UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

TEORIA DE REAÇÕES PARA ANÁLISE DE PROCESSOS DE PRODUÇÃO E DECAIMENTO DE RESSONÂNCIAS GIGANTES NUCLEARES

GRACIELA ALICIA FOGLIA

Tese de Doutoramento
submetida ao Instituto de Física
lade de São Paulo

SBI-IFUSP
305M18.JT3240

ORIENTADOR: Prof. Dr. A. F. R. de TOLEDO PIZA

SÃO PAULO
1991

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E INFORMAÇÃO
3240
INSTITUTO DE FÍSICA

T/IFUSP
F656t
D
ex.3

539.75
F656t
D
ex.3

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Foglia, Graciela Alicia
Teoria de reações para análise de processos de produção e decaimento de ressonâncias gigantes nucleares. São Paulo, 1991.

Tese (Doutorado) - Universidade de São Paulo. Instituto de Física. Departamento de Física Matemática.
Área de Concentração: Física Nuclear.
Orientador: Antonio Fernando Ribeiro de Toledo Piza.

Unitermos: 1. Ressonâncias multipolares; 2. Decaimento.

USP/IF/SBI - 25/91

Abstract

We present a theory of reactions wich includes consistently the formation and decay of Giant Multipole Resonances. We find an energy dependent theoretical expression for the mixture parameters which govern the different types of decay. The formulation is applied to the reaction $^{208}Pb(\gamma, n)$ and we obtain estimates for the semi-direct widths for the first five states of ^{207}Pb.

Resumo

É apresentada uma teoria de reações que inclui consistentemente a formação e o decaimento das Ressonâncias Multipolares Gigantes. Achamos uma expresão teórica para parâmetros de mistura, dependentes da energia, que regem os diferentes tipos de decaimento. A formulação é aplicada à reação $^{208}Pb(\gamma, n)$ e são obtidas estimativas para as larguras de decaimento semi–direto, para os cinco níveis mais baixos do ^{207}Pb.

Errata

Capítulo 2

Pág. 15, onde diz:
"...Q será o operador que projeta sobre o resto.", leia-se:
"...Q será o operador que projeta sobre o resto, ortogonal a p e a d".

Pág. 20, eq. 2.22, onde diz:
$\langle \phi_f^{(-)} | \mathcal{H}_{Pd} | d \rangle$, leia-se:
$\langle \phi_f^{(-)} | \mathcal{H}_{pd} | d \rangle$.

Pág. 22, eq. 2.27
$C_{dA} = \langle d | (1 + \mathcal{H}_{dp} G_p) \mathcal{M}_c | A \rangle$.

Pág. 23, eq. 2.32, onde diz:
$\frac{\langle | \mathcal{H}_{dp} | \phi_f^{(+)} \rangle}{\epsilon - E_d}$, leia-se:
$\frac{\langle | \mathcal{H}_{dp} | \phi_f^{(+)} \rangle}{\epsilon - \epsilon_d}$;

onde diz:
$|\tilde{m}_{qd}|^2 = n \langle d | (\mathcal{H}_{dp} G_p + 1) V_{pq} | q \rangle$, leia-se:
$|\tilde{m}_{qd}|^2 = |n \langle d | (\mathcal{H}_{dp} G_p + 1) V_{pq} | q \rangle|^2$.

Errata

Capítulo 3

Pág. 28, eq. 3.5, onde diz:

$V_{Pq}\frac{1}{\varepsilon(+)-\mathcal{H}_{QQ}}V_{qP}$, leia-se:

$V_{PQ}\frac{1}{\varepsilon(+)-\mathcal{H}_{QQ}}V_{QP}$.

eq.3.7, onde diz:

$(d+q)\frac{1}{\varepsilon(+)-\mathcal{H}_{qq}}(d+q)$, leia-se:

$(d+q)\frac{1}{\varepsilon(+)-\mathcal{H}_{QQ}}(d+q)$.

Pág. 29, eq. 3.8, onde diz:

$Q\frac{1}{\varepsilon(+)-\mathcal{H}_{qq}}Q$, leia-se:

$Q\frac{1}{\varepsilon(+)-\mathcal{H}_{QQ}}Q$.

Errata

Capítulo 4

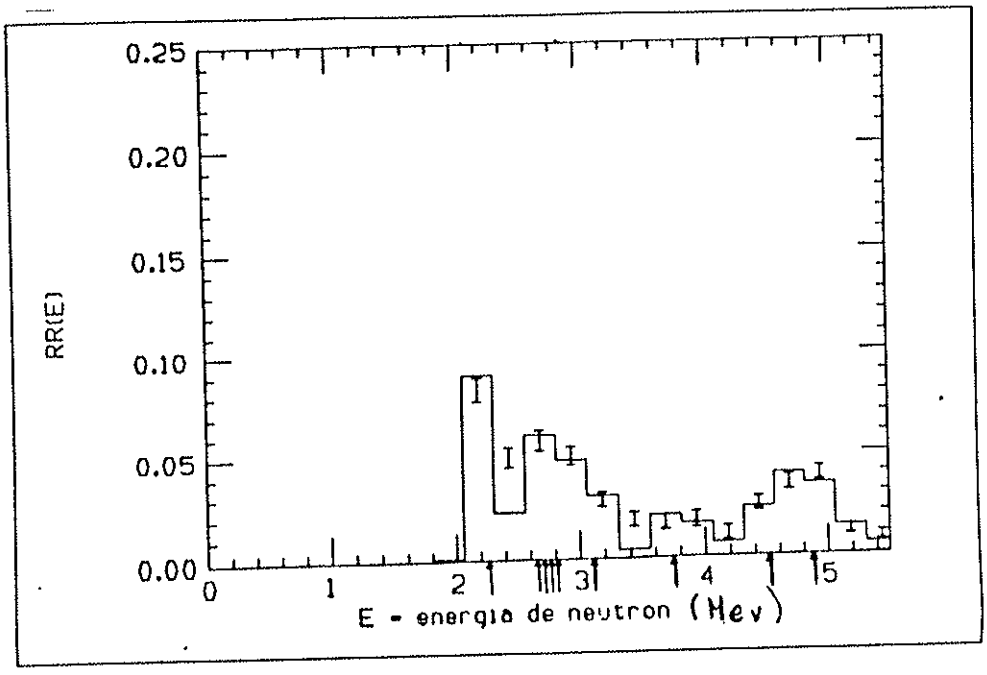
Pág. 33, onde diz:

"Este cálculo fornece 157 níveis entre 4 e 6.6 Mev.", leia-se:

"Este cálculo fornece 157 níveis entre 0 e 6.6 Mev."

Em todas as figuras (4.1 a 4.7), energia de neutrons é em Mev.

Pág. 40, fig. 4.5



Pág. 43, tabela 4.2, onde diz:

"valores max de Γ_d^f", leia-se:

"valores max de $\sum_f \Gamma_d^f$".

Na mesma tabela, as tres colunas, começando com energias de γ, são a $\sum_f \Gamma_d^f$, ficando, então da seguinte forma:

		$\Gamma^f = \sum_f \Gamma_d^f$			
decaimento semi-direto	$d\mu/d\varepsilon$	$E_\gamma = 12.006 Mev$	$E_\gamma = 12.821 Mev$	$E_\gamma = 14.01 Mev$	valoresmaxi $\sum_f \Gamma_d^f$
20%	0.8	0.915	0.672	0.73	< 1
15%	0.85	0.8	0.6	0.68	< 0.71
10%	0.9	0.68	0.53	0.62	< 0.4

-Você percebe que estou te agradecendo?

.....

-Ah! que ótimo! É o que esperava.

Você me deu tanta força esses anos, esses tempos... que dizer teu nome ou alguma palavra especial seria demais, não é?! Fica entre nós...E o universo não o ignora! Você sabe, não sabe?!

Índice

1 Introdução: Ressonâncias Gigantes 4

2 Formalismo 12

3 Pré-equilíbrio 26

4 Análise de dados 33

5 Conclusões 45

Solomon saith: there is no new thing upon the earth.
So that as Plato had an imagination,
that all knowledge was but remembrance,
so Solomon giveth his sentence,
that all novelty is but oblivion.

FrancisBacon : Essays LVIII

Capítulo 1

Introdução: Ressonâncias Gigantes

O estudo das propriedades das ressonâncias multipolares gigantes (RMG) é muito importante pois elas refletem uma das múltiplas faces do núcleo atômico, que é a face *coletiva*. As RMG são modos simples de vibração do núcleo que envolvem essencialmente todos os nucleons adequadamente correlacionados para dar probabilidades de transição muito grandes (entre o estado fundamental e esses estados) e é isto, a correlação de fases, o essencial para a coletividade. Esta caraterística é observada na intensidade da RMG que, por ser muito grande, comparada com a intensidade obtida nas transições de partícula única, só se explica pensando na participação *coerente* de muitos nucleons. Este fato pode ser observado experimentalmente, pois quando a RMG é excitada, ela domina completamente a cara da seção de choque. Por isto é que são gigantes.

As RMG são um fato comum a todos os núcleos e seus parâmetros (intensidade, largura, energia de excitação - figura 1.1) variam suavemente com o número de massa, A. Isto está ligado ao caráter coletivo das RMG.

A primera ressonância gigante a ser descoberta foi a de dipolo elétrico, RDG, numa reação (γ, n) em 1947 por Baldwin e Klaiber. Ela tinha sido prevista teoricamente por Migdal em 1944. A RDG se manifestou como um forte aumento na seção de choque de fotoabsorção.

No começo se tentava explicar as RMG com modelos macroscópicos, mas

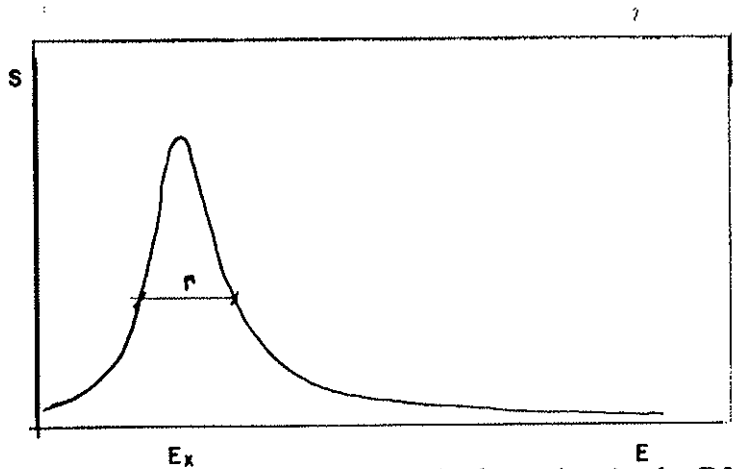


Figura 1.1: Γ = largura da RMG; E_x = energia de excitação da RMG; área do pico = intensidade.

estes não coincidiam (ou coincidiam pouco) com o experimento, como no caso de Goldhaber-Teller (1948) no qual protons e neutrons são considerados como fluidos clássicos incompressíveis, com uma superfície fixa, movendo-se um contra o outro. A força total restauradora é proporcional ao termo de simetria de superfície na fórmula de massa extendida de Myers-Swiatecki, (1969, 1974); ou no caso de Steinwedel-Jensen, (1950), esta força é proporcional ao termo de simetria da fórmula de massa de Bethe-Weizsäcker. Em geral não é possível reproduzir o experimento com cálculos baseados no modelo de gota líquida , sem que sejam feitas outras considerações pois este supõe uma densidade de energia local enquanto o sistema da RG, o núcleo, tem estrutura de camadas [Bohr e Mottelson, (1975)].

Outros tipos de RG foram descobertos mais tarde, especialmente com a melhora das técnicas de detecção, e o uso de aceleradores de partículas (α, e^-, etc) que possibilitaram excitar outros modos de vibração . Em princípio cada classe de ressonância pode ser excitada por qualquer classe de feixe, mas cada um destes tem suas limitações. Assim nas reações fotonucleares podemos observar as RDG, mas os γ não excitam facilmente outras multipolaridades. Nas reações com eletrons, as mais usadas para estudos da estrutura nuclear de alta precisão (pois a interação eletromagnética é bem conhecida), a maior desvantagem é que as ressonâncias isoescalar e isovetorial são igualmente excitadas e é preciso informação adicional para distinguir entre ambas. Esta desvantagem também é apresentada nas reações com protons.

Um outro problema nas reações com eletrons é que o espectro está sobre uma cauda radiativa, que nos núcleos pesados pode ser muito grande comparada com a própria ressonância e isto nos leva a perder informação da estrutura grossa do espectro [van der Woude, (1984)].

No espalhamento inelástico de partículas α obtemos espectros onde várias multipolaridades se superpõem e para aquelas diferente de dipolo (monopolo, quadrupolo, etc.) as distribuições angulares ficam semelhantes, fazendo-se difícil separar as diferentes contribuições ao espectro.

Nas reações com ions pesados um inconveniente fundamental é que a excitação do fundo contínuo debaixo da RMG é tão forte (ou mais) quanto a excitação da própria ressonância. Este fundo decai por emissão de partícula, e é dificil diferenciar entre ambos os processos.

A condição necessária para que existam as RG é que a energia transmitida ao alvo seja igual à energia associada à vibração, mas esta energia deve ser distribuída entre os nucleons de tal jeito que estes se ponham em movimento nas direções adequadas. Quanticamente, isto quer dizer que a energia transmitida ao núcleo é compatível com os números quânticos, (spin, isospin – ver figura 1.2), associados à RMG produzida.

Estas oscilações podem ser divididas, em geral, em oscilações elétricas e magnéticas; teremos assim dipolos magnéticos, quadrupolos, etc. Estes por sua vez se classificam segundo o isospin (simetria de carga) e segundo o spin ou momento angular, como é mostrado na figura 1.2.

IEE = isoescalar elétrica ($\Delta T = 0$): compressão e expansão do núcleo em forma isotrópica; protons e neutrons em fase; (spin: $\Delta S = 0$);

IVE = isovetorial elétrica ($\Delta T = 1$): protons oscilam contra neutrons; (spin: $\Delta S = 0$);

IEM = isoescalar magnética ($\Delta T = 0$): protons e neutrons com spin $\uparrow$ contra protons e neutrons com spin $\downarrow$; (spin: $\Delta S = 1$);

IVM = isovetorial magnética ($\Delta T = 1$): protons com spin $\uparrow$ e neutrons com spin $\downarrow$ contra neutrons com spin $\uparrow$ e protons com spin $\downarrow$; (spin: $\Delta S = 1$).

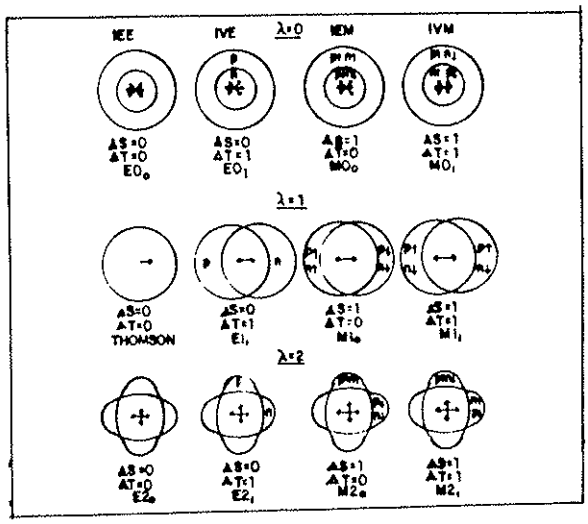


Figura 1.2

De um ponto de vista microscópico a *RMG* é um *estado coletivo* construído a partir da soma *coerente* de muitos estados de partícula–buraco $(p-b)$, i.e. uma partícula acima do nível de Fermi, um buraco no mar de Fermi, obtido usando uma interação "residual". O caráter coletivo deste modo provém principalmente de que todas as muitas componentes estão adequadamente correlacionadas, (*coêrencia*), para dar probabilidades de transição muito grandes, comparada com a correspondente probabilidade de transição de partícula única.

A energia de excitação necessária para produzir a *RG*, em geral é maior que a energia de separação de partículas (protons, neutrons, α, etc.) do núcleo. Isto faz com que o decaimento seja principalmente por emissão de partícula ou pela fragmentação da *RMG* em estados mais complicados (antes da emissão de partícula), favorecendo assim a perda de *coerência* ao se quebrarem os pares $p-b$.

Os detalhes do mecanismo de perda de coerência dos modos coletivos, ainda não são bem conhecidos, mas eles estão refletidos nas *larguras* (largura total a meia altura, *FWHN*, Γ na fig. 1.1) das *RG*, já que estas nos dão informação de como é a distribuição de intensidade dos estados de $(p-b)$ em outros estados (contínuo, núcleo composto, (NC), $2p-2b$, etc.).

Para entender as possíveis formas do decaimento, vamos analisar dois casos extremos, e depois veremos como estes se "complicam".

1. "Semi-direto": Acoplamento dos estados de $(p-b)$ com o contínuo. Supomos que a RG está situada acima do limiar de emissão de partícula. Através de seu acoplamento ao contínuo, esta ganha uma largura de escape $\Gamma^{\uparrow}$. A área F_i no espectro da figura 1.3 representa a emissão de uma partícula de energia ε_i simultaneamente com outros possíveis eventos acontecendo no núcleo. Então, relembrando que a área do pico nos dá a probabilidade de transição e se conhecemos a intensidade total de RMG podemos ter uma medida da porcentagem desse decaimento no total. Estas relações são chamadas razões de ramificação, (RR):

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma} = \frac{F_i}{F} \tag{1.1}$$

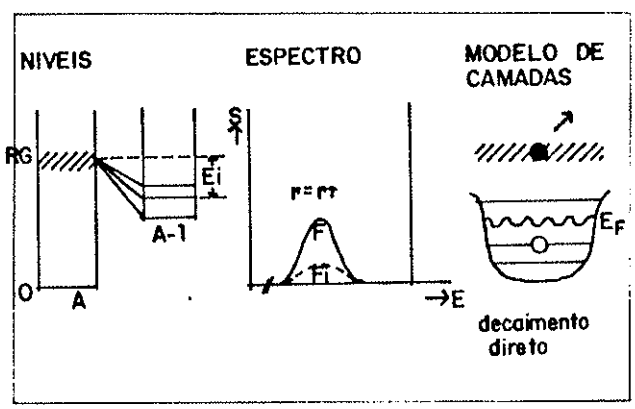


Figura 1.3:

A marca caraterística desta classe de decaimento é o predomínio de estados de buraco no núcleo residual.

2. "Estatístico": Neste caso a RG distribui sua intensidade entre estados mais complexos, do mesmo número quântico, com uma largura $\Gamma^{\downarrow}$. Experimentalmente o decaimento estatístico é caraterizado por um espectro de evaporação e por RR de acordo com a teoria de Hauser-Feshbach, (1952), figura 1.4.

Naturalmente as coisas não são tão simples assim e tem que ser levada em conta a possibilidade de outras classes de decaimento. É aceitado, em geral, que os núcleos

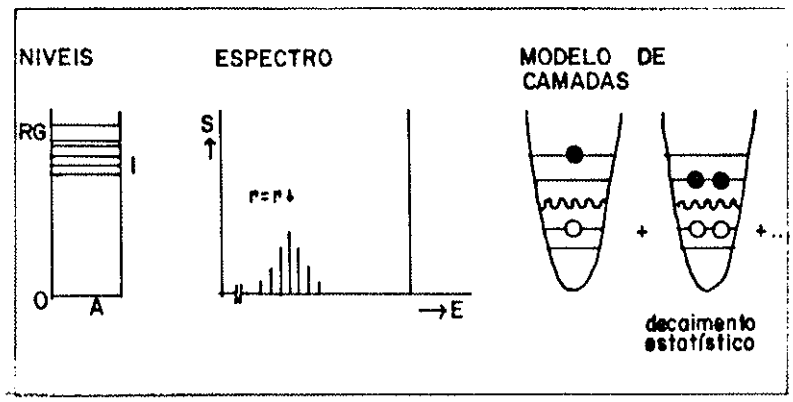


Figura 1.4:

pesados, por exemplo, ^{208}Pb, decaem principalmente em forma estatística, no entanto existem trabalhos nos quais se conclui que 10 a 15% do decaimento é semi-direto [Brandenburg *et al.*, (1989)] quando a RG é excitada numa reação (α, α'). Uma análise mais justa deve levar em conta a competição entre decaimento semi-direto e estatístico e ainda a competição entre semi-direto e estados de $(2p - 2h)$, $(3p - 3h)$, etc. (chamados níveis de pré-equilíbrio). Na figura 1.5 [van der Woude (1988)] estão representados estes casos.

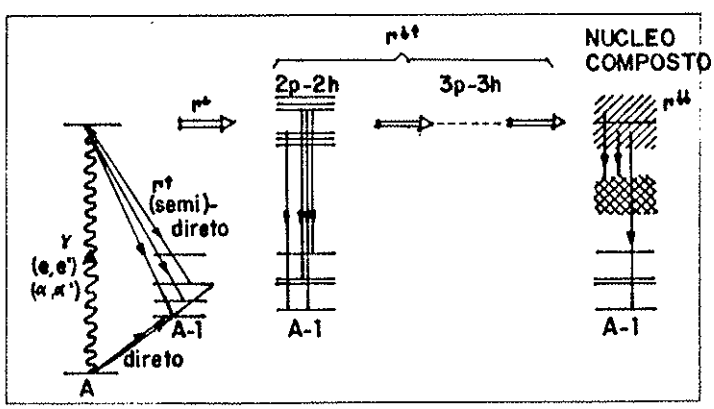


Figura 1.5:

Da figura vemos que se pensarmos a RMG como configurações de $(1p - 1h)$ o acoplamento desta com $(2p-2h)$ é o primeiro passo para a formação do NC, e assim por diante, até que o sistema se equilibra. Quando em cada passo são emitidas γ ou alguma outra partícula, esse decaimento é chamado de pré-equilíbrio

À vista destas possíveis formas de perda de coerência parece mais adequada a escolha de um modelo onde, em princípio, seja possível incluir todas estas componentes do decaimento com as restrições impostas pela unitariedade. Veremos que é a unitariedade a que coordena a competição dos diferentes modos de decaimento.

Nesse sentido temos o modelo fenomenológico proposto por [Dias *et al.* (1986)]. Neste modelo híbrido é introduzido um "parâmetro de mistura" μ que mede o grau de fragmentação da RMG no NC. A expressão obtida nesse trabalho para a seção de choque média na energia é:

$$\begin{aligned} \langle \sigma^f \rangle &\sim (1-\mu)\tau_{RG}^{form} \frac{\tau_{RG}^f}{\sum_{c'} \tau_{RC}^{c'}} \\ &+ \mu \tau_{RG}^{form} \frac{\tau_Q^f + \mu \tau_{RG}^f}{\sum_{c'} (\tau_Q^{c'} + \mu \tau_{RG}^{c'})} \end{aligned} \tag{1.2}$$

Onde τ_{RG}^f e τ_Q^f são os coeficientes de transmissão para a RMG e o NC, e $\mu = \Gamma^{\downarrow}/\Gamma$ é o parâmetro de mistura. Ele depende da energia da partícula incidente.

$\Gamma^{\downarrow}$ e Γ são as larguras de decaimento para o NC e a total, respectivamente.

Nesta expressão o primeiro termo representa o processo semi-direto, onde τ_{RG}^{form} é a formação da RMG, que depois decai pelo canal f. O segundo termo é a seção de choque de flutuação. A forma como elas dependem com μ é fixada pela unitariedade: se a RG, antes de decair forma NC, então empobrece o decaimento semi-direto, e o fator $(1-\mu)$ se aproxima de zero. No caso contrário, $\mu \to 0$ e é favorecido o decaimento semi-direto.

A questão agora é: será possível justificar esse tipo de mistura no contexto de uma teoria microscópica, consistente, que inclua a formação e o decaimento da RMG, e na qual apareça naturalmente o parâmetro μ?

Sim, é possível. Para isto vamos usar uma teoria abrangente das reações nucleares e tratar os efeitos de NC através da "representação óptica de fundo", de Kawai, Kerman e Mc Voy (1972).

Este formalismo está apresentado no capítulo 2, onde tratamos do decaimento semi-direto e do estatístico. No capítulo 3, apresentamos uma extensão da teoria

para mostrar como incluir outras formas de perda de coerência, em particular, pré-equilíbrio. No capítulo 4 há uma análise de dados feita usando esta formulação que nos permite estimar as larguras de decaimento semi-direto para os cinco níveis mais baixos de energia do núcleo residual.

Capítulo 2

Formalismo

Neste capítulo mostraremos o formalismo que permite tratar simultaneamente os vários mecanismos do decaimento das ressonâncias multipolares gigantes (RMG), a forma pela qual tais mecanismos competem entre si e, em particular, a sua parametrização dada pelo parâmetro μ, já discutidos no capítulo anterior.

A reação que vamos estudar é do tipo $A(a, bf)$:

$$\begin{aligned} a + A \longrightarrow\ & B^* + b \\ & \llcorner\!\!\rightarrow \{f\} \quad , \end{aligned}$$

por exemplo

$$\begin{aligned} \alpha + {}^{208}Pb \longrightarrow\ & {}^{208}Pb^* + \alpha' \\ & \llcorner\!\!\rightarrow\ n_i + {}^{207}Pb^* \quad . \end{aligned}$$

Esta reação é tal que uma partícula a interage através de um processo direto com o alvo A deixando-o num estado B^* que depois decai seqüencialmente pelo canal $\{f\}$. Se a energia é adequada para produzir a RMG, ela estará em B^* (pode acontecer $b = a'$; neste caso $B^* = A^*$).

Estudamos este tipo de reação já que existem experiências que nos permitem observar a produção da RMG, em geral por absorção de fotons, ou espalhamento

inelástico de eletrons e hadrons, bem como o seu subseqüente decaimento. Os produtos do decaimento são detectados em *coincidência* com a partícula emergente, i.e os produtos $\{f\}$ em coincidência com b. Exemplos destes experimentos são $(e, e'n)$, [Bolme *et al.*, (1989)], $(\alpha, \alpha'n)$, [Brandenburg *et al.*, (1989)], etc. A vantagem de usar experiências como $(e, e'n)$, por exemplo, é que a medida em coincidência permite a eliminação, no espectro, das contribuições provenientes do espalhamento elástico e da cauda radiativa associada a ele, mostrando deste modo que no caso do ^{208}Pb só 3% do espectro é devido a espalhamento inelástico [Bolme *et al.*, (1989)].

A amplitude de transição para esta reação pode ser escrita como

$$\begin{aligned} T_f &\simeq \langle b^{(-)}\varphi_f^{(-)}|\hat{O}|A\,a^{(+)}\rangle = \langle\varphi_f^{(-)}|\mathcal{M}|A\rangle \\ \mathcal{M} &= \langle b^{(-)}|\hat{O}|a^{(+)}\rangle \end{aligned} \tag{2.1}$$

onde

$b^{(-)}$ é a função de onda que corresponde ao estado final da partícula emergente, com energia E_b;

$\varphi_f^{(-)}$ é o estado do núcleo residual, NR, com energia ε, (em geral no contínuo);

$\{f\}$ representa os canais abertos que incluem uma onda plana (ou coulombiana) num dado canal e ondas emergentes,$\varphi_f^{(+)}$, ou imergentes, $\varphi_f^{(-)}$, no resto dos canais;

$\mathcal{M}$ é o operador de transição, que no caso de ter reações do tipo (e, e'), (γ, γ'), etc., será de um corpo; $\mathcal{M}$ depende da natureza da interação;

A é o estado do alvo.

A energia do sistema final nuclear é $E = \varepsilon + E_b$.

Na forma (2.1) de escrever a amplitude de transição usamos a aproximação de Born com ondas distorcidas no tratamento da partícula emergente b e da incidente

a. Isso é permissível devido à suposição de que tal processo é direto. Todas as informações que obtemos a partir de T_f serão em função de ε ou E_b, com E fixo.

Para obter nossas expressões em termos de ε, o ponto principal é decompor a função de onda do núcleo residual (no exemplo, $^{208}Pb^*$) nas componentes relevantes para o estudo do nosso problema. No caso mais simples, que vamos tratar neste capítulo, isto significa dividir o espaço de Hilbert associado ao núcleo residual em três subespaços mutuamente acoplados (fig 2.1) que contenham informação relativa

- à RMG, i.e, excitações de $(1p-1b)$, descritas no capítulo 1, (subespaço d);
- aos canais abertos para o decaimento, i.e os estados assintóticos $\{f\}$ no contínuo, (subespaço p); este subespaço é construído como sendo ortogonal ao anterior;
- ao resto, i.e, àquilo que não está contido nos dois anteriores como estados de $(2p-2b)$, $(3p-3b)$, núcleo composto (NC), etc., ortogonal aos dois anteriores, (subespaço Q).

Por simplicidade não são levadas em conta as reações diretas, conduzindo aos estados finais $\{f\}$, i.e processos como "knock-out", onde uma partícula do alvo escapa para o contínuo independentemente da formação de B^*.

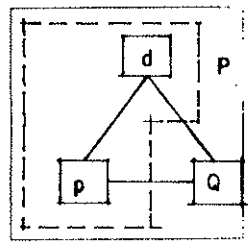


Figura 2.1:

Para fazer a divisão dita acima asociamos a cada subespaço operadores de projeção que aplicados na função de onda do sistema residual nos darão as componentes relevantes para o estudo do nosso problema. A fig. 2.1 ilustra os três subespaços e seus acoplamentos. Assim, chamemos d ao operador que aplicado na

função de onda do NR projetará sobre o subespaço das RMG. Neste subespaço teremos só componentes de uma partícula-um buraco $(1p - 1b)$; p será o operador que projeta sobre os canais abertos apenas, i.e, sobre o contínuo, ortogonal a d; Q será o operador que projeta sobre o resto. Devido à definição de p, este subespaço só contém canais fechados.

Assim, no espaço de Hilbert do NR teremos a decomposição da identidade, em termos dos operadores de projeção

$$1 = d + p + Q \equiv P + Q \; ; \qquad Q = 1 - P \tag{2.2}$$

onde os operadores de projeção são escolhidos como sendo independentes da energia e satisfazendo as propriedades:

$$d^2 = d \; ; \quad p^2 = p \qquad pQ = Qp = dQ = Qd = pd = dp = 0 \tag{2.3}$$

O operador $P = d + p$ projeta a função de onda do NR num espaço que inclui as RMG e os canais abertos, e portanto as larguras de escape das RMG. P é a parte que aplicada na função de onda do NR contribui para T_f, (através de d).

Há pelo menos duas formas para estabelecer o espaço d e a dependência com a energia da seção de choque. No caso que vamos chamar de "doorway no sentido estrito", temos um operador de excitação multipolar $\hat{O}$ de um corpo aplicado no estado fundamental do alvo, de tal forma que o estado que produz leva a maior intensidade possível na regra de soma associada a esse operador de excitação. Esse estado $|d\rangle$, pode ser escrito como

$$|d\rangle = N(1 - |B\rangle\langle B|)\hat{O}|B\rangle \quad , \tag{2.4}$$

onde

$|B\rangle$ é o estado fundamental do sistema B;

N é tal que $\langle d|d\rangle = 1$.

O estado $|d\rangle$ não é autoestado da hamiltoniana do alvo, (por não ser $\hat{O}$ uma constante de movimento) então ele decairá distribuindo a intensidade de transição pelos diferentes autoestados do alvo.

Uma outra forma de construir o projetor d é defini-lo como contendo excitações de $(1p-1b)$ do alvo e fazer, dentro desse subespaço uma RPA (incluindo o contínuo) [Piza, (1972)] e da qual podemos extrair as diferentes multipolaridades. Neste caso, a descrição da coerência dos modos coletivos é feita em detalhe, no sentido da dinâmica nuclear (potencial de dois corpos). Mas para uma análise fenomenológica de seções de choque médias que preservam apenas a estrutura grossa das RMG, vamos escolher o primeiro método para evitar todas as complicações que são provenientes da dinâmica envolvida no cálculo da RPA.

Por simplicidade vamos supor só um estado $d = |D\rangle\langle D|$ no espaço d, e só canais abertos em p. A suposição de um só estado em d é conseqüência da nossa escolha no estabelecimento do espaço d pois temos um mecanismo de excitação e uma multipolaridade bem definidas.

A equação de Schrödinger para φ_f é:

$$(\varepsilon - H)\varphi_f = 0 \tag{2.5}$$

Agora escrevamos φ_f como:

$$\varphi_f = P\varphi_f + Q\varphi_f \tag{2.6}$$

então podemos reescrever a equação de Schrödinger para φ_f como:

$$\begin{aligned} (\varepsilon - H_{PP})P\varphi_f &= H_{PQ}Q\varphi_f \\ (\varepsilon - H_{QQ})Q\varphi_f &= H_{QP}P\varphi_f \end{aligned} \tag{2.7}$$

onde $H_{PP} = PHP$, $H_{PQ} = PHQ$, etc.

Estes termos podem ser interpretados da seguinte forma:

H_{PP} : acoplamento do subespaço P a si mesmo, (acoplamento direto entre canais abertos);

H_{QQ} : acopla tudo aquilo que é ortogonal a P entre si, (estado de núcleo composto ortogonal às RMG);

H_{QP} , H_{PQ}: são os termos de interação entre P e as coisas ortogonais a P, que estão em Q.

Das equações 2.7 obtemos uma Hamiltoniana efetiva para a componente $P\varphi_f$

$$(\varepsilon - H_{PP} - H_{PQ}\frac{1}{\varepsilon - H_{QQ}}H_{QP})P\varphi_f = 0 \quad . \tag{2.8}$$

A hamiltoniana efetiva que aparece na equação 2.8 está composta de duas partes que estão associadas a processos de reação com dependências com a energia muito diferentes, i.e: H_{PP} vai contribuir para amplitude de transição T_f, com a RMG mais uma parte que varia devagar com a energia na escala das ressonâncias pois representa processos diretos ligados ao espalhamento do projétil a (isto pode ser estudado em termos de potenciais ópticos de $(p - b)$); o outro termo varia rapidamente com a energia pois teremos uma ressonância de núcleo composto cada vez que ε coincida com um autovalor de H_{QQ}.

É aqui onde podemos introduzir a "representação óptica de fundo" de Kawai, Kerman e Mc Voy, (1972), para nos ajudar a tratar os processos envolvendo os estados de núcleo composto, i.e. separar as flutuações que aparecem na seção de choque da estrutura grossa, que permanece quando se considera sua média em energia. A importância deste formalismo reside no fato de poder obter uma expresão para a seção de choque como a soma de duas contribuições incoerentes:

$$\langle\sigma_f\rangle \sim \langle|T_f|^2\rangle = |T_f^{lisa}|^2 + \langle|T_f^{fl}|^2\rangle \tag{2.9}$$

Assim obteremos para $P\varphi_f$ uma parte "lisa", ou seja uma função de onda "média" e um termo de flutuação. Esta separação nos garante ainda que ao fazer a média de T_f (para obter a seção de choque média) a parte flutuante vai a zero enquanto a parte "média" fica inalterada.

Para conseguir esta separação usamos a identidade entre operadores [Kawai *et al.*, (1972)]:

$$H_{PQ}\frac{1}{\varepsilon - H_{QQ}}H_{QP} = H_{PQ}\frac{1}{\varepsilon + iI - H_{QQ}}H_{QP} + V_{PQ}\frac{1}{\varepsilon - H_{QQ}}V_{QP} \quad (2.10)$$

onde

$$\begin{aligned} V_{PQ}(\varepsilon) &= H_{PQ}(\frac{Ii}{\varepsilon + Ii - H_{QQ}})^{\frac{1}{2}} \\ V_{QP}(\varepsilon) &= (\frac{Ii}{\varepsilon - Ii - H_{QQ}})^{\frac{1}{2}} H_{QP} \end{aligned} \quad (2.11)$$

O primeiro termo do lado direito da eq. 2.10 corresponde à média em energia (tomada como uma função peso Lorenziana de largura I do operador do lado esquerdo), enquanto o segundo é um termo de flutuação. A importância dos fatores $V(\varepsilon)$ das equações 2.11, reside nos termos $(\varepsilon \pm iI - H_{QQ})^{-1/2}$ pois eles limitam as contribuições de flutuação a estados de núcleo composto próximos à energia de interesse ε; outra vantagem que esses fatores asseguram é que as fases dos termos se distribuam entre 0° e 360° de tal forma a que suas contribuições se cancelem em média, [Kawai *et al.*, (1972)].

Então, voltando para equação (2.8) obtemos uma equação complexa efetiva para $P\varphi_f$ da forma :

$$(\varepsilon - \mathcal{H}_{PP} - V_{PQ}G_Q(\varepsilon)V_{QP})P\varphi_f = 0 \quad , \quad (2.12)$$

onde

$$\begin{aligned} \mathcal{H}_{PP} &= H_{PP} + H_{PQ}\frac{1}{\varepsilon + Ii - H_{QQ}}H_{QP} \quad , \\ G_Q(\varepsilon) &= \frac{1}{\varepsilon - H_{QQ}} \quad . \end{aligned} \quad (2.13)$$

$\mathcal{H}_{PP}$ pode ser relacionada a um potencial óptico no espaço de $(p - b)$.

$P\varphi_f$ é dada também, com condições de contorno incluídas pela equação integral:

$$P\varphi_f^{(+)} = \chi_f^{(+)} + \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{PP}}H_{PQ}\frac{1}{\varepsilon + Ii - H_{QQ}}H_{QP}P\varphi_f \quad , \quad (2.14)$$

cuja solução formal é:

$$P\varphi_f^{(+)} = \chi_f^{(+)} + \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{PP}} V_{PQ} \frac{1}{\varepsilon - H_{QQ} - V_{QP}(1/\varepsilon - \mathcal{H}_{PP})V_{PQ}} V_{QP}\chi_f^{(+)} \quad . \tag{2.15}$$

Nessas expressões $\chi_f^{(+)}$ é solução de:

$$(\varepsilon - \mathcal{H}_{PP})\chi_f^{(+)} = 0 \tag{2.16}$$

$G_q(\varepsilon)$, eq. 2.13, é a função de Green associada a $\chi_f^{(+)}$ com as condições de contorno apropriadas. Se tivéssemos escolhido como solução de $P\varphi_f$ as funções de onda imergentes, com sinal $(-)$, então teríamos que usar os potenciais adjuntos para que as equações tivessem os sinais corretos, [Kerman *et al.*, (1979)]. Por conveniência de notação, escrevemos as equações para $\varphi_f^{(+)}$, embora a solução efetivamente usada para calcular a amplitude final seja $\varphi_f^{(-)}$.

Como foi dito acima, temos uma hamiltoniana de modelo óptico para a componente P de φ_f, então na expresão para $P\varphi_f$, eq. (2.15), podemos fazer a separação em uma parte "lisa" ou óptica, $(\chi_f^{(+)})$ e uma parte contendo as flutuações, (segundo termo), o que leva à expresão 2.9.

Para obter os efeitos das RMG na parte lisa, necesitamos explicitar a componente d de χ_f. Isso é feito usando um procedimento análogo ao adotado para fazer a separação entre P e q. Relembrando que $P = d + p$ temos novamente um conjunto de equações acopladas, agora em p e d, para χ_f:

$$\chi_f = p\chi_f + d\chi_f \quad , \tag{2.17}$$

e

$$\begin{aligned} (\varepsilon - \mathcal{H}_{pp})p\chi_f &= \mathcal{H}_{pd}d\chi_f \quad , \\ (\varepsilon - \mathcal{H}_{dd})d\chi_f &= \mathcal{H}_{dp}p\chi_f \quad . \end{aligned} \tag{2.18}$$

Da segunda das equações 2.18 obtemos uma expresão que nos dá a parte lisa de T_f

$$d\chi_f = \frac{1}{\varepsilon - \mathcal{H}_{dd} - \mathcal{H}_{dp}1/(\varepsilon - \mathcal{H}_{pp})\mathcal{H}_{pd}}\mathcal{H}_{dp}\phi_f^{(+)} \quad , \tag{2.19}$$

onde ϕ_f é solução da equação homogênea

$$(\varepsilon - \mathcal{H}_{pp})\phi_f^{(+)} = 0. \tag{2.20}$$

Vemos que o denominador de $d\chi_f$ pode não ser real pela presença da hamiltoniana efetiva complexa. Pela nossa escolha, no que se refere ao jeito de estabelecer o espaço d, é fácil explicitar o autovetor de $\mathcal{H}_{dd}$, $|d\rangle$, (pois este é bem definido), assim como a autoenergia associada a esse estado, E_d. No caso de ter escolhido, para estabelecer o espaço d, fazer uma RPA no contínuo este fato nos obrigaria a usar uma base biortogonal de estados $|\tilde{d}\rangle$, $|d\rangle$, autovetores de $\mathcal{H}_{dd}$, com autovalores discretos, complexos, E_d^*, E_d. Então, para a nossa escolha de um único estado:

$$\begin{aligned} d\chi_f &= \frac{|d\rangle\langle d|\mathcal{H}_{dp}|\phi_f^{(+)}\rangle}{\varepsilon - \varepsilon_d} \\ &= |d\rangle\frac{g_{df}}{\varepsilon - \varepsilon_d} \quad , \end{aligned} \tag{2.21}$$

onde

$\varepsilon_d = E_d - i\frac{\Gamma_d}{2}$ é o autovalor complexo de $\mathcal{H}_{dd}$; de fato

$$\varepsilon_d = \langle d|\mathcal{H}_{dd} - \mathcal{H}_{dp}p\frac{1}{\varepsilon - \mathcal{H}_{pp}}p\mathcal{H}_{pd}|d\rangle \quad ,$$

$g_{df} \equiv \frac{\Gamma_R^f}{2\pi}$ é a amplitude de decaimento do estado d para os canais finais, $\{f\}$.

A parte lisa de T_f (eq. 2.1) é então:

$$\begin{aligned} T_f^{lisa} &= \frac{\langle\phi_f^{(-)}|\mathcal{H}_{Pd}|d\rangle\langle d|\mathcal{M}_c|A\rangle}{\varepsilon - \varepsilon_d} \\ &= g_{df}\frac{\langle d|\mathcal{M}_c|A\rangle}{\varepsilon - \varepsilon_d} \quad , \end{aligned} \tag{2.22}$$

que terá comportamento ressonante perto dos autovalores ε_d.

O termo $\langle d|\mathcal{M}_c|A\rangle$ representa a produção da RMG, (por A) que depois vai decair pelo canal $\{f\}$.

Para obter T_f de flutuação voltamos à equação 2.15 e tomamos a parte flutuante de $P\varphi_f$. Este termo liga todos os canais abertos importantes para o decaimento de B^* (incluindo a formação de NC, em Q) no espaço P.

Agora, para os estados $|q\rangle$ usamos uma base biortogonal, com energias ε_q, que satisfazem:

$$(\varepsilon_q - \mathcal{H}_{QQ})|q\rangle \; ; \quad (\varepsilon_q^* - \mathcal{H}_{QQ}^\dagger)|\tilde{q}\rangle \; ; \quad 1 = \sum_q |q\rangle\langle\tilde{q}| \quad . \tag{2.23}$$

Assim, obtemos para T_f^{fl} a expressão:

$$\begin{aligned} T_f^{fl} &= \sum_q \frac{\langle\phi_f^{(-)}|V|q\rangle\langle\tilde{q}|V(\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{PP})^{(-1)}\mathcal{M}_c|A\rangle}{\varepsilon - \varepsilon_q} \\ &\equiv \sum_q \frac{g_{fq}M_{qc}}{\varepsilon - \varepsilon_q} \quad . \end{aligned} \tag{2.24}$$

Esta equação ainda apresenta comportamento ressonante, associado ao estado $|d\rangle$; vamos torná-lo explícito. Lembremos que tínhamos suposto um único estado em d. Então como $P = d + p$ usamos a identidade entre operadores (ver eq. 3.7):

$$\begin{aligned} (d+p)\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{PP}}(d+p) &= p\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}p \\ &+ (1 + \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}\mathcal{H}_{pd})\frac{|d\rangle\langle d|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_d} \\ &\times(1 + \mathcal{H}_{dp}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}) \quad , \end{aligned} \tag{2.25}$$

onde ε_d foi definida em (2.21). Obtemos para M_{qc}:

$$\begin{aligned} M_{qc} &= \langle\tilde{q}|V_{Qp}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}\mathcal{M}_c|A\rangle \\ &+ \langle\tilde{q}|V(1 + \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}\mathcal{H}_{pd})\frac{|d\rangle\langle d|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_d}(1 + \mathcal{H}_{dp}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}})\mathcal{M}_c|A\rangle \end{aligned} \tag{2.26}$$

que pode ser escrita como

$$M_{qc} \equiv B_{qc} + m_{qd}\frac{C_{dA}}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_d} \quad , \tag{2.27}$$

onde B_{qc} e m_{qd} não apresentam comportamento ressonante associado a $|d\rangle$ e fizemos a identificação:

$$B_{qc} = \langle \tilde{q}|V_{qp}G_p\mathcal{M}_c|A\rangle \quad ,$$

$$m_{qd} = \langle \tilde{q}|V_{qp}(1 - G_p\mathcal{H}_{pd})|d\rangle \quad ,$$

onde G_p é a função de Green para os canais abertos, p.

Falta analisar g_{fq} em 2.24; para isto voltamos à eq. (2.18) e obtemos uma expressão para $p\chi_f$:

$$p\chi_f = |\phi_f\rangle + \frac{1}{\varepsilon - \mathcal{H}_{pp}}\mathcal{H}_{pd}d|\chi_f\rangle \quad , \tag{2.28}$$

que somada a (2.21) nos dá para χ_f

$$\chi_f = |\phi_f\rangle + (1 + \frac{1}{\varepsilon - \mathcal{H}_{pp}}\mathcal{H}_{pd})\frac{|d\rangle\langle d|\mathcal{H}_{dp}|\phi_f\rangle}{\varepsilon - \varepsilon_d} \quad . \tag{2.29}$$

Então

$$\begin{aligned} g_{fq} &= \langle \phi_f^{(-)}|V|q\rangle \\ &+ \frac{\langle \phi_f^{(-)}|\mathcal{H}_{pd}|d\rangle}{\varepsilon - \varepsilon_d}\langle d|(\mathcal{H}_{dp}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}} + 1)V|q\rangle \quad , \end{aligned} \tag{2.30}$$

que pode ser escrita como

$$g_{fq} \equiv \gamma_{fq} + \frac{\langle \phi_f^{(-)}|\mathcal{H}_{pd}|d\rangle}{\varepsilon - \varepsilon_d}\tilde{m}_{qd} \quad , \tag{2.31}$$

onde :

$$\gamma_{fq} = \langle \phi_f^{(-)}|V_{pq}|q\rangle$$

$\tilde{m}_{qd} = \langle d|(\mathcal{H}_{dp}G_p + 1)V_{pq}|q\rangle$.

A propriedade esencial destas quantidades, g_{fq}, M_{qc}, que vem da representação óptica de fundo, é que a média em energia delas é zero.

Como a seção de choque é proporcional a $|T_f|^2$, ainda falta tomar o módulo quadrado destas expressões. Assim, por exemplo, temos para g_{fq}

$$\begin{aligned} |g_{fq}|^2 &= |\gamma_{fq}|^2 + \frac{|\langle\phi_f^{(-)}|\mathcal{H}_{pd}|d\rangle|^2}{(\varepsilon - E_d)^2 - \frac{\Gamma^2}{4}}|\tilde{m}_{qd}|^2 \\ &+ 2Re\gamma_{fq}\frac{\langle d|\mathcal{H}_{dp}|\phi_f^{(+)}\rangle}{\varepsilon - E_d}\tilde{m}_{qd} \quad , \end{aligned} \tag{2.32}$$

e uma expresão similar para M_{qc}.

Vemos que aparecem termos cruzados (terceiro da eq. 2.32) que supomos se anularem ao ser tomada a sua média em energia num intervalo de energia da RMG.

Assim obtemos a seguinte expressão para a seção de choque de flutuação.

$$\begin{aligned} \langle\frac{d\sigma^{fl}}{d\varepsilon}\rangle &= \frac{2\pi}{d\Gamma}\langle|\gamma_{fq}|^2|B_{qc}|^2\rangle \\ &+ \langle|\gamma_{fq}|^2|m_{qd}|^2\rangle\frac{|C_{dA}|^2}{(\varepsilon - E_d)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ &+ \frac{|g_{fd}|^2}{(\varepsilon - E_d)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}\langle|m_{dq}|^2|B_{qc}|^2\rangle \\ &+ \frac{|g_{fd}|^2}{(\varepsilon - E_d)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}\langle|m_{qd}|^2|\tilde{m}_{qd}|^2\rangle\frac{|C_{dA}|^2}{(\varepsilon - E_d)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad , \end{aligned} \tag{2.33}$$

onde

$|\gamma_{fq}|^2 = \frac{1}{D_q}|\langle\phi_f^{(+)}|V_{pq}|q\rangle|^2 \equiv \tau_q^f = \frac{\Gamma_q^f}{D_q}$,

$|B_{qc}|^2 = |\langle\tilde{q}|V_{qp}G_p\mathcal{M}_c|A\rangle|^2 \equiv \tau_q$,

$|m_{qd}|^2 = |\langle\tilde{q}|V_{qp}(1 - G_p\mathcal{H}_{pd})|d\rangle|^2\frac{1}{D_q} \equiv \Gamma_d^{\downarrow}$,

$|\tilde{m}_{qd}|^2 = n\langle d|(\mathcal{H}_{dp}G_p + 1)V_{pq}|q\rangle$,

$|C_{dA}|^2 = \langle d|(1 + \mathcal{H}_{dp}G_p)\mathcal{M}|A\rangle \equiv \tau_d$,

g_{df} é definida na eq. (2.21) ,

ε é a energia de excitação de B^*, como já foi dito,

Γ é a largura total de decaimento, que inclui tanto o decaimento para os canais abertos como para os estados mais complicados incluídos em Q.

Em todos os termos G_p é a função de Green para os canais abertos, como já foi definida em relação à eq. (2.28). Podemos entender cada um destes termos da seguinte forma:

$|\gamma_{fq}|^2$ é o decaimento do núcleo composto para o contínuo; os estados $|q\rangle$ estão espaçados à distância D_q;

$|B_{qc}|^2$ é o coeficiente de transmissão para formação do NC pelo canal de entrada;

$|m_{qd}|^2$, $|\tilde{m}_{qd}|^2$ são elementos de matriz para o decaimento da ressonância para os estados de NC;

$|C_{dA}|^2$ é o coeficiente de transmissão para a formação da RG, adimensional.

Podemos então finalmente escrever a seção de choque como a soma incoerente dada por (2.9)

$$\begin{aligned}\langle\frac{d\sigma}{d\varepsilon}\rangle &= \frac{\tau_d}{2\pi}\frac{\Gamma_d^f}{(\varepsilon - E_d)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \\ &+ \left(\frac{\tau_q}{D_q} + \tau_d\frac{d\mu}{d\varepsilon}\right)\frac{\tau_d^f + \Gamma_d^f\frac{d\mu}{d\varepsilon}}{\sum_{f'}(\tau_q^{f'} + \Gamma_d^{f'}\frac{d\mu}{dE})}\end{aligned} \tag{2.34}$$

onde

$$\frac{d\mu}{d\varepsilon} = \frac{1}{2\pi}\frac{\Gamma_q^f}{(\varepsilon - E_d)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \tag{2.35}$$

Nesta última expressão $E_d - i\frac{\Gamma}{2}$ é a energia da ressonância. A parte imaginária, neste caso, inclui tanto a largura para o decaimento para os estados do NC, $\Gamma_d^{\downarrow}$, como escape para o contínuo $\sum_f \Gamma_d^f$.

Na equação 2.34 o primeiro termo representa o decaimento semi-direto da RMG via canal $\{f\}$, enquanto o segundo é a seção de choque de flutuação. A presença do parâmetro de mistura $d\mu/d\epsilon$ faz a ligação entre as duas partes, e a forma como estas dependem do parâmetro é fixada pela condição de unitariedade.

A equação 2.34 é o ressultado central deste trabalho, obtido à partir de uma teoria de reações [Kerman, Kawai and Mc Voy (1972)] que junta em forma consistente o tratamento da formação de RMG, as possíveis formas do decaimento e a interrelação entre elas, permitindo-nos, ainda, obter uma expressão teórica para o parâmetro de mistura. A forma achada para a seção de choque é semelhante à proposta no "Modelo Híbrido"de Dias e Hussein, (1986), equação 1.2. No entanto, para obter o parâmetro de mistura, μ, desse modelo deveríamos integrar o nosso $d\mu/d\epsilon$ sobre a energia da ressonância.

O resultado do "modelo híbrido" pode ser obtido também tomando as expressões da seção de choque especializadas para um processo de absorção de fotons, calculadas na energia da ressonância ϵ_d, fazendo:

$$\frac{d\mu}{d\varepsilon}\Big|_{\varepsilon=\varepsilon_d} = \frac{2}{\pi}\frac{\Gamma_q^f}{\Gamma^2} \sim \frac{2}{\pi\Gamma} \tag{2.36}$$

A integração só do parâmetro $d\mu/d\varepsilon$ não implica a integração da seção de choque, que em geral tem outras dependências com a energia, além de envolver $d\mu/d\varepsilon$ não linearmente. Na realidade, os efeitos de mistura dos vários decaimentos são dependentes da energia. Isto será discutido no capítulo 4.

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
SERVIÇO DE BIBLIOTECA E DOCUMENTAÇÃO
1806
INSTITUTO DE FÍSICA

Capítulo 3

Pré-equilíbrio

Neste capítulo faremos uma generalização da seção de choque obtida no capítulo anterior:

$$\frac{d\sigma^{fl}}{d\varepsilon} = (\frac{\tau_q}{D_q} + \tau_d \frac{d\mu}{d\varepsilon}) \frac{\tau_q^f + \Gamma_d^f(\frac{d\mu}{d\varepsilon})}{\sum_{f'}(\tau_q^{f'} + \Gamma_d^{f'}\frac{d\mu}{d\varepsilon})} \tag{3.1}$$

$$\frac{d\sigma^{s-d}}{d\varepsilon} = \frac{\tau_d}{2\pi} \frac{\Gamma_d^f}{(\varepsilon - \varepsilon_d)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad , \tag{3.2}$$

na qual, são incluídas só as componentes de flutuação, (3.1), e semi-direta, (3.2), do decaimento da RG.

Nesta generalização incluiremos a componente de pré-equilíbrio do decaimento do núcleo alvo excitado. A emissão de pré-equilíbrio pode ser uma componente importante no decaimento de excitações nucleares simples (desde o ponto de vista da estrutura nuclear) no contínuo [Brandenburg *et al.*, (1989), Dias *et al.*, (1986), Bertrand *et al.*, (1987), Broglia *et al.*, (1986)] como são as RGM e também os estados de buraco produzidos no espalhamento quasi–livre de eletrons, $(e, e'p)$, [Maris e Jacob, (1966), (1973), Piza, (1972)].

Este tipo de decaimento tem sido dado como observado principalmente em núcleos com $A \geq 60$ para o decaimento da ressonância monopolar gigante. Assim [Brandenburger *et al.*, (1987)] interpretam as diferenças entre os dados obtidos do decaimento dessa RG, numa reação $^{208}Pb(\alpha, \alpha' n)$, e os cálculos feitos com modelos

estatísticos como forte indicação da presença da emissão de pré-equilíbrio. Assumindo que tal mecanismo está presente, eles concluem que 30% do decaimento da RG monopolar vem desse tipo de decaimento, sendo 10% devido ao decaimento semi–direto e 60% ao decaimento estatístico. Já van der Woude, (1988), assumindo que o decaimento estatístico é o mais importante, acha que este é da ordem de 80% ou mais, ressaltando o fato de que os espectros do decaimento de pré-equilíbrio e estatístico são similares.

Estas discrepâncias na análise mostram a importância de se ter uma teoria coerente que leve em conta todos os possíveis decaimentos em forma consistente. Como já foi dito, se pensarmos as RG como excitações nucleares simples de $(1p - 1b)$, estas podem decair diretamente ao contínuo (decaimento semi–direto) ou podem se acoplar com estados envolvendo configurações mais complicadas , (decaimento estatístico). No caso de decaimento estatístico supõe–se que o sistema nuclear atinge um estado equilibrado exceto pelo seu acoplamento ao contínuo, que o leva a decair. Este é o decaimento do núcleo composto (NC). Pode acontecer que a emissão de partículas (o decaimento para o contínuo) seja mais rápida que o processo de equilibração, então temos o chamado decaimento de pré-equilíbrio.

Para fazer a generalização usamos novamente a "representação óptica de fundo" de Kawai, Kerman e Mc Voy, (1972), onde separamos o espaço de Hilbert assumindo um estado ressonante, R, os estados "doorway", d, e os de núcleo composto (NC), q, como na figura 3.1.

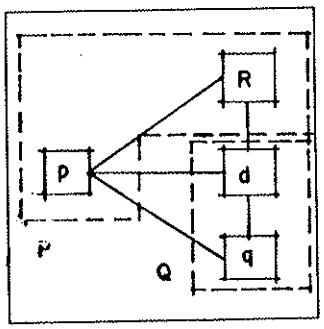


Figura 3.1:

De acordo com a figura 3.1 temos a identidade entre operadores :

$$1 = P + Q = p + R + d + q \quad , \tag{3.3}$$

onde p, R, d e q são operadores de projeção mutuamente ortogonais que satisfazem as relações entre operadores enumeradas no capítulo anterior (equações 2.2 e 2.3).

Para simplificar o tratamento vamos supor que não há acoplamento entre R e q, usando a hipótese de encadeamento, ("chaining hipotesis" [Feshbach *et al.*, (1980)]) que significa ordenar os subespaços em ordem crescente de complexidade e supor que o acoplamento dinâmico se dá apenas entre subespaços consecutivos. Desta forma o subespaço d, que poderíamos supor composto de estados de $(2p - 2b)$, está ligado com o menos complexo R, que teria estados de $(1p - 1b)$, e o mais complexo, q, que neste caso leva o resto das complexidades.

Para a generalização vamos partir da expresão achada no capítulo anterior para a matriz de transição $T_f = T_f^{lisa} + T_f^{fl}$:

$$\begin{aligned} T_f^{lisa} &= \langle \phi_f^{(-)} | \mathcal{M}_c | A \rangle + \sum_R \langle \phi_f^{(-)} | \mathcal{H}_{pR} \frac{|R\rangle\langle\tilde{R}|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_R} \\ &\quad \times (1 + \mathcal{H}_{Rp} \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}} \mathcal{M}_c) | A \rangle \qquad (3.4) \\ T_f^{fl} &= \langle \phi_f^{(-)} | V_{Pq} \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq}} V_{qP} \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{PP}} \mathcal{M}_c | A \rangle \quad . \qquad (3.5) \end{aligned}$$

onde

$\varepsilon_R = E_R - i\frac{\Gamma_R}{2}$ é o autovalor complexo de $\mathcal{H}_{RR}$ (ver equação 2.21).

Na T_f^{fl} vamos separar o espaço de fases como foi dito acima, i.e

$$P = p + R; \qquad Q = d + q \quad . \tag{3.6}$$

Para isto usamos que:

$$(d + q) \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq}} (d + q) \;=\; d \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{dd}} d$$

$$
\begin{aligned}
&+ \; d\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{dd}}\mathcal{H}_{dq} \\
&\quad \times \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq} - \mathcal{H}_{qd}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{dd}}\mathcal{H}_{dq}}\mathcal{H}_{qd} \\
&\quad \times \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{dd}} \\
&+ \; q\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq} - \mathcal{H}_{qd}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{dd}}\mathcal{H}_{dq}}q \\
&+ \; q\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq}}\mathcal{H}_{qd} \\
&\quad \times \frac{1}{\varepsilon_f^{()} - \mathcal{H}_{dd} - \mathcal{H}_{dq}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq}}\mathcal{H}_{qd}}d \\
&+ \; d\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{dd} - \mathcal{H}_{dq}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq}}\mathcal{H}_{qd}}\mathcal{H}_{dq} \\
&\quad \times \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq}}q \quad , \qquad (3.7)
\end{aligned}
$$

rearranjando os termos, e introduzindo o conjunto completo de autoestados $\sum_d |d\rangle\langle\tilde{d}|$ obtemos:

$$
\begin{aligned}
Q\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{qq}}Q &= \sum_d \frac{|d\rangle\langle\tilde{d}|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_d} \\
&+ \sum_q [1 + \sum_d \frac{|d\rangle\langle\tilde{d}|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_d}\mathcal{H}_{dq}]\frac{|q\rangle\langle\tilde{q}|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_d} \\
&\times [1 + \mathcal{H}_{qd}\sum_{d'} \frac{|d'\rangle\langle\tilde{d'}|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_d}] \quad , \qquad (3.8)
\end{aligned}
$$

e uma expressão similar para:

$$
\begin{aligned}
P\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{PP}}P &= p\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}p \\
&+ \sum_R [1 + \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}\mathcal{H}_{pR}]\frac{|R\rangle\langle\tilde{R}|}{\varepsilon^{(+)} - \varepsilon_R}[1 + \mathcal{H}_{Rp}\frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}] \qquad (3.9)
\end{aligned}
$$

Agora voltamos para T_f^{fluct} e sustituindo estas expressões depois de usar a hipótese de encadeamento a qual nos permite fazer zero todos os termos em que aparece interação entre R e q, obtemos:

$$
\begin{aligned}
T_f^{tot} &= T_f^{lisa} + \sum_d \frac{\gamma_{fR} m_{Rd} m_{dR} m_{Rc}}{\varepsilon_R^2 \varepsilon_d} \\
&+ \sum_d \frac{\gamma_{fd}}{\varepsilon_d}(m_{dc} + \frac{m_{dR} m_{Rc}}{\varepsilon_R}) \\
&+ \sum_q \frac{\gamma_{fq} m_{qc}}{\varepsilon_q} + \sum_q \sum_d \frac{\gamma_{fq} m_{qd}}{\varepsilon_q}(m_{dc} + \frac{m_{dR} m_{Rc}}{\varepsilon_R})\frac{1}{\varepsilon_d} \\
&+ \sum_d (\gamma_{fd} + \frac{\gamma_{fR} m_{Rd}}{\varepsilon_R})\frac{1}{\varepsilon_d}(\sum_q \frac{m_{dq} m_{qd}}{\varepsilon_q}\frac{1}{\varepsilon_d} m_{dc} + \frac{m_{dR} m_{Rc}}{\varepsilon_R}) \\
&+ \sum_q \sum_d (\gamma_{fd} + \frac{\gamma_{fR} m_{Rd}}{\varepsilon_R}\frac{m_{dq} m_{qc}}{\varepsilon_d \varepsilon_q}) \quad , \qquad (3.10)
\end{aligned}
$$

onde

$$
\begin{aligned}
\gamma_{fR} &= \langle \phi_f^{(-)} | \mathcal{H}_{pR} | R \rangle \quad , \\
\gamma_{fd} &= \langle \phi_f^{(-)} | V_{pd} | d \rangle \quad , \\
\gamma_{fq} &= \langle \phi_f^{(-)} | V_{pq} | q \rangle \quad , \\
m_{dc} &= \langle \tilde{d} | V \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}} \mathcal{M}_c | A \rangle \quad , \\
m_{qc} &= \langle \tilde{q} | V \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}} \mathcal{M}_c | a \rangle \quad , \\
m_{Rc} &= \langle \tilde{R} | (1 + \mathcal{H}_{Rp} \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}}) \mathcal{M}_c | A \rangle \quad , \\
m_{dq} &= \langle \tilde{d} | \mathcal{H}_{dq} | q \rangle \quad , \\
m_{qd} &= \langle \tilde{q} | \mathcal{H}_{qd} | d \rangle \quad , \\
m_{dR} &= \langle \tilde{d} | V (1 + \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}} \mathcal{H}_{pR}) | R \rangle \quad , \\
m_{Rd} &= \langle \tilde{R} | (\mathcal{H}_{Rp} \frac{1}{\varepsilon^{(+)} - \mathcal{H}_{pp}} + 1) V | d \rangle \quad . \qquad (3.11)
\end{aligned}
$$

Quando tomamos o módulo quadrado de T_f^{tot} teremos termos cruzados (ver eq. 2.32) que supomos se anularem ao tomar a média em energia, (para alisar dependências com energia do tipo $1/(\varepsilon - \varepsilon_d)$, equação 3.8). Então obtemos para a seção de choque média em energia:

$$
\begin{aligned}
\langle\frac{d\sigma_f}{d\varepsilon}\rangle &= |T_f^{lisa} + \frac{\gamma_{fR} m_{Rc}}{\varepsilon - \varepsilon_R}|^2 \\
&+ 2\pi[(\Gamma_R^f \frac{d\mu}{d\varepsilon} + \tau_d^f)\frac{d\mu}{d\varepsilon}(1+\mu_2^2) + \tau_q^f \mu_2 \frac{d\mu}{d\varepsilon}]\frac{\Gamma_R^c}{\Gamma} \\
&+ 2\pi[(\tau_d^f + \Gamma_R^f \frac{d\mu}{d\varepsilon})(1+\mu_2^2) + \tau_q^f \mu_2]\frac{\tau_d^c}{\Gamma} \\
&+ 2\pi[\tau_q^f + \tau_d^f \mu_2 + \Gamma_R^f \frac{d\mu}{d\varepsilon}\mu_2]\frac{\tau_q^c}{\Gamma} \quad , \qquad (3.12)
\end{aligned}
$$

onde o primeiro termo é a parte lisa da seção de choque (ou decaimento semi–direto). Os outros três termos representam a formação da RG pelos diferentes canais, R, D, q, e todas as possíveis formas do decaimento. Se houver algum dooorway especial (por exemplo, de largura especialmente grande), então $d\sigma_f/d\varepsilon$ poderá exibir estrutura <u>adicional</u> à dada por $d\mu/d\varepsilon$, que vem de $1/(\varepsilon - \varepsilon_R)$. Os termos da expressão 3.12 foram definidos da seguinte forma:

$\Gamma_R^c = D|m_{Rc}|^2$ é a largura para a formação da RG pelo canal R, com dimensões de energia;

$\tau_d^c = \langle|m_{dc}|^2\rangle$; $\tau_q^c = \langle|m_{cq}|^2\rangle$ são os coeficientes de transmissão, adimensionais, que descrevem a produção dos "doorways" e do NC;

Γ é a largura total, que inclui a largura de escape, Γ_R^f, fragmentação no NC, $\Gamma^{\downarrow}$, e decaimento de pré-equilíbrio;

$\Gamma_R^f = 2\pi|\gamma_{fR}|^2$ é a largura de escape da RG;

$\tau_d^f = \frac{2\pi}{D_d}\langle|\gamma_{fd}|^2\rangle$; $\tau_q^f = \frac{2\pi}{D_q}\langle|\gamma_{fq}|^2\rangle$ são os coeficientes de transmissão para o decaimento dos doorway e do NC;

$d\mu/d\varepsilon = \frac{1}{2\pi}\frac{\Gamma_R^{\downarrow}}{(\varepsilon-\varepsilon_R)^2+\Gamma^2/4}$ é o parâmetro que mistura a RG com os doorways e tem dimensões de $1/E$;

$\Gamma_R^{\downarrow} = \frac{2\pi}{D_d}\langle|m_{Rd}|^2\rangle$;

$\mu_2 = \Gamma_d^{\downarrow}/\Gamma_d$ é o parâmetro que mistura os doorways com os estados de NC, e é adimensional;

$\Gamma_d^{\downarrow} = \frac{2\pi}{D_q}\langle|m_{dq}|^2\rangle$.

Quando assumimos a formação da RG só pelo canal R, de maneira que d e q participam apenas do decaimento, obtemos uma expressão que coincide com a proposta heuristicamente por Hussein, (1990), quando a dependência com a energia dos doorways é suave e desprezamos os termos de ordem superior em μ_2.

$$\begin{aligned}\langle|T_f|^2\rangle &\simeq \frac{d\mu}{d\varepsilon}\tau_R^c[\frac{\Gamma_R^f}{\Gamma} \\ &+ (1-\mu_2)\frac{\tau_d^f + \frac{d\mu}{d\varepsilon}\Gamma_R^f}{\sum_{f'}(\tau_d^{f'} + \frac{d\mu}{d\varepsilon}\Gamma_R^{f'})} \\ &+ \mu_2\frac{\Gamma_R^f\mu_2\frac{d\mu}{d\varepsilon} + \mu_2\tau_d^f + \tau_q^f}{\sum_{f'}(\Gamma_R^{f'}\mu_2\frac{d\mu}{d\varepsilon} + \mu_2\tau_d^{f'} + \tau_q^{f'})}] \quad . \end{aligned} \tag{3.13}$$

A equação 3.12 é o resultado principal deste capítulo. Vemos assim que a extensão do formalismo é direta para a inclução consistente de outras formas de decaimento e nos permite ainda achar as expreções teóricas para os diferentes parâmetros $d\mu/d\varepsilon$, μ_2, etc.

Capítulo 4

Análise de dados

Neste capítulo vamos fazer uma análise dos dados obtidos na reação $^{208}Pb(\gamma, n)$ [Alarcon *et al.*, (1988)] onde foi medido o decaimento por emissão de neutron da GDR para a faixa de energia de γ entre 11.2 e $15.7Mev$.

O decaimento de GMR emitindo neutrons foi estudado por vários grupos usando espalhamento inelástico de partículas α, [Brandenburg *et al.*, (1989)] ou de ions pesados [Bracco *et al.*, (1988)]. Com este tipo de reações aparecem dois problemas que dificultam a análise dos dados, que são a contaminação do espectro de neutrons por processos não ressonantes, por exemplo reações de knock-out, e a excitação de RG de várias multipolaridades em proporções não bem definidas. No experimento realizado por Alarcon *et al.* os mecanismos de reação competindo com a $E1$ são bem conhecidos e relativamente pouco importantes.

Começamos fazendo uma comparação das razões de ramificação (RR) experimentais, para diferentes energias de emissão de neutron, com as obtidas teoricamente de dois cálculos de Hauser–Feschbach (HF). No primeiro deles, [Dias, Teruya (1988)], são usados níveis de energia tabulados, até $6.6Mev$ de energia de excitação do NR. Para os níveis para os quais não estão medidos o spin e a paridade, estes são atribuídos com base no espectro de níveis que dá um cálculo usando um modelo de partícula–vibrador [Dias *et al.*, (1984)]. Este cálculo fornece 157 níveis entre 4 e $6.6Mev$. A forma de calcular o espectro de neutrons de Dias *et al.*, tem sido criticada [Brandenburg *et al.*, (1987), Alarcon *et al*,(1988)] pois há indicações fortes

de que existe uma subestimação na densidade de níveis para a região de energia de excitação do NR acima de $3.7Mev$, aproximadamente. Os outros dois grupos [Brandenburg *et al.*, (1987), Alarcon *et al.*, (1988)] usam, para esta região, uma densidade de níveis teórica com os parâmetros de Dilg *et al.*, (1973). A análise que fazem esses dois grupos se diferencia na escolha da energia na qual é feita a costura entre os níveis discretos e a fórmula de densidade de níveis ($3.5Mev$ para Alarcon, $3.7Mev$ para Brandenburg).

Em todos os casos (Dias, Brandenburg, Alarcon) os coeficientes de transmissão para o cálculo de HF foram calculados com o potencial óptico de Rapaport *et al.*, (1979), sendo que o grupo de Alarcon, (1988), tentou ainda outra caracterização do potencial óptico [Mahaux, (1987)] achando coeficientes de transmissão similares. Já Brandenburg *et al.*, (1987), usando o potencial óptico de Wilmore e Hodgson, (1964), acharam uma diferença de até 20% na população dos estados individuais comparada com a obtida com o potencial de Rapaport. Estas diferenças podem ser uma indicação da confiabilidade dos cálculos [Brandenburg *et al.*, (1987)]. A subestimação (ou sobreestimação) na densidade de níveis se refletirá num aumento (ou diminuição) das RR estatísticas calculadas para os estados mais baixos do NR, assim afetando a identificação de possíveis contribuições semi–diretas nessa região de energia.

O segundo cálculo de HF [B. Carlson, (1990)] que vamos utilizar, usa uma combinação de níveis discretos para baixa energia de excitação, até 3.71 e daí para cima uma fórmula de densidade de níveis de gás de Fermi, modificada por Ignatyuk *et al.*, (1975), a qual leva em conta os efeitos da estrutura de camadas. Os parâmetros, para esta densidade são obtidos de Gilbert–Cameron, (1965). O potencial óptico usado foi o de Rapaport, (1979).

É possível adotar diferentes critérios para a normalização dos cálculos de HF. Assim no caso de Brandenburg *et al.*, (1987), para a ressonância monopolar gigante, $E0$, se faz de tal forma que a integral sobre a energia do neutron dos espectros experimental e teórico coincidam. Com esta escolha de normalização se está assumindo que o decaimento da $E0$ é totalmente estatístico. Alarcon *et al.*, (1988),

assumem, para $E1$, decaimento estatístico para os neutrons de energia entre 1.5 e $2.5Mev$. Já no caso de Dias *et al.*, (1984), para $E0$, o espectro obtido se faz coincidir com o espectro medido no intervalo de 4 a $5Mev$ de energia de excitação no ^{208}Pb, (que corresponde a energia de neutron $E_n = 1.1$ a $2.1Mev$). Com isto o número de neutrons de alta energia preditos é por volta da metade do medido [Dias *et al.*, (1984)]. B Carlson, (1990), por outro lado normaliza os cálculos aos dados experimentais minimizando um χ^2 para o terceiro, quarto e quinto pontos de energia mais baixos do espectro, (que corresponde à faixa de energia de neutron situada entre 1 e $1.5Mev$, aproximadamente). Esta forma de normalizar os cálculos é semelhante às duas anteriores, no sentido de estar assumindo decaimento estatístico para uma região determinada do espectro de neutrons.

Para comparar o espectro obtido do cálculo de HF diretamente com o espectro experimental, o cálculo teórico foi convoluído com a resolução experimental em energia, que é uma função da energia de neutron. Esta convolução inclui a resolução do sistema de tempo de vôo, (2ns), a espessura do detetor de neutrons, ($5cm$; distância de vôo $= 1.5m$), e a resolução na energia dos fotons, ($250kev$), [Debevec, (1990), Alarcon *et al.*, (1988)]. Este cálculo foi feito de duas formas diferentes. Vamos chamá-las I e II. Na I as incertezas foram consideradas como associadas a distribuições gaussianas, (i.e, uma gaussiana em $\frac{1}{\sqrt{E_n}}$, E_n = energia de neutron, para o tempo de vôo, com a espessura do detetor e a resolução temporal como parâmetros), e uma gaussiana para a resolução de energia dos fotons; na II, a resolução no tempo de vôo foi associada a uma gaussiana e a espessura do detetor de neutrons e resolução na energia dos fotons, a distribuições quadradas,com E_n como variável, tendo sido sugerido [Debevec, (1990)] que tais distribuições descrevem melhor a situação experimental. As duas suposições dão para a forma de linha dos neutrons ressultados bem diferentes.

A figura 4.1 mostra os resultados obtidos para a forma de linha, para $E_n = 5.4Mev$, fazendo a convolução assumindo as diferentes distribuições, integrada em intervalos de $250kev$ e representada como histograma, pois isso corresponde a como são tratados os espectros experimentais, (ver eq. 4.1). Vemos que a forma de

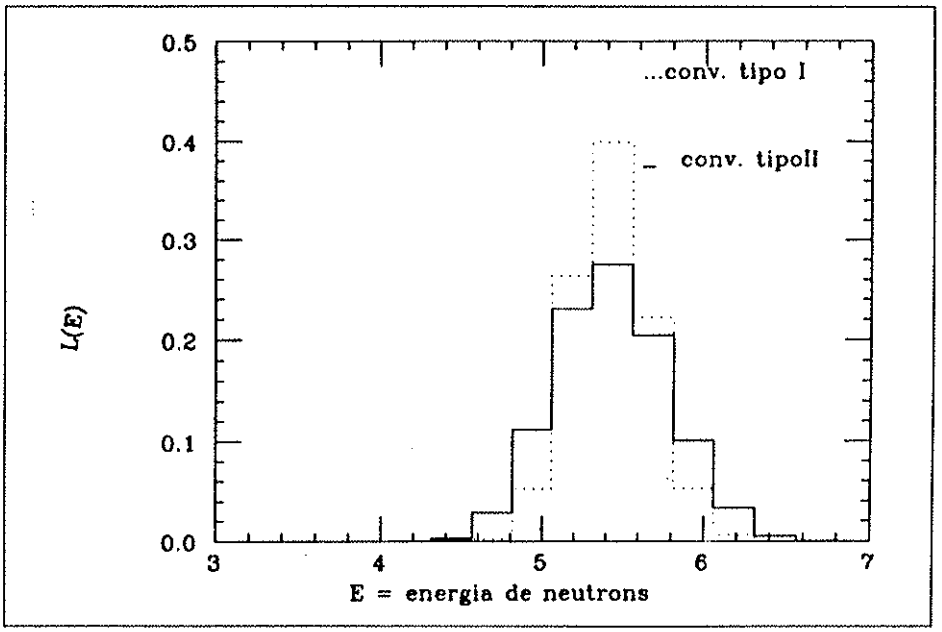


Figura 4.1: Forma de linha integrada em intervalos de $250kev$; $E_\gamma = 12.821Mev$,(ver texto).

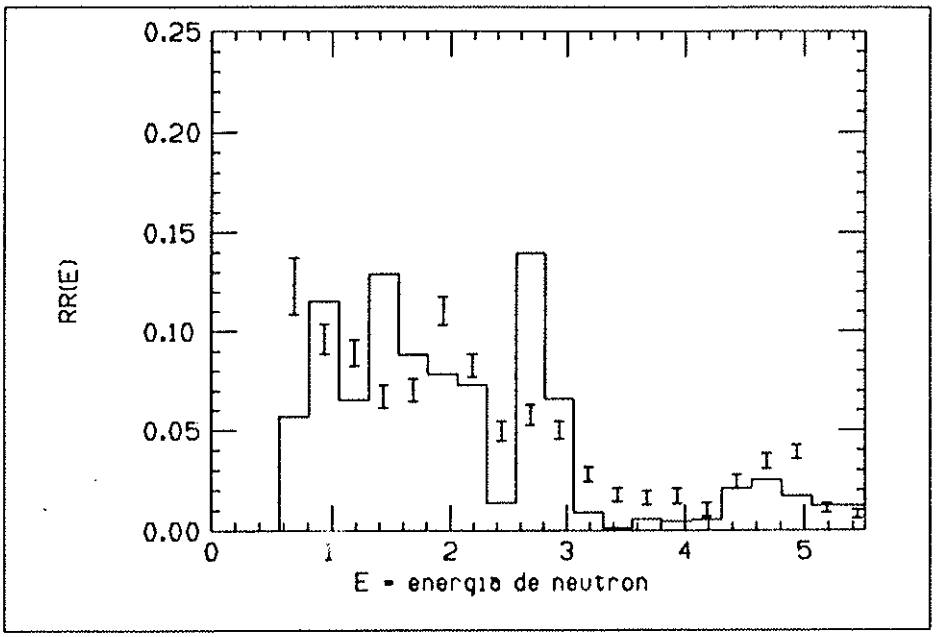


Figura 4.2: Comparação dos dados experimentais, [Alarcon *et al.*, (1988)] com o cálculo de HF [Dias *et al.*, (1988)]; $E_\gamma = 12.821Mev$; convolução tipo I.

linha é bem sensível às diferenças nas escolhas feitas para as distribuições de que ela depende e isto influi na conclusão final quanto à exisitência e importância do decaimento semi-direto.

As figuras 4.2 e 4.3 mostram os dados experimentais para energia de foton $E_\gamma = 12.821 Mev$ sobre ^{208}Pb de Debevec, (1988), comparados com o cálculo de HF feito por Dias *et al.*, (1988). Os pontos correspondem às energias de neutron agrupadas em intervalos de $250 kev$.

Nessas figuras os histogramas mostram as RR que resultam do cálculo de HF de Dias *et al.*, (1988), convoluído com as incertezas experimentais. Na figura 4.2 a convolução é do tipo I e na figura 4.3 do tipo II. Vemos que para energias entre 2.5 e $3 Mev$ existe uma melhor distribuição, na intensidade correspondente a cada intervalo, quando a convolução é do tipo II.

Na figura 4.4 os dados experimentais são comparados com o cálculo de HF feito por B. Carlson para a mesma energia de excitação e assumindo a convolução do tipo II.

As figuras 4.3, [Dias *et al.*, (1988)] e 4.4, [B. Carlson, (1990)] mostram a influência de se fazer os cálculos levando em conta só níveis discretos (fig. 4.3) ou uma combinação destes e uma densidade teórica (fig.4.4). A maior diferença aparece, sobretudo, para a região de alta densidade de níveis no núcleo residual, (baixa energia de neutrons).

Também tratamos de "reconstruir" as RR experimentais para os níveis individuais mais baixos no núcleo residual, através de um processo de desconvolução da forma de linha aplicado aos espectros <u>medidos</u>, usando um programa de ajuste que varia a contribuição desses canais (convoluídos com as incertezas experimentais) para ajustar com as RR experimentais medidas nos diferentes intervalos. Para isto usamos a equação de ajuste

$$R_i^{exp} = \sum_j L_{ij} I_j \quad , \tag{4.1}$$

onde

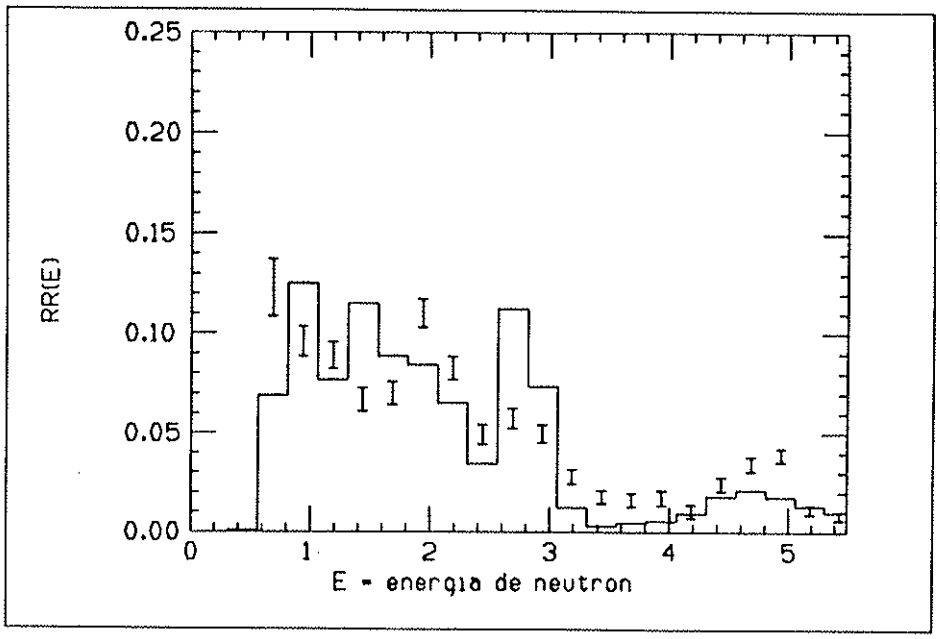


Figura 4.3: Comparação dos dados experimentais com o cálculo de HF [Dias *et al.*, (1988)]; $E_\gamma = 12.821 Mev$; convolução tipo II.

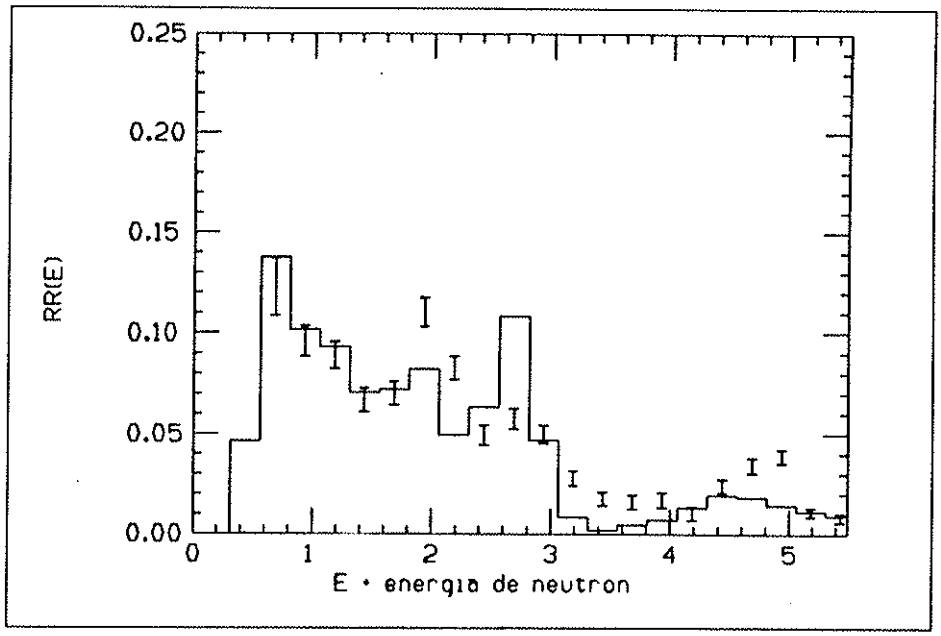


Figura 4.4: Comparação dos dados experimentais com o cálculo de HF [Carlson, (1990)]; $E_\gamma = 12.821 Mev$; convolução tipo II.

i são os intervalos nos quais são contados os neutrons, ($250kev$);

$j = 1, 2, etc.$ corresponde ao estado fundamental, o primeiro excitado, ($5/2^-$), etc.;

$L_{ij} = \int_{E_n(i)}^{E_n(i+1)} F_j(E_n)dE_n$, onde $F_j(E_n)$ é a forma de linha no canal j, E_n = energia de neutron; então L_{ij} é a contribuição de $F_j(E_n)$ no intervalo i, (ver figura 4.1);

I_j parâmetro ajustado (contribuição no canal j);

$\sum_j L_{ij}I_j$ é a contribuição total no intervalo i ;

R_i^{exp} são as RR experimentais.

A parte do espectro que corresponde às energias baixas de neutrons foi excluída da análise devido ao rápido aumento do número de parâmetros I_j,a ajustar (ocasionado pelo rápido aumento do número de níveis com a energia de excitação), que torna o ajuste não significativo. Dessa forma é possível obter valores razoavelmente bem definidos e estáveis dos I_j para os primeiros cinco níveis.

Nas figuras 4.5 e 4.6 estão o histograma das RR ajustadas e os dados experimentais para as energias de neutron mais altas, que cobrem os primeiros estados excitados do núcleo residual. A posição desses níveis é indicada pelas flexas na escala de energia de neutron. A resolução em energia não é suficiente para separar as contribuições para níveis que estejam muito próximos como são os localizados na faixa de energia de 2.6 a $2.73Mev$. Para fins do ajuste feito esses níveis foram tratados então em termos de um único parâmetro I_j.

As figuras 4.5 e 4.6 correspondem às formas de linha de tipo I e II respectivamente, do cálculo de HF feito por Dias *et al*, (1988). Na figura 4.7 o histograma corresponde ao cálculo feito por B. Carlson, (1990) com a convolução do tipo II.

Como podemos ver, a forma do histograma nas três figuras reproduz razoavelmente bem os dados experimentais, mas como está indicado pelo χ^2 o ajuste não é perfeito. Vemos, no entanto, que a segunda forma de se fazer a convolução introduz consideráveis melhoras no ajuste para os níveis em volta de 2.5 a $3Mev$, (ver figuras

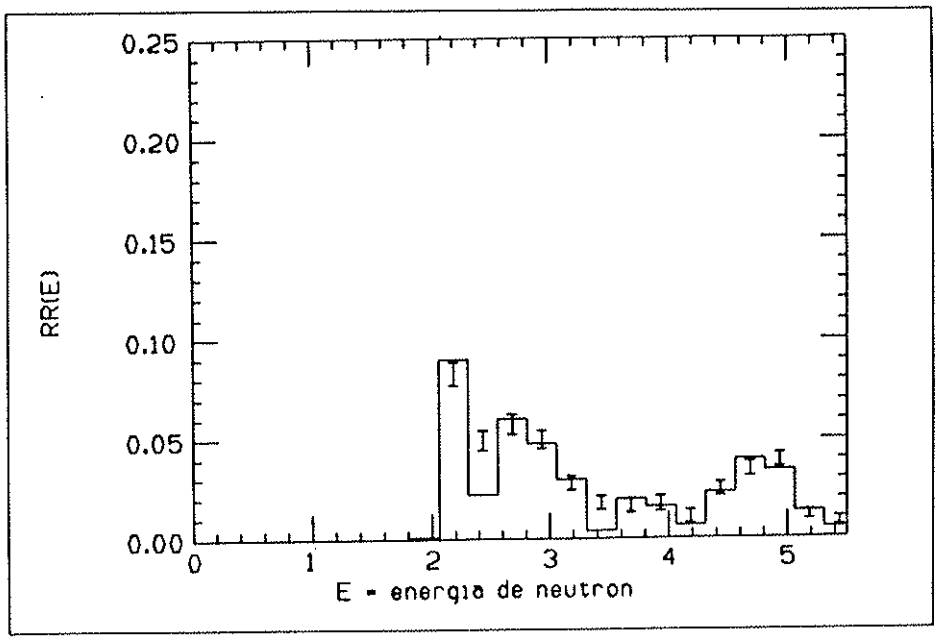


Figura 4.5: Ajuste dos primeiros 5 níveis do NR; HF de Dias *et al.*; $E_\gamma = 12.821 Mev$; convolução tipo I.

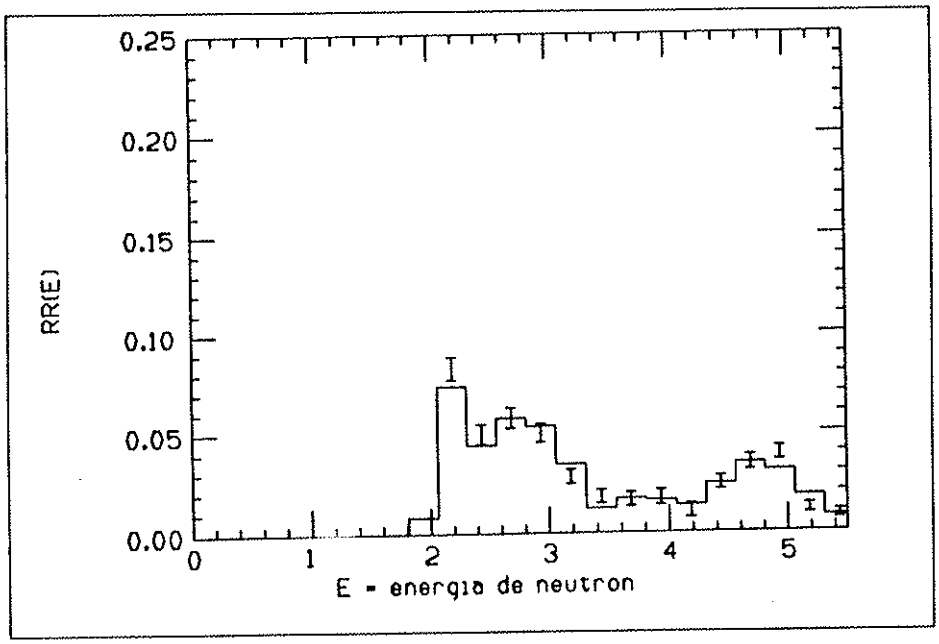


Figura 4.6: Ajuste dos primeiros 5 níveis do NR; HF de Dias *et al.*; $E_\gamma = 12.821 Mev$; convolução tipo II.

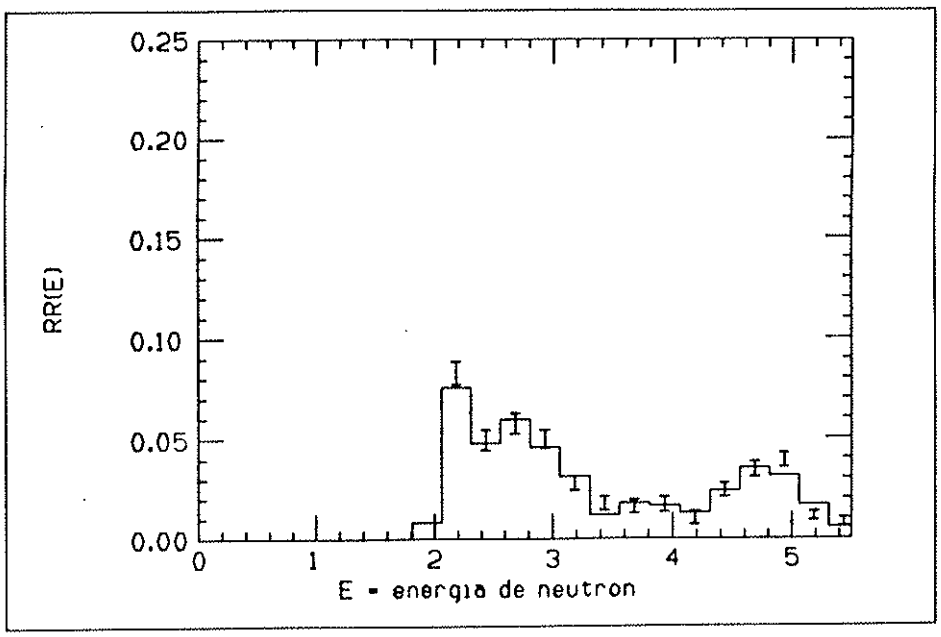


Figura 4.7: Ajuste dos primeiros 5 níveis do NR; HF de B.Carlson; $E_\gamma = 12.821 Mev$; convolução tipo II.

4.6 e 4.7). Para obter um melhor ajuste seria de grande utilidade conhecer diretamente a forma de linha experimental. É enfatizado por Brandenburg *et al.*, (1987), a importância de usar uma técnica de discriminação da forma do pulso para se obter dados experimentais confiáveis, por exemplo no caso de $(\alpha, \alpha' n)$ sobre ^{208}Pb.

A tabela 4.1 mostra as intensidades ajustadas, dependentes da energia dos neutrons, para os estados excitados mais baixos no núcleo residual, usando a forma de linha que sai da convolução II para os dois cálculos de HF considerados.

E_n (Mev)	RR (Dias)	RR (Carlson)
	$\chi^2 = 4.3$	$\chi^2 = 2.49$
2.236	0.110 ± 0.0068	0.113 ± 0.0075
2.693	0.053 ± 0.0152	0.047 ± 0.0137
2.758	0.034 ± 0.0176	0.023 ± 0.0189
3.081	0.055 ± 0.0065	0.071 ± 0.0087
3.788	0.038 ± 0.0055	0.041 ± 0.0065
4.524	0.038 ± 0.0070	0.038 ± 0.0070
4.852	0.073 ± 0.0071	0.081 ± 0.0075
5.421	0.0091 ± 0.0030	0.0095 ± 0.0032

*Tabela*4.1

Do resultado do ajuste foram deduzidos valores para as larguras de decaimento semi-direto usando a expressão [Piza, Foglia, (1989)]

$$\frac{\left\langle \frac{d\sigma^{f'}}{d\epsilon} \right\rangle}{\sum_{f'} \left\langle \frac{d\sigma^{f'}}{d\epsilon} \right\rangle} = \frac{1}{1+\frac{1}{\sum_{f'}\tau_Q^{f'}}\sum_{f'}\Gamma_d^{f'}\frac{d\mu}{d\epsilon}}\Big(\frac{\Gamma_d^f}{\Gamma_Q^f+\sum_{f'}\Gamma_d^{f'}} + \frac{\Gamma_Q^f}{\Gamma_Q^f+\sum_{f'}\Gamma_d^{f'}}\frac{\tau_Q^f}{\sum_Q^{f'}\tau_Q^{f'}} + \frac{1}{\sum_{f'}\tau_Q^{f'}}\Gamma_d^f\frac{d\mu}{d\epsilon}\Big) \quad . \tag{4.2}$$

Para chegar em 4.2 integramos a equação 2.34 na energia de excitação ϵ, e obtemos

$$\langle\sigma^f\rangle \sim \tau_d\frac{\Gamma_Q^f}{\Gamma}\Big[\frac{\tau_Q^f}{\sum_{f'}\tau_Q^{f'}}\frac{1}{(1+\Delta)^{\frac{1}{2}}} + \frac{\Gamma_d^f}{\sum_d^{f'}}\Big(1-\frac{1}{(1+\Delta)^{\frac{1}{2}}}\Big)\Big] \quad , \tag{4.3}$$

onde

$$\Delta = \frac{1}{\sum_{f'}\tau_Q^{f'}}\frac{2}{\pi}\sum_f\Gamma_d^f\frac{\Gamma_Q^f}{\Gamma^2} = \frac{1}{\sum_{f'}\tau_Q^{f'}}\sum_f\Gamma_d^f\frac{d\mu}{d\epsilon}\Big|_{\epsilon=\epsilon_d} \quad . \tag{4.4}$$

Se expandimos 4.3 em potencias de Δ, já que o denominador de HF é em geral consideravelmente maior do que um, e usamos o fato que as RR são dependentes da energia, obtemos finalmente 4.2. Como vemos do resultado da integração da seção de choque na energia, isto não é o mesmo que integrar só o $d\mu/d\epsilon$ na energia da ressonância para obter o resultado $\Gamma^{\downarrow}/\Gamma$ de Dias *et al.*, (1986), pois a seção de choque, (eq. 2.34), não é em particular, linear em $d\mu/d\epsilon$.

Agora voltamos à 4.2 e tomamos $\Delta = 0$, obtendo

$$\frac{\left\langle \frac{d\sigma^{f}}{d\epsilon} \right\rangle}{\sum_{f'} \left\langle \frac{d\sigma^{f'}}{d\epsilon} \right\rangle} - \frac{\Gamma^{\downarrow}}{\Gamma^{\uparrow}+\Gamma^{\downarrow}}\frac{\tau_Q^f}{\sum_{f'}\tau_Q^{f'}} \sim \frac{\Gamma_d^f}{\Gamma^{\downarrow}+\Gamma^{\uparrow}} \quad , \tag{4.5}$$

onde fizemos $\Gamma^{\uparrow} = \sum_f \Gamma_d^f$ e $\Gamma^{\downarrow} = \Gamma_Q^f$.

De 4.5 podemos extrair as larguras de decaimento semi-direto, Γ_d^f, igualando o primeiro termo da esquerda aos dados "experimentais" (resultantes do ajuste);o

segundo termo $\frac{\tau_Q^f}{\sum_{f'} \tau_Q^{f'}}$ é a RR calculada no formalismo de HF [B. Carlson, (1990)], e $\Gamma^{\downarrow}$ é da ordem de $4Mev$. Para $\Gamma^{\downarrow}/\Gamma^{\uparrow} + \Gamma^{\downarrow}$ tomamos três valores: 0.8, 0.85 e 0.9, que implica supor 20%, 15% e 10% ,respectivamente, de decaimento semi-direto, (tabela 4.2). Pela condição de consistência, i.e $\Gamma^{\uparrow} = \sum_f \Gamma_d^f$, (onde f indica todos os canais) vimos que o decaimento semi-direto, neste caso, é 20% do decaimento total (primeira linha da tabela 4.2).

decaimento semi-direto	$d\mu/d\varepsilon$	$E_\gamma = 12.006Mev$	$E_\gamma = 12.821Mev$	$E_\gamma = 14.01Mev$	*valoresmax de* Γ_d^f
20%	0.8	0.915	0.672	0.73	< 1
15%	0.85	0.8	0.6	0.68	< 0.71
10%	0.9	0.68	0.53	0.62	< 0.4

*Tabela*4.2

Da tabela vemos também que, no caso de $E_\gamma = 12.006Mev$, 90% do decaimento semid-ireto é atribuído aos primeiros cinco níveis do ^{207}Pb. Enquanto que para as outras duas energias temos da ordem de 70% do decaimento para esses níveis.

A necessidade de uma "renormalização" dos dados experimentais foi considerada ainda devido à perda de eficiência na detecção de neutrons de energia muito baixa. Isso foi feito adotando os valores teóricos do cálculo de HF [Carlson, (1990)] para os dois grupos de neutrons de menor energia, o que dá uma diminuição de 5% nas RR para $E_\gamma = 12.006Mev$, 4% para $E_\gamma = 12.821Mev$ e 2% para $E_\gamma = 14.01Mev$.

Na tabela 4.3 estão comparadas as larguras calculadas sem correção à normalização, e as corrigidas com a renormalização indicada.

estado final	$E(NR)$	Γ_d^f (kev)					
		$E_\gamma =$	$12.006Mev$	$E_\gamma =$	$12.821Mev$	$E_\gamma =$	$14.01Mev$
		a	$b1$	a	$b2$	a	$b3$
$1/2^-$	0.0	-70 ±25	-80 ±25	-110±20	-112±20	-7 ±25	-8 ±25
$5/2^-$	0.569	110±50	92±50	325±50	305±50	414±80	410±75
$3/2^-$	0.897	285±55	255±55	12±50	6±50	-29±65	-30±60
$13/2^+$	1.633	350±35	325±35	175±35	165±30	150±25	145±25
$7/2^-$	2.34	240±40	225±35	270±30	260±30	200±25	190±25

Tabela 4.3

Na tabela 4.3

a são as larguras calculadas sem correção à normalização;

$b1$ é a largura corrigida em 5%;

$b2$ é a largura corrigida em 4%;

$b3$ é a largura corrigida em 2%;

Os erros nas larguras calculadas, que aparecem na tabela, provêm das incertezas no ajuste dos I_j (ver equação 4.1 e tabela 4.1).

Vemos nessa tabela, que o valor da correção é uma porcentagem pequena, em termos, às incertezas provenientes dos ajustes dos I_j, tendo maior influência nas larguras menores. Daqui poderíamos concluir que as perdas para baixas energias de neutron não são, nas condições da experiência, as limitações mais sérias para o cálculo das larguras de decaimento semi-direto para os níveis mais baixos do ^{207}Pb.

Outro resultado que surge da análise da tabela 4.3 é que o decaimento da RDG ao estado fundamental do ^{207}Pb é compatível com zero, ao menos para essas três energias de excitação. Por outro lado da comparação das larguras de decaimento para os outros canais poderíamos falar da detecção de uma possível dependência com a energia de excitação do ^{208}Pb. Isto poderia indicar a preferência da RDG a decair por algums canais específicos conforme a energia de excitação. Por exemplo, no caso de $E_\gamma = 12.006 Mev$ a RDG prefere decair ao estado $13/2^+$, enquanto que para as outras duas energias de γ, a preferência é para o estado $5/2^-$.

Também observamos, na tabela, que há maior componente semi-direta para $E_\gamma = 12.006 Mev$, fato que estaria em contradição com o achado por Debevec, (1990), que identifica componente não estatística para energias acima de $E_\gamma = 14 Mevs$.

A principal limitação para esta análise dos dados veio da baixa resolução do espectro de neutrons que, associada às possíveis incertezas na forma de linha, parece insuficiente para dar uma boa medida das RR experimentais, mesmo para o decaimento para os primeiros níveis do núcleo residual.

Capítulo 5

Conclusões

Vemos que foi possível não só justificar teoricamente a existência de parâmetros de mistura ligados às diferentes formas de decaimento das ressonâncias gigantes, introduzidos heuristicamente, nesse contexto, por Dias, Hussein e Adhikari, como determinar a sua dependência com a energia. Isto foi feito usando uma teoria de reações que trata de forma consistente a formação das RMG e os diferentes modos de decaimentos.

Obtivemos também a seção de choque, com todas suas dependências com a energia, e foi possível extrair as larguras de escape (decaimento semi–direto) para os cinco primeiros níveis do núcleo residual. Estes cálculos foram feitos depois de comprovar que um cálculo de HF que envolva níveis discretos até $3.7Mev$ aproximadamente, de energia de neutron, e uma densidade de níveis para energias maiores, ajusta melhor as intensidades das larguras, para os estados mais baixos de NR.

Os resultados que obtivemos indicam que, no caso da RDG, o decaimento representa da ordem de 20% da seção de choque, sendo que para as energias mais baixas de γ (12.006 Mev) 90% desta porcentagem está distribuída nos primeiros cinco níveis, enquanto que para as outras duas energias de excitação esta porcentagem é da ordem de 70 para esses níveis (tabela 4.2).

Foram detectados também evidências preliminares para possíveis "dooorways" de decaimento, i.e, a preferência da ressonância a decair por certos canais, e não por outros, dependendo da energia de excitação. A confirmação deste efeito, no entanto,

exige medidas de melhor resolução do espectro de neutrons.

A principal limitação para a análise dos dados veio da baixa resolução do espectro de neutrons, associada a incertezas na forma de linha, tendo pouca influência as perdas pelas condições experimentais, em baixa energia de neutrons.

Referências

Alarcon, R., Cole, P.L., Dale, D.S., Debevec, P.T., and Morford, L.Y.,
(1988) Bull. Am. Phys. Soc. 133, 1577;
(1989) Comunicação privada.

Baldwin, G.C., Klaiber, G.S.,
(1947), Phys. Rev. 71, 3-10.

Bertrand, F.E., Sayer, R.O., Auble, R.L., Beckerman, M., Blankenship, J.L., Burks, B.L., Fernandes, M.A.G., Glover, C.W., Gross, E.E., Horen, D.J.,
(1987), Phys. Rev. C35,111.

Bohr, A., Mottelson, B.R.,
(1975), "Nuclear Structure", W.A. Benjamin,Inc.

Bolme,G.O., Cardman, L.S., Doerfler, R. Koester, Jr. L.J., Miller, B.L., Papanicolas, C.N., Rothhaas, H., Williamson, S.E.,
(1988), Phys. Rev. Lett. 61, 1081.

Bracco, A.,
(1988), Nucl. Phys. A482, 421c.

Brandenburg, S., Borghols, W.T.A., Drentje, A.G., Ekström, L.P., Harakeh, M.N., van der Woude, A., Häkanson, A., Nilsson, L., Pignatelli, M., Leo, R. de,
(1987), Nucl. Phys. A466,29.

Brandenburg, S., Borghols, W., Drentje, A. van der Woude, A., Harakeh, M., Ekström, L., Hakanson, A., Nilsson, L., Olsson, N., De Leo, R.,
(1989), Phy. Rev. c39, 2448.

Carlson, B.,
(1990), Comunicação Privada.

Debevec, P.T.,
(1988), Comunicação privada;
(1990), Comunicação privada.

Dias, H., Wolynec, E.,
(1984), Phys. Rev c30, 1164.

Dias, H., Hussein, M.S., Adhikari, S.K.,
(1986), Phys. Rev. Lett. 57,1998.

Dias, H., Teruya, N.,
(1988), Comunicação privada.

Dilg, W., Schantl, W., Vonach, H., Uhl, M.,
(1973), Nucl. Phys. A217,269.

Feshbach, H., Kerman, A., Koonin, S.,
(1980) Ann. Phys. 125,429-476.

Gilbert, A., Cameron, A.G.W.,
(1965), Can. J. Phys. 43,1446.

Goldhaber,M., Teller, E.,
(1948), Phys. Rev. 74,1046-49.

Hauser, W., Feshbach, H.,
(1952), Phys. Rev. 87,366.

Hussein, M. S.,
(1990) Comunicação privada.

Ignatyuk, A.V., Smireukrin,G.N., Tiskin, A.S.,
(1975), Sov. J. Nucl. Phys. 21, 255.

Jacob, G., Maris, Th.A.J.,
(1966), Rev. Mod. Phys. 38, 121.

Jacob, G., Maris, Th.A.J.,
(1966), Rev. Mod. Phys. 45, 6.

Kawai, M., Kerman, A.K., Mc Voy, K.W.,
(1972), Ann. Phys. (NY) 75, 156.

Kerman, A.K., Mc Voy, K.W.,
(1979), Ann. Phys. (NY) 122, 197.

Mahaux,C., Sartor, R.,
(1987), Nucl. Phys. A468, 193.

Migdal, A.B.
(1944), J. Phys. USSR 8, 331.

Myers, W.D., Swiatecki, W.J.,
(1969), (1974), Ann. Phys. 55, 395.

Piza, A.F.R. de Toledo,
(1972), Proceedings of the *IV* Simpósio Brasileiro de Física Teórica, *IX*, 37.

Piza, A.F.R. de Toledo, Foglia, G.A.,
(1989), IFUSP/P-804.

Rapaport, J., Kulkarni, V. Finlay, R.W.,
(1979), Nucl. Phys. A330, 15.