

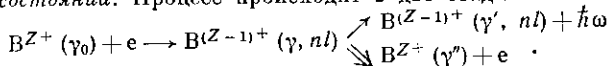
тельны к свету,  $\alpha$ -частицам,  $\gamma$ -излучению, высокоэнергетичным малозарядным частицам. Д. д. обеспечивают возможность регистрации заряж. частиц при высоких и низких темп-рах, в химически агрессивных средах, при высоких давлениях, ударных нагрузках и в высоком вакууме. Д. д., покрытые слоем  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ , применяются для регистрации тепловых и быстрых нейтронов по осколкам деления. В состав Д. д. могут быть введены любые необходимые элементы от Li до U.

Основные применения Д. д.: регистрация факта прохождения частицы (регистрация осколков деления, измерение потоков нейтронов, дозиметрия, радиография и др.); использование высокого пространств. разрешения при исследовании деления ядер на 3 и более осколков и измерении времён жизни составных ядер методом «тепей»; определение Z и A релятивистских ядер по изменению скорости травления вдоль следа.

С помощью Д. д. были идентифицированы трансурановые элементы от  $A=103$  до  $A=107$ , открыты явления запаздывающего деления ядер из изомерных состояний, деления ядер на 3 осколка, в космических лучах обнаружены ядра тяжелее Fe.

Лит.: Флеров Г. Н., Берзина И. Г., Радиография минералов, горных пород и руд, М., 1979; Гангский И. Ю. П., Марков Б. Н., Перельгин В. П., Регистрация и спектрометрия осколков деления, М., 1981; Флейшер Р. Л., Прайс П. Б., Уокер Р. М., Трени заряженных частиц в твёрдых телах. Принципы и приложения, пер. с англ., ч. 1—3, М., 1981.

**ДИЭЛЕКТРОННАЯ РЕКОМБИНАЦИЯ** — процесс рекомбинации ионов и электронов в плазме, связанный с образованием промежуточных автоионизационных состояний. Процесс происходит в две стадии:



На первой — падающий электрон (e) возбуждает рекомбинирующий ион  $\text{BZ}^+ (\gamma_0)$  ( $Z$  — кратность иона,  $\gamma_0$  — набор квантовых чисел его нач. состояния,  $n, l$  — квантовые числа присоединённого электрона) и образуется промежуточное автоионизационное состояние иона  $\text{B}^{(Z-1)+}$  с кратностью на единицу меньше и квантовыми числами  $\gamma, nl$ . На второй стадии происходит распад автоионизационного состояния. Если в результате распада излучается фотон с энергией  $\hbar\omega$  и получается обычное стационарное состояние иона  $\gamma', nl$  (показано одинарной стрелкой), то произошла рекомбинация, если же в результате распада получится снова свободный электрон и ион  $\text{BZ}^+$  в состоянии  $\gamma''$  (показано двойной стрелкой), то произошло резонансное рассеяние (упругое, если  $\gamma_0 = \gamma'$ , и неупругое в противном случае).

Впервые на важность процесса Д. р. было указано А. Бёрджессом [1, 2]. Д. р. играет определяющую роль в ионизационном равновесии многозарядных ионов в горячей разреженной плазме ряда астрофиз. объектов (короны звёзд, остатки вспышек сверхновых и др.) и лаб. установок (типа «Токамак», «Стелларатор» и др.).

Д. р. имеет след. осн. особенности. 1) Так же, как и для фоторекомбинации, число актов Д. р. в единицу времени в единице объёма  $N$  пропорц. плотности рекомбинирующих ионов  $N_Z$  и первой степени электронной плотности  $N_e$  (в отличие от трёхчастичной рекомбинации, пропорц.  $N_e^2$ ):  $N = N_Z \cdot N_e \cdot \kappa_d$ , где  $\kappa_d$  — скорость Д. р. 2) Процесс Д. р. связан с возбуждением электронов рекомбинирующего иона, поэтому Д. р. принципиально невозможно для голых ядер. Т. к. обычно потенциал возбуждения существенно больше  $kT$  ( $T$  — темп-ра плазмы), то число максвелловских электронов с энергией больше потенциала возбуждения мало и скорость Д. р. экспоненциально зависит от  $T$ . 3) Осн. вклад в Д. р. дают, как правило, состояния с большими квантовыми числами ( $n, l$ ). Эти состояния легко разрушаются столкновениями с заряж. частицами, полем внеш. излучения и др. факторами, поэтому скорость Д. р. имеет значительно более сильную зависимость от параметров плазмы, чем, напр., скорость фо-

торекомбинации. 4) Излучаемые в процессе Д. р. кванты  $\hbar\omega$  имеют строго определённые значения энергии, равные энергии перехода  $(\gamma, nl) \rightarrow (\gamma', nl)$  в ионе  $\text{B}^{(Z-1)+}$ . Соответствующие им спектральные линии наз. диэлектронными сателлитами.

Гл. трудность в расчёте скорости Д. р. состоит в необходимости учёта большого числа промежуточных состояний. Для приложений скорость Д. р. обычно аппроксимируют выражением:

$$\kappa_d = 10^{-13} B \beta^{1/2} e^{-\beta X} \text{ см}^3/\text{с}; \quad \beta = \frac{(Z+1)^2 Ry}{kT}$$

Параметры  $B$  и  $\chi$ , вообще говоря, должны рассчитываться индивидуально для каждого иона,  $Ry = 13,6 \text{ эВ}$  — единица Ридберга для энергии. Подробная теория Д. р., включая ф-лы для расчёта параметров  $B, \chi$  и их значения для нек-рых типов ионов, приведена в [2]. Часто используют полупырич. ф-лу:

$$B = 480 f_{\gamma_0 \gamma'} \left( \frac{Ze}{Z^2 + 13,4} \right)^{1/2} [1 + 0,105 (Z+1) \chi + 0,015 (Z+1)^2 \chi^2]^{-1};$$

$$\varepsilon = \frac{E_{\gamma_0 \gamma'}}{(Z+1)^2 Ry}; \quad \chi = \varepsilon \cdot \left[ 1 + 0,015 \frac{Z^2}{(Z+1)^2} \right]^{-1},$$

где  $E_{\gamma_0 \gamma'}$ ,  $f_{\gamma_0 \gamma'}$  — соответственно энергия и сила осциллятора перехода  $\gamma_0 \rightarrow \gamma'$ .

Лит.: 1) Burgess A., A general formula for the estimation of dielectronic recombination coefficients in low density plasmas, «Astrophys. J.», 1965, v. 141, p. 1588; 2) Burgess A., Dielectronic recombination and the temperature of the solar corona, «Astrophys. J.», 1964, v. 139, p. 776; 3) Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979. И. Л. Вейман.

**ДЛИНА ВОЛНЫ** — пространственный период волны, т. е. расстояние между двумя ближайшими точками гармонич. бегущей волны, находящимися в одинаковой фазе колебаний, или удвоенное расстояние между двумя ближайшими узлами или пучностями стоячей волны. Д. в.  $\lambda$  связана с периодом колебания  $T$  и фазовой скоростью  $v_\phi$  распространения волны в данном направлении соотношением:  $\lambda = v_\phi T$ .

**ДЛИНА РАССЕЯНИЯ** — величина, характеризующая поведение амплитуды упругого рассеяния частиц при малых энергиях (импульсах). Введена Э. Ферми (E. Fermi). Для короткодействующих потенциалов амплитуда  $f_l$  рассеяния бесспиновых частиц в состоянии с орбитальным моментом  $l$  при

$$p \ll \frac{\hbar}{r_0} \quad (1)$$

( $p$  — импульс частиц,  $r_0$  — характерный размер области взаимодействия) имеет вид:

$$f_l = -a_l p^{2l}. \quad (2)$$

Вещественная константа  $a_l$  наз. Д. р. Если выполняется условие (1), то осн. роль играет рассеяние в состоянии с  $l=0$  ( $S$ -волна) и для амплитуды имеем:

$$f \Big|_{k \rightarrow 0} = \frac{1}{k \text{ ctg } \delta - ik} \Big|_{k \rightarrow 0} = -a, \quad (3)$$

где  $\delta$  и  $a$  — фаза и длина  $S$ -рассеяния,  $k = p/\hbar$  — волновое число. Т. о.,

$$k \text{ ctg } \delta \Big|_{k \rightarrow 0} = -\frac{1}{a}. \quad (4)$$

Дифференц. сечение рассеяния определяется в области малых энергий длиной рассеяния:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{k \rightarrow 0} = a^2. \quad (5)$$

Соотношение (4) представляет собой первый член разложения по  $k^2$  величины  $k \text{ ctg } \delta$ . След. член характеризуется эффективными радиусом рассеяния. Длина  $S$ -рассеяния зависит от полного спина и полного изотопического спина рассеиваемых частиц. Если система рассеиваемых частиц обладает уровнем с малой энергией связи, то Д. р. связана с энергией связи  $\mathcal{E}_{\text{св}}$  соотношением (ф-ла Вигнера):

$$\frac{\hbar}{a} = \sqrt{2\mu \mathcal{E}_{\text{св}}}. \quad (6) \quad 703$$