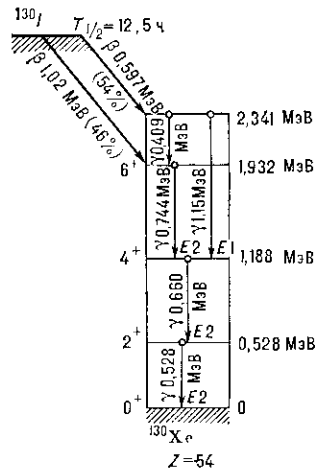


Первоначально термином «Г.-и.» обозначалась та компонента излучения радиоакт. ядер, к-рая не отклонялась при прохождении через магн. поле, в отличие от α - и β -излучений. После установления эл.-магн. природы Г.-и. этот термин стал употребляться вообще для обозначения жесткого эл.-магн. излучения с энергией квантов $\hbar\omega \geq 10$ кэВ, возникающего в разл. процессах, напр. при аннигиляции частицы и античастицы, в ядерных реакциях, при торможении быстрых зарядж. частиц в среде, при распадах мезонов, в космич. излучении и др. Однако существует тенденция к использованию спец. терминов, фиксирующих именно характер источника Г.-и.: аннигиляционное излучение, мезорентгеновское, тормозное излучение, космич. Г.-и. (см. *Космические лучи, Гамма-астрономия, синхротронное излучение* и т. п. Ниже рассматривается Г.-и. возбуждённых атомных ядер.

Спектр Г.-и. Возникает Г.-и. в результате спонтанного радиац. перехода ядра из нач. состояния с энергией ϵ_n в конечное состояние с энергией ϵ_f ($\epsilon_n > \epsilon_f$). Т. к. ядро обладает дискретным набором энергетич. состояний, то спектр Г.-и. линейчатый. В отличие от оптич. диапазона, его представляют в виде распределения γ -квантов по энергиям.

В действительности энергетич. спектр ядра делится на дискретную и непрерывную области. В области дискретного спектра расстояния между уровнями ядра существенно больше энергетич. ширины Γ уровня,



определяемой временем жизни ядра τ в этом состоянии: $\Gamma = \hbar/\tau$; τ фиксирует скорость γ -распада возбуждённого ядра: $N(t) = N_0 \exp(-t/\tau)$. Эта область γ -переходов простирается от осн. уровня до энергии возбуждения, при к-рой становится возможным испускание ядром нуклонов или α -частицы (либо др. ядерный процесс распада, например *деление ядер*). Выше этого порога

Рис. 1. Схема распада $^{130}\text{J} \rightarrow ^{130}\text{Xe}$; наклонные стрелки — β -переходы, прямые — γ -переходы; слева — спин и чётность уровней (I^π).

начинается область непрерывного энергетич. спектра ядерных состояний. Величина порога варьируется от ядра к ядру (например, энергия отрыва нейтрона для ^9Be 1,665 МэВ, для ^{12}C 18,721 МэВ), но она < 20 МэВ даже в случае лёгких ядер (рис. 1).

В результате конкуренции ядерных процессов распада, напр. испускания нуклонов, α -частиц, спектр Г.-и. ядер ограничен областью $\hbar\omega \leq 20$ МэВ. Т. о., реализуется ситуация, когда радиус ядра $R(10^{-13} - 10^{-12}$ см) не превосходит длину волны ($\lambda > 10^{-12}$ см испускаемого ядром γ -кванта: $R/\lambda \ll 1$ (условие длинноволновости Г.-и.). В этом случае вероятность γ -перехода и характеристики Г.-и. существенно зависят от квантовых характеристик начального и конечного ядерных состояний — энергии, спина ядра I и пространственной чётности π его волновых ф-ций. В случае ядер с чётным числом A нуклонов спин $I=0, 1, 2, 3, \dots$; для ядер с нечётным A спин $I=1/2; 3/2; 5/2$ (спин нуклона $1/2$).

Законы сохранения при Г.-и. ядер. В силу закона сохранения энергии $\hbar\omega = \epsilon_n - \epsilon_f$ с точностью до эффекта отдачи, к-рую испытывает ядро при испускании кванта импульсом $\hbar k$. Учёт эффекта отдачи необходим в случае процессов резонансного рассеяния или по-

глощения γ -квантов ядрами (см. *Мёссбауэра эффект*), здесь отдачей пренебрегаем.

Для изолированной системы момент кол-ва движения (угл. момент) — сохраняющаяся величина (интеграл движения). При переходе ядра из состояния ϵ_n со спином I_n в состояние ϵ_f со спином I_f излучаемый квант уносит угл. момент (в единицах \hbar), равный векторной разности $L = I_n - I_f$. Абс. величина L ограничена неравенствами («правило треугольника»):

$$|I_n + I_f| \geq L \geq |I_n - I_f|. \quad (1)$$

Согласно правилам квантования, L может принимать допустимые этими неравенствами значения, отличающиеся друг от друга на 1. Для фотона L — целое число, причём значение $L=0$ строго запрещено (следствие поперечности эл.-магн. волн). При фиксированном L волновая ф-ция фотона может иметь разную чётность π_γ . Если $\pi_\gamma = (-1)^L$, то говорят об излучении электр. типа (EL); если же $\pi_\gamma = (-1)^{L+1}$, то излучения наз. магнитным (ML). Число $2L$ наз. мультипольностью Г.-и. Наимизие мультиполи имеют собств. наименования: $E1, M1$ — электр. и магн. диполи; $E2, M2$ — электр. и магн. квадруполь; $E3, M3$ — электр. и магн. октуполь (см. *Мультипольное излучение*; рис. 1). Чётность ядерной волновой ф-ции при эл.-магн. переходе с испусканием γ -кванта меняется в соответствии с равенством, выражающим закон сохранения чётности:

$$\pi_f = \pi_n \pi_\gamma, \quad (2)$$

где π_n — чётность начального состояния, π_f — конечного. Состояние ядра принято обозначать символом I^π .

Вероятность Г.-и. W зависит от начального и конечного ядерных состояний — от разности энергии и мультипольности γ -перехода. В большинстве случаев Г.-и. ядер имеет малые L ($E1, M1, E2$). Оно происходит за время $\sim 10^{-8} - 10^{-15}$ с в зависимости от $\hbar\omega$. В общем случае при $R/\lambda \ll 1$:

$$W \sim (R/\lambda)^{2L+1} \quad (3)$$

и, как правило, сравнимы вероятности $EL+1$ и ML . Правила отбора по угл. моменту и пространственной чётности допускают Г.-и. смешанной мультипольности. Напр., при $I_n^\pi = 2^+, I_f^\pi = 1^+$ возможна суперпозиция ($M1 + E2 + M3$).

Вероятность $2L$ -польного перехода в единицу времени можно записать в виде

$$W(\Delta L) = 8\pi \frac{L+1}{L!(2L+1)!} \cdot \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c}\right)^{2L+1} B(\Delta L). \quad (4)$$

Здесь Δ указывает тип излучения ($\Delta = E, M$), $B(\Delta L)$ для электр. переходов пропорц. R^{2L} , для магнитных — $R^{2L}(v/c)^2$, где v — ср. скорость нуклонов в ядре. При этом, однако, B может существенно различаться для переходов одной и той же мультипольности вследствие структурных особенностей начальных и конечных состояний ядра. Чтобы выявить структурное подавление или усиление вероятности γ -перехода, удобно вместо $B(\Delta L)$ рассматривать отношение $F(\Delta L) = B(\Delta L)/B_0(\Delta L)$, где B_0 — масштабный фактор, определяемый выражением

$$B_0 = (2L+1) \frac{e^2}{4\pi} \left(\frac{3}{3+L}\right)^2 R^{2L} \times \left. \begin{matrix} 1 \text{ для } EL; \\ 10 \left(\frac{\hbar}{mc k}\right)^2 \text{ для } ML. \end{matrix} \right\} \quad (5)$$

Здесь m — масса нуклона; радиус ядра R обычно принимается равным $1,2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, а $A \gg 1$ (рис. 2).

Если $F > 1$, то говорят об усилении (ускорении) перехода, если $F < 1$ — о подавлении (замедлении, торможении) перехода. Усиление или подавление γ -переходов может быть большим (напр., усиление