

прохождения $D(\xi)$. В α -распаде $D(\xi)$ определяет связь между временем жизни α -радиоактивного ядра и скоростью α -частиц.

Лит. см. при ст. Ядро атомное, Альфа-распад.

КУЛОНОВСКИЙ ДОГАРИФМ (L_K) — безразмерный параметр плазмы, показывающий, во сколько раз полное сечение рассеяния $\sigma_{\text{полн}}$, определяемое в осн. рассеянием на малые углы, т. е. за счёт дальнего действия кулоновских сил, больше сечения σ_{\perp} ближнего взаимодействия: $\sigma_{\text{полн}} = L_K \sigma_{\perp}$. К. л. $L_K = \ln r_D / \rho_{\perp}$, где r_D — дебаевский радиус экранирования, ρ_{\perp} — прицельный параметр ближнего взаимодействия. Для обычной газоразрядной плазмы $L_K \approx 10-15$, т. е. роль далёких соударений более существенна, хотя при каждом таком соударении импульс и энергия частицы меняются мало. Подробнее см. ст. Плазма и лит. при ней. С. С. Моисеев.

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДРА — возбуждение сталкивающихся ядер, вызываемое эл.-магн. взаимодействием между ними. К. в. я. осуществляется даже при больших (относительно размеров ядра) расстояниях между ядрами. Сечение К. в. я. путём электрич. перехода с мультипольностью L , вычисленное в квазиклассическом приближении в 1-м порядке теории возмущений, т. е. в предположении, что это сечение много меньше сечения резерфордского рассеяния, имеет вид

$$\sigma(EL) = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_i}\right)^2 \cdot a^{-2L+2} \cdot B(EL)_{i \rightarrow f} f_{EL}(\xi, \eta). \quad (1)$$

Здесь $B(EL)$ — приведённая вероятность электрического EL -перехода из осн. состояния (i) ядра в возбуждённое (f); $2a$ — наим. расстояние при лобовом столкновении частиц:

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v_i v_j}, \quad (2)$$

где Z_1, Z_2 — ат. номера налетающей частицы и ядра мишени, v_i, v_j — скорости налетающей частицы до и после столкновения, m_0 — приведённая масса сталкивающихся частиц; $f_{EL}(\xi, \eta)$ — ф-ция безразмерных параметров ξ и η :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_i}; \quad \eta_f = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_f}; \quad \xi = \eta_f - \eta_i. \quad (3)$$

Величина η_i характеризует возможность квазиклассич. описания движения ядер. Оно возможно для достаточно больших значений η . В большинстве случаев $\eta_i \gg 5$; но уже при $\eta_i = 5$ ошибка в значении f_{E2} , вычисленного квазиклассически, $\leq 2\%$. Ф-ция f_E резко зависит от ξ — при изменении ξ от 0 до 1,5 величина f_{E2} уменьшается $\sim 10^3$ раз [1]. Если энергия возбуждённого уровня $\Delta \mathcal{E}$ много меньше энергии \mathcal{E} , передаваемой при столкновении, то выражение для ξ приобретает вид

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_i} \cdot \frac{\Delta \mathcal{E}}{\mathcal{E}}. \quad (4)$$

Сечение $\sigma(EL)$ уменьшается примерно на 2 порядка при увеличении L на 1. Эксперим. значения $B(EL)$ для $\Delta \mathcal{E} < 3$ МэВ меньше теоретических в 10^3-10^6 раз. Поэтому К. в. я. путём дипольных переходов на опыте не наблюдаются. Измеренные $B(E2)$ больше теоретической (одночастичной) оценки, что указывает на коллективные возбуждения ядра. Измерения $B(E3)$ и $B(E4)$ показали, что иногда они также на 2 порядка больше теоретических [2]. Для магн. переходов сечения К. в. я. в $(v/c)^2$ раз меньше сечений электрич. переходов той же мультипольности (на опыте не наблюдались).

Сечения К. в. я. измеряются регистрацией неупруго рассеянных бомбардирующих частиц или γ -квантов, испускаемых возбуждённым ядром. Реже, в случае возбуждения тяжёлых ядер и малых $\Delta \mathcal{E}$, вместо γ -квантов детектировались конверсионные электроны (см. Конверсия внутренняя). В случае γ -квантов применя-

ются толстые мишени и полупроводниковые детекторы [напр., Ge (Li)], обладающие высокими эффективностью регистрации γ -квантов и энергетич. разрешением.]

Использование тяжёлых налетающих ионов [3, 4] даёт возможность изучить К. в. я., уровни к-рых характеризуются большими $\Delta \mathcal{E}$ или малыми $B(E2)$, а также лёгкие ядра [5]. В нек-рых случаях возбуждаются уровни ядер самих бомбардирующих тяжёлых ионов, напр. первые возбуждённые состояния ионов ^{20}Ne , ^{21}Ne и ^{22}Ne . Правильная интерпретация экспериментов с тяжёлыми ионами, основанная на применении ур-ния (1), возможна, если вероятность К. в. я. (пропорциональная Z_1^2) остаётся достаточно малой.

Изучение углового распределения и поляризации γ -лучей, испускаемых при К. в. я., даёт сведения о спинах и чётности состояний, характере и коэф. смеси испускаемого излучения в случае смешанного перехода (определяются величина и знак δ , где δ^2 — отношение интенсивностей $E2$ -перехода и магн. $M1$ -перехода). Зная δ и $B(E2)$, можно получить значения $B(M1)$ для смешанных переходов. Др. возможность определения $B(M1)$ заключается в измерении полного времени жизни состояний (напр., по измерению ослабления доплеровского смещения γ -излучения [6]).

При больших значениях вероятности К. в. я. возможны дву- и многократные процессы возбуждения. Учёт 2-го порядка в теории возмущений позволил оценить вероятность возбуждения триплетных состояний $0^+, 2^+$ и 4^+ (I^π , где I — полный угловой момент, π — чётность), связанных с двухфононным возбуждением в чётно-чётных ядрах [7], и уточнить вероятность возбуждения 2^+ -состояния. При этом наряду с прямым возбуждением учитывается и двухступенчатое, т. е. переход из осн. состояния ядра в один из m магн. подуровней уровня 2^+ и последующий переход его в др. подуровень. Измерения вероятности возбуждения состояния 2^+ позволяют наряду с $B(E2)$ определить знак и величину матричного элемента $\langle 2 || M(E2) || 2 \rangle$ -перехода и связанного с ним статич. квадрупольного момента ядра $Q(2^+)$ [8].

Вероятность К. в. я. с помощью тяжёлых, ускоренных до большой энергии (≥ 5 МэВ) частиц резко растёт с их энергией Z_1 , и создаются условия для осуществления многократного кулоновского возбуждения высокоспиновых состояний ядер. Если вероятности возбуждения, вычисленные в 1-м порядке теории возмущений, $\gg 1$, то квазиклассич. теория неприменима [10]. Методом многократного К. в. я. удалось возбудить высокоспиновые состояния в ряде ядер и определить энергии состояний и значения $B(E2)$ для переходов между высокоспиновыми состояниями; в частности, в ^{238}U возбуждено состояние со спином $I=30$ [9, 10]. Пример многократного К. в. я. — кулоновское деление ядра ^{238}U при столкновении с ядрами ^{184}W , ускоренными до 5–5,5 МэВ/нуклон [11].

Лит.: 1) Альдер К. и др., Изучение структуры ядра при кулоновском возбуждении ионами, в кн.: Деформация атомных ядер, пер. с англ. М., 1958, с. 9; 2) Diamond R. M., E2 static moments and E2, E4 transition moments by Coulomb excitation, «J. Phys. Soc. Jap.», 1973, v. 34, Suppl., p. 118; 3) Гринберг А. П., Лемберг И. Х., О кулоновском возбуждении ядер тяжёлыми ионами, «ЖЭТФ», 1956, т. 30, с. 807; 4) Андреев Д. С. и др., Исследование кулоновского возбуждения ядерных уровней при помощи ускоренных многозарядных ионов, «Изв. АН СССР. Сер. физич.», 1961, т. 25, с. 832; 5) Андреев Д. С., Ерохина К. И., Лемберг И. Х., Кулоновское возбуждение ядра Ne^{21} , там же, 1960, т. 24, с. 1478; 6) Лемберг И. Х., Пастернак А. А., Атенуация доплеровского смещения энергии α -лучей, там же, 1974, т. 38, с. 1600; 7) Гангрек И. У., Лемберг И. Х., Кулоновское возбуждение вторых уровней чётно-чётных ядер, там же, 1962, т. 26, с. 1001; 8) Девоегетт J., Eichler J., The reorientation effect, «Adv. Nucl. Phys.», 1968, v. 1, p. 1; 9) Овер Н. и др., Structure of high-spin states in ^{232}Th , ^{234}U and ^{238}U , «Nucl. Phys.», 1962, v. A 388, p. 421; 10) Винтер А., де Воетт J., A computer program for multiple Coulomb excitation, в кн.: Coulomb excitation, N. Y.—L., 1966, p. 303; 11) Баске Н. и др., Direct observation of Coulomb fission of ^{238}U with ^{184}W projectiles, «Phys. Rev. Lett.», 1979, v. 43, p. 1077.

А. П. Гринберг, И. Х. Лемберг.