

Aula 12: Teoria Quântica dos Decaimentos - II

Introdução à Física Nuclear

Prof. Marcelo A. Leigui de Oliveira

Centro de Ciências Naturais e Humanas
Universidade Federal do ABC
Av. dos Estados, 5001
09210-580 Santo André-SP

14 de novembro de 2024



Universidade Federal do ABC

- 1 Decaimento gama
 - Regras de seleção
 - Paridade
 - Dinâmica
 - Conversão interna
 - O efeito Mössbauer
 - Largura de um estado excitado

- 2 Exercícios

Decaimento gama

(1900) descoberta por Paul Villard e em **(1903)** nomeada por Rutherford.

Decaimento gama

(1900) descoberta por Paul Villard e em **(1903)** nomeada por Rutherford. Raios γ são radiações eletromagnéticas (fótons com $f > 10^{19}$ Hz, $\lambda < 10^{-11}$ m, $E > 10^2$ keV) emitidas por núcleos excitados.

Decaimento gama

(1900) descoberta por Paul Villard e em (1903) nomeada por Rutherford. Raios γ são radiações eletromagnéticas (fótons com $f > 10^{19}$ Hz, $\lambda < 10^{-11}$ m, $E > 10^2$ keV) emitidas por núcleos excitados. Quando alguma regra de seleção impede que um decaimento prévio vá diretamente ao estado fundamental, resta um núcleo filho em um estado excitado metaestável, ou *isômero* (vide figura-(b)).

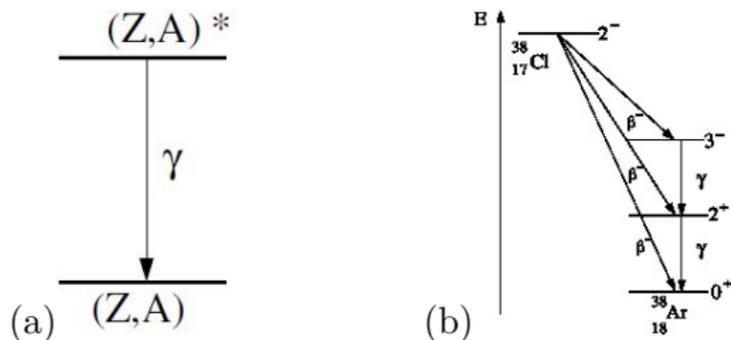


Figura: Decaimentos γ : (a) genérico; (b) sucedendo decaimentos β do ^{38}Cl .

Decaimento gama

(1900) descoberta por Paul Villard e em (1903) nomeada por Rutherford. Raios γ são radiações eletromagnéticas (fótons com $f > 10^{19}$ Hz, $\lambda < 10^{-11}$ m, $E > 10^2$ keV) emitidas por núcleos excitados. Quando alguma regra de seleção impede que um decaimento prévio vá diretamente ao estado fundamental, resta um núcleo filho em um estado excitado metaestável, ou *isômero* (vide figura-(b)).

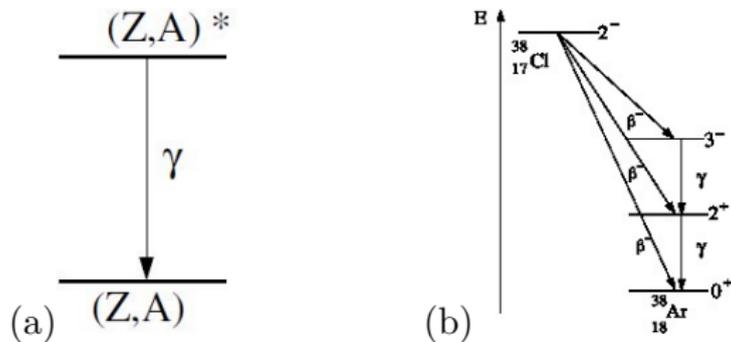


Figura: Decaimentos γ : (a) genérico; (b) sucedendo decaimentos β do ^{38}Cl .

Processos como a captura de nêutrons pode produzir estados excitados de $E = 7$ a 8 MeV.

Decaimento gama

Regras de seleção

As taxas de transição ($\lambda = \tau^{-1}$) podem ser calculadas pelo modelo de camadas e as radiações são consequência de oscilações multipolares:

Decaimento gama

Regras de seleção

As taxas de transição ($\lambda = \tau^{-1}$) podem ser calculadas pelo modelo de camadas e as radiações são consequência de oscilações multipolares:

L	Transição	$E_\gamma = 10 \text{ MeV}$	$E_\gamma = 1 \text{ MeV}$	$E_\gamma = 0,1 \text{ MeV}$	Proporcionalidade
1	Dipolo elétrico	$2 \cdot 10^{18}$	$2 \cdot 10^{15}$	$2 \cdot 10^{12}$	$\propto E^3$
1	Dipolo magnético	$2 \cdot 10^{16}$	$2 \cdot 10^{13}$	$2 \cdot 10^{10}$	$\propto E^3$
2	Quadrupolo elétrico	10^{16}	10^{11}	10^6	$\propto E^5$
2	Quadrupolo magnético	10^{14}	10^9	10^4	$\propto E^5$
3	Octupolo elétrico	10^{13}	10^6	10^{-1}	$\propto E^7$
3	Octupolo magnético	10^{11}	10^4	10^{-3}	$\propto E^7$

Tabela: Cálculos de Weisskopf para as taxas de transição ($[\lambda] = \text{s}^{-1}$).

Decaimento gama

Da mecânica quântica:

$$\lambda = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\varepsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^{(2L+1)} \left[\int \psi_f^* m(L) \psi_i df \right]^2$$

Decaimento gama

Da mecânica quântica:

$$\lambda = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^{(2L+1)} \left[\int \psi_f^* m(L) \psi_i df \right]^2,$$

onde o elemento de matriz do operador multipolar é:

$$m_{fi} = \int \psi_f^* m(L) \psi_i df \quad \propto \int \psi_f^* \times \psi_i df \quad , \text{ para o dipolo elétrico}$$

Decaimento gama

Da mecânica quântica:

$$\lambda = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c}\right)^{(2L+1)} \left[\int \psi_f^* m(L) \psi_i df \right]^2,$$

onde o elemento de matriz do operador multipolar é:

$$\begin{aligned} m_{fi} = \int \psi_f^* m(L) \psi_i df &\propto \int \psi_f^* \times \psi_i df, && \text{para o dipolo elétrico} \\ &\propto \int \psi_f^* L_x \psi_i df, && \text{para o dipolo magnético} \end{aligned}$$

Decaimento gama

Da mecânica quântica:

$$\lambda = \frac{P}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L [(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E}{\hbar c} \right)^{(2L+1)} \left[\int \psi_f^* m(L) \psi_i df \right]^2,$$

onde o elemento de matriz do operador multipolar é:

$$\begin{aligned} m_{fi} = \int \psi_f^* m(L) \psi_i df &\propto \int \psi_f^* x \psi_i df && , \text{ para o dipolo elétrico} \\ &\propto \int \psi_f^* L_x \psi_i df && , \text{ para o dipolo magnético} \\ &\propto \int \psi_f^* x^2 \psi_i df && , \text{ para o quadrupolo elétrico} \\ &\text{etc.} \end{aligned}$$

Decaimento gama

Calculando-se os λ s ...

Decaimento gama

Calculando-se os λ s:

L Transição elétrica Transição magnética

Decaimento gama

Calculando-se os λ s:

L	Transição elétrica	Transição magnética
1	$1,0 \cdot 10^{14} A^{2/3} E^3$	$5,6 \cdot 10^{13} E^3$

Decaimento gama

Calculando-se os λ s:

L	Transição elétrica	Transição magnética
1	$1,0 \cdot 10^{14} A^{2/3} E^3$	$5,6 \cdot 10^{13} E^3$
2	$7,3 \cdot 10^7 A^{4/3} E^5$	$3,5 \cdot 10^7 A^{2/3} E^5$

Decaimento gama

Calculando-se os λ s:

L	Transição elétrica	Transição magnética
1	$1,0 \cdot 10^{14} A^{2/3} E^3$	$5,6 \cdot 10^{13} E^3$
2	$7,3 \cdot 10^7 A^{4/3} E^5$	$3,5 \cdot 10^7 A^{2/3} E^5$
3	$34 \cdot A^2 E^7$	$16 \cdot A^{4/3} E^7$

Decaimento gama

Calculando-se os λ s:

L	Transição elétrica	Transição magnética
1	$1,0 \cdot 10^{14} A^{2/3} E^3$	$5,6 \cdot 10^{13} E^3$
2	$7,3 \cdot 10^7 A^{4/3} E^5$	$3,5 \cdot 10^7 A^{2/3} E^5$
3	$34 \cdot A^2 E^7$	$16 \cdot A^{4/3} E^7$
4	$1,1 \cdot 10^{-5} A^{8/3} E^9$	$4,5 \cdot 10^{-6} A^2 E^9$

Decaimento gama

Calculando-se os λ s:

L	Transição elétrica	Transição magnética
1	$1,0 \cdot 10^{14} A^{2/3} E^3$	$5,6 \cdot 10^{13} E^3$
2	$7,3 \cdot 10^7 A^{4/3} E^5$	$3,5 \cdot 10^7 A^{2/3} E^5$
3	$34 \cdot A^2 E^7$	$16 \cdot A^{4/3} E^7$
4	$1,1 \cdot 10^{-5} A^{8/3} E^9$	$4,5 \cdot 10^{-6} A^2 E^9$

onde $[\lambda] = \text{s}^{-1}$ e $[E] = \text{MeV}$.

Decaimento gama

Paridade

Sejam os dipolos elétrico e magnético representados na figura.

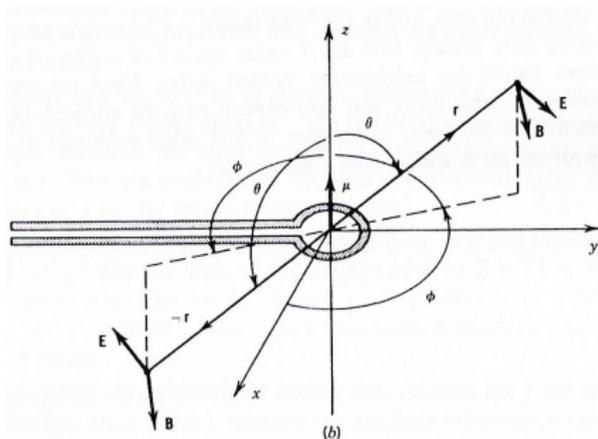
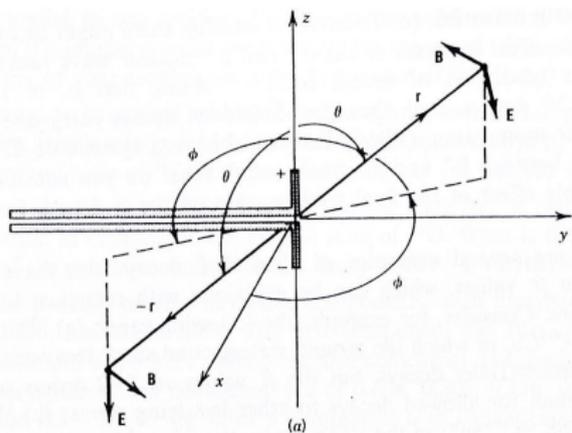


Figura: Campos elétrico e magnético de dipolos ($L=1$), nos casos: (a) elétrico; (b) magnético.

Decaimento gama

Paridade

Sejam os dipolos elétrico e magnético representados na figura. Em ambos os casos, temos, passando pelos circuitos, correntes que variam com frequência angular ω .

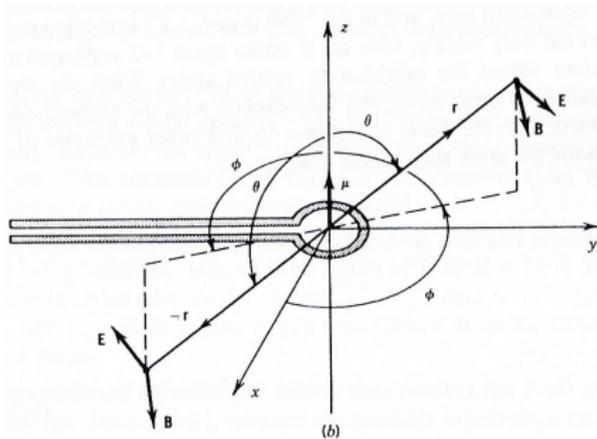
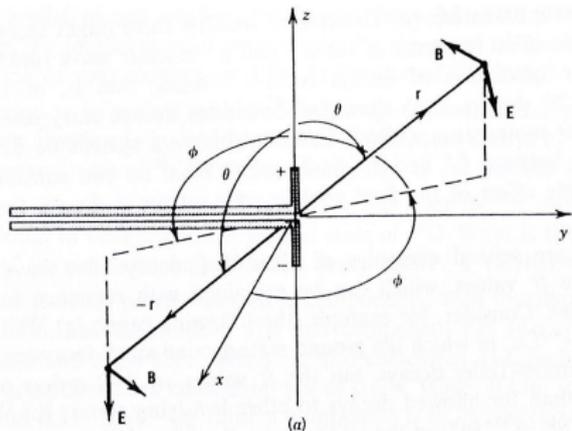


Figura: Campos elétrico e magnético de dipolos ($L=1$), nos casos: (a) elétrico; (b) magnético.

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

(b) dipolo magnético: $\vec{B}(-\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = +$

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

(b) dipolo magnético: $\vec{B}(-\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = +$

Verifica-se, mais detalhadamente, que:

$$\Pi_E(L) = (-1)^L;$$

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

(b) dipolo magnético: $\vec{B}(-\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = +$

Verifica-se, mais detalhadamente, que:

$$\Pi_E(L) = (-1)^L;$$

$$\Pi_M(L) = (-1)^{L+1}.$$

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

(b) dipolo magnético: $\vec{B}(-\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = +$

Verifica-se, mais detalhadamente, que:

$$\Pi_E(L) = (-1)^L;$$

$$\Pi_M(L) = (-1)^{L+1}.$$

Então:

$$L = 1 \Rightarrow \Pi_E = -1 \rightarrow \text{mudança de paridade}$$

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

(b) dipolo magnético: $\vec{B}(-\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = +$

Verifica-se, mais detalhadamente, que:

$$\Pi_E(L) = (-1)^L;$$

$$\Pi_M(L) = (-1)^{L+1}.$$

Então:

$$L = 1 \Rightarrow \Pi_E = -1 \rightarrow \text{mudança de paridade}$$

$$\Rightarrow \Pi_M = +1 \rightarrow \text{conservação de paridade}$$

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

(b) dipolo magnético: $\vec{B}(-\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = +$

Verifica-se, mais detalhadamente, que:

$$\Pi_E(L) = (-1)^L;$$

$$\Pi_M(L) = (-1)^{L+1}.$$

Então:

$$L = 1 \Rightarrow \Pi_E = -1 \rightarrow \text{mudança de paridade}$$

$$\Rightarrow \Pi_M = +1 \rightarrow \text{conservação de paridade}$$

$$L = 2 \Rightarrow \Pi_E = +1 \rightarrow \text{conservação de paridade}$$

Decaimento gama

(a) dipolo elétrico: $\vec{B}(-\vec{r}) = -\vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = -$

(b) dipolo magnético: $\vec{B}(-\vec{r}) = \vec{B}(\vec{r}) \Rightarrow \Pi = +$

Verifica-se, mais detalhadamente, que:

$$\Pi_E(L) = (-1)^L;$$

$$\Pi_M(L) = (-1)^{L+1}.$$

Então:

$$L = 1 \Rightarrow \Pi_E = -1 \rightarrow \text{mudança de paridade}$$

$$\Rightarrow \Pi_M = +1 \rightarrow \text{conservação de paridade}$$

$$L = 2 \Rightarrow \Pi_E = +1 \rightarrow \text{conservação de paridade}$$

$$\Rightarrow \Pi_M = -1 \rightarrow \text{mudança de paridade}$$

etc.

Decaimento gama

Consideremos a transição: $|i\rangle \xrightarrow{\gamma} |f\rangle$, que leva de um estado com momento angular \vec{l}_i para \vec{l}_f e de paridade Π_i para Π_f .

Decaimento gama

Consideremos a transição: $|i\rangle \xrightarrow{\gamma} |f\rangle$, que leva de um estado com momento angular \vec{I}_i para \vec{I}_f e de paridade Π_i para Π_f :

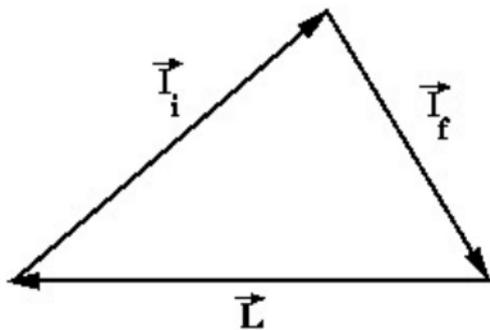


Figura: Triângulo fechado de vetores de momento angular, representando a soma: $\vec{I}_i = \vec{L} + \vec{I}_f$.

Decaimento gama

Consideremos a transição: $|i\rangle \xrightarrow{\gamma} |f\rangle$, que leva de um estado com momento angular \vec{l}_i para \vec{l}_f e de paridade Π_i para Π_f :

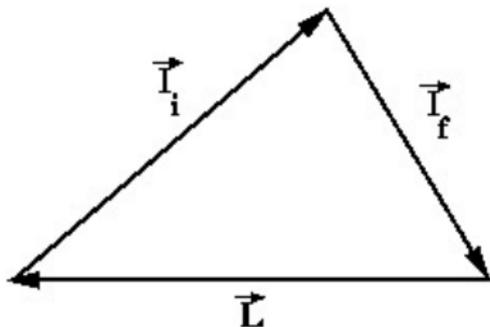


Figura: Triângulo fechado de vetores de momento angular, representando a soma: $\vec{l}_i = \vec{L} + \vec{l}_f$.

Como $\vec{l}_i = \vec{L} + \vec{l}_f$, os possíveis valores de \vec{L} são restritos ao intervalo:

$$|l_i - l_f| \leq L \leq l_i + l_f \text{ (exceto para } L = 0\text{)}.$$

Decaimento gama

Consideremos a transição: $|i\rangle \xrightarrow{\gamma} |f\rangle$, que leva de um estado com momento angular \vec{l}_i para \vec{l}_f e de paridade Π_i para Π_f :

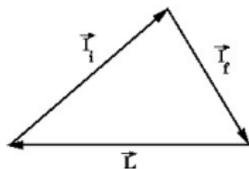


Figura: Triângulo fechado de vetores de momento angular, representando a soma: $\vec{l}_i = \vec{L} + \vec{l}_f$.

Como $\vec{l}_i = \vec{L} + \vec{l}_f$, os possíveis valores de \vec{L} são restritos ao intervalo:

$$|l_i - l_f| \leq L \leq l_i + l_f \text{ (exceto para } L = 0\text{)}.$$

Por exemplo, se $l_i = 3/2$ e $l_f = 5/2$:

$$\left. \begin{array}{l} 3/2 + 5/2 = 4 \\ |3/2 - 5/2| = 1 \end{array} \right\} \Rightarrow L = 1, 2, 3, 4.$$

Decaimento gama

Por exemplo, se $l_i = 3/2$ e $l_f = 5/2$:

$$\left. \begin{array}{l} 3/2 + 5/2 = 4 \\ |3/2 - 5/2| = 1 \end{array} \right\} \Rightarrow L = 1, 2, 3, 4.$$

e o campo de radiação será uma mistura de dipolo, quadrupolo, octupolo e hexadecapolo.

Decaimento gama

Por exemplo, se $I_i = 3/2$ e $I_f = 5/2$:

$$\left. \begin{array}{l} 3/2 + 5/2 = 4 \\ |3/2 - 5/2| = 1 \end{array} \right\} \Rightarrow L = 1, 2, 3, 4.$$

e o campo de radiação será uma mistura de dipolo, quadrupolo, octupolo e hexadecapolo.

Então, podemos estabelecer as seguintes *regras de seleção* :

se a transição for: $\left\{ \begin{array}{l} 3/2^+ \rightarrow 5/2^+ : \text{dipolo magnético, quadrupolo elétrico, ...} \\ 3/2^+ \rightarrow 5/2^- : \text{dipolo elétrico, quadrupolo magnético, ...} \end{array} \right.$

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f .

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$.

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$. Assumindo o caso não-relativístico ($K = p^2/2m$) e lembrando que $E_\gamma = cp_\gamma$:

$$\Delta E = E_i - E_f$$

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$. Assumindo o caso não-relativístico ($K = p^2/2m$) e lembrando que $E_\gamma = cp_\gamma$:

$$\Delta E = E_i - E_f = E_\gamma + K_f$$

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$. Assumindo o caso não-relativístico ($K = p^2/2m$) e lembrando que $E_\gamma = cp_\gamma$:

$$\Delta E = E_i - E_f = E_\gamma + K_f = E_\gamma + \frac{p_\gamma^2}{2m_f}$$

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$. Assumindo o caso não-relativístico ($K = p^2/2m$) e lembrando que $E_\gamma = cp_\gamma$:

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2m_f c^2}$$

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$. Assumindo o caso não-relativístico ($K = p^2/2m$) e lembrando que $E_\gamma = cp_\gamma$:

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2m_f c^2} \Rightarrow E_\gamma = m_f c^2 \left[-1 \pm \sqrt{1 + 2 \frac{\Delta E}{m_f c^2}} \right].$$

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$. Assumindo o caso não-relativístico ($K = p^2/2m$) e lembrando que $E_\gamma = cp_\gamma$:

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2m_f c^2} \Rightarrow E_\gamma = m_f c^2 \left[-1 \pm \sqrt{1 + 2 \frac{\Delta E}{m_f c^2}} \right].$$

Verifica-se que $\Delta E \sim \text{MeV}$, enquanto que $m_f c^2 \sim A \times 10^3 \text{ MeV}$, isto é, $\Delta E \ll m_f c^2$.

Decaimento gama

Dinâmica

Seja uma emissão γ de um núcleo em um estado inicial de energia E_i para um estado final de energia E_f . Se o núcleo pai estava inicialmente em repouso, pela conservação de momento linear, o núcleo filho deve ter $\vec{p}_f = -\vec{p}_\gamma$. Assumindo o caso não-relativístico ($K = p^2/2m$) e lembrando que $E_\gamma = cp_\gamma$:

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2m_f c^2} \Rightarrow E_\gamma = m_f c^2 \left[-1 \pm \sqrt{1 + 2 \frac{\Delta E}{m_f c^2}} \right].$$

Verifica-se que $\Delta E \sim \text{MeV}$, enquanto que $m_f c^2 \sim A \times 10^3 \text{ MeV}$, isto é, $\Delta E \ll m_f c^2$. Então, expandindo-se a raiz quadrada até o terceiro termo¹ e desprezando-se a solução inteiramente negativa para E_γ , vem:

$$E_\gamma \approx \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2m_f c^2}. \quad (1)$$

¹ $\sqrt{1+x} \approx 1 + \frac{1}{2}x - \frac{1}{8}x^2 + \dots$

Decaimento gama

Assim, a energia do fóton é diminuída pela energia de recuo do núcleo filho por um fator de $\sim 10^{-5}$.

Decaimento gama

Assim, a energia do fóton é diminuída pela energia de recuo do núcleo filho por um fator de $\sim 10^{-5}$. Por exemplo, para raios γ de altas energias ($E_\gamma \sim 10$ MeV), o recuo do núcleo é ~ 100 eV, suficiente para causar *danos de radiação* em sólidos.

Decaimento gama

Assim, a energia do fóton é diminuída pela energia de recuo do núcleo filho por um fator de $\sim 10^{-5}$. Por exemplo, para raios γ de altas energias ($E_\gamma \sim 10$ MeV), o recuo do núcleo é ~ 100 eV, suficiente para causar *danos de radiação* em sólidos. Há um caso em que este recuo assume um papel importante: no *efeito Mössbauer*, que veremos adiante.

Decaimento gama

Conversão interna

A *conversão interna* é um processo em que a desexcitação do núcleo ocorre através da emissão de um elétron atômico.

Decaimento gama

Conversão interna

A *conversão interna* é um processo em que a desexcitação do núcleo ocorre através da emissão de um elétron atômico. Não se trata de uma forma de efeito fotoelétrico, com um raio γ prévio arrancando o elétron, mas de uma interação direta do elétron com o campo elétrico do núcleo, que diretamente transfere sua excitação ao elétron.

Decaimento gama

Conversão interna

A *conversão interna* é um processo em que a desexcitação do núcleo ocorre através da emissão de um elétron atômico. Não se trata de uma forma de efeito fotoelétrico, com um raio γ prévio arrancando o elétron, mas de uma interação direta do elétron com o campo elétrico do núcleo, que diretamente transfere sua excitação ao elétron. O elétron é emitido com energia cinética:

$$K_e = \Delta E - B_e, \quad (2)$$

onde B_e é a energia de ligação do elétron e desprezamos a pequena energia de recuo do núcleo.

Decaimento gama

Conversão interna

A *conversão interna* é um processo em que a desexcitação do núcleo ocorre através da emissão de um elétron atômico. Não se trata de uma forma de efeito fotoelétrico, com um raio γ prévio arrancando o elétron, mas de uma interação direta do elétron com o campo elétrico do núcleo, que diretamente transfere sua excitação ao elétron. O elétron é emitido com energia cinética:

$$K_e = \Delta E - B_e, \quad (3)$$

onde B_e é a energia de ligação do elétron e desprezamos a pequena energia de recuo do núcleo.

Normalmente, são detectados os elétrons de conversão interna juntamente com os elétrons de um decaimento β prévio.

Decaimento gama

Por exemplo, um elemento Y, emissor de β^- , deixa seu núcleo filho em um estado excitado e este, por sua vez, libera sua energia extra emitindo um elétron por conversão interna. Veja o diagrama e o espectro da figura.

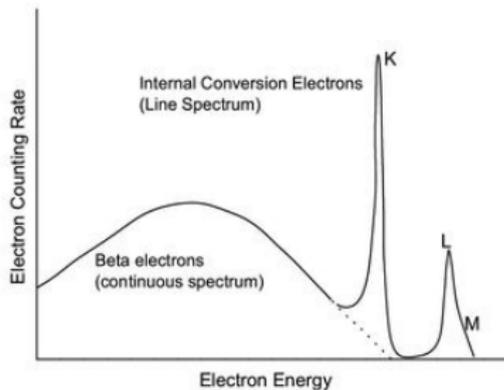
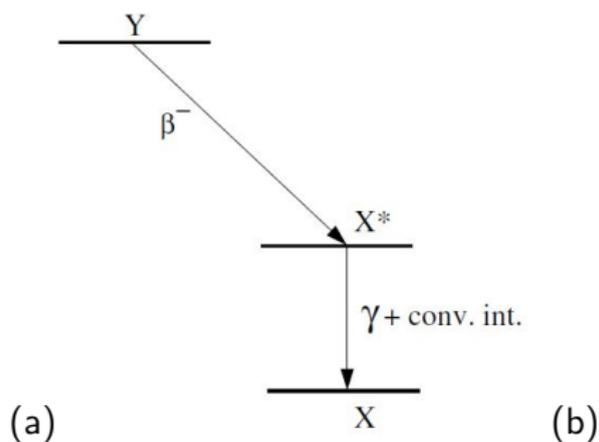


Figura: (a) núcleo Y decaindo em um estado excitado do núcleo X que pode decair por γ ou conversão interna; (b) espectro de elétrons de uma fonte emissora de radiação β^- : espectros discreto (conversão interna) e contínuo (β^-).

Decaimento gama

A dupla forma de decaimentos de um estado excitado faz com que haja uma competição probabilística entre eles, assim a constante de decaimento total será a soma das constantes de decaimento de cada modo:

$$\lambda_T = \lambda_\gamma + \lambda_e \quad (4)$$

Decaimento gama

A dupla forma de decaimentos de um estado excitado faz com que haja uma competição probabilística entre eles, assim a constante de decaimento total será a soma das constantes de decaimento de cada modo:

$$\begin{aligned}\lambda_T &= \lambda_\gamma + \lambda_e = \\ &= \lambda_\gamma(1 + \lambda_e/\lambda_\gamma)\end{aligned}$$

Decaimento gama

A dupla forma de decaimentos de um estado excitado faz com que haja uma competição probabilística entre eles, assim a constante de decaimento total será a soma das constantes de decaimento de cada modo:

$$\begin{aligned}\lambda_T &= \lambda_\gamma + \lambda_e = \\ &= \lambda_\gamma(1 + \lambda_e/\lambda_\gamma) \equiv \lambda_\gamma(1 + \alpha)\end{aligned}$$

Decaimento gama

A dupla forma de decaimentos de um estado excitado faz com que haja uma competição probabilística entre eles, assim a constante de decaimento total será a soma das constantes de decaimento de cada modo:

$$\begin{aligned}\lambda_T &= \lambda_\gamma + \lambda_e = \\ &= \lambda_\gamma(1 + \lambda_e/\lambda_\gamma) \equiv \lambda_\gamma(1 + \alpha),\end{aligned}$$

onde definimos o *coeficiente de conversão interna* $\alpha \equiv \lambda_e/\lambda_\gamma$.

Decaimento gama

A dupla forma de decaimentos de um estado excitado faz com que a haja uma competição probabilística entre eles, assim a constante de decaimento total será a soma das constantes de decaimento de cada modo:

$$\begin{aligned}\lambda_T &= \lambda_\gamma + \lambda_e = \\ &= \lambda_\gamma(1 + \lambda_e/\lambda_\gamma) \equiv \lambda_\gamma(1 + \alpha),\end{aligned}$$

onde definimos o *coeficiente de conversão interna* $\alpha \equiv \lambda_e/\lambda_\gamma$. Em cada camada eletrônica pode-se ter um coeficiente diferente, de forma que:

$$\lambda_T = \lambda_\gamma(1 + \alpha_K + \alpha_L + \alpha_M + \dots). \quad (5)$$

Decaimento gama

(1952) Blatt e Weisskopf demonstraram que os coeficientes de conversão interna para transições elétricas e magnéticas são ...

Decaimento gama

(1952) Blatt e Weisskopf demonstraram que os coeficientes de conversão interna para transições elétricas e magnéticas são, respectivamente:

$$\alpha(E) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{5}{2}}$$

Decaimento gama

(1952) Blatt e Weisskopf demonstraram que os coeficientes de conversão interna para transições elétricas e magnéticas são, respectivamente:

$$\alpha(E) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{5}{2}},$$

$$\alpha(M) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{3}{2}}$$

Decaimento gama

(1952) Blatt e Weisskopf demonstraram que os coeficientes de conversão interna para transições elétricas e magnéticas são, respectivamente:

$$\alpha(E) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{5}{2}},$$
$$\alpha(M) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{3}{2}},$$

onde Z é o número atômico, n o número quântico principal ($n = 1$ para a camada K, $n = 2$ para a camada L, ...), L é a ordem da transição e E a energia disponível (desprezando-se o recuo do núcleo).

Decaimento gama

(1952) Blatt e Weisskopf demonstraram que os coeficientes de conversão interna para transições elétricas e magnéticas são, respectivamente:

$$\alpha(E) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{5}{2}},$$

$$\alpha(M) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{3}{2}},$$

onde Z é o número atômico, n o número quântico principal ($n = 1$ para a camada K, $n = 2$ para a camada L, ...), L é a ordem da transição e E a energia disponível (desprezando-se o recuo do núcleo). Note que a conversão interna é mais provável para núcleos pesados ($\propto Z^3$), para camadas mais próximas ao núcleo ($\propto n^{-3}$) e para pequenas energias de desexcitação com altas multipolaridades ($\propto E^{-L}$) — veja o gráfico da figura seguinte.

Decaimento gama

(1952) Blatt e Weisskopf demonstraram que os coeficientes de conversão interna para transições elétricas e magnéticas são, respectivamente:

$$\alpha(E) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{5}{2}},$$

$$\alpha(M) \approx \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{3}{2}},$$

onde Z é o número atômico, n o número quântico principal ($n = 1$ para a camada K, $n = 2$ para a camada L, ...), L é a ordem da transição e E a energia disponível (desprezando-se o recuo do núcleo). Note que a conversão interna é mais provável para núcleos pesados ($\propto Z^3$), para camadas mais próximas ao núcleo ($\propto n^{-3}$) e para pequenas energias de desexcitação com altas multipolaridades ($\propto E^{-L}$) — veja o gráfico da figura seguinte. Tais conclusões são confirmadas experimentalmente.

Decaimento gama

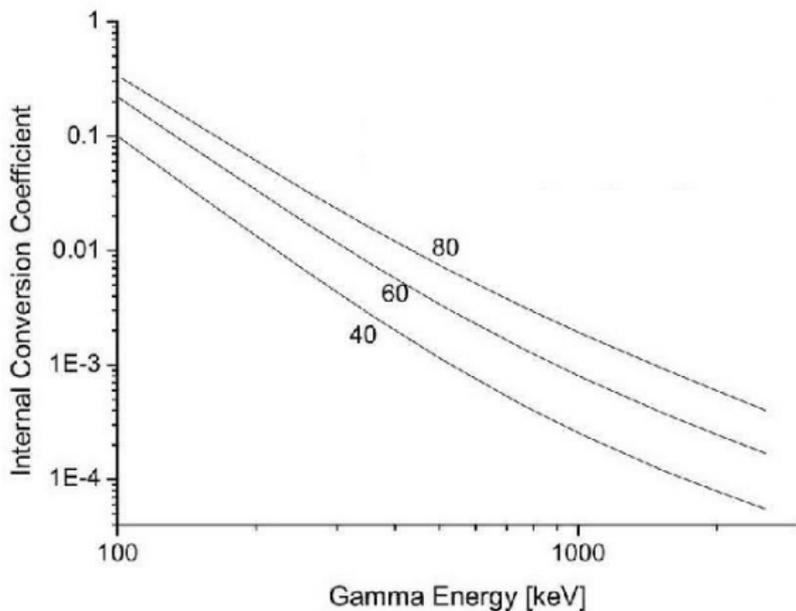


Figura: Coeficientes de conversão interna em função da energia para as transições de dipolo elétrico para 3 elementos ($_{40}\text{Zr}$, $_{60}\text{Nd}$ e $_{80}\text{Hg}$).

Decaimento gama

O efeito Mössbauer

O efeito inverso da emissão é a absorção de um raio γ , o núcleo no estado fundamental absorve um fóton de energia E_γ e sobe para um estado excitado.

Decaimento gama

O efeito Mössbauer

O efeito inverso da emissão é a absorção de um raio γ , o núcleo no estado fundamental absorve um fóton de energia E_γ e sobe para um estado excitado. Mas, a variação da energia do núcleo é menor que a energia do raio γ , devido ao recuo sofrido pelo núcleo que absorve a radiação.

Decaimento gama

O efeito Mössbauer

O efeito inverso da emissão é a absorção de um raio γ , o núcleo no estado fundamental absorve um fóton de energia E_γ e sobe para um estado excitado. Mas, a variação da energia do núcleo é menor que a energia do raio γ , devido ao recuo sofrido pelo núcleo que absorve a radiação. Utilizando-se um procedimento similar (exercício 2) ao da obtenção da equação 1, temos:

$$\Delta E = E_\gamma - \frac{E_\gamma^2}{2mc^2}, \quad (6)$$

onde o último termo é a energia de recuo $E_R = E_\gamma^2/2mc^2$.

Decaimento gama

(1958) Mössbauer utilizou-se deste efeito para construir um espectrômetro de altíssima resolução: o material absorvedor da radiação γ vibra como um todo, devido ao recuo do núcleo, e esta vibração pode ser medida.

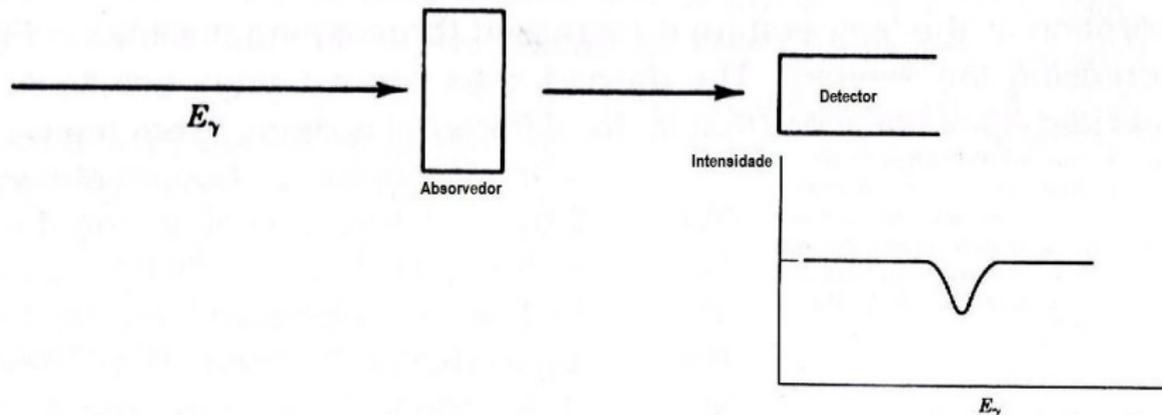


Figura: Esquema de um experimento para observar a absorção ressonante pelos núcleos.

Decaimento gama

Largura de um estado excitado

Sabemos que, se um núcleo encontra-se em um estado excitado, a emissão de radiação (γ , vamos supor), ocorre dentro de uma vida média.

Decaimento gama

Largura de um estado excitado

Sabemos que, se um núcleo encontra-se em um estado excitado, a emissão de radiação (γ , vamos supor), ocorre dentro de uma vida média, de acordo com o princípio da incerteza:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar$$

Decaimento gama

Largura de um estado excitado

Sabemos que, se um núcleo encontra-se em um estado excitado, a emissão de radiação (γ , vamos supor), ocorre dentro de uma vida média, de acordo com o princípio da incerteza:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \Rightarrow \Gamma \cdot \tau \sim \hbar$$

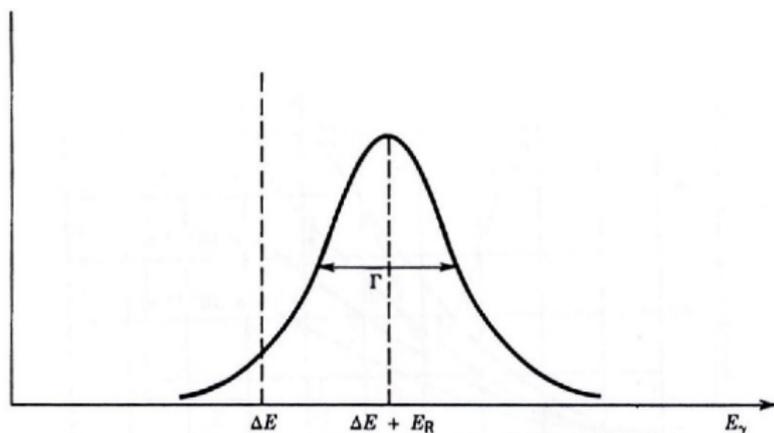


Figura: Distribuição de energia das emissões de um estado excitado com vida média: $\tau = \hbar/\Gamma$.

Decaimento gama

Largura de um estado excitado

Sabemos que, se um núcleo encontra-se em um estado excitado, a emissão de radiação (γ , vamos supor), ocorre dentro de uma vida média, de acordo com o princípio da incerteza:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \Rightarrow \Gamma \cdot \tau \sim \hbar \Rightarrow \Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$$

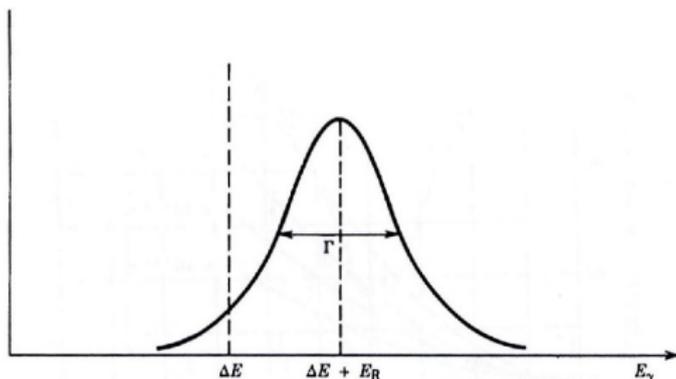


Figura: Distribuição de energia das emissões de um estado excitado com vida média: $\tau = \hbar/\Gamma$.

Decaimento gama

Largura de um estado excitado

Sabemos que, se um núcleo encontra-se em um estado excitado, a emissão de radiação (γ , vamos supor), ocorre dentro de uma vida média, de acordo com o princípio da incerteza:

$$\Delta E \Delta t \sim \hbar \Rightarrow \Gamma \cdot \tau \sim \hbar \Rightarrow \Gamma = \frac{\hbar}{\tau},$$

onde τ é a vida média do estado excitado e Γ é a *largura* da distribuição de energia das emissões (vide figura).

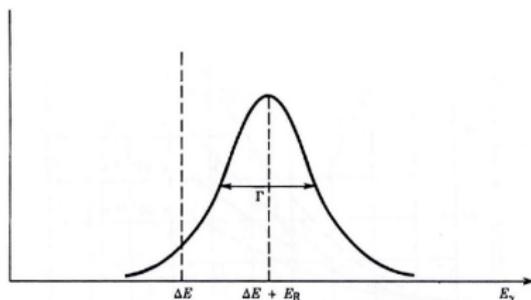


Figura: Distribuição de energia das emissões de um estado excitado com vida média: $\tau = \hbar/\Gamma$.

Decaimento gama

A seção de choque destas absorções ressonantes segue a fórmula:

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{[E_\gamma - (\Delta E + E_R)]^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Decaimento gama

A seção de choque destas absorções ressonantes segue a fórmula:

$$\sigma(E_\gamma) = \sigma_0 \frac{(\Gamma/2)^2}{[E_\gamma - (\Delta E + E_R)]^2 + (\Gamma/2)^2}.$$

Vemos que a energia de recuo E_R faz com que a ressonância se desvie do valor esperado $E_\gamma = \Delta E$.

1 Decaimento gama

2 Exercícios

Exercícios

1 Para as seguintes transições γ , encontre todos os multipolos permitidos:

(a) $\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^+$

(b) $\frac{9}{2}^- \rightarrow \frac{7}{2}^+$

(c) $1^- \rightarrow 2^+$

(c) $3^+ \rightarrow 3^+$

Exercícios

- 2 Demonstre a equação 15 para o efeito Mössbauer.

Exercícios

- 9 Mössbauer usou ^{191}Ir , cujo primeiro estado excitado é de 0,129 MeV com vida média de $1,4 \cdot 10^{-10}\text{s}$:
- (a) Calcule a energia de recuo do irídio no espectrômetro de Mössbauer;
 - (b) Calcule a largura Γ ;
 - (c) Estime a resolução obtida em suas medidas;
 - (d) Mostre que, para os eventos em que $E_\gamma = \Delta E$:

$$\sigma(E_\gamma) = \frac{\sigma_0}{1 + (2E_R/\Gamma)^2}$$

e estime a razão das ocorrências destes eventos com relação aos da máxima probabilidade (σ/σ_0) para o isótopo considerado do irídio.