

RESSONÂNCIAS GIGANTES DO NÚCLEO ATÔMICO

João D.T. Arruda Neto

Instituto de Física - USP (Laboratório do Acelerador Linear)

1. Introdução

Quando em Física Nuclear se tenta interligar um fato físico com a teoria, o primeiro obstáculo que surge é o das forças nucleares (lei de interação entre nucleons) ainda incompletamente conhecidas; enquanto que para os elétrons de um átomo a força de interação com o núcleo é muito bem estabelecida (lei de Coulomb), as únicas informações relativas às forças nucleares são obtidas a partir de experimentos envolvendo alguns nucleons (em geral dois) e dessa forma não foi possível obter até o momento uma lei de interação de confiabilidade e precisão equivalentes à lei de Coulomb. Outra dificuldade encontrada quando se tenta interpretar teoricamente um fato físico em Física Nuclear é a impossibilidade matemática de se resolver exatamente um problema de muitos corpos (como os nucleons no núcleo). Aliás, um problema de 3-corpos já não apresenta solução analítica exata, daí a necessidade de se proceder a várias aproximações que constituem os "modelos" para o núcleo. Grandes esforços foram concentrados na tentativa de se formular um modelo unificado, ou seja, uma aproximação única válida para todos os núcleos (ou a maior parte deles); um sucesso parcial foi obtido com o modelo unificado de Bohr e Mottelson que representa a fusão do modelo de camadas com o modelo coletivo. Contudo uma condição para que um modelo seja testado positivamente (aproximando-se portanto ao máximo da realidade física) seria a de explicar "fenômenos universais" do núcleo atômico, ou seja, comportamentos comuns a todos os núcleos (desde os mais leves até os pesados). O que se convencionou chamar de "Ressonâncias Gigantes" das reações fotonucleares (reações induzidas por interação eletromagnética com o núcleo) constituem definitivamente um fenômeno universal e portanto uma excelente ponta de prova para qualquer modelo. O acervo de dados experimentais acumulados há mais de 30 anos mostram que as Ressonâncias Gigantes originam-se de movimentos coletivos e coerentes dos nucleons excitados pela absorção de radiação eletromagnética (raios γ) pelo núcleo. Um exemplo simples e típico é verificado para raios γ com comprimentos de onda maiores

que os diâmetros nucleares; para $E_Y = 20$ MeV temos que $\lambda_Y = \frac{hc}{E_Y} = \frac{2 \times 10^{-5} \text{ eV} \cdot \text{cm}}{2 \times 10^7 \text{ eV}} = 10^{-12} \text{ cm} = 10 \text{ fermis}$ que é da mesma ordem de grandeza dos diâmetros de núcleos intermediários. Nestas condições o núcleo ficaria "imerso" no campo eletromagnético incidente sendo que, em particular a componente elétrica \vec{E} atuando nos prótons desloca-os em relação aos neutrons; para manter o centro de massa inalterado¹⁾ os neutrons deslocam-se no sentido oposto ao dos prótons (Fig. 1-A)²⁾.

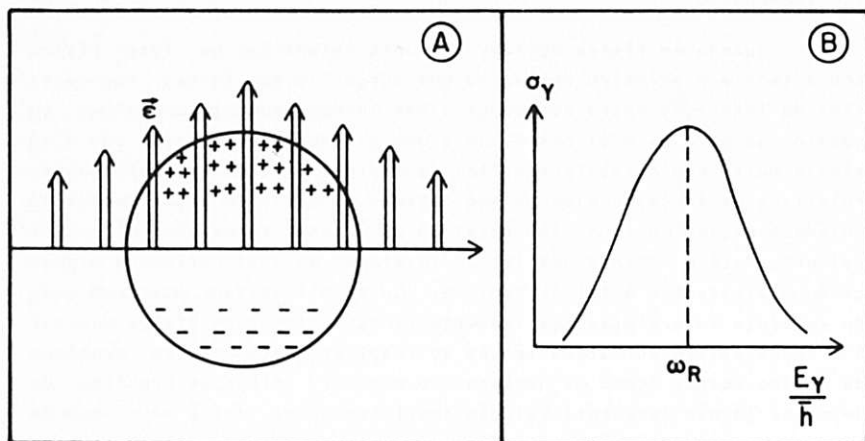


Fig. 1

Quando o campo de radiação tiver uma frequência, $\omega = E_Y/\hbar$, igual (ou próxima) à frequência própria do sistema prótons-neutrons, ω_R ³⁾, teremos "ressonância" da secção de choque de fotoabsorção (fig. 1-B)³⁾. Independentemente da simplicidade da descrição acima, as Ressonâncias Gigantes (RG) caracterizam-se por certas propriedades sistematicamente observadas experimentalmente, entre elas temos, por exemplo, que a frequência de ressonância é uma função "suave" do número de massa A ($\omega_R \propto A^{-1/3}$). Alguns modelos nucleares já existentes conseguem reproduzir, razoavelmente, essa dependência de ω_R com A ; para a Ressonância de Dipolo elétrico (exemplo anterior) temos que $\hbar\omega_R \approx 70 \cdot A^{-1/3}$ (MeV).

2. O que se Aprende Estudando Ressonâncias Gigantes?

As informações mais importantes que derivam do estudo das Ressonâncias Gigantes referem-se às forças nucleares: a força entre dois nucleons pode ser gerada pela troca de vários tipos de mesons, por exemplo, a troca de um pion (que é o meson mais leve) dá origem à interação de longo-alcance (denominada "potencial de troca de um pion"). No exemplo que segue mostraremos uma situação bem simples em que se pode visualizar claramente o denominado "efeito residual" das forças nucleares nas Ressonâncias Gigantes.

2A. Ressonância Gigante do ${}^4\text{He}$

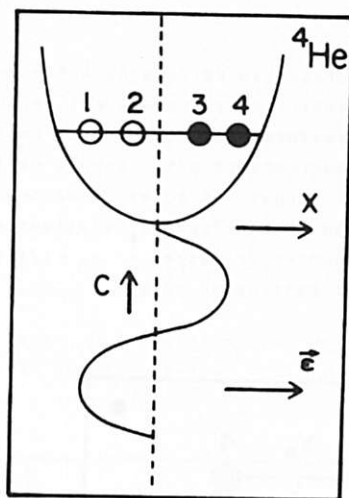


Fig. 2

Assumimos para o ${}^4\text{He}$ um potencial nuclear do tipo oscilador harmônico^{3A)}; a Hamiltoniana nuclear será dada por:

$$H = \sum_{i=1}^4 \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{b}{2} x_i^2 \right] \quad (1)$$

onde x_i representa a coordenada do i -ésimo nucleon e b a constante de elasticidade do oscilador; os níveis são espaçados de $\hbar\omega = \hbar \sqrt{\frac{b}{m}}$. Estas e outras informações podem ser verificadas em qualquer texto introdutório de Mecânica Quântica. A função de onda estacionária do sistema tem a forma:

$$\psi(x_1 \dots x_4) = u(x_1)u(x_2)u(x_3)u(x_4)$$

Cada $u(x_i)$ é solução de (a eq. de Schrödinger é separável):

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial x_i^2} + \frac{b}{2} x_i^2 - E_i \right) u(x_i) = 0$$

portanto os estados excitados dos 4 nucleons serão degenerados: $E_i = (n + \frac{1}{2})\hbar\omega$, n é inteiro e positivo.

Consideremos a seguir a interação do ${}^4\text{He}$ com a radiação eletromagnética de energia $\hbar\omega$ representada na Fig. 2⁴⁾ apenas pela componente elétrica (\vec{E}). Os prótons serão deslocados por uma força $e\vec{E}$ (e promovidos para o 1º estado excitado) em relação ao centro de massa (x_c) que se mantém fixo devido ao recuo dos neutrons. A interação eletromagnética introduz uma perturbação cuja Hamiltoniana é dada por:

$$H_D = eE(x_1 - x_c) + eE(x_2 - x_c) = \frac{eE}{2} (x_1 + x_2 - x_3 - x_4) \quad (2)$$

lembrando que $x_c = \frac{x_1 + x_2 + x_3 + x_4}{4}$.

Até este ponto nada de revelador surgiu em relação à Ressonância Gigante. Contudo se trocarmos as quatro coordenadas $x_1 \dots x_4$ por outras que descrevem explicitamente o deslocamento dos centros de carga do núcleo sob a influência de \vec{E} poderemos perceber como a perturbação H_D atua no modo de oscilação de carga. As novas coordenadas são: $x_p = x_1 - x_2$, $x_n = x_3 - x_4$ que são as coordenadas relativas; $x_c = 1/4(x_1 + x_2 + x_3 + x_4)$, coordenada do centro de massa; e $x_D = 1/2(x_1 + x_2 - x_3 - x_4)$, coordenada relativa dos centros de carga.

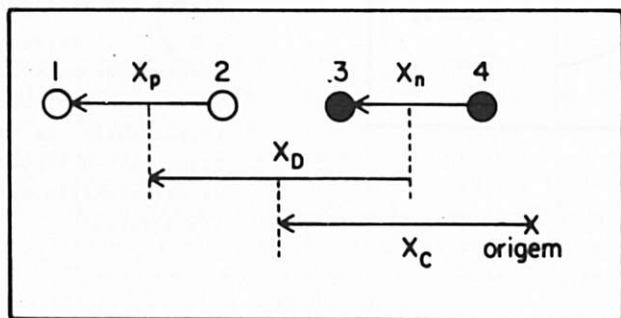


Fig. 3

Substituindo na Hamiltoniana nuclear, eq. (1), temos:

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m} \left[\frac{1}{4} \frac{\partial^2}{\partial x_c^2} + \frac{\partial^2}{\partial x_D^2} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x_p^2} + 2 \frac{\partial^2}{\partial x_n^2} \right] + \frac{b}{2} \left[4x_c^2 + x_D^2 + \frac{1}{2} x_p^2 + \frac{1}{2} x_n^2 \right]; \quad (3)$$

verificamos novamente que a equação de Schrödinger é separável; a frequência associada a cada um dos modos (todos degenerados) é:

$$\omega_c = \sqrt{\frac{4b}{4m}} = \sqrt{\frac{b}{m}}; \quad \omega_D = \sqrt{\frac{b}{m}}; \quad \omega_p = \omega_n = \sqrt{\frac{b/2}{m/2}} = \sqrt{\frac{b}{m}}$$

A perturbação eletromagnética H_D nas novas coordenadas será:

$$H_D = e\epsilon x_D. \quad (4)$$

As funções de onda nuclear do estado fundamental e primeiro estado excitado são:

$$\begin{aligned} \Psi_0 &= \phi_0(x_c) \psi_0(x_D) \chi_0(x_p) \rho_0(x_n) \quad e \\ &\quad \downarrow \\ \Psi_1 &= \phi_0(x_c) \psi_1(x_D) \chi_0(x_p) \rho_0(x_n) \end{aligned}$$

Portanto H_D excita apenas um dos modos: o de dipolo, descrito pela função de onda $\psi_1(x_D) = \psi_{1p} \psi_{0n} - \psi_{0p} \psi_{1n}$ ou seja, o movimento de prótons e neutrons são anticorrelacionados (Fig. 4).

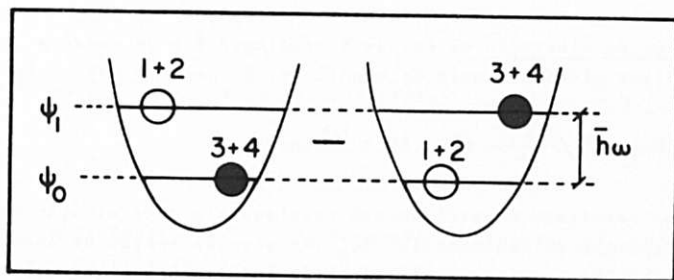


Fig. 4

Resumindo: a) $\psi_1(x_D)$ absorve toda a "intensidade" (strength) de dipolo; b) $\psi_1(x_D)$ é uma oscilação de todos os prótons contra todos os nêutrons conhecida como Ressonância Gigante de Dipolo elétrico (RGD). Para núcleos intermediários e pesados as Ressonâncias Gigantes podem ser razoavelmente descritas através de modelos coletivos do tipo "hidrodinâmico": considera-se os prótons e nêutrons como dois fluidos no interior de um recipiente oscilando um em relação ao outro (anticorrelacionados).

A energia de excitação da Ressonância Gigante $\hbar\omega$ no exemplo simples que apresentamos é a diferença de energia entre o estado fundamental e o primeiro estado excitado; o modelo de camadas para o núcleo estabelece que $\hbar\omega = 40.A^{-1/3}$ (MeV), onde A é o número de massa. Contudo, conforme vimos na introdução desta apresentação, os dados experimentais indicam que $\hbar\omega_R = 70.A^{-1/3}$ (MeV) para a RGD. Isto indica que nosso modelo carece de algum outro ingrediente; podemos mostrar que esse ingrediente está relacionado com os efeitos residuais (ou interações residuais) das forças nucleares⁵⁾. Para incluir esse efeito neste tratamento bem simplificado do problema assumiremos uma força residual harmônica "dependente de isospin"^{5A)}; teremos, então uma perturbação⁶⁾ adicional (além de H_D) dada por:

$$\begin{aligned}
 H' &= \frac{\beta}{2} \left[- \sum x_i^2 (\text{repulsão}) + \sum x_i^2 (\text{atração}) \right] = \\
 &= \frac{\beta}{2} \left[-(x_1 - x_2)^2 - (x_3 - x_4)^2 + (x_1 - x_3)^2 + (x_1 - x_4)^2 + \right. \\
 &\quad \left. + (x_2 - x_3)^2 + (x_2 - x_4)^2 \right] = \dots = \frac{\beta}{2} \cdot 4x_D^2
 \end{aligned}$$

Incluindo essa perturbação adicional à eletromagnética (H_D) verificamos que a única alteração na eq. de Schrödinger é a de mudar a constante de elasticidade do modo de dipolo de b para $b + 4\beta$. Então:

$$\hbar\omega_R = \hbar \sqrt{\frac{b + 4\beta}{m}} > \hbar\omega > 40.A^{-1/3} \text{ (MeV)}$$

Este último resultado é extremamente revelador: a determinação experimental da energia de ressonância $\hbar\omega_R$ (no pico da secção de choque de fotoabsorção - Fig. 1b) possibilita obter informações a respeito de forças nucleares;⁷⁾ essa é a principal motivação para o estudo de Ressonâncias Gigantes.

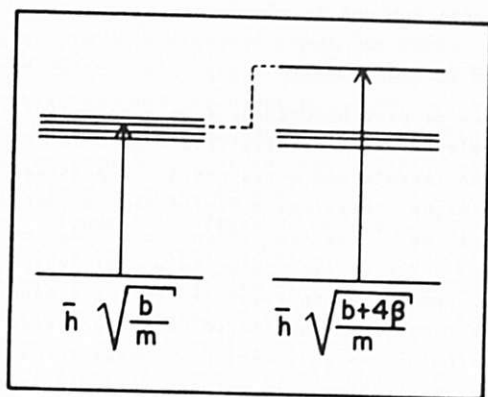


Fig. 5

A "área" da ressonância (integral da secção de choque na energia de excitação) denominada "intensidade" (strength) da ressonância é uma outra fonte adicional de informações sobre os "efeitos mesônicos". A troca de um meson entre um próton e um neutron (transformando o próton em neutron e vice-versa) gera um momento de dipolo sem haver movimento mecânico dos nucleons envolvidos, que é somado ao momento de dipolo devido ao deslocamento coletivo de todos os prótons em relação a todos os neutrons; esse efeito (forças de troca) reflete-se na "intensidade". Para ilustrar, consideremos (sem demonstração) o seguinte (regra da soma):

$$\int \sigma_Y dE_Y = \sum_f |\langle f | \hat{p} | i \rangle|^2 (E_f - E_i) = |\langle n=1 | x_D | n=0 \rangle|^2 \cdot \hbar \omega$$

onde $|\langle n=1 | x_D | n=0 \rangle|^2$ é basicamente função de $\frac{\hbar \omega}{b} = \frac{\hbar}{m \omega} \propto \frac{1}{\omega}$; portanto

$$I \equiv \int \sigma_Y dE_Y \propto \frac{1}{m}$$

ou seja, a "intensidade" I da Ressonância Gigante independe da constante de elasticidade, b , e depende apenas de m . Contudo os resultados experimentais indicam que $I_{exp} > 1$; escrevendo $I_{exp} = 1(1+\alpha)$ verificou-se que para os vários núcleos investigados $\alpha \approx 0,2-0,3$. O parâmetro α depende da intensidade das forças de troca. Esse efeito pode ser formalmente levado em conta definindo-se uma "massa efetiva":

$m^* = \frac{m}{1+\alpha}$, portanto seria como se na oscilação de carga os nucleons participassem apenas com uma fração da massa.

2B. Espalhamento de ions pesados

Em reações de espalhamento de ions pesados (utilizando feixes produzidos em aceleradores eletrostáticos como o Pelletron do IFUSP) dependendo dos ions envolvidos e sua energia é possível obter uma infinidade de informações relativas à Física das reações nucleares. Por exemplo, na colisão de ^{122}Sn em ^{122}Sn (ou ^{148}Nd em ^{148}Nd) a repulsão Coulombiana entre os ions polariza a distribuição de cargas (Fig. 6) durante a aproximação; a separação de prótons e neutrons representa nada mais nada menos que a excitação de Ressonâncias Gigantes (principalmente a de dipolo) nos dois núcleos. Dessa forma poderíamos pensar nas Ressonâncias Gigantes como estados intermediários (denominados "doorway states") do processo de espalhamento. A razão de mencionarmos este exemplo é a de mostrar que o conceito de Ressonância Gigante não se restringe às reações fotonucleares.

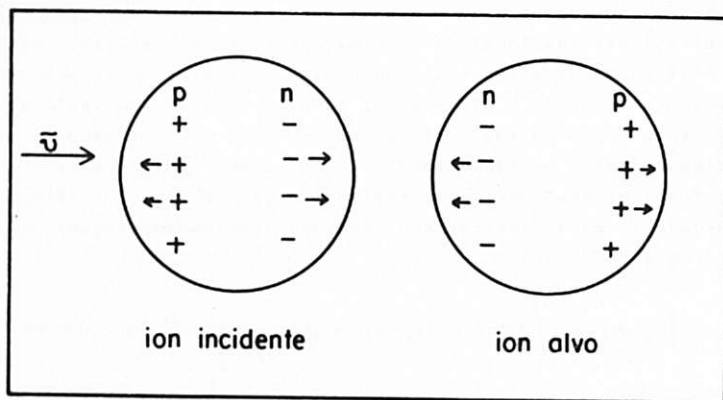


Fig. 6

3. Estudos de Ressonâncias Gigantes no IFUSP

Um outro aspecto importante do estudo de Ressonâncias Gigantes é o relativo ao "decaimento" dessas Ressonâncias. Conforme discutimos, a absorção de um fóton pelo núcleo induz um movimento coletivo e coerente dos nucleons; contudo, ainda não está claro como o núcleo dissipa a energia armazenada nesses modos coletivos de excitação. O estudo dos vários canais do decaimento das Ressonâncias Gigantes (emis

são de prótons, neutrons, alfas, fissão,...) pode elucidar essa e outras questões importantes.

O Laboratório do Acelerador Linear de elétrons do Instituto de Física da USP dedica-se há quase 10 anos à investigação de Ressonâncias Gigantes em reações induzidas por elétrons. A linha de pesquisa principal visa o estudo dos modos de decaimento das RG, em núcleos de massa intermediária, por emissão de neutrons e de alfas, e por fissão em núcleos pesados. As partículas que são emitidas pelo núcleo carregam informações referentes ao acoplamento das RG com os outros modos normais do sistema nuclear, e também refletem características das ressonâncias em si. Um maior detalhamento quanto aos resultados obtidos até o momento, neste Laboratório, bem como a Física extraída dos mesmos, se afastariam muito do nível e objetivos do presente trabalho. Contudo, podemos informar que esses estudos experimentais permitiram detectar "novas ressonâncias gigantes" do núcleo como a Ressonância Gigante de Quadrupolo elétrico e a de Dipolo magnético.

O futuro desta linha de pesquisa é promissor, tendo em vista, principalmente, o advento dos aceleradores de elétrons de onda contínua, presentemente em desenvolvimento em alguns laboratórios no exterior e no Laboratório de Acelerador Linear da USP.

NOTAS

1. A velocidade de recuo do núcleo, inicialmente em repouso, após a fotoabsorção é muito pequena (principalmente para núcleos intermediários e pesados).
2. Os sinais negativos (-) na Fig. 1-A representam os neutrons (é simplesmente uma convenção).
3. Essa ressonância da secção de choque foi denominada "Ressonância Gigante"; atualmente emprega-se uma denominação mais exata: "Ressonância Gigante de Dipolo elétrico", principalmente após a descoberta (há cerca de dez anos) de outros modos de oscilação da matéria nuclear.
- 3A. O movimento de nucleons no núcleo não pode ser descrito em termos de um potencial central produzido por um agente externo. Contudo, é possível obter uma descrição razoável do núcleo definindo-se um "potencial central médio"; assim, o movimento de um nucleon no núcleo seria governado pela atração de todos os outros nucleons como num campo central. Para núcleos leves, como o ${}^4\text{He}$, a escolha de um potencial do tipo oscilador harmônico é razoável. Nesta abordagem simplificada ignoraremos complicações do tipo força de spin-órbita e, por enquanto, a interação residual nucleon-nucleon (desta forma, o potencial nuclear conterá forças entre-partículas em aproximação de ordem zero).
4. 1 e 2 são os prótons e 3 e 4 os neutrons.
5. Tais efeitos originam um termo perturbativo, a ser incluído na Hamiltoniana, de ordem zero (dada pela eq.(1)). Vale a pena frisar

que o efeito residual das forças nucleares origina-se de um caráter dessas forças denominado "caráter de troca" (de posição, spin e carga); no caso da RGD, em particular, onde temos uma oscilação de carga induzida pela radiação eletromagnética incidente, o caráter de troca de carga entre um próton e um neutrón (sem haver deslocamento de massa) origina um efeito adicional que não é incluído na "aproximação de ordem zero" para as forças nucleares.

- 5A. A escolha de uma força residual do tipo "harmônica" é uma aproximação conveniente que evita, no presente tratamento do problema, maiores complicações matemáticas. A rotulação dessa força como "dependente de isospin" serve apenas para lembrar que a mesma depende do "estado de carga" dos constituintes nucleares, originando "repulsões" e "atrações" que nada têm a ver com as "repulsões" e "atrações" de origem Coulombiana entre partículas de mesma carga e de cargas contrárias, respectivamente.
6. Para o conjunto de prótons e neutróns do núcleo o princípio de Pauli impede a ocorrência de grandes efeitos de distorção sobre as funções de onda das partículas devido às forças nucleares; dessa forma, a matéria nuclear pode ser descrita como um gás de Fermi de partículas livres e as forças nucleares como perturbação.
7. Mais especificamente, a respeito da constante β da força nuclear em aproximação harmônica ($F = \beta \Delta X$) o que permite estimar a sua intensidade. Em outras palavras, o estudo de Ressonâncias Gigantes permite medir forças nucleares.

ERRATA: No vol.3, nº 3, set/1981, pág. 17, no artigo "O movimento do pião com um ponto fixo como o movimento do seu centro de massa", faltou a publicação da figura abaixo:

