

вание кулоновского поля ядра атомными электронами, к-рое характеризуется параметром

$$\gamma = 100 \frac{mc^2}{\mathcal{E}} \cdot \frac{\mathcal{E}'}{\mathcal{E} - \mathcal{E}'} \cdot Z^{-1/2},$$

где  $m$  — масса электрона. При  $\gamma \gg 1$  экранирование отсутствует, тогда

$$\Phi_1 = \ln \left( \frac{2\mathcal{E}}{mc^2} \cdot \frac{\mathcal{E} - \mathcal{E}'}{\mathcal{E}'} \right) - \frac{1}{2}; \quad \Phi_2 = -\frac{2}{3} \Phi_1.$$

Когда  $\gamma = 0$ , имеет место полное экранирование, при к-ром

$$\Phi_1 = \ln(191Z^{-1/2}); \quad \Phi_2 = -\frac{2}{3} \ln(191Z^{-1/2}) + \frac{1}{9}.$$

В промежуточных случаях выражения для  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  становятся более сложными [3].

Р. п. на пути  $x$  для электрона можно определить, интегрируя выражение (1) по энергии фотона:

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right) = \int_0^{\mathcal{E}} \mathcal{E}' W_z(\mathcal{E}, \mathcal{E}') d\mathcal{E}'. \quad (2)$$

В случае  $\gamma \approx 0$  и высоких энергий  $\mathcal{E}$  получаем

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right) = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \mathcal{E} \left[ \ln(191Z^{-1/2}) + \frac{1}{8} \right].$$

При этом относит. потери энергии ( $-d\mathcal{E}/dx/\mathcal{E}$ ) являются пост. величиной для данного вещества. При малых энергиях относит. Р. п. растут логарифмически с ростом  $\mathcal{E}$ , что следует из (2):

$$-\left(\frac{d\mathcal{E}}{dx}\right) = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \mathcal{E} \left( \ln \frac{2\mathcal{E}'}{mc^2} - \frac{1}{3} \right).$$

В случае полного экранирования

$$W_e d\mathcal{E}' = \frac{1}{x_0} \frac{d\mathcal{E}'}{\mathcal{E}'},$$

где  $x_0$  — т. н. радиац. длина, определяемая выражением

$$\frac{1}{x_0} = 4n\alpha Z^2 r_0^2 \ln(191Z^{-1/2}).$$

Для вещества сложного хим. состава

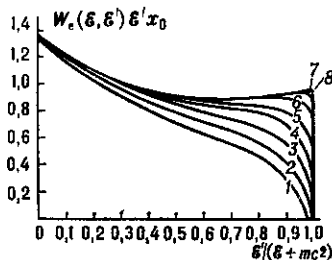
$$\frac{1}{x_0} = \sum_i f_i / x_{0i},$$

где  $x_{0i}$  — радиац. длина  $i$ -го компонента,  $f_i$  — его относит. вес. Выражение для относит. Р. п. электрона на радиационной единице длины имеет вид  $(1/\mathcal{E})(d\mathcal{E}/dx) = 1$ . Интегрирование этого выражения даёт величину энергии электрона после прохождения слоя вещества толщиной  $x$  (в радиац. единицах длины):

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \exp(-x).$$

Энергетич. спектр фотонов тормозного излучения непрерывен (рис.). Число фотонов уменьшается с

Дифференциальное сечение радиационного торможения электронов в РБ при  $\mathcal{E}'/mc^2 = 10^1(1), 2 \cdot 10^1(2), 4 \cdot 10^1(3), 10^2(4), 2 \cdot 10^2(5), 10^3(6), 10^4(7), -\infty(8)$ .



ростом энергии фотона. Макс. энергия фотона равна энергии электрона. Угл. распределение тормозных фотонов имеет максимум в направлении движения электрона. Ср. угол испускания тормозных фотонов определяется выражением

$$\bar{\theta} \approx \frac{mc^2}{\mathcal{E}} \ln \frac{\mathcal{E}}{mc^2}.$$

При торможении электронов в монокристаллах Р. п. могут зависеть от направления движения электрона относительно кристаллографич. осей. При определ. условиях имеют место когерентное тормозное излучение и излучение канализированных частиц. Энергетич. спектр тормозных фотонов при этом отличен от спектра, возникающего при торможении электронов в аморфном веществе [5].

К Р. п. можно отнести также потери за счёт Черенкова — Вавилова излучения, испускаемого заряж. частицами, движущимися в веществе со скоростями, превышающими фазовую скорость света в данной среде, и за счёт т. н. переходного излучения, испускаемого заряж. частицей при пересечении границы раздела сред, имеющих разные значения диэлектрич. проницаемостей.

Движение электронов в вакууме может также сопровождаться Р. п. энергии, если они движутся в магн. поле [6]. Эти потери энергии неизбежны в циклич. синхротронах (см. Синхротронное излучение).

Лит.: 1) Ферми Э., Ядерная физика, пер. с англ., М., 1951; 2) Гайтлер В., Квантовая теория излучения, пер. с англ., М., 1956; 3) Веленький С. З., Лавинные процессы в космических лучах, М.—Л., 1948; 4) Россси В., Частицы больших энергий, пер. с англ., М., 1955; 5) Review of particle properties, «Phys. Lett.», 1988, в. В 204; 6) Базылев В. А., Жваго Н. К., Излучение быстрых частиц в веществе и во внешних полях, М., 1987.

А. С. Белоусов.

**РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ** — ядерная реакция, в к-рой налетающая частица захватывается ядром-мишенью, а энергия возбуждения образующегося составного ядра излучается в виде  $\gamma$ -квантов (иногда — конверсионных электронов; см. Конверсия внутренняя). Р. з. — преобладающий процесс взаимодействия с ядрами для нейтронов, для др. частиц он играет существенно меньшую роль.

Р. з. медленных нейтронов с энергией  $\mathcal{E}$  в осн. идёт через резонансное образование состояний составного (компаунд) ядра при  $l = 0$  (см. Нейтронная спектроскопия). Сечение Р. з.  $\sigma_\gamma$  описывается Брейта — Вигнера формулой

$$\sigma_\gamma = \pi \left( \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \frac{g\Gamma_n\Gamma_\gamma}{(\mathcal{E} - \mathcal{E}_0)^2 + \Gamma^2/4}. \quad (1)$$

Здесь  $\Gamma$  — полная ширина нейтронного резонанса,  $\Gamma_n, \Gamma_\gamma$  — нейтронная и радиац. ширины нейтронного резонанса,  $\mathcal{E}_0$  — кинетич. энергия нейтрона в максимуме резонанса,  $\lambda$  — длина волны нейтрона,  $g$  — т. н. спиновый фактор, зависящий от спиновых состояний исходного и составного ядер. Для тепловых нейтронов Р. з. обусловлен вкладом ближайших состояний составного ядра, в т. ч. состояний с энергией меньше энергии связи нейтрона. Сечение Р. з. тепловых нейтронов

$$\sigma_\gamma = 6,5 \cdot 10^{-19} \mathcal{E}^{-1/2} \sum_i \left( \frac{g\Gamma_n^0 \Gamma_\gamma}{\mathcal{E}_0^2} \right)_i \text{ см}^2, \quad (2)$$

где  $\Gamma_n^0 = \Gamma_n \sqrt{1/\mathcal{E}}$ . Суммирование ведётся по всем резонансам ( $i$ ), приближение справедливо при  $|\mathcal{E}_0| \gg \mathcal{E}$ ;  $|\mathcal{E}_0| \gg \Gamma$ . Множитель  $\mathcal{E}^{-1/2}$  в (2) обусловливает т. н. закон  $1/v$  в сечении Р. з. медленных нейтронов. Для ядер, у к-рых имеется резонанс при низкой энергии нейтронов ( $\mathcal{E} \lesssim 0,3$  эВ), сечение велико и достигает  $10^4$ – $10^6$  барн (напр., у  $^{135}\text{Cd}$   $2 \cdot 10^4$ , у  $^{157}\text{Gd}$   $2,5 \cdot 10^6$ ).

Для Р. з. быстрых нейтронов становятся существенными нейтроны с  $l \geq 1$ . Однако усреднённое сечение убывает с ростом энергии  $\mathcal{E}$  за счёт уменьшения  $\lambda$ .