI no intervalo de 130 MeV a 160 MeV. Nesse intervalo de energias a energia média de excitação é $\sim \omega/2$ [Ar94][De96b]. Os resultados para o termo à direita na equação 2-VI são mostrados na figura 2-VI.

Resolvendo graficamente a equação 2-VI, obtivemos $E^*(\omega)$ (fig.:3-VI). Nessa figura, observamos dois patamares, sendo para o Au e o ^{182}W o primeiro localizado entre 160

MeV-200 MeV e iniciando o segundo a partir de $\sim 210 \text{ MeV}$. No caso do Ta, o primeiro patamar é localizado entre 170 MeV-210 MeV e o segundo inicia-se em $\sim 220 \text{ MeV}$. O comportamento no limiar de fotoprodução de píons não será considerado pois constitui um trabalho à parte no contexto geral da fotofissão [Ar93].

3) Análise do primeiro patamar em $E^*(\omega)$.

Para interpretar o primeiro patamar em $E^*(\omega)$, observamos que o correto conhecimento do caminho livre médio dos mésons π fotoproduzidos na matéria nuclear é importante.

Dos processos relevantes na fotoabsorção, no intervalo de energias por nós estudados, sabemos que a absorção via a quebra de um par **quase-dêuteron** sempre ocorre, embora diminuindo de intensidade para energias crescentes. Acima do limiar de

fotoprodução de mésons π , sua reabsorção passa a ser mediada por mecanismos de interação com dois ou três núcleons. O escape do méson π também deve ser levado em conta no processo de excitação nuclear e será função principalmente do caminho livre médio na matéria nuclear.

Para comparar as idéias acima expostas, foi desenvolvido um modelo para $E^*(\omega)$ (ver **Teoria Relevante**), onde

$$\begin{aligned} \frac{\bar{E}^*(\omega)}{\omega} = & \left[P_a(\omega)(1 - P_3(\omega)) \frac{\sigma_a^\pi(\omega)}{\sigma_a(\omega)} + \frac{\sigma_a^{QD}(\omega)}{\sigma_a(\omega)} \right] \varepsilon(2NA) + \\ & \frac{\sigma_a^\pi(\omega)}{\sigma_a(\omega)} P_a(\omega) P_3(\omega) \varepsilon(3NA); \end{aligned} \quad 3\text{-VI}$$

$P_3(\omega)$ é a probabilidade de absorção de um pión por três núcleons e P_a a probabilidade de absorção de um pión com energia cinética T_π .

O termo $P_a(\omega)$ pode ser calculado a partir do caminho livre médio segundo a relação: $P_a(\omega) = 1 - \exp(-R/\lambda_\pi(\omega))$, onde R é o raio nuclear.

O termo $\varepsilon(2NA)$ vale $\sim 0,5$ e representa a fração de energia média depositada na absorção via dois núcleons. Da mesma forma, $\varepsilon(3NA)$ corresponde ao processo mediado por três núcleons e vale aproximadamente $\sim 0,75$ [De96b]. Em nossos cálculos utilizamos dados para o caminho livre médio calculado por Hecking [He81] e o termo $P_3(\omega)$ foi obtido de Šimicevic [Si94](fig.:14-III - **Teoria Relevante**).

Entretanto, se compararmos o cálculo de E^* (expressão 3-VI), utilizando o caminho livre médio, calculado pela seção de choque

$\sigma(\pi d \rightarrow pp)$ (vêr fig.:7-III) extraído de Ericson e Weise [Er88] , com o cálculo que utiliza o caminho livre médio, devido a Hecking [He81], observamos que os valores de $E^*(\omega)$ experimentalmente obtidos para o Ta, ^{182}W e Au localizam-se entre essas duas possibilidades (fig.:3-VI) na faixa ω : 150–200 MeV, e para Ta e ^{182}W em energias mais altas.

Também observamos que os valores obtidos a partir da equação 3-VI se aproximam dos valores da energia de excitação para o primeiro patamar em ~ 200 MeV, mas não conseguem reproduzir o segundo patamar acima de ~ 220 MeV.

Desta forma, fica evidente que nossas considerações sobre o caminho livre médio do méson são razoáveis.

Na figura 4-VI, temos o caminho livre médio obtido segundo a expressão $\lambda_\pi(\omega) = 1/\rho \cdot \sigma(\pi d \rightarrow pp)$ [Er88] (onde ρ é densidade nuclear) o qual denominaremos λ_π de **Ericson-Weise**. Este λ_π equivale também à condição $\lambda_\pi \rightarrow 0$ com boa aproximação o que implica interpretarmos

como sendo a condição de absorção total de píons. No λ_π calculado por Hecking verificamos que há um **bump** que se localiza no intervalo $165 \text{ MeV} < \omega < 200 \text{ MeV}$, sendo que este cálculo é realizado via um potencial óptico que leva em conta apenas as contribuições de dois corpos. Para λ_π extraído da literatura (vêr fig.:8-III) [Er88] os valores de E^* ficam muito abaixo dos valores das simulações de cascata intranuclear conhecidas.

Seguindo o caminho inverso da expressão 3-VI, utilizamos os valores experimentais de $E^*(\omega)$ para deduzir o caminho livre médio dos fotomésons na matéria nuclear para o Ta, ^{182}W e Au (fig.:5-VI-a-b-c).

Nesse caso, observamos que o *bump* também ocorre, mas localiza-se em $180 \text{ MeV} < \omega < 200 \text{ MeV}$ para os três elementos estudados. Portanto, podemos correlacionar o primeiro patamar de $E^*(\omega)$ à ocorrência de “transparência nuclear a píons”, conforme sugerido por esses *bumps* em λ_π , para energias T_π entre 40 e 60 MeV. Entretanto, acima de 200 MeV os caminhos livres médios no Ta, ^{182}W e Au mostram tendência a crescer e, infelizmente, não temos dados em energias superiores para um melhor discernimento desse comportamento.

Estendendo-se as informações que pudemos obter, partimos dos valores para o caminho livre médio dos mésons e extraímos a seção de choque total de reação píon - núcleon na matéria nuclear, pois

$$\lambda_{\pi}(\omega) = \frac{1}{\sigma_{\pi N} \rho}, \quad 4\text{-VI}$$

onde $\sigma\rho$ é a densidade nuclear e $\sigma_{\pi N}$ a seção de choque total de reação píon-núcleon sendo que $\sigma_{\pi N} = \sigma_{\pi \text{abs.}} + \sigma_{\pi \text{inel.}}$.

Dessa informação, também podemos delinear o potencial óptico do píon na matéria nuclear. O potencial óptico e a auto-energia do píon ($\Pi(q)$) relacionam-se de maneira simples na forma

$$V_{opt}(q) = \frac{1}{2q^0} \Pi(q), \quad 5\text{-VI}$$

onde q^0 é o momento do méson para ângulos frontais.

A parte imaginária do potencial óptico representa a contribuição de cada canal de reação píon-núcleon aberto. De modo mais geral, a parte imaginária da amplitude frontal representa a contribuição de todos os canais de espalhamento, inclusive o canal de reação e o elástico; este é o teorema óptico [Sa88][Sa91]. Assim,

$$\Gamma_{\pi} \approx -2 \text{Im} V_{opt} = -\frac{1}{q^0} \text{Im} \Pi(q), \quad 6\text{-VI}$$

e Γ_{π} refere-se à largura do sistema píon-núcleon no canal elástico. Se trocarmos a largura pelo inverso do caminho livre médio do píon temos (detalhes na ref.: [Os91]),

$$\lambda_{\pi}^{-1} = \frac{d\sigma_{\pi N}}{dV} = -\frac{1}{|\vec{q}|} \text{Im} \Pi(q) \quad , \quad 7\text{-VI})$$

onde dV é o elemento de volume nuclear, supondo uma distribuição de densidade nuclear uniforme. Essa é a versão do teorema óptico para um sistema infinito [Os91]. Cálculos microscópicos para $\Pi(q)$ habilitam-nos a identificar as diferentes contribuições para $\text{Im}\Pi(q)$ e dessa forma temos:

$$\Gamma_{\pi} = \Gamma_{\text{abs.}} + \Gamma_{\text{quasi-elástico}}. \quad 8\text{-VI})$$

A partir da eq. 4-VI, utilizando os λ_{π} obtidos experimentalmente a partir de E^* , calculamos a $\sigma_{\pi N}$ (figs.:6-VI-a-b-c, linha contínua). A linha pontilhada é um modelo para $\sigma_{\pi N}$, via um *Ansatz*, e será descrito em seguida.

4) Definição de uma solução tipo *Ansatz*.

Com o objetivo de se extrair algum significado físico das seções de choque de reação por nós obtidas, tentamos reproduzi-las via um *Ansatz* para a seção de choque píon-núcleon, conforme explicado a seguir.

A base deste *Ansatz* utiliza a componente **s** de $\sigma_{\gamma,\pi}$, que é associada ao processo E_{0+} , ponderada por um fator α da fotoprodução de mésons π , mais a contribuição da componente **p** de $\sigma_{\gamma,\pi}$, que é associada ao processo M_{1+} , ponderada por um fator β . Então,

$$\sigma_{\pi,N}(\omega)^{(\text{Ansatz})} \Rightarrow [\alpha \sigma_{\gamma,\pi}(E_{0+}) + \beta \sigma_{\gamma,\pi}(M_{1+})], \quad 9\text{-VI}$$

sendo que os valores de $\sigma_{\gamma,\pi}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p)$, em que domina a componente E_{0+} e $\sigma_{\gamma,\pi}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$, em que domina a componente M_{1+} , foram obtidos da ref.: [Er88] (fig.:7-VI).

Este procedimento é justificado, pois em reações de fusão de íons pesados, com $E/A < 100$ MeV, o espectro de

mésons observado não é fortemente térmico, mostrando as características da fonte [He81]. Em nosso caso, a fonte é representada pela seção de choque de fotoprodução de mésons π .

A seguir, multiplicamos a expressão 9-VI pelo número de massa A , pois a seção de choque deve ser proporcional ao número de núcleons disponíveis. Por sua vez, consideramos que essa seção de choque também deve ser ponderada segundo a participação de dois ou mais núcleons na absorção do méson π . No caso de dois núcleons, podemos utilizar o fator $8 \cdot (N \cdot Z / A^2)$ também utilizado por Levinger (ver **Teoria Relevante**), para avaliar o número de **pares quase-dêuteron**. Este fator ficará absorvido nas constantes α e β , pois é constante em relação à energia do fóton. Para o caso de três núcleons medirem a absorção de um pión, utilizamos a razão entre a seção de choque de absorção de um pión por três núcleons pela contribuição total de dois núcleons mais três núcleons, em função da energia do fóton [Si94]. Portanto,

$$\sigma_{\pi,N}(\omega)^{(Ansatz)} = A \cdot [\alpha \sigma_{\gamma,\pi}(E_{0+}) + \beta \sigma_{\gamma,\pi}(M_{1+})] \cdot [\sigma_{3N}/(\sigma_{2N} + \sigma_{3N})] \cdot 10^{-VI}$$

A parte inelástica da seção de choque de reação e a componente de troca de cargas não foram introduzidas, mas serão discutidas mais à frente. Nas figuras 6-VI-a-b-c, observamos que a seção de

choque de reação pion-núcleon assim obtida (linhas pontilhadas) e a seção de choque de reação pión-núcleon extraída dos nossos dados (linhas contínuas), para Ta, ^{182}W e Au, são similares em forma e intensidade. Também observou-se que, para um melhor ajuste do *Ansatz* não era importante uma contribuição plena da componente M_{1+} para o ^{182}W apenas. Na fig.:8-VI, mostramos o *Ansatz* com as duas componentes contribuindo igualmente.

Os valores das constantes α e β são:

	^{182}W	Ta	Au
α	5,0	4,0	2,2
β	0,0	3,0	0,8

A obtenção destes valores foi realizada iterativamente, pois a componente E_{0+} contribui apenas para a inclinação de $\sigma_{\pi,N}(\omega)$, enquanto que a componente M_{1+} é quase uma constante no intervalo de energias considerado. Os erros para α e β são de ~10%.

As maiores discordâncias observadas entre o *Ansatz* e o resultado obtido experimentalmente ocorrem por falta, em ~ 200 MeV, e por excesso, acima de ~ 220 MeV.

Para o caso em que o *Ansatz* proposto excede o valor obtido na região ~ 200 MeV, podemos interpretar como resultado da menor contribuição dos processos de 2N ou 3N na reabsorção do méson. A componente de troca de carga, por ser muito pequena, não contribuirá para estas diferenças.

Observamos nas figuras 9-VI-a-b-c o correspondente potencial óptico (equação 7-VI) obtido para os elementos em estudo neste trabalho. As linhas pontilhadas possuem o mesmo significado daquele para as figuras 6-VI. Adicionalmente, na fig.:9-VI-c, apresentamos valores para o caso do ^{12}C , extraído de um trabalho de Ginocchio [Gi80]. É interessante o fato de que uma extrapolação dos resultados para o ^{12}C , em $\omega < 200$ MeV, interceptaria as curvas dos potenciais ópticos obtidas neste trabalho.

Fig.:9-VI-a

fig.:9-VI-b

fig.:9-VI-c

5) Análise do segundo patamar em $E^*(\omega)$.

Um segundo patamar é observado acima de 220 MeV no Au, ^{182}W e Ta, mas a equação 3-VI não é capaz de reproduzi-lo.

Nesse caso, observamos que o *Ansatz* proposto para a correspondente seção de choque total de reação infra-estima o valor obtido, significando que apenas a absorção de mésons não é suficiente para explicar os valores obtidos. Um incremento da componente inelástica na seção de choque total de reação pode ser sugerida, pois um aumento daquela refletirá um aumento da seção de choque total de reação.

Fisicamente podemos imaginar que a transferência adicional de energia dos píons para os núcleons no canal inelástico aumenta a emissão de núcleons na fase de pré-equilíbrio.

Por outro lado, a crescente participação de 3N na absorção de píons para energias cada vez mais próximas da ressonância $\Delta(1232)$ também é sugestiva [Sa91]. Nesse caso, devemos considerar que a divisão da energia do pión entre três núcleons

confere a estes núcleons um caminho livre médio maior, aumentando a taxa de emissão de núcleons na fase do pré-equilíbrio. Por exemplo, a absorção de píons fotoproduzidos por fótons com 200 MeV em 2N resulta em núcleons de ~100 MeV (seta A na fig.:10-VI). Essa mesma absorção em 3N fará a energia cinética de cada núcleon ser ~60 MeV e, conseqüentemente, o caminho livre médio será maior (seta B na fig.:10-VI).

Para decidir qual dos mecanismos é mais relevante, podemos observar a fig.:11-VI que mostra o resultado de cálculos da parte imaginária da auto-energia da componente $\Delta(1232)$. Nessa figura, parametrizada apenas na densidade nuclear, observamos a contribuição de um, dois, e três núcleons no canal quase-elástico (Q) e a contribuição na absorção por dois núcleons (A2) e três núcleons

(A3) em função da energia cinética do pión. A curva através dos pontos experimentais representa a soma das contribuições A2, Q e A3 [Sa88][Sa91].

Esses cálculos nos mostram a tendência das contribuições consideradas para algumas energias iguais e acima dos valores por nós estudados. Em geral, a seção de choque total de reação pión-núcleon segue a ressonância $\Delta(1232)$ ou onda **p**. A contribuição da onda **s** é considerada, mas com muito pouca relevância, exceto no

limiar de fotoprodução de pions. Notamos que a contribuição de três núcleons e a componente quase-elástica aumentam de importância, com maior contribuição da parte quase-elástica. A componente mediada por dois núcleons diminui.

Tal resultado é indicativo de que o mecanismo mais importante, gerador do segundo patamar na energia média de excitação do núcleo composto, segundo nossos resultados, é a componente inelástica e a intermediação de três corpos.

A diferença de importância da componente M_{1+} , no *Ansatz* que utilizamos, também constitui uma questão em aberto e, possivelmente, um ponto de partida para melhor compreender esses fenômenos.

VII. Conclusões e perspectivas.

Mostramos que apenas as componentes de absorção de píons acima descritas (2N e 3N) são suficientes para uma descrição geral da seção de choque total de reação, da parte imaginária e do correspondente potencial óptico pión-núcleon na matéria nuclear.

Entretanto, é instigante o fato do λ_π aumentar com A , o que poderia sugerir algum tipo de efeito de meio. De fato, no patamar de ~ 200 MeV, o caminho livre médio de píons para o ^{182}W é $\sim 4,0$ fm, para o Ta é $\sim 3,8$ fm e para o Au é $\sim 5,7$ fm.

O patamar acima de 200 MeV ainda fica como uma questão em aberto para considerações teóricas a respeito dos processos de mediação por 2N e 3N, e da componente inelástica para a seção de choque de reação. A pequena participação da componente $\mathbf{p}$ (ou M1 na fotoprodução de píons) no *Ansatz* por nós sugerido para o ^{182}W e uma melhor descrição da componente inelástica na seção de choque de reação também devem ser objeto de considerações teóricas.

Para discussões mais concretas, medidas diretas da energia de excitação em função da energia do fóton são necessárias. Por exemplo, isso poderia ser conseguido por meio da medida das energias de todas as partículas emitidas na fase de pré-equilíbrio (mésons, prótons, nêutrons etc.). Essa possibilidade está sendo cogitada para um projeto a ser desenvolvido no GRAAL (França).

VIII. Contribuições concretas deste trabalho.

Medimos as seções de choque de eletrofissão para os elementos Au Ta e ^{182}W .

Extraímos as correspondentes seções de choque de fotofissão.

Partindo de um método original deduzimos a energia média de excitação $E^*(\omega)$ na qual dois patamares são sistematicamente observados.

Inferimos com base nestes resultados experimentais, o caminho livre médio para píons ($\lambda_\pi(\omega)$) e a partir daí delineamos a seção de choque πN e o termo complexo do potencial óptico para a propagação de mésons na matéria nuclear.

A interpretação mais provável para o primeiro patamar de E^* é apresentada (transparência nuclear a píons).

Para o segundo patamar, indicações da física envolvida no processo para futuras interpretações mais elaboradas são apresentadas.

Referências bibliográficas.

Ah85) J. Ahrens, Nucl. Phys. **A446** (1985) 229c.

Ag75) D. Agassi, H. A. Weidenmüller, and G. Mantzouranis, Phys. Lett. **22C** 145 (1975).

Ar86) J. D. T. Arruda-Neto, M. Sugawara, T. Tamae, O. Sasaki, H. Ogino, H. Miyase, and K. Abe, Phys. Rev., **C34**, 935 (1986).

Ar93) J. D. T. Arruda-Neto, T. Saito, M. Sugawara, T. Tamae, H. Miyase, K. Abe, K. Takahisa, O. Konno, M. Oikawa, and S. Simionatto, Phys. Rev., **C48** 1594(1993).

Ar94) J. D. T. Arruda-Neto, T. Saito, M. Sugawara, T. Tamae, H. Miyase, K. Abe, K. Takahisa, O. Konno, M. Oikawa, A. Deppman, and S. Simionatto, Phys. Rev., **C50**, 282 (1994).

Ar95) J. D. T. Arruda-Neto, T. Saito, M. Sugawara, T. Tamae, H. Miyase, K. Abe, O. Konno, M. Oikawa, A. Deppman, S. Simionatto, E. M. L. Macedo, and B. S. Bhandari, Phys. Rev. **C51**, 452(1995).

Ba74) V. S. Barashenkov, F. G. Gereghi, A. S. Iljinov, G. G. Jonsson, and V. D. Toneev, Nucl. Phys., **A231**, 462 (1974).

Be53) G. Bernardini, R. Reitz, and E. Segrè, Phys. Rev. **90**, 573(1953).

Bl75) M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Sci. **25** 123(1975).

Bl63) B. Block, and H. Feshbach, Ann. Phys. (NY). **23**, 47 (1963).

Bo39) N. Bohr and J. A. Wheeler, Phys. Rev. **56**, 426 (1939).

Ca84) M. I. Cataldi e M. N. Martins, "Manual para Medidas de Espessura de Alvos por Absorção de Raios-X, Publicações **IFUSP/P-453** (1984).

Ch68) K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J. R. Grover, J. M. Miller, and Y. Shimamoto, Phys. Rev. **166**, 949 (1968).

Ch91) M. B. Chadwick, P. Oblozinsky P.E. Hodgson and G. Reffo, Phys. Rev. **C44** (1991) 814.

Co63) B. C. Cook, Nucl. Inst. and Meth. **24**, 256 (1963).

De88) E. De Sanctis, comunicação privada.

De96a) A. Deppman and J. D. T. Arruda-Neto and M. V. Tavares, Nucl. Instr. And Meth. (in press)

De96b) A. Deppman, J. D. T. Arruda-Neto, E. De Sanctis, and N. Bianchi, Il Nuovo Cimento **A109**, 1197 (1996).

De96c) A. Deppman, J. D. T. Arruda-Neto, N. Bianchi, and E. De Sanctis, Phys. Rev. **C** (in press).

Di89) H.Dias, J. D. T. Arruda-Neto, B. Carlson, and M. Hussein, Phys. Rev. **C39**, 564(1989).

Du83) P. Durgapal and D. S. Onley, Phys. Rev., **C27**, 523 (1983).

Ei54) R. M. Eisberg, R. M. Phys. Rev. **94**, 739 (1954).

Er86) M. Ericson: in *New Vistas in Nuclear Dynamics*, NATO ASI series **B, Physics**, vol-139, edited by P. J. Brussard and I. H. Koch (Plenum Press, New York, N. Y., 1986), p-163.

Er88) T. Ericson and W. Weise, in "**Pions and Nuclei**". **Oxford Science Publicatios** (1988).

- Ga71) W.W. Gargaro and D. S. Onley, Phys. Rev. **C4**, 1032 (1971).
- Ga92) E. Gadioli and P. E. Hodgson, in "**Pre-Equilibrium Nuclear Reactions**" Claredon Press - Oxford (1992).
- Gi80) J. N. Ginocchio and M. B. Johnson, Phys. Rev., **C21**, 1056 (1980).
- Gu87) C. Guaraldo, V. Lucherini, E. De Sanctis, P. Levi Sandri, E. Polli, A. R. Reolon, S. Lo Nigro, S. Aiello V. Bellini, V. Emma, C. Milone, and G. S. Pappalardo, Phys. Rev. **C36**, 1027 (1987).
- Gu90) C. Guaraldo, V. Lucherini, E. De Sanctis, A. S. Iljinov, M. V. Mebel, and S. Lo Nigro, Nuovo Cimento A **103**, 607 (1990).
- Ha96) H. Hahn, A. Altman, D. Ashery, G. Gefen, D. R. Gill, R. R. Johnson, R. Levy-Nathansohn, M. A. Moinester, M. Sevier, and R. P. Trelle, Phys. Rev. **C53**, 1074(1996).
- He81) P. Hecking, Phys. Lett. **B103** (1981) 401.
- Hu69) J. H. Hubbel, "**Photon Cross Sections, Atenuation Coefficients And Enegy Absorption Coefficients from 10 KeV to 100 GeV**". *NSRDS - NBS 29 (august 1969)*.
- Hu82) J. H. Hubbel, "**Photon Mass Attenuation and Energy Absorption Coefficients from 1 KeV to 20 MeV**", *Int. J. Appl. Isot. Vol:33 , 1269 (1982)*.
- Il80) A. S. Iljinov, E. A. Cherepanov, and S. E. Chigrinov, Sov. J. Nucl. Phys. **32**(2), (1980).
- Il81) A. S. Iljinov, M. Leon, R. Seki, and S. E. Chigrinov ,Report **INR P-0188** (1981).

Il89) A. S. Iljinov, M. V. Mebel, C. Guaraldo, V. Lucherini, E. De Sanctis, N. Bianchi, P. Levi Sandri, V. Muccifora, E. Polli, A. R. Reolon, P. Rossi, S. Lo Nigro, S. Aiello V. Bellini, V. Emma, C. Milone, Phys Rev. **C39**, 1420 (1989).

In93) C. H. Q. Ingran, Nucl. Phys. **A553**, 573c (1993).

Ja91) Janine N. C. de Almeida e J. D. T. Arruda-Neto, “**Detetores de Fissão a Traços-Mica: Revelação Química e Varredura Óptica**”. IFUSP/p-944:outubro/91.

Ja91-a) E. Jacobs and U. Kneissl, in “**The Nuclear Fission Process**”, CRC Press (1991) edited by C. Wagemans, cap:5.

Ko84) J. H. Koch, E. J. Moniz and N. Ohtsuka, Ann. Phys. **NY 154** (1984) 99.

Ki68) K. Kikuchi and M. Kawai, “**Nuclear Matter and Nuclear Reactions**”, (North Holland, Amsterdam, 1968).

Le51) J. S. Levinger, Phys. Rev. **84**, 43 (1951).

Le79) J. S. Levinger, Phys. Lett. **82B**, 181 (1979).

Le78) C. M. Lederer e V. S. Shirley, “**Tables of Isotopes**”, John Wiley & Sons, INC, 70^a ed. , 1978.

Me58a) N. Metropolis, R Bivins, M. Storm, J. M. Miller, and G. Friedlander, Phys. Rev. **110**, 204 (1958).

Me58b) N. Metropolis, R Bivins, M. Storm, A. Turkevich, J. M. Miller, and G. Friedlander, Phys. Rev. **110**, 185 (1958).

Mo69) L. G. Moreto, R. C. Gatti, S. G. Thompson, J. T. Routti, J. H. Heisenberg, L. M. Middleman, M. R. Yearian, and R. F. Hofstadter, Phys. Rev. **179**, 1176 (1969).

My67) W. D. Myers and W. J. Swiatecki, Ark. Fyz. **36**, 343 (1967).

Os94) E. Oset, “**Proc. V La Rábida Int. Summer School on Nucl. Phys.**”, **Huelva, Spain** (Springer,1994).

Ry90) D. Ryckbosch, L. Van Hoorebeke, R. Van de Vyver, F. De Smet, J-D Adler, D. Nilsson, B.Schröder and R. Zorro, Phys. Rev. **C42** 444(1990).

Sa88) L. L. Salcedo, E. Oset, M. J. Vicente-Vacas and C. Garcia-Recio, Nucl. Phys. **A484** (1988) 557.

Sa91) L.L. Salcedo, in “**Pions in Nuclei**”, **Int. Workshop, Penyscola (Castellón) Spain, Word Scientific**, edited by E. Oset, M. J. Vicente-Vacas and C. Garcia Recio (1991) p:168.

Se47) R. Serber, Phys. Rev. **72**, 1114 (1947).

Sh74) K. Shoda, M. Suagawara, T. Saito, and H. Miyase, Nucl. Phys. **A221**, 125 (1974).

Si94) N, Šimicevic, Phys. Rev. **C50**, 2224(1994).

St84) H. Ströher, j. Drexler, R. Heil, U. Kneissl, G. Mank, R. Ratzek, H. Ries, T. Weber, W. Wilke, and H. J. Maier, Nucl. Phys. **A419**, 295(1984).

Va73) R. Vandenbosch and J. R. Huizenga, “**Nuclear Fission**” (Academic, New York ,1973).

Wa69) Y. Wakuta, M. Sonoda, A. Katase, H. Tawara, and M. Hyakutake, J. Phys. Soc.,Japan **26**, 851 (1969)

Wa71) Y. Wakuta, J. Phys. Soc. Japan **31**, 12 (1971).

Wa95) J. D. Walecka; **“Theoretical Nuclear and Subnuclear Physics”**: Oxford University Press , (1995) cap-7,26.

Wi56) R. Wilson, Phys. Rev. **104**, 218 (1956)

Za86) F. Zamani-Noor and D. S. Onley, Phys. Rev. **C33**,1354(1986).

Apêndice A.

Cálculo da seção de choque do núcleo composto.

A escolha de um potencial óptico adequado para o cálculo da seção de choque do núcleo composto demanda esforço computacional. E esse tipo de procedimento geralmente introduz parâmetros livres que, em geral, podem comprometer a interpretação final dos resultados obtidos.

Dessa forma, seguimos o formalismo devido a Kikuchi e Kawai para calcular a seção de choque do núcleo composto que, apesar de ser desenvolvido para nêutrons (ou prótons) como pontas de prova, pôde ser utilizada para reações fotonucleares. Os detalhes são apresentados no livro "*Nuclear Matter and Nuclear Reactions*" de Kikuchi e Kawai.

Segundo esse formalismo, a energia residual ($E^*(\epsilon_0)$) e a seção de choque do núcleo composto ($\sigma_c(\epsilon_0)$) no fim da cascata intranuclear estão relacionadas pela expressão[Ki68]:

$$E^*(\epsilon_0) \cong \frac{\sigma_c(\epsilon_0)}{\sigma_a(\epsilon_0)}(\epsilon_0 + S), \quad 1-A)$$

S é a energia de ligação do núcleon incidente no núcleo-alvo e $\sigma_a(\epsilon_0)$ é a seção de choque de absorção. Se reinterpretarmos a equação 1-A de forma que a energia do fóton, ω , passa a ser o equivalente da energia do

núcleon incidente ε_0 , então, a nova expressão para a energia de excitação será:

$$E^*(\omega) \cong \frac{\sigma_c(\omega)}{\sigma_a(\omega)} \cdot \omega. \quad 2-A)$$

Esse tipo de reinterpretação se mostrou válida e bastante útil para obtenção da energia média de excitação do núcleo composto ou a obtenção da seção de choque de núcleo composto em reações fotonucleares, conforme discutido nas referências:[Ar94][Ar95][De96b][De96c].

A sua validade sustenta-se no fato de que, em geral, o estágio inicial da fotoabsorção é majoritariamente mediado pela quebra de um par de núcleons correlacionados. Isso implica que na fase inicial da cascata intranuclear (estado *doorway*), a configuração inicial dos núcleons é dada por duas partículas acima do mar de Fermi e um buraco abaixo do mar de Fermi (2p-1h). Fenomenologicamente, o buraco representa os dois núcleons correlacionados .

Portanto, na expressão 2-A, após o núcleon incidente promover o primeiro núcleon do alvo acima do mar de Fermi , temos também o mesmo *doorway* i.e. 2p-1h [Ry90] como configuração inicial , o que é uma primeira evidência da similaridade entre as fases iniciais de distribuição da energia do fóton e/ou energia do núcleon no núcleo-alvo.

Analogamente, para energias acima de 140 MeV, a reabsorção de píons é majoritariamente mediada por dois núcleons e isso também resulta numa configuração inicial 2p-1h, similar à fotoabsorção por um par

quase-dêuteron. Posteriormente, verificou-se que a expressão 2-A estava correta a menos de uma constante fenomenológica K , ou seja,[De96b]

$$E^*(\omega) \rightarrow K \cdot E^*(\omega) = \frac{\sigma_c(\omega)}{\sigma_a(\omega)} \cdot \omega. \quad 3-A)$$

Apêndice B.

Deteção dos fragmentos de fissão em mica Muscovita.

Para detetar os fragmentos de fissão, descartamos o uso de instrumental eletrônico. O método de contagem dos traços de fissão em folhas de vidro, mica Muscovita ou plástico em geral oferece grande precisão na contagem [Ja91]. Para o nosso caso, escolhemos a mica Muscovita ($\text{K Al}_3 \text{Si}_3 \text{O}_{12} \text{H}_2$) devido às facilidades de aquisição desse material, além do manuseio e da eficiência de 100% para ângulos de incidência de até $\sim 90^\circ$.

A mica Muscovita foi adquirida na forma bruta. A preferência foi dada para exemplares, dos quais seria fácil a extração do maior número de folhas finas, homogêneas e sem deformações ou rugosidades na superfície. O próximo passo era o corte dessas folhas na forma de retângulos com as dimensões adequadas para o suporte onde seriam montadas. Em geral, as folhas de mica tinham $\sim 2,5 \text{ cm}^2$ e, o dobro disto, para experimentos de geometria 2π . Antes de serem utilizadas como detetores de traços de fissão, essas folhas foram banhadas em ácido fluorídrico (HF 50%) para uma "pré-revelação". O motivo desse procedimento era de pré-revelar os traços de que certamente existem pela ocorrência de fissão espontânea de actínídeos (contaminantes) fósseis.

Após a realização das irradiações, as folhas de mica eram novamente tratadas com um banho de HF 50% para a revelação dos traços de fissão decorrentes das irradiações.

Os traços de origem fóssil podem ser facilmente discriminados, pois passaram por **dois banhos com HF** e, portanto, são de dimensões superiores aos traços de fissão que desejamos contar (fig.:1-C). A contagem desses traços foi realizada com a ajuda de um microscópio de projeção em 100x. Problemas de ondulações na superfície da mica

foram resolvidos com a aplicação de um líquido revelador de uso comum para identificação de trincas em superfícies (revelador n° 3 da Brasitec-Standar). A deposição dessa substância nos traços facilitava a observação ao microscópio. As observações ao microscópio constavam de varreduras horizontais na folha de mica. Percorremos toda sua área e acumulamos o número de traços pequenos, que correspondiam aos traços de fissão de nossos experimentos, em um contador manual.

O manuseio do HF é particularmente perigoso. Por causa disso, os trabalhos foram realizados em capela com o sistema de exaustão de ar sempre em funcionamento. Os materiais utilizados eram em plástico devido à resistência à corrosão do HF. Esse tipo de rotina é realizado no LAL há mais de 20 anos e o erro cometido pelo operador ao microscópio é sempre de ~1%.