Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 6

ФИЗИКА

И. С. ШАПИРО и Ю. В. ОРЛОВ

ВНУТРЕННЕЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ 0—0-ПЕРЕХОДЕ ЯДРА

(Представлено академиком Д. В. Скобельцыным 18 I 1955)

При 0—0-переходе момент количества движения ядра в основном и возбужденном состояниях равен нулю, поэтому испускание одного кванта абсолютно запрещено. При этом, однако, возможны переходы с эмиссией нескольких квантов, эмиссией одного кванта и испусканием конверсионного электрона, с испусканием одного или нескольких электронов или с образованием конверсионных электронно-позитронных пар ([1]). Переход с эмиссией кванта и испусканием конверсионного электрона может осуществляться двумя путями. Квант может испускаться как самим ядром, так и конверсионным электроном (внутреннее тормозное излучение). 0—0-переход с эмиссией 2 квантов ядром, а также с испусканием 2 конверсионных электронов рассмотрен в работе ([2]).

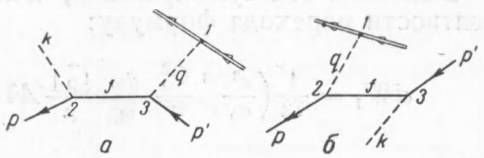


Рис. 1

Представляет интерес выяснить, какую роль играет 0—0-переход, при котором γ-кванты непрерывного спектра (верхняя граница спектра равна полной энергии перехода ядра E) испускаются конверсионным атомным электроном. В данной работе определена относительная вероятность 0—0-перехода ядра с эмиссией кванта конверсионным электроном, выбитым с K-оболочки.

Взаимодействие электрона с возбужденным ядром при 0—0-переходе является чисто кулоновским. Рассматриваемый процесс может быть иллюстрирован двумя диаграммами (рис. 1*а* и *б*), где k, q, f, p' и p — соответственно, 4-импульсы испущенного кванта, виртуального электрона и реального электрона в начальном и конечном состояниях, а двойная линия — мировая линия какого-либо из протонов ядра.

Приводимый ниже расчет произведен в борновском приближении, поэтому его применимость ограничена лишь легкими ядрами. Используется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$ ($\hbar$ — квантовая постоянная, c — скорость света).

Суммарный матричный элемент матрицы рассеяния имеет вид:

$$S^{(3)}_{i\to f} = \frac{e^3}{3}\left(\frac{2\pi}{a_0\omega}\right)^{3/2} Q_0\,\bar{u}(\mathbf{p})\left\{\frac{\beta(i\hat{k}+\beta\mu+\mu)\hat{e}}{\mu} + \right.$$
$$\left. + \frac{\hat{e}[i(\hat{p}+\hat{k})-\mu]\beta}{\varepsilon - |\mathbf{p}|\cos\vartheta}\right\} u(0)\,\delta(E+\mu-\varepsilon-\omega). \qquad (1)$$

Здесь a_0 — радиус K-оболочки; ω — энергия кванта; e — заряд электрона; $Q_0 = \int \Psi^*_f(R)\,\Psi_i(R)\,R^4\,dR$ (Ψ_i и Ψ_f — начальная и конечная ра-

диальные волновые функции ядра); для произвольного 4-вектора a имеем $\hat{a} = a_\nu \gamma_\nu$, где γ_ν — известные матрицы Дирака; e_ν — единичный вектор поляризации фотона с импульсом k_ν; μ — масса покоя электрона; $\mathbf{p}, \varepsilon$ — импульс и энергия электрона в конечном состоянии; $\mathbf{k}$ — импульс испущенного кванта; ϑ — угол между векторами $\mathbf{p}$ и $\mathbf{k}$; $u(\mathbf{p})$ и $u(0)$ — дираковские амплитуды электронных волн, причем $\bar{u}(\mathbf{p}) = u^*(\mathbf{p})\beta$.

Дифференциальная вероятность внутреннего тормозного излучения при 0—0-переходе дается выражением:

$$dw_1 = \frac{e^2}{144\pi^4}\left(\frac{e^2}{a_0\,\omega}\right)^3 Q_0^2 M^2\,\delta(E+\mu-\varepsilon-\omega)\,d\mathbf{p}\,d\mathbf{k}, \qquad (2)$$

где

$$M^2 = S_\gamma S_\nu S_{\nu'}\left|\bar{u}(\mathbf{p})\left\{\frac{\beta(i\hat{k}+\beta\mu+\mu)\hat{e}}{\mu}+\frac{\hat{e}\,[i(\hat{p}+\hat{k})-\mu]\beta}{\varepsilon-|\mathbf{p}|\cos\vartheta}\right\}u(0)\right|^2. \qquad (3)$$

В (3) S_ν и $S_{\nu'}$ означают суммирование по начальным и конечным спиновым состояниям электрона, S_γ — суммирование по поляризациям кванта.

Выполнив эти суммирования, получим для дифференциальной вероятности перехода формулу:

$$dW_1 = \frac{1}{72}\left(\frac{e^2}{a_0}\right)^3 \frac{Q_0^2}{\pi^4}\,\frac{d\omega}{\omega}\,\frac{|\vec{p}|}{\mu}\,A\,\delta(E+\mu-\varepsilon-\omega)\,d\varepsilon\,d\Omega_{\mathbf{k}}\,d\Omega_p, \qquad (4)$$

где

$$A = 2\frac{\omega^2}{\mu}\varepsilon + 2\omega\sqrt{\varepsilon^2-\mu^2}\left(\frac{\omega}{\mu}+1\right)\cos\vartheta - 3\mu\omega + 2\omega\varepsilon - 2\mu\varepsilon - 2\mu^2 + \\ + \frac{\mu}{\varepsilon-\sqrt{\varepsilon^2-\mu^2}\cos\vartheta}(2\varepsilon^2+2\omega^2+4\varepsilon\omega-\mu^2-\mu\omega+\mu\varepsilon) - \\ - \frac{\mu^3}{(\varepsilon-\sqrt{\varepsilon^2-\mu^2}\cos\vartheta)^2}(3\varepsilon+\mu+2\omega);$$

$d\Omega_{\mathbf{k}}$ и $d\Omega_{\mathbf{p}}$ — элементы телесного угла для векторов $\mathbf{k}$ и $\mathbf{p}$, соответственно. После интегрирования по $d\varepsilon$, $d\Omega_{\mathbf{k}}$ и $d\Omega_{\mathbf{p}}$ находим:

$$dw = \left(\frac{e^2}{a_0}\right)^3 \frac{Q_0^2}{9\pi^2}\,\frac{d\omega}{\omega}\,\frac{N}{\mu}\left[4\frac{\omega^2}{\mu}E - 4\frac{\omega^3}{\mu} + 2(2\mu-3E)\omega - 16\mu^2 + \right. \\ \left. + \frac{\mu}{N}(2E^2+2\mu^2+5\mu E-2\mu\omega)\ln\frac{E+\mu-\omega+N}{E+\mu-\omega-N}\right], \qquad (5)$$

где $N = \sqrt{\omega^2 - 2(E+\mu)\omega + 2E\mu + E^2}$.

Разделив dw на вероятность w_k безрадиационного 0—0-перехода с испусканием конверсионного электрона ([3]):

$$w_k = \frac{4}{9}\,\frac{e^4 Q_0^2}{a_0^3}(2\mu+E)^{3/2}\sqrt{E}, \qquad (6)$$

получим относительную вероятность внутреннего тормозного излучения при 0—0-переходе ядра:

$$dw_k^{(0)} = \frac{dw}{w_k} = \frac{\alpha}{4\pi^2}\,\frac{d\omega}{\omega}\,\frac{L}{\sqrt{(E+2)^3 E}}\left[4E\omega^2 - 4\omega^3 + 2(2-3E)\omega - 16 + \right. \\ \left. + \frac{2E^2+5E-2\omega+2}{L}\ln\frac{E+2-\omega+L}{E+1-\omega-L}\right]. \qquad (7)$$

В формуле (7) энергия выражена в единицах μc^2, $L = \sqrt{\omega^2 - 2(E+1)\omega + 2E + E^2}$, $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры.

Как было указано, расчет справедлив лишь для легких ядер, однако порядок величины относительной вероятности можно дать и для тяжелых ядер.

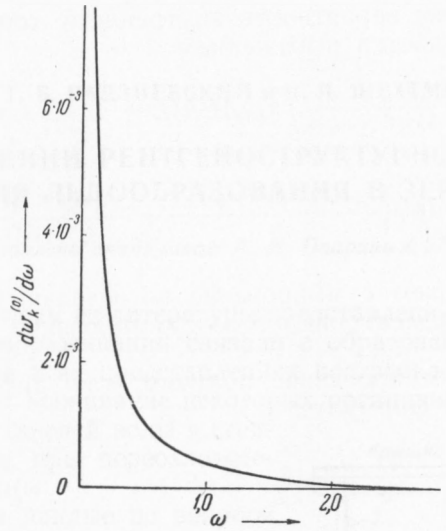


Рис. 2

На рис. 2 изображен энергетический спектр образующихся в данном процессе γ-квантов (7) для энергии $E = 1{,}414$ Мэв (энергия 0—0-перехода в RaC′). Численное интегрирование показывает, что порядок величины интегральной относительной вероятности внутреннего тормозного излучения при 0—0-переходе для RaC′ должен быть $w_k^{(0)} \approx 10^{-2}$.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Поступило
2 XI 1954

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Л. В. Грошев, И. С. Шапиро, Спектроскопия атомных ядер, М., 1952. [2] R. G. Sachs, Phys. Rev., **57**, 194 (1940). [3] А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, М., 1953.