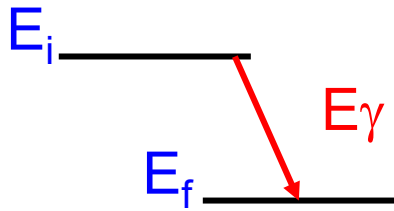


γ разпад

Енергетика на процеса



$$E_i = E_f + E_\gamma + T_R$$

$$0 = \vec{p}_R + \vec{p}_\gamma$$

$$p_R = p_\gamma$$

$$E_\gamma = cp_\gamma$$

$$T_R = \frac{p_R^2}{2M}$$

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

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

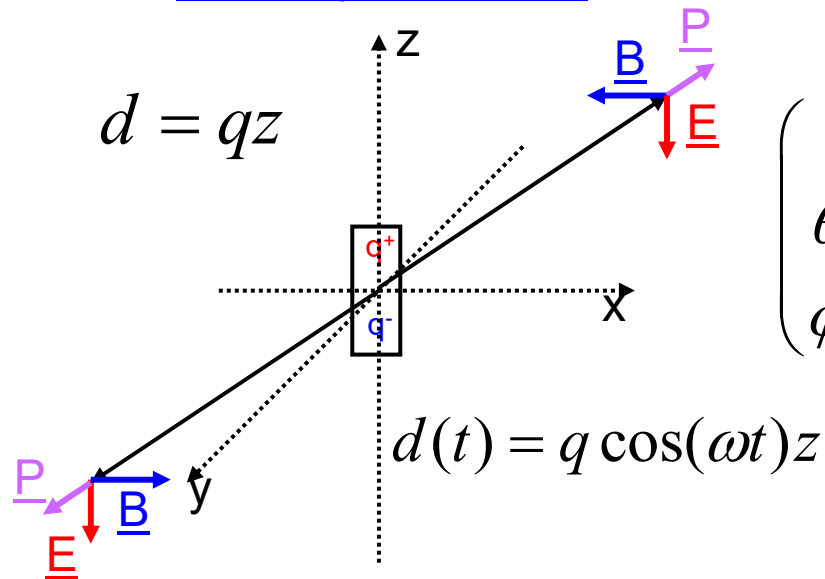
$$\Delta E (\sim \text{MeV}) \ll Mc^2 (A \times 10^3 \text{ MeV})$$

$$E_\gamma \approx \Delta E - \frac{\Delta E^2}{2Mc^2}$$

$$\sim 10^{-5}$$

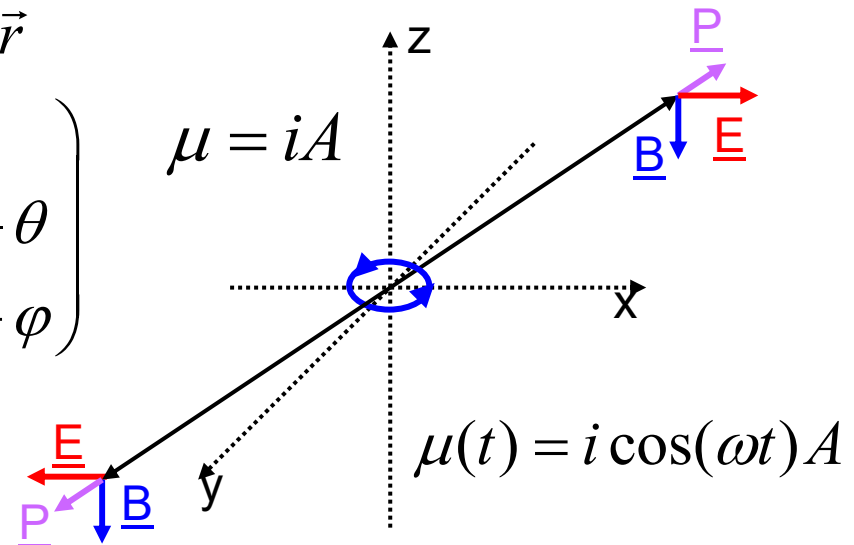
Диполна (L=1) е-м радиация

Електричен - E



$$\begin{pmatrix} \vec{r} \rightarrow -\vec{r} \\ r \rightarrow r \\ \theta \rightarrow \pi - \theta \\ \varphi \rightarrow \pi + \varphi \end{pmatrix}$$

Магнитен - M



Плътност на мощността (енергията за единица време) далече от източника

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2 \epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} d^2 \sin^2(\theta)$$

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} d^2$$

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2 \epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} \mu^2 \sin^2(\theta)$$

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} \mu^2$$

Четност

$$\vec{B}(\vec{r}) = -\vec{B}(-\vec{r})$$

$$\vec{B}(\vec{r}) = \vec{B}(-\vec{r})$$

$$\pi(EL=1) = - = (-1)^{L=1}$$

$$\pi(E1) = (-1)^1$$

$$\pi(ML=1) = + = (-1)^{L+1=2}$$

$$\pi(M1) = (-1)^2$$

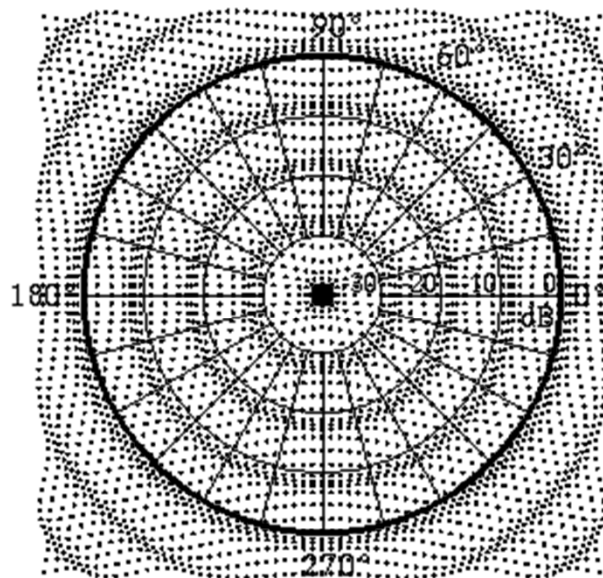
N-полна е-м радиация

1) Ъгловото разпределение на излъчената енергия не зависи от типа на източника (магнитен или електричен), а само от мултиполността, като $P_{2L}(\cos \theta)$:

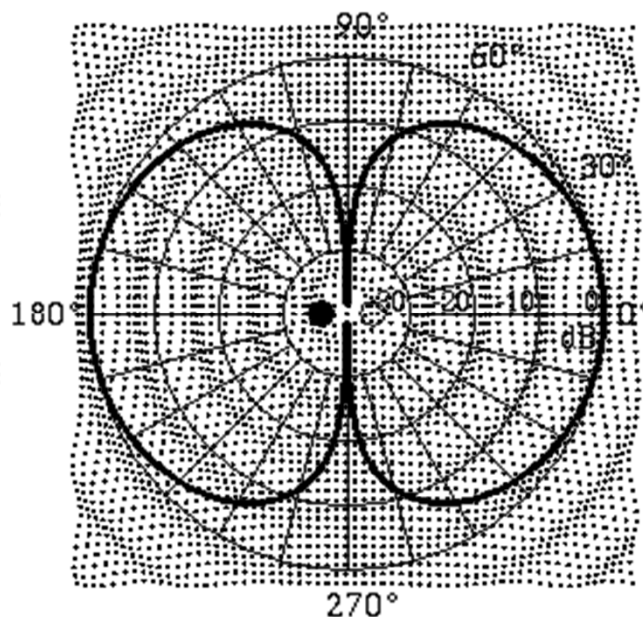
$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{32\pi^2 \epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} d^2 \sin^2(\theta)$$

$$P_2(\cos \theta) = 0.5(3 \cos^2 \theta - 1)$$

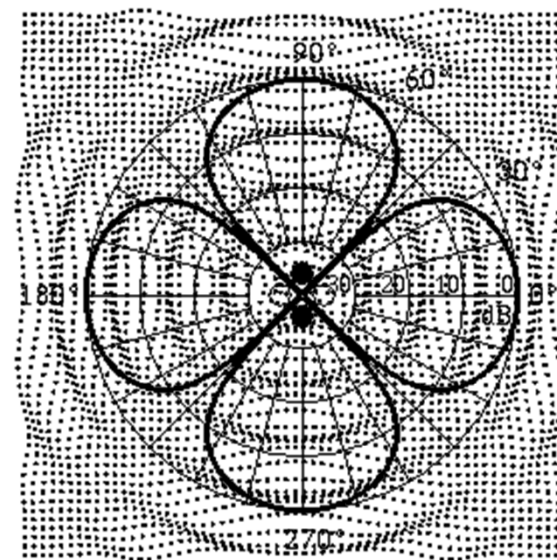
$$\frac{dP}{d\Omega} = A_0 + A_2 P_2(\cos \theta) + A_4 P_4(\cos \theta)$$



$L = 0$



$L = 1$



$L = 2$

N-полна е-м радиация

2) Четността на излъчените полета зависи от типа на източника (магнитен или електричен) и от мултиполността на полето:

$$\pi(EL) = (-1)^L$$

$$\pi(ML) = (-1)^{L+1}$$

3) Плътността на излъчената енергия зависи от типа на източника (магнитен или електричен) и от мултиполността на полето:

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} d^2$$

$$P(\sigma L) = \frac{2(L+1)c}{\epsilon_0 L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+2} [m(\sigma l)]^2$$

$$P = \frac{1}{12\pi\epsilon_0} \frac{\omega^4}{c^3} \mu^2$$

Преход към квантово описание

$$m_{fi}(\sigma L) = \int \psi_f^* \hat{m}_{fi} \psi_i d\nu$$

$$\lambda(\sigma L) = \frac{P(\sigma L)}{\hbar\omega} = \frac{2(L+1)}{\epsilon_0 \hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} [m_{fi}(\sigma L)]^2$$

$$\lambda(\sigma L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^{2L+1} B(\sigma L, I_i \rightarrow I_f)$$

$$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \frac{\left| \langle I_f | M(\sigma, L) | I_i \rangle \right|^2}{2I_i + 1}$$

L – пълен спин на γ -кванта по отношение на ядрото $\Rightarrow L \geq 1$

Оценки на Weisskopf

$$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \left| \langle I_f | M(\sigma L) | I_i \rangle \right|^2 / (2I_i + 1)$$

Оператори :предполагаме, че само един нуклеон участва в прехода!

$$\begin{aligned} \hat{Q}_{\lambda\mu} &= \sum_{i=1}^A e_i r_i^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta_i, \varphi_i) & \hat{M}_{\lambda\mu} &= \mu_N \sum_{i=1}^A (g_s^{(i)} \vec{s}_i + \frac{2}{\lambda+1} g_l^{(i)} \vec{l}_i) \cdot [\nabla r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi)]_{r=r_i} \\ &\approx e r^L Y_L(\theta, \varphi) & &\approx \mu_N r^{L-1} Y_L(\theta, \varphi) \end{aligned}$$

Вълнова функция – едночастичен слоест модел $|Nlj_j s\rangle \propto R(r) Y_l(\theta, \varphi) \chi_s$

EL: $M(EL) = e \int R_i^*(r) r^L R_f(r) r^2 dr \int Y_{l_i}^* Y_L Y_{l_f} d\Omega \int \chi_{s_i}^* \chi_{s_f} ds$

ML: $M(ML) = \mu_N \int R_i^*(r) r^{L-1} R_f(r) r^2 dr \int Y_{l_i}^* Y_L Y_{l_f} d\Omega \int \chi_{s_i}^* \chi_{s_f} ds$

• при прехода спиновото състояние не се променя

$$s_i \equiv s_f \quad \int \chi_{s_i}^* \chi_{s_i} ds = 1$$

EL: $M(EL) = e \int R_i^*(r) r^L R_f(r) r^2 dr \int Y_{l_i}^* Y_L Y_{l_f} d\Omega$
ML: $M(ML) = \mu_N \int R_i^*(r) r^{L-1} R_f(r) r^2 dr \int Y_{l_i}^* Y_L Y_{l_f} d\Omega$

• прехода се извършва от състояние с $\ell = L$ в състояние с $L=0$

$$\begin{aligned} l_i = L & & \int Y_{l_i}^* Y_L Y_0 d\Omega &= Y_0 & \text{EL: } M(EL) &= e Y_0 \int R_i^*(r) r^L R_f(r) r^2 dr \\ l_f = 0 & & & & \text{ML: } M(ML) &= \mu_N Y_0 \int R_i^*(r) r^{L-1} R_f(r) r^2 dr \end{aligned}$$

Оценки на Weisskopf

$$B(\sigma L; I_i \rightarrow I_f) = \left| \langle I_f | M(\sigma L) | I_i \rangle \right|^2 / (2I_i + 1)$$

$$\text{EL: } M(EL) = eY_0 \int R_i^*(r) r^L R_f(r) r^2 dr \quad \text{ML: } M(ML) = \mu_N Y_0 \int R_i^*(r) r^{L-1} R_f(r) r^2 dr$$

• за радиалната част предполагаме:

$$R(r) = \begin{cases} \text{const} & r \leq R \\ 0 & r > R \end{cases}$$

$$(\text{const})^2 \int_0^R r^2 dr = 1 \quad \text{const} = \sqrt{3 / R^3}$$

$$\text{EL: } \int_0^R \sqrt{3 / R^3} r^L \sqrt{3 / R^3} r^2 dr = \frac{3}{R^3} \int_0^R r^{L+2} dr = \\ = \frac{3}{L+3} R^L$$

$$\text{ML: } \int_0^R \sqrt{3 / R^3} r^{L-1} \sqrt{3 / R^3} r^2 dr = \frac{3}{R^3} \int_0^R r^{L+1} dr = \\ = \frac{3}{L+2} R^{L-1} \approx \frac{3}{L+3} R^{L-1}$$

$$B(EL) \simeq \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 R^{2L}$$

$$B(ML) \simeq \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 R^{2L-2} \mu_N^2$$

Оценки на Weisskopf

Електрични преходи

$$B(EL) \simeq \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 R^{2L} = (1.2)^{2L} \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 A^{2L/3} [e^2 \text{fm}^{2L}]$$

$$R = 1.2 A^{1/3}$$

Магнитни преходи

$$B(ML) \simeq \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 R^{2L-2} \mu_N^2 = (1.2)^{2L-2} \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 A^{(2L-2)/3} [\mu_N^2 \text{fm}^{2L-2}]$$

$$\lambda(\sigma L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma L, I_i \rightarrow I_f)$$

$$\lambda(E1) = 1.02 \times 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3$$

$$\lambda(E2) = 7.28 \times 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5$$

$$\lambda(E3) = 3.39 \times 10 A^2 E_\gamma^7$$

$$\lambda(E4) = 1.07 \times 10^{-5} A^{8/3} E_\gamma^9$$

Минимални стойности за дадена
масова област!

Естествени единици!

$$\lambda(M1) = 3.15 \times 10^{13} E_\gamma^3$$

$$\lambda(M2) = 2.24 \times 10^7 A^{2/3} E_\gamma^5$$

$$\lambda(M3) = 1.04 \times 10 A^{4/3} E_\gamma^7$$

$$\lambda(M4) = 3.27 \times 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$$

- енергетична зависимост – при равни други условия вероятността за преход **намалява** с **намаляване** енергията на излъчвания γ -квант!
- мултиполна зависимост – при равни други условия вероятността за преход **намалява** с **увеличаване** мултиполността на излъчвания γ -квант!
- зависимост от типа на прехода – при равни други условия вероятността за преход с излъчване на **магнитен** γ -квант е **по-малка** от вероятността за преход с излъчване на **електричен** γ -квант !

Оценки на Weisskopf

Електрични преходи

Магнитни преходи

$$B(EL) = (1.2)^{2L} \frac{1}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 A^{2L/3} [\text{e}^2 \text{fm}^{2L}] \quad B(ML) = (1.2)^{2L-2} \frac{10}{\pi} \left(\frac{3}{3+L} \right)^2 A^{(2L-2)/3} [\mu_N^2 \text{fm}^{2L-2}]$$

$$\lambda(\sigma L) = \frac{8\pi(L+1)}{\hbar L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} B(\sigma L, I_i \rightarrow I_f)$$

$$\lambda(E1) = 1.02 \times 10^{14} A^{2/3} E_\gamma^3$$

$$\lambda(E2) = 7.28 \times 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5$$

$$\lambda(E3) = 3.39 \times 10 A^2 E_\gamma^7$$

$$\lambda(E4) = 1.07 \times 10^{-5} A^{8/3} E_\gamma^9$$

$$\lambda(M1) = 3.15 \times 10^{13} E_\gamma^3$$

$$\lambda(M2) = 2.24 \times 10^7 A^{2/3} E_\gamma^5$$

$$\lambda(M3) = 1.04 \times 10 A^{4/3} E_\gamma^7$$

$$\lambda(M4) = 3.27 \times 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$$

$$\lambda(E1) = 1.587 \times 10^{15} E_\gamma^3 B(E1)$$

$$\lambda(E2) = 1.223 \times 10^9 E_\gamma^5 B(E2)$$

$$\lambda(E3) = 5.698 \times 10^2 E_\gamma^7 B(E3)$$

$$\lambda(E4) = 1.694 \times 10^{-4} E_\gamma^9 B(E4)$$

$$[E_\gamma] = \text{MeV}$$

$$[B(E\lambda)] = \text{e}^2 \text{fm}^{2\lambda}$$

$$[B(M\lambda)] = \mu_N^2 \text{fm}^{2\lambda-2}$$

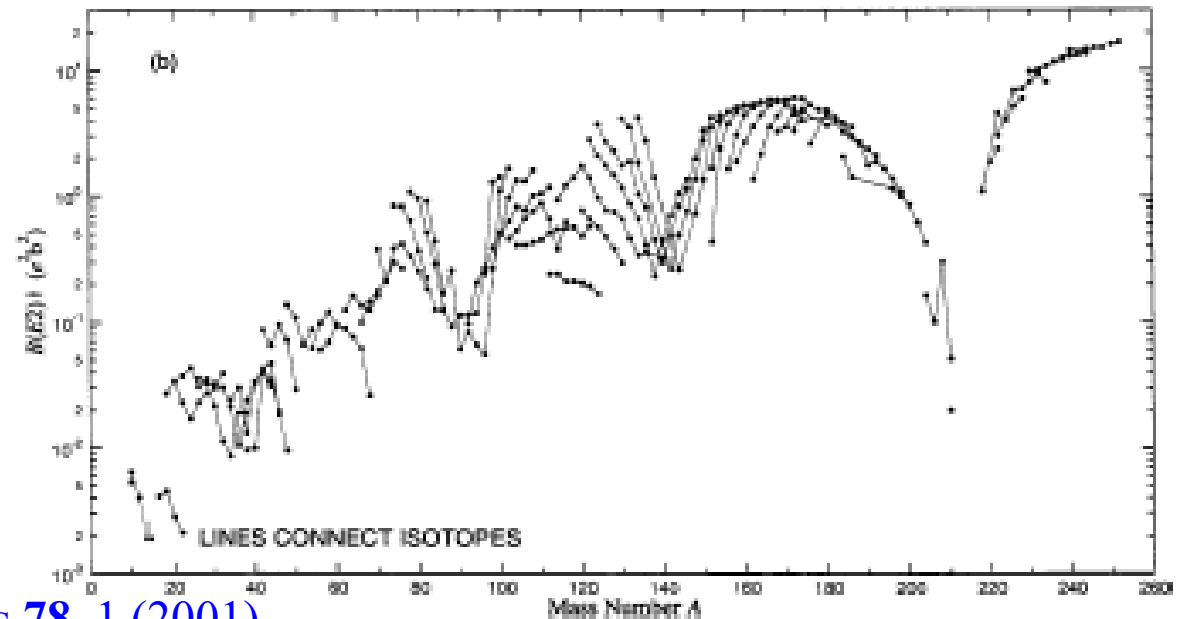
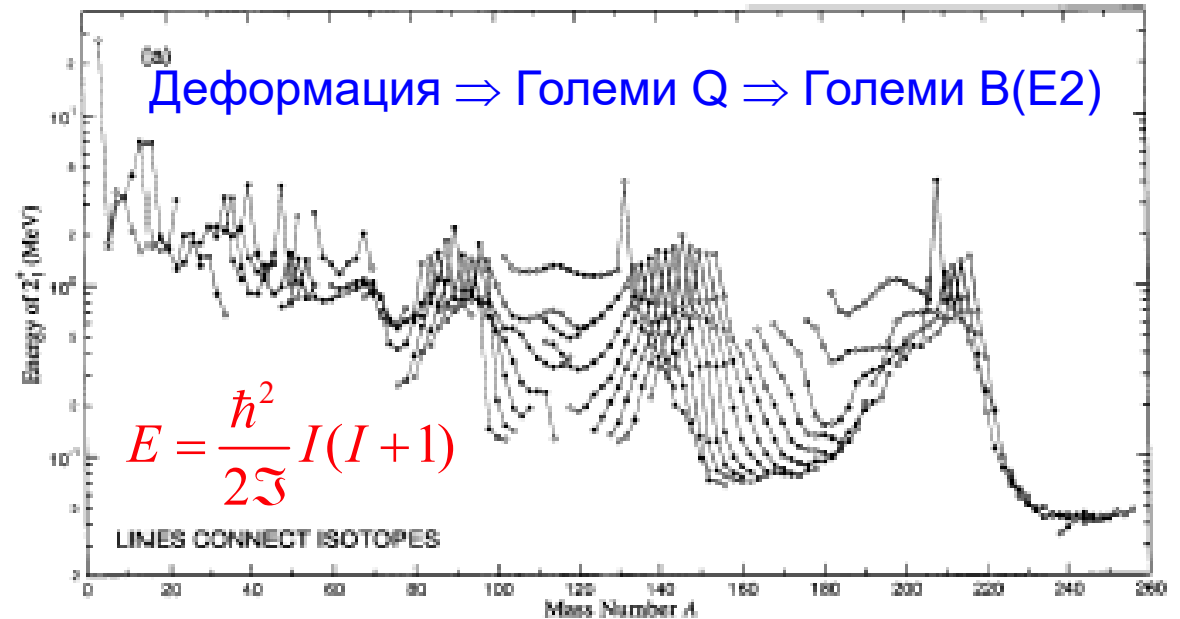
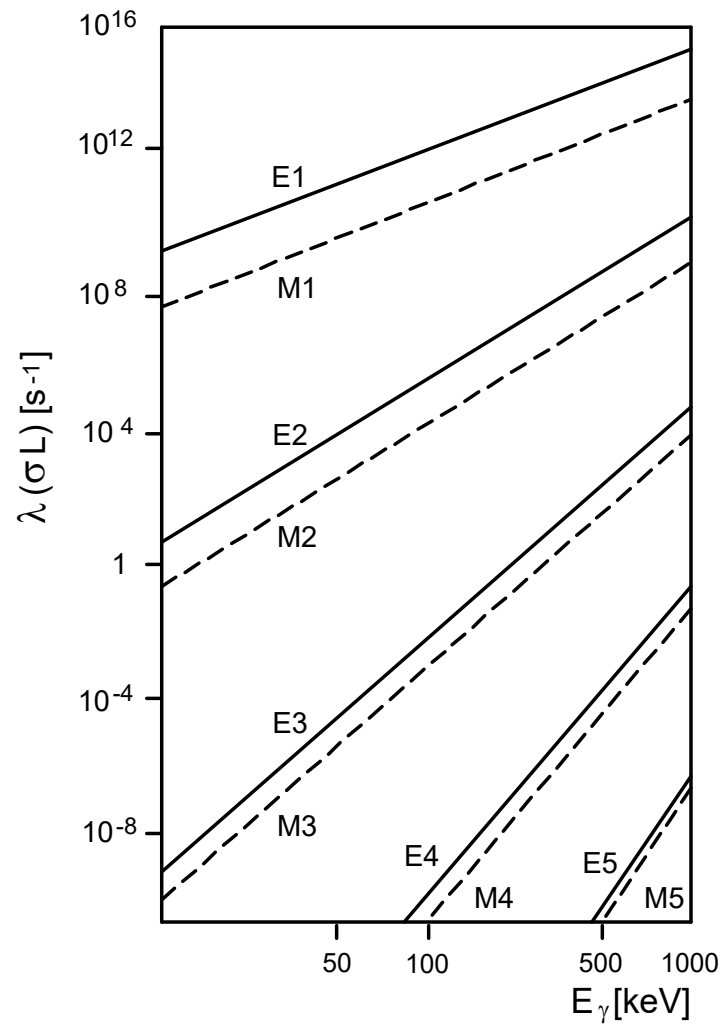
$$\lambda(M1) = 1.779 \times 10^{13} E_\gamma^3 B(M1)$$

$$\lambda(M2) = 1.371 \times 10^7 E_\gamma^5 B(M2)$$

$$\lambda(M3) = 6.387 \times 10^0 E_\gamma^7 B(M3)$$

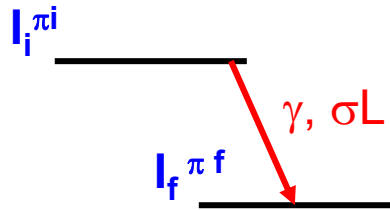
$$\lambda(M4) = 1.899 \times 10^{-6} E_\gamma^9 B(M4)$$

Оценки на Weisskopf



S. Raman et al.,
Atomic Data and Nuclear Data Tables **78**, 1 (2001)

Правила за отбор



$$\vec{I}_i = \vec{I}_f + \vec{L}$$

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (\text{без } L=0)$$

$$\pi_i = \pi_f \pi_\gamma$$

$$\pi_i \pi_f = \pi_\gamma = \begin{cases} \sigma = E & \pi_\gamma = (-1)^L \\ \sigma = M & \pi_\gamma = (-1)^{L+1} \end{cases}$$

$L = \Delta I, \Delta I+1, \Delta I+2, \dots, I_i + I_f$
(без $L=0$, значение имат само най-ниските)

ΔI – четно

$\Delta \pi$ – не

$\sigma L = E\Delta I, M(\Delta I+1), E(\Delta I+2) \dots$

Коефициент на

мултиполно смесване

ΔI – четно

$\Delta \pi$ – да

$\sigma L = M\Delta I, E(\Delta I+1), M(\Delta I+2) \dots$

$2^+ \rightarrow 0^+ : E2$

$2^+ \rightarrow 2^+ : M1 / E2$

$5/2^+ \rightarrow 1/2^+ : E2$

$7/2^- \rightarrow 3/2^- : E2$

$$\delta = \frac{\sqrt{3} E_\gamma \langle \psi_f | E2 | \psi_i \rangle}{10 \hbar c \langle \psi_f | M1 | \psi_i \rangle}$$

$$\frac{I(M1)}{I(E2) + I(M1)} = \frac{1}{1 + \delta^2}$$

$$\delta^2 = \frac{I(E2)}{I(M1)} = \frac{\lambda(E2)}{\lambda(M1)}$$

$$\frac{I(E2)}{I(E2) + I(M1)} = \frac{\delta^2}{1 + \delta^2}$$

$3^- \rightarrow 1^+ : M2/E3$

$7/2^+ \rightarrow 3/2^- : M2/E3$

$0^+ \rightarrow 4^- : M4$

ΔI – нечетно

$\Delta \pi$ – не

$\sigma L = M\Delta I, E(\Delta I+1), M(\Delta I+2) \dots$

$1^+ \rightarrow 0^+ : M1$

$1^+ \rightarrow 1^+ : M1/E2$

$5/2^+ \rightarrow 3/2^+ : M1 / E2$

$5/2^- \rightarrow 3/2^- : M1/E2$

ΔI – нечетно

$\Delta \pi$ – да

$\sigma L = E\Delta I, M(\Delta I+1), E(\Delta I+2) \dots$

$3^- \rightarrow 2^+ : E1$

$6^- \rightarrow 3^+ : E3$

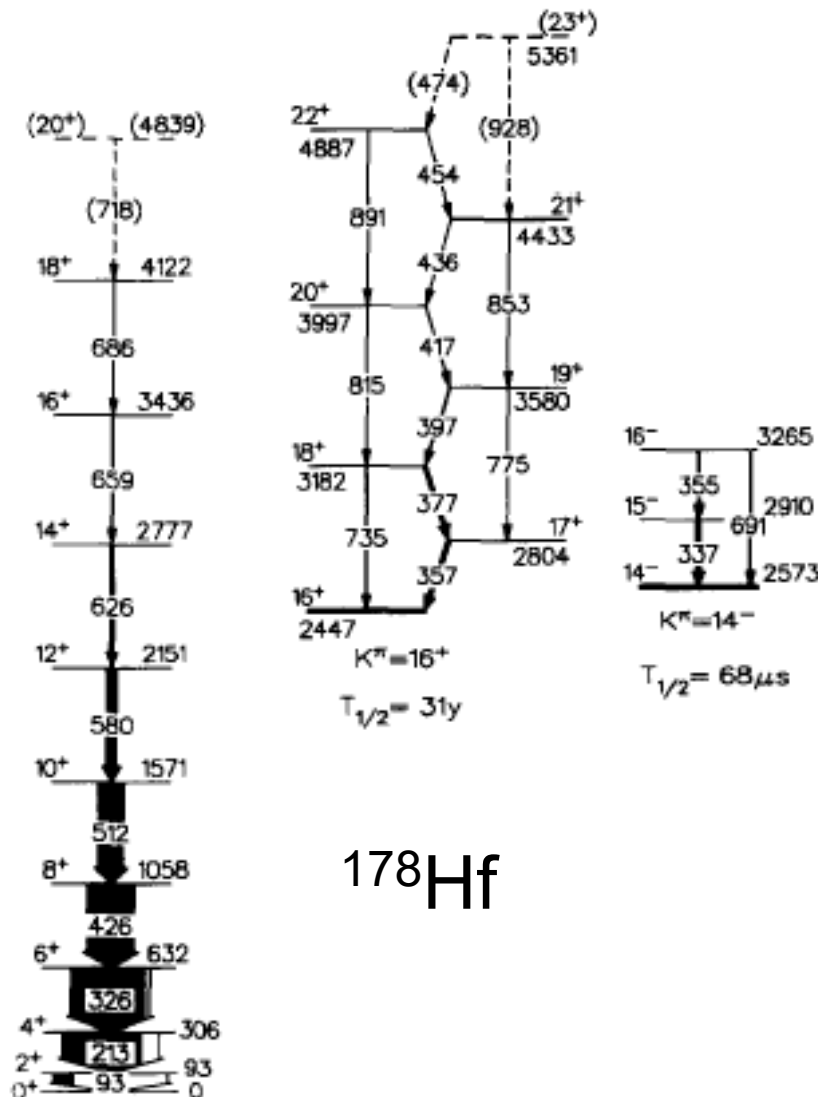
$9/2^- \rightarrow 1/2^+ : E4$

$3/2^- \rightarrow 1/2^+ : E1$

Ядрени изомери

Възбудени ядрени състояния, които живеят “дълго”

$\tau_{\text{атом}} \approx 10^{-9} \text{ s}$, $\tau_{\text{ядро}} \leq 10^{-12} \text{ s} \Rightarrow$ условно “дълго” $\equiv$ достатъчно за формирането на атомна обвивка $\tau_{\text{ядро}} \geq 10 \text{ ns}$



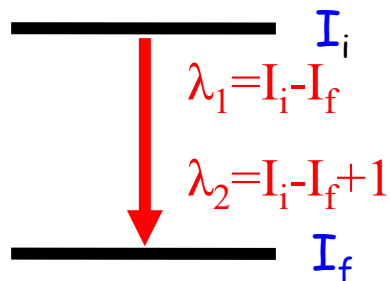
^{178}Hf

Причина – ниски (много под едночастичните оценки) $B(\sigma L)$ и/или възможност за разпад само през забранени преходи!

- началното и крайното състояние имат силно различаваща се едночастична структура;
- началното и крайното състояние имат силно различаваща се деформация;
- началното и крайното състояние имат спинове ориентирани в различни посоки;

Ъглово разпределение

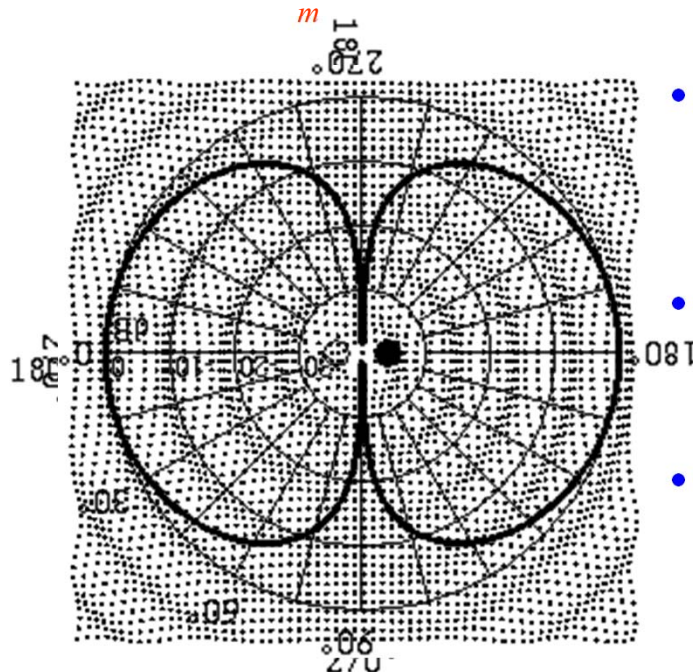
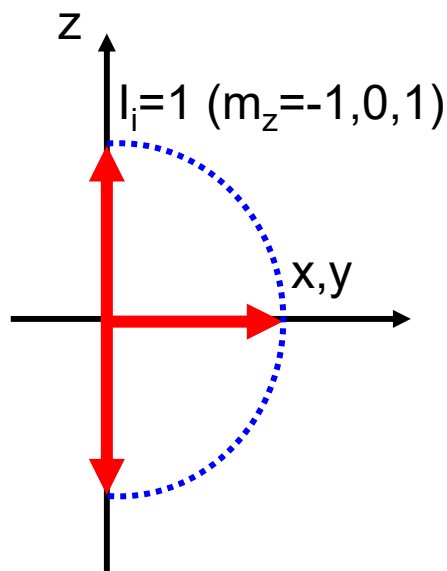
$$\frac{dP}{d\Omega} = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta) \quad I_\gamma(\theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta)$$



$$A_k(I_i \lambda_1 \lambda_2 I_f) = \rho_k(I_i) \frac{1}{1 + \delta^2} \{ F_k(I_f \lambda_1 \lambda_1 I_i) + 2\delta F_k(I_f \lambda_1 \lambda_2 I_i) + \delta^2 F_k(I_f \lambda_2 \lambda_2 I_i) \}$$

Ядрена ориентация

$$\rho_k(I_i) = \sqrt{2I+1} \sum_m (-1)^{I-m} \langle I+m | I-m | k0 \rangle P(m)$$



- неориентирани ансамбъл:

$$P(m) = \frac{1}{2I+1}$$

- цилиндрична симетрия:

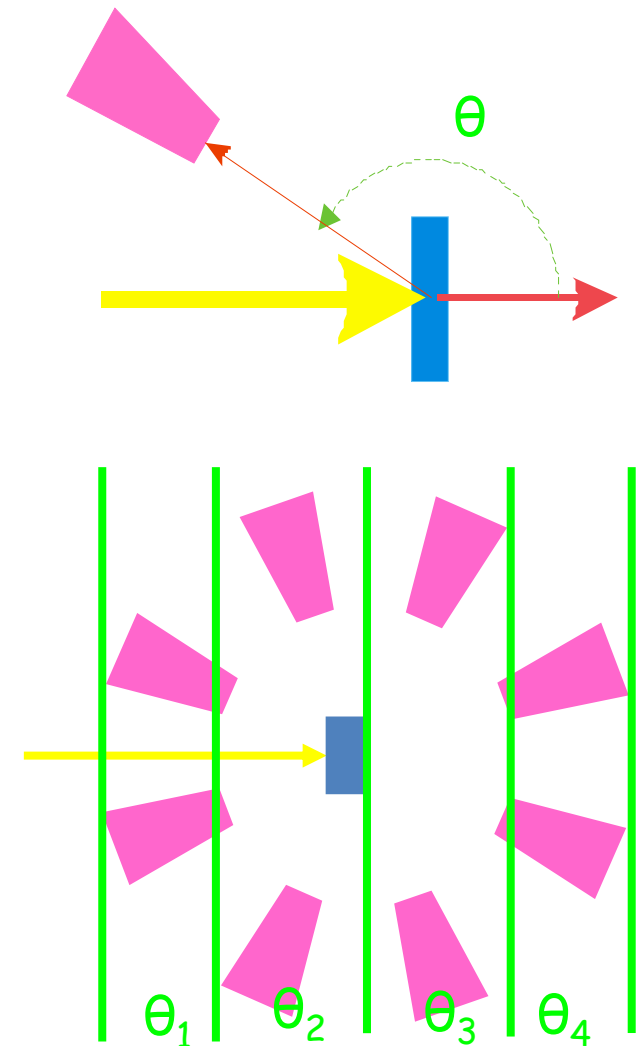
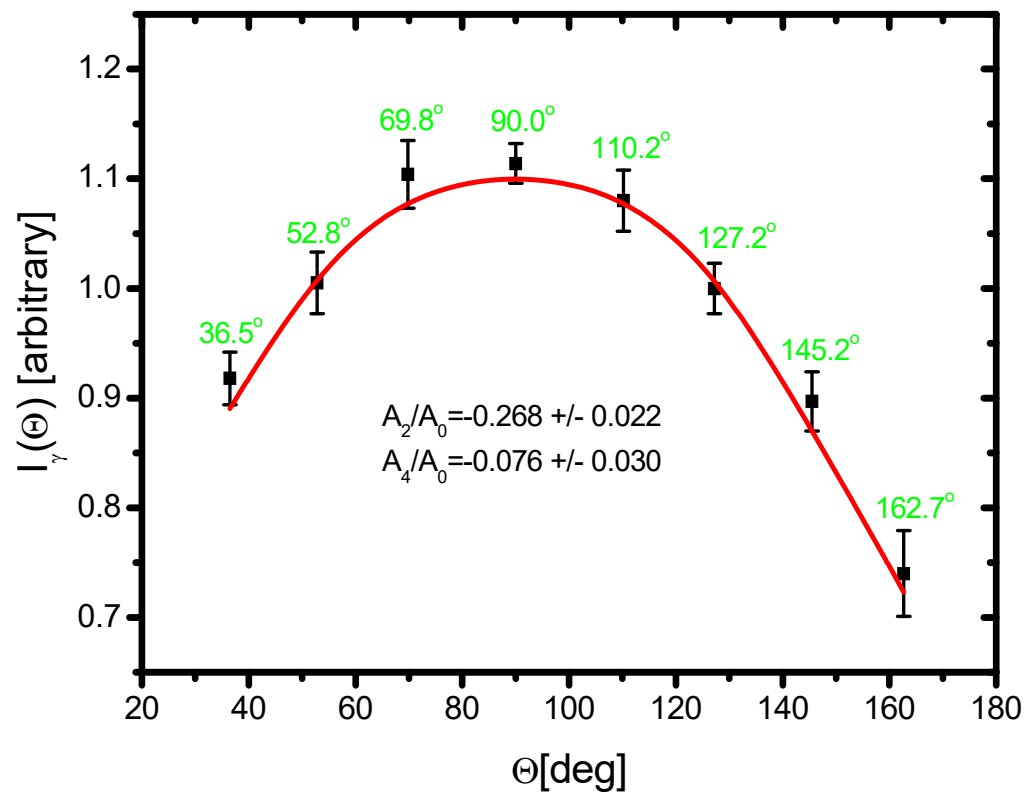
$$P(m) = P(-m)$$

- поляризиран:

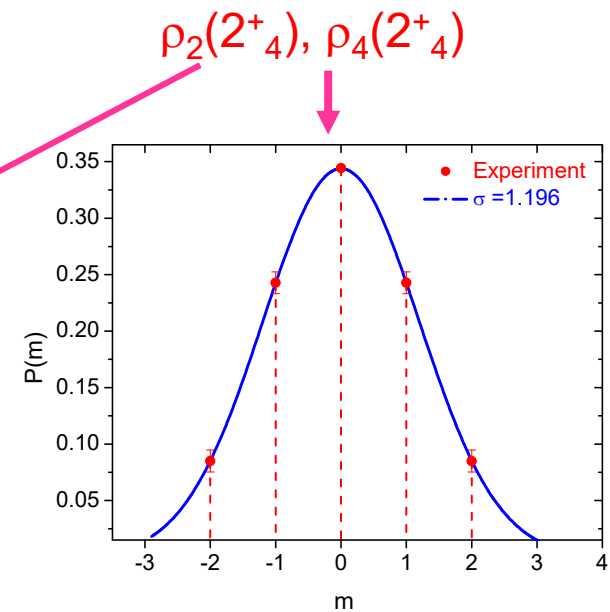
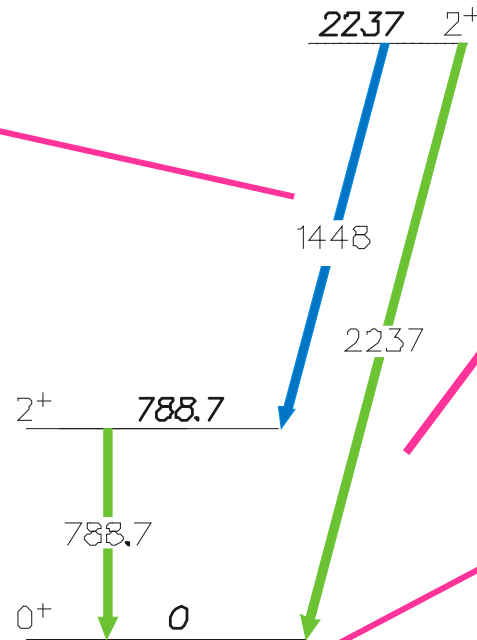
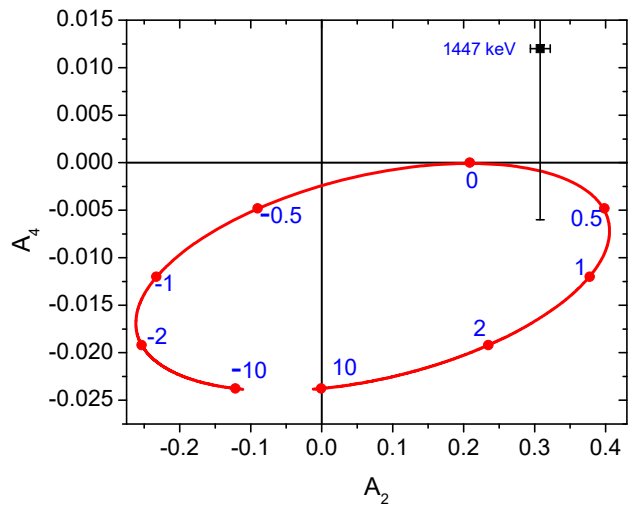
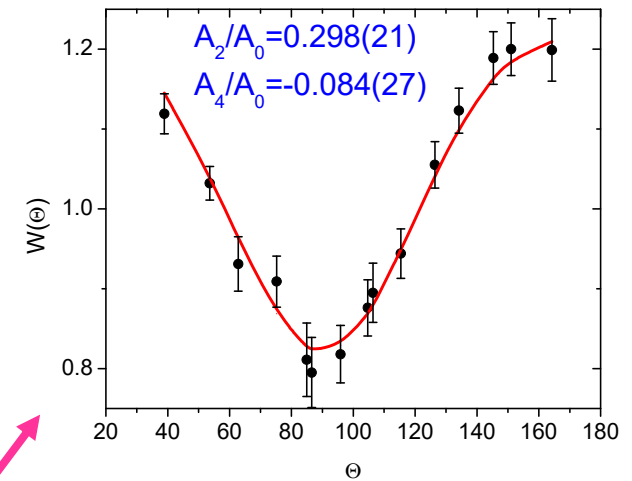
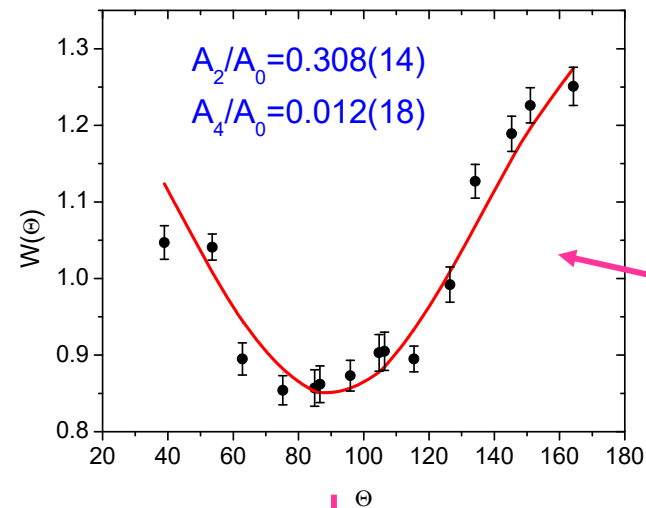
$$P(m) \neq P(-m)$$

Ъглово разпределение - измерване

$$I_{\gamma}(\theta) = A_0 + A_2 P_2(\cos\theta) + A_4 P_4(\cos\theta)$$



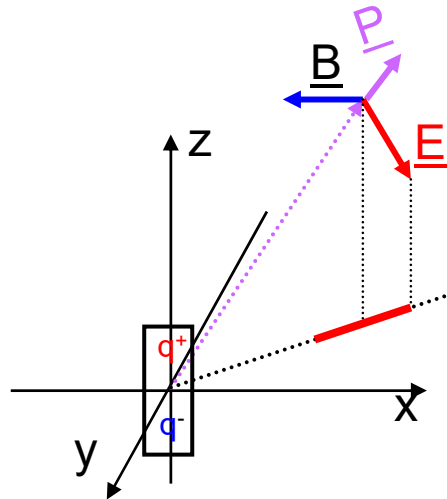
Пример – ^{138}Ce



$\delta=0.184$
 $+ 52$
 $- 42$

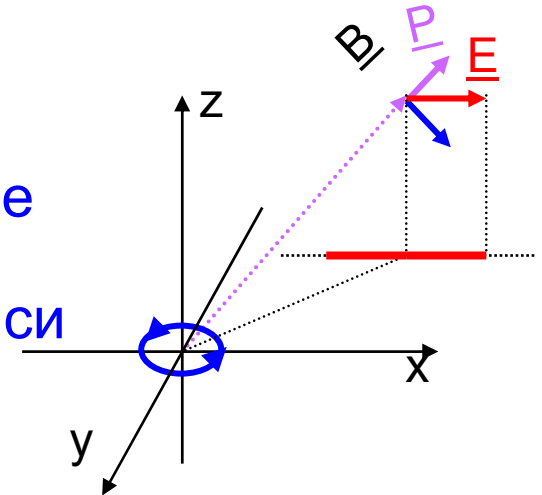
97% M1

Поляризация

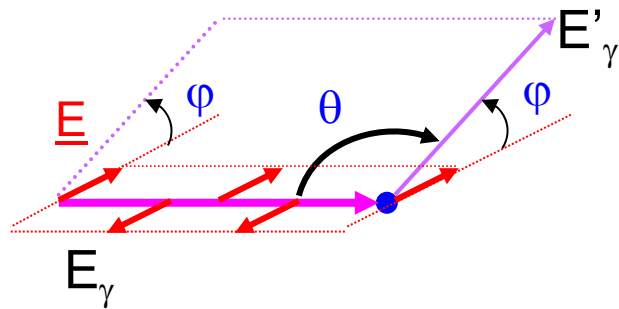


Линейно поляризирано лъчение

Посоката на поляризацията зависи от типа източника (М или Е)



Комптъново разсейване



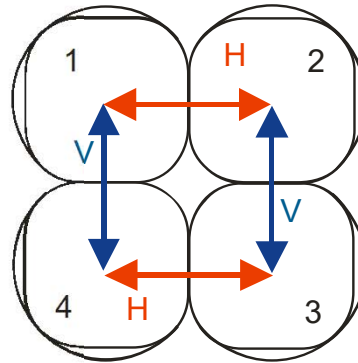
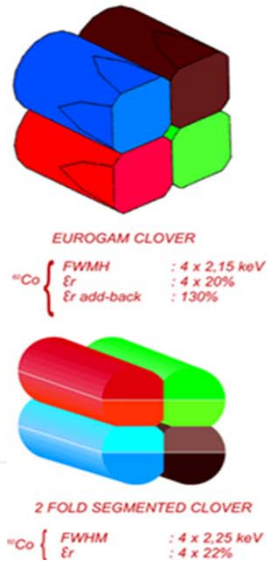
$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{E_\gamma}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)} = \beta E_\gamma$$

Klein-Nishina

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2 \beta^2}{2} [\beta + \beta^{-1} - 2 \sin^2 \theta \cos^2 \varphi]$$

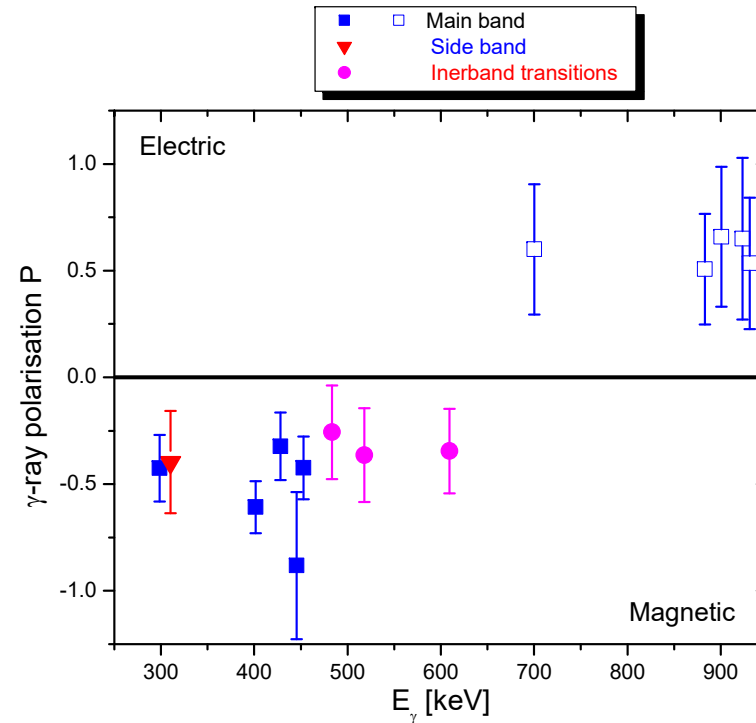
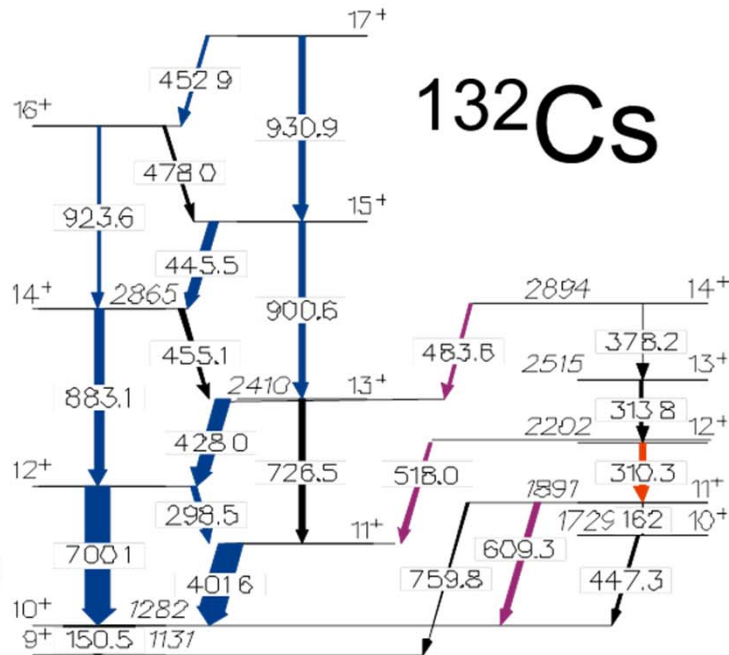
$$r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2}$$

Комптънови полариметри

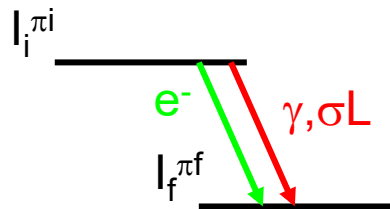


$$\nu=90^\circ \quad h=0^\circ$$

$$P = \frac{1}{Q(E_\gamma)} \frac{N_v - N_h}{N_v + N_h}$$



Вътрешна конверсия



Безрадиационно предаване на енергията на
преход на електрон от атомната обвивка!

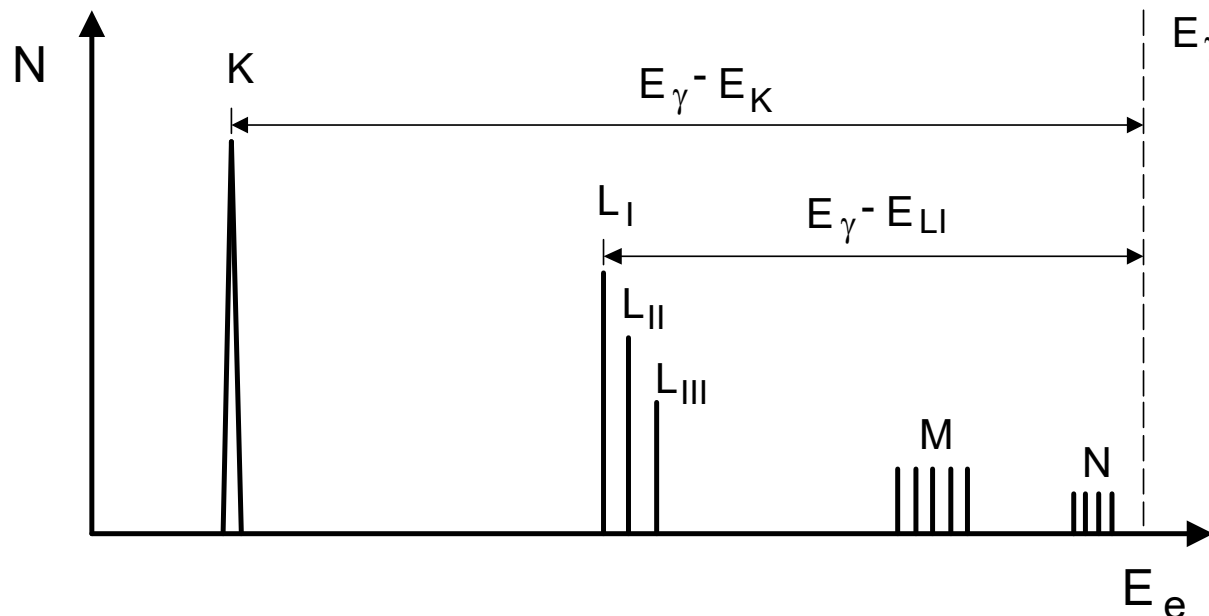
Ядрен преход $0^+ \rightarrow 0^+$ е възможен само чрез вътрешна конверсия!!!

- e^- не се създава при процеса

- едностъпков процес

$\Rightarrow$ дискретен електронен спектър,
зависещ от енергията на прехода и
структурата на атомната обвивка

$$T_e = \Delta E - B$$



Прагов процес $\Delta E > B$
характеристично
рентгеново лъчение
+ oJ електрони
Коефициент на ВК:

$$\alpha = \lambda_e / \lambda_\gamma$$

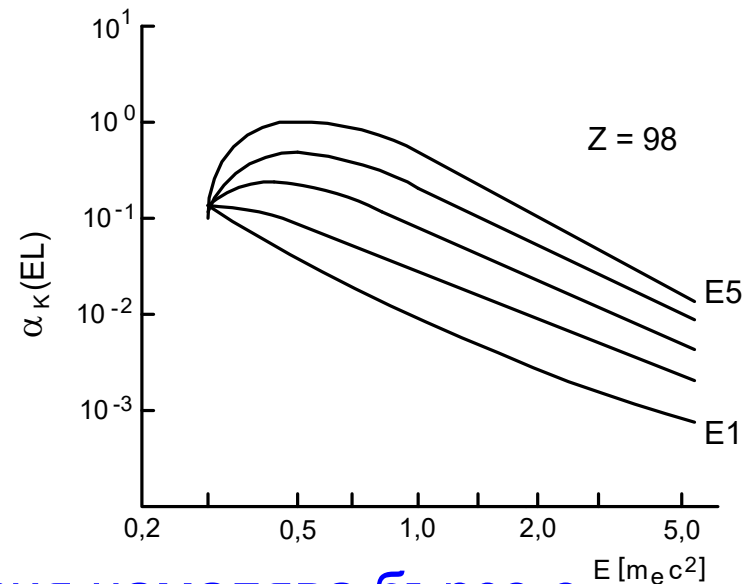
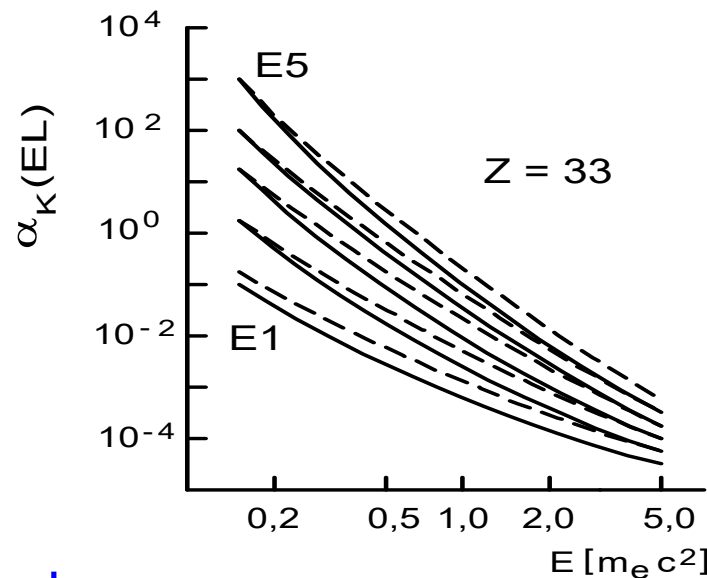
$$\lambda_t = \lambda_\gamma + \lambda_e = \lambda_\gamma (1 + \alpha)$$

Коефициент на вътрешна конверсия

$$\alpha(EL) \simeq \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{L}{L+1} \right) \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+5/2}$$

$$\alpha(ML) \simeq \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+3/2}$$

- коефициентите на вътрешна конверсия нарастват с нарастването на атомния номер: Z^3 ;
- коефициентите на вътрешна конверсия намаляват бързо с нарастването на енергията на прехода;
- коефициентите на вътрешна конверсия нарастват бързо с нарастването на мултиполността на прехода;



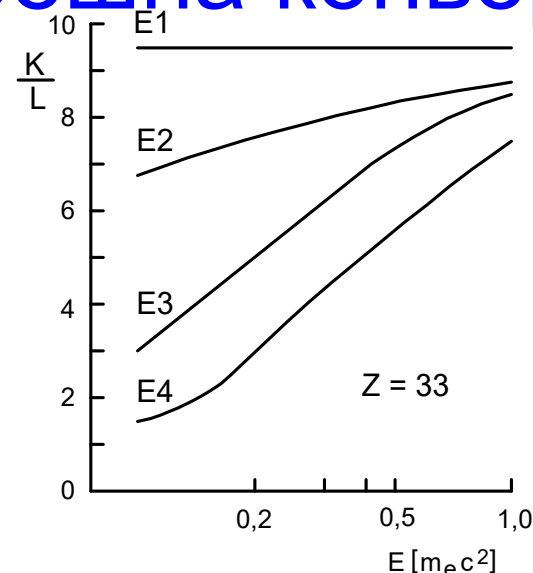
- коефициентите на вътрешна конверсия намалява бързо с нарастването на номера на електронния слой;

Експериментално определяне на коефициентите на вътрешна конверсия

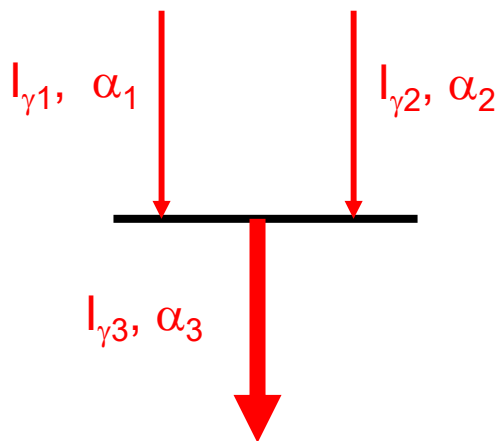
Пряко - β - γ спектроскопия

$$\alpha = \frac{I_e}{I_\gamma} \quad \text{абсолютно измерване на интензивността}$$

$$\frac{\alpha_K}{\alpha_L} = \frac{K}{L}, \quad \frac{\alpha_{LI}}{\alpha_{LII}} = \frac{LI}{LII}, \dots$$

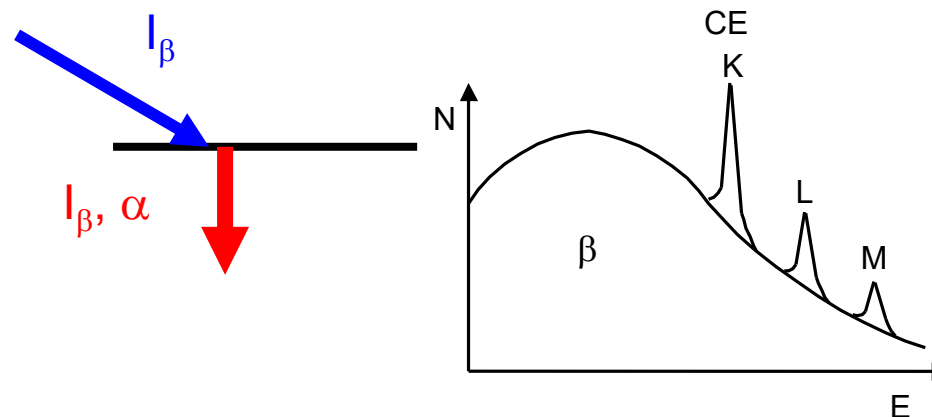


Баланс на интензитета по γ



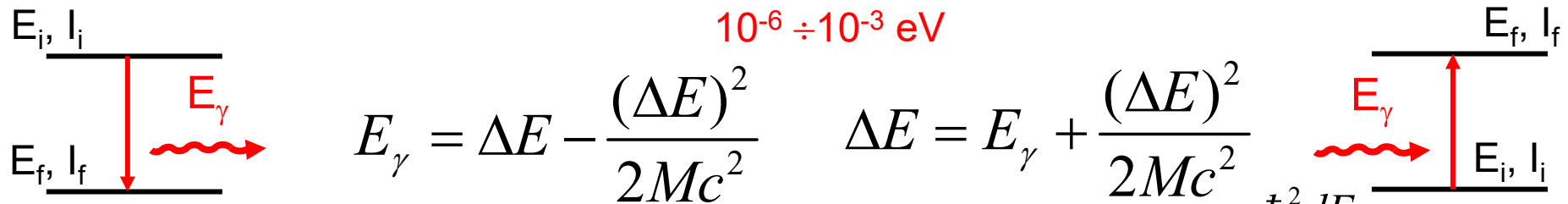
$$I_{\gamma_1} (1 + \alpha_1) + I_{\gamma_2} (1 + \alpha_2) = I_{\gamma_3} (1 + \alpha_3)$$

Баланс на интензитета по β



$$I_\beta = I_e + I_\gamma = I_e \frac{1 + \alpha}{\alpha}$$

Резонансно поглъщане на γ -кванти



$$E_\gamma = \Delta E - \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}$$

$$\Delta E = E_\gamma + \frac{(\Delta E)^2}{2Mc^2}$$

$$\sigma_0 = 2\pi \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma} \right)^2 \frac{2I_f + 1}{2I_i + 1}$$

$$P(E)dE = \frac{\hbar^2 dE}{(E - E_a)^2 + \Gamma_a^2 / 4}$$

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

$$\Gamma \tau = \hbar$$

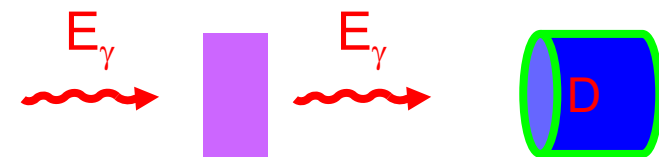
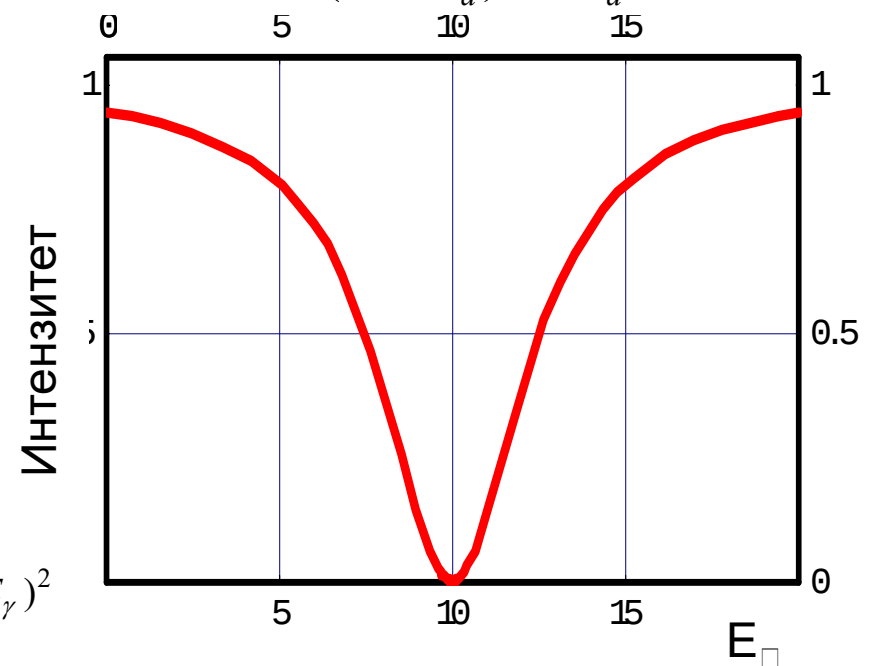
Доплерово разширение

$$E'_\gamma = E_\gamma (1 \pm v_x / c)$$

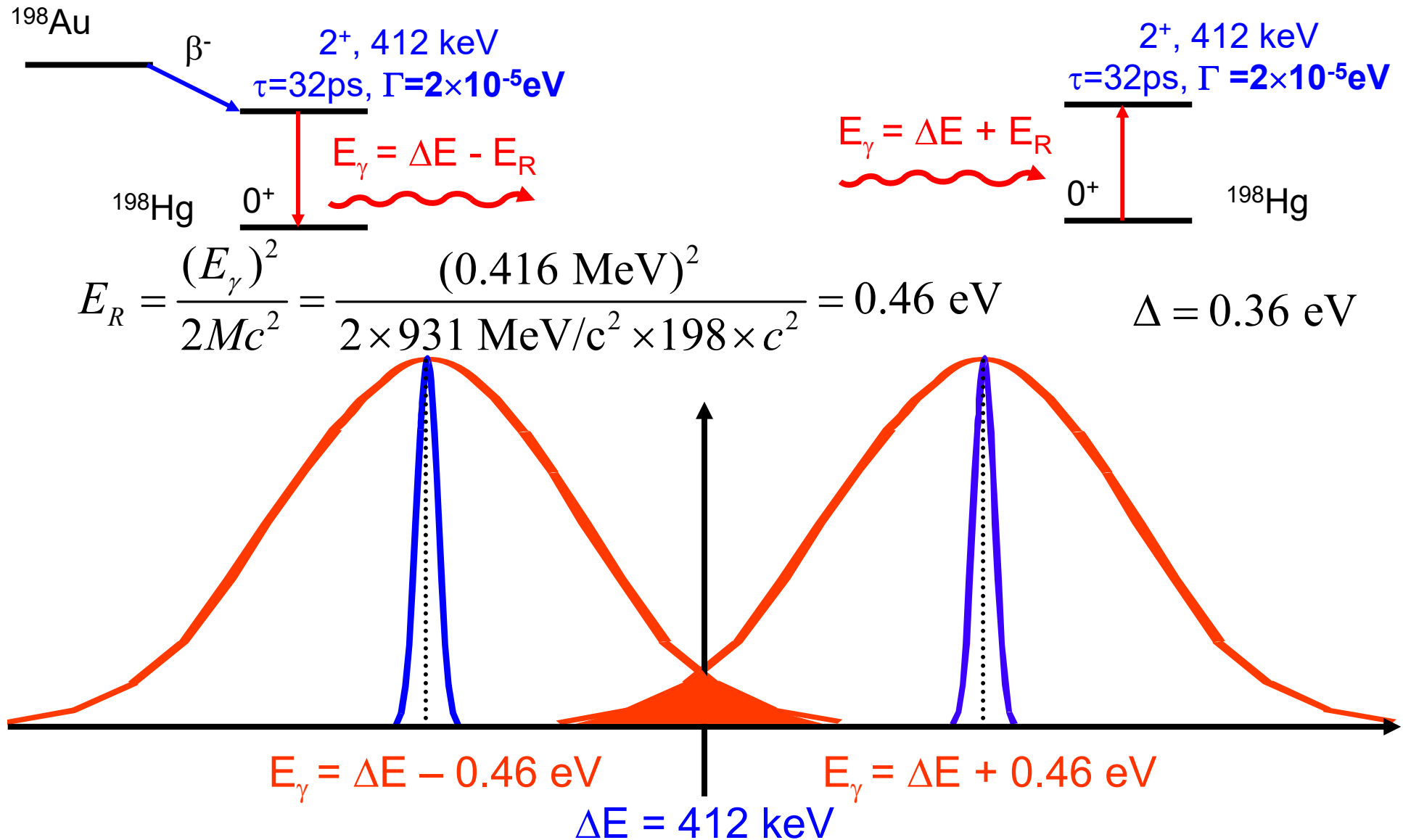
$$P(v_x) = e^{-\frac{Mv_x^2}{2kT}} \quad P(v_x) = e^{-\frac{Mc^2}{2kT}(1 - E'_\gamma/E_\gamma)^2}$$

$$\Delta = 2.378 E_\gamma \sqrt{2kT / Mc^2}$$

$$T = 300 \text{ K}, kT = 0.025 \text{ eV}, E_\gamma = 100 \text{ keV} \quad \Delta = 0.1 \text{ eV}$$



Резонансно поглъщане на γ -кванти

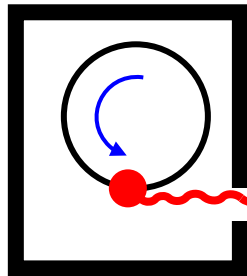


За атомно лъчение $E_R \approx 10^{-12} \text{ eV}$

За ядрено лъчение е необходимо да **компенсираме** разликата $2E_R$

Как?

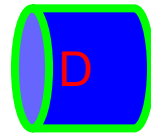
- топлинен метод – повишаване на температурата на източника и поглътителя $\Rightarrow$ увеличава се Доплеровото разширяване.
- метод на центрофугата – Доплерово усилване на излъчените γ -кванти:



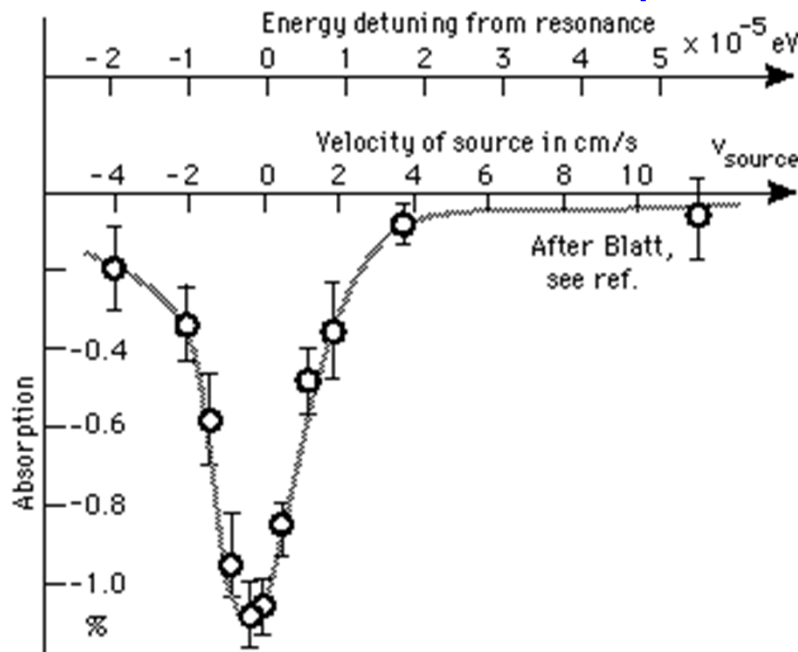
$$E'_\gamma = E_\gamma + 2E_R = E_\gamma (1 + v/c)$$

$$v = \frac{2E_R}{E_\gamma} c$$

$$v = 2.2 \times 10^{-6} c = 670 \text{ m/s}$$



- ефект на Mössbauer (1958 – Нобелова награда) – излъчващите и поглъщащи атоми са вградени в кристална решетка $E_R = (E_\gamma)^2 / 2Mc^2$



- наблюдава се естествената широчина на линията
- резонанса се разрушава лесно при минимални скорости на източника $\sim \text{mm/s}$
- позволява изследване на ефекти изискващи точност до 10^{-12} – ефекти свързани с кристалната структура, ядрен ефект на Зееман, ефекти свързани със свръх-фината структура