

~10—10³ переходов E2 для ядер с 150 < A < 190 и A ≥ 220). Иногда это обусловлено несферичной формой ядер (см. Деформированные ядра) и коллективным характером уровней (см. Коллективные возбуждения ядер).

Сильная зависимость вероятности γ-перехода ядра от ħω и L обуславливает явление изомерии, состоя-

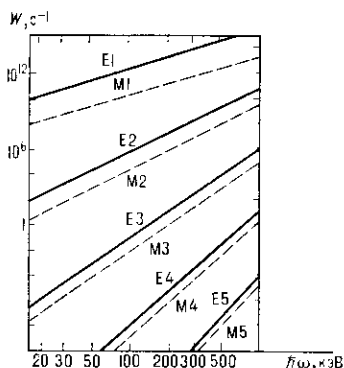


Рис. 2. Зависимость вероятности W гамма-излучения от энергии ħω и мультипольности L перехода.

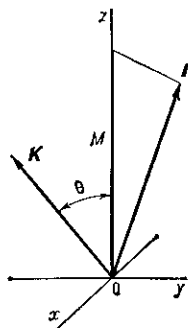


Рис. 3. Схема квантования вектора углового момента ядра на выделенную в пространстве ось оз, в направлении к-рой ориентируется или поляризуется спин ядра I.

щее в том, что возбуждённое атомное ядро может иметь сравнительно большое время жизни τ ~ 10⁻⁹ с (см. Изомерия ядерная). Явление изомерии ядер, как правило, возникает, когда L ≥ 3, а энергия перехода мала (ħω ≤ 1 МэВ).

В случае низкоэнергетич. переходов высокой мультипольности возрастает вероятность передачи энергии возбуждения ядра электрону (см. Конверсия внутренняя). Для таких переходов коэф. внутр. конверсии (отношение вероятностей внутр. конверсии и испускания γ-кванта) может быть ≫ 1.

Г.-и. ориентированных ядер. Измерение угл. распределения γ-квантов, испускаемых поляризованными и выстроенными ядрами, позволяет получить данные о мультипольности переходов, а также о спинах и чётностях ядерных состояний. В силу квантования углового момента проекция M спина ядра I на выделенную в пространстве ось квантования оз пробегает значения от M = -1 до M = +1 с шагом ΔM = 1 (рис. 3). Если спины ядер ориентированы хаотично, то M распределены равномерно. Воздействуя на возбуждённое ядро внеш. магн. или электр. полями (к-рые фиксируют ось оз), можно создать неравномерное распределение ядер по проекциям M спинов (см. Ориентированные ядра). Это распределение a_M(I) в случае осевой симметрии можно характеризовать т. н. ориентац. параметрами f_Q(I):

$$f_0(I) = \sum_{M=-I}^{M=+I} a_M(I) \equiv 1,$$

$$f_1(I) = \frac{1}{I} \sum_{M=-I}^{M=+I} M a_M(I),$$

$$f_2(I) = \frac{1}{I^2} \sum_{M=-I}^{M=+I} M^2 a_M(I)$$

и т. д., где Q ≤ 2I. Нечётные Q (1, 3, 5, ...) характеризуют поляризацию ядер, чётные (2, 4, 6, ...) определяют степень выстроенности спинов ядра. Если начальное и конечное состояния системы имеют одинаковые чётности (т. е. если чётность в ядерных взаимодействиях сохраняется), то излучаемые ориентиро-

ванными ядрами относительно оси оз γ-кванты имеют угл. распределение, в к-рое входят только чётные Q:

$$W(\vartheta) = 1 + \sum_{Q=2, 4, \dots} b_Q f_Q(I_n) P_Q(\cos \vartheta). \quad (7)$$

Здесь ϑ — угол относительно оси оз, P_Q(cos ϑ) — полином Лежандра ранга Q, величины b_Q зависят от спинного начального (I_n) и конечного (I_f) состояний и мультипольности перехода L. Циркулярно поляризов. Г.-и. возникает, если в исходном ядерном состоянии отличен от 0, по крайней мере, один из параметров f_Q с чётным Q (f₁, f₃, ...), т. е. если есть поляризация.

Эффект несохранения пространственной чётности в ядерных взаимодействиях вносит поправку в эту картину: даже в случае неполяризов. ядер (все нечётные параметры f₁, f₃, ... равны 0) Г.-и. оказывается циркулярно поляризованным. В угловое же распределение входят также нечётные f_Q. Напр., если только f₁ ≠ 0, то W(ϑ) = 1 + α f₁ cos ϑ. Этот факт используется при исследовании эффектов несохранения чётности в ядерных силах (примеси слабых взаимодействий).

Прохождение Г.-и. через вещество. Наблюдение γ-квантов происходит в волновой зоне, т. е. на расстояниях r от излучающего ядра, существенно превышающих длину волны λ: λ/r ≪ 1, поэтому проходящее в малый телесный угол Г.-и. можно рассматривать как плоскую волну с частотой ω, волновым вектором k и интенсивностью I или как параллельный пучок квантов с энергией ħω, импульсом ħk, интенсивностью I, задающей число квантов, пересекающих в единицу времени единичную площадку, перпендикулярную к импульсу кванта ħk.

При прохождении Г.-и. через вещество происходит выбывание квантов из потока в результате взаимодействия с электронами и ядрами. Интенсивность пучка I уменьшается с увеличением толщины x по закону:

$$I(x) = I_0 \exp(-\mu x). \quad (8)$$

Здесь I₀ — интенсивность падающего на вещество потока фотонов, μ — коэф. поглощения Г.-и. В формировании μ определяющую роль играют 3 процесса: фотоэффект на электронной оболочке атома; комптоновское рассеяние квантов «свободными» электронами; рождение электрон-позитронной пары в электростатич. поле атомного ядра (при ħω ≥ 2m_ec², m_e — масса электрона). Если N — число атомов в 1 см³ среды, σ_i —

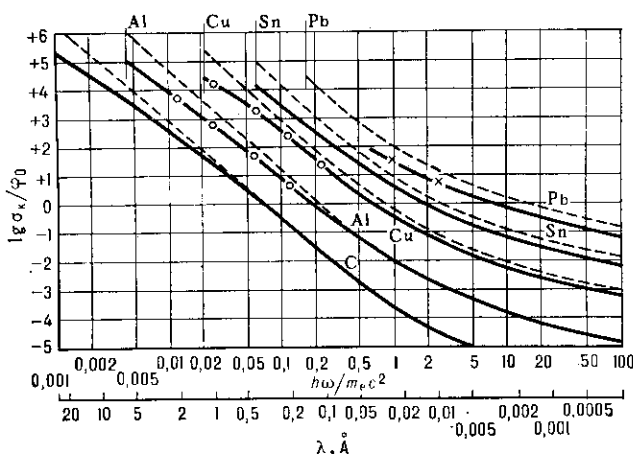


Рис. 4. Сечение фотоионизации заполненной K-оболочки атомов (учтён вклад двух электронов) в зависимости от энергии γ-кванта; лунитир — сечение, полученное в борновском приближении:

$$\sigma_K = \varphi_0 \cdot 4 V^2 \frac{Z^5}{(137)^4} \left(\frac{m_e c^2}{\hbar \omega} \right)^{7/2}.$$